PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Ajustement du rechargement et des mécanismes de réactivité des réacteurs CANDU pour les cycles de combustible avancés
Auteur: Author:	Emmanuel St-Aubin
Date:	2013
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	St-Aubin, E. (2013). Ajustement du rechargement et des mécanismes de réactivité des réacteurs CANDU pour les cycles de combustible avancés [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/1211/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/1211/
Directeurs de recherche: Advisors:	Guy Marleau
Programme: Program:	Génie nucléaire

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

AJUSTEMENT DU RECHARGEMENT ET DES MÉCANISMES DE RÉACTIVITÉ DES RÉACTEURS CANDU POUR LES CYCLES DE COMBUSTIBLE AVANCÉS

EMMANUEL ST-AUBIN
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR
(GÉNIE NUCLÉAIRE)
AOÛT 2013

© Emmanuel St-Aubin, 2013.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

AJUSTEMENT DU RECHARGEMENT ET DES MÉCANISMES DE RÉACTIVITÉ DES RÉACTEURS CANDU POUR LES CYCLES DE COMBUSTIBLE AVANCÉS

présentée par : ST-AUBIN Emmanuel
en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor
a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. KOCLAS Jean, Ph.D., président
M. MARLEAU Guy, Ph.D., membre et directeur de recherche
M. HÉBERT Alain, D.Ing., membre
Mme. VARIN Élisabeth, Ph.D., membre

À un jeune homme de 15 ans qui voulait devenir physicien.

REMERCIEMENTS

Mes remerciements s'adressent en tout premier lieu à mon directeur de recherche, le professeur Guy Marleau, pour la qualité et la quantité des enseignements et des conseils de toutes sortes que j'ai reçu de sa part, pour l'encadrement qu'il m'a fourni tout au long de mes études supérieures, pour sa très grande disponibilité et ouverture, pour toutes les opportunités qu'il m'a offert et pour toutes les discussions intéressantes que nous avons eues sur divers sujets. Je souligne également la très bonne relation que j'ai développé avec lui au cours des cinq dernières années et qui m'a énormément motivée.

Je voudrais également remercier les membres du jury qui ont bien voulu prendre le temps de lire et d'évaluer cette thèse.

Je tiens aussi à remercier les professeurs de l'Institut de Génie Nucléaire, Alberto Teyssedou, Alain Hébert, Jean Koclas et Guy Marleau pour la qualité des cours que j'ai suivi avec eux et pour toutes les avenues de réflexion qu'ils ont su semer dans mon esprit.

Je remercie également mes collègues de l'Institut de Génie Nucléaire, dont notamment Renaud Lavoie, Geneviève Harrisson, Mehdi Mahjoub, Darren Hall, Aziz Abdellahi, Steven Pochet, Jim Moretti, Marc-André Lajoie et Jacques Raza pour les discussions variées, la camaraderie et leurs encouragements. Je salue également le support de mes compagnons de génie physique, Jérôme Lapointe et Jonathan Daniel-Rivest.

Je voudrais également exprimer mes sincères remerciements à Hydro-Québec pour leur important soutien financier, ainsi que pour l'accueil et l'encadrement dont j'ai profité durant les deux stages d'été au sein de l'unité Analyse et Fiabilité. En particulier, je voudrais saluer l'apport de Dragan Kolmjenovic, Raynald Vaillancourt, Guy Hotte, Siamak Kaveh et Minh Nguyen pour leurs précieux conseils et les discussions passionantes que j'ai eu avec eux. Je remercie aussi Alexis Nuttin et Adrien Bidaud pour leur accueil à Grenoble, et tous les autres qui ont rendu mon séjour mémorable : Maryia, Henry-Emmanuel, Emanuele, Tomash, Zachary, Gabrielle et Pierre-Mathieu.

Finalement, je voudrais remercier mes proches qui m'ont appuyé et encouragé devant chaque obstacle, qui ont cru en mes aspirations et mes capacités, et qui m'ont tendu la main à toutes les fois que j'ai trébuché. Je veux souligner l'apport particulier de mes trois grands amis, François Bouchart d'Orval, Carl-Frédéric Beaudoin et Louis-Michel Fournier-Renaud ; de mes frères Gustave Simon et Jean-Maxime ; de ma grand-mère Léona ; ainsi que de mes parents Louise et Jean.

RÉSUMÉ

Les objectifs principaux poursuivis dans ce projet de recherche sont d'établir et d'appliquer une méthodologie capable de déterminer la potentialité de nouveaux cycles de combustible à base de thorium dans les réacteurs CANDU et d'adapter les mécanismes de réactivité de manière à ce qu'ils conservent leur efficacité pour les nouvelles options identifiées.

Pour la sélection de cycles de combustible, l'approche adoptée consiste à appliquer un ensemble de critères de sélection à une vaste enveloppe de candidats de manière à éliminer les cas incompatibles avec l'exploitation d'un CANDU au fur et à mesure du raffinement de la modélisation numérique du réacteur. D'abord, une modélisation paramétrique grossière du réacteur, tenant compte des mécanismes de réactivité nominaux, est utilisée pour identifier les options présentant les meilleures performances du point de vue économique. La modélisation neutronique est ensuite optimisée pour les cas sélectionnés.

Des méthodes novatrices génériques d'optimisation de chacune des familles de mécanismes du système de régulation du réacteur sont alors utilisées pour atteindre des objectifs spécifiques à chacun des cycles, mais tous basés sur le comportement du cycle de référence. Les objectifs sont déduits à partir de simulation du réacteur dans des situations particulières, telles que : le rechargement en marche normal, un déclenchement d'un système d'arrêt d'urgence et une panne d'une machine à combustible.

Contrairement à l'approche perturbative généralisée préconisée dans le code OPTEX, nous avons mis en place avec succès une méthode multi-étapes capable de maximiser à la fois, l'énergie extraite du combustible par une optimisation du rechargement en marche à l'équilibre du rechargement, ainsi que l'adéquation des mécanismes avec leurs exigences fonctionnelles. De plus, nous proposons de nouveaux modèles de supercellule des mécanismes de réactivité avec DRAGON permettant d'obtenir des bases de données d'une grande précision pour les calculs de cœur fini, à une fraction de l'effort de calcul normalement utilisée pour une précision comparable. L'accord avec la littérature des résultats obtenus durant la chaîne de calculs numériques pour le cycle de référence permet de valider l'approche adoptée.

La méthode développée a permis d'identifier des cycles de combustibles contenant jusqu'à 60%v. de thorium, améliorant de plus de 50% l'utilisation des ressources et multipliant par un facteur 4,4 le taux combustion moyen du combustible sortant du cœur par rapport à la référence, tout en conservant l'efficacité des mécanismes de réactivité par des modifications mineures. De plus, nous avons déterminé qu'un dopage de l'eau légère des barres liquides avec 10%v. d'eau lourde permettrait d'augmenter l'économie du cycle de référence de près de 1%, sans conséquence sur le contrôle du réacteur. L'application systématique de la méthodologie

développée à un grand nombre de cas a permis de la vérifier, de démontrer sa capacité à atteindre différents objectifs relatifs aux mécanismes de réactivité et de maintenant l'utiliser pour d'autres études du même type.

ABSTRACT

This research project main objectives are to set up and apply a methodology that can determine the potential of advanced thorium-based fuel cycles in CANDU reactors and that is able to adjust reactivity devices, in such a way as to maintain their reference efficiency for these new fuels.

In order to select these fuel cycles, a large alternative fuel envelope is submitted to several discriminating criteria. A coarse parametric core modeling, that takes into account standard reactivity devices, is first used to highlight candidates presenting the best economical performances and to eliminate non viable options. Then, for the best candidates, the neutronic modeling is optimized before considering reactivity devices adjustment.

For every reactivity device managed by the reactor regulating system, innovative generic optimization methods are used to achieve specific objectives for every fuel cycle, all of them being based on the reference natural uranium cycle behavior. Specific optimization objectives are assessed by simulating advanced fuel cycle for specific operating conditions, including : normal on-power refueling period, spurious reactor trip and fueling machine unavailibility.

Unlike the generalized perturbative approach proposed in the OPTEX code, we have successfully implemented a multi-step method able to maximize both the energy extracted from the fuel using an equilibrium refueling optimization, and the reactivity devices adequacy. We also propose new reactivity device supercell models that provides accurate reactor databases for a fraction of the computing cost usually needed using a full model with a similar spatial discretization. Our approach is verified by comparing our simulation results with results published in the literature for the reference fuel cycle.

The methodology developed identified advanced fuel cycles, containing up to 60%v. thorium, thereby increasing resources utilization by more than 50% and multiplying the fuel average exit burn-up by a factor of 4.4 when compared with the reference cycle. The reactivity devices were also retained after our optimization processes, requiring only minor modifications to the original design. We determined that a 10%v. heavy water doping of the light water within liquid zone controllers could increase the average exit burnup of the reference cycle by almost 1%, without any adverse consequence to the reactor control. This method is validated through its systematic application to numerous different cases. It demonstrates its capability to achieve very different objectives related to reactivity devices requirements, thus it can be now used for other similar studies.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vii

TABLE DES MATIÈRES viii

LISTE DES TABLEAUX xiv

LISTE DES FIGURES xix

LISTE DES ANNEXES xxiii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xxiv

CHAPITRE 1 CONCEPTION DE RÉACTEURS NUCLÉAIRES 1
1.1 Combustibles nucléaires 2
1.1.1 Uranium 3
1.1.2 Retraitement de combustibles usés 4
1.1.3 Thorium 6
1.1.4 Cycle du combustible 10
1.2 Filières nucléaires 11
1.2.1 Parc nucléaire mondial 11
1.2.2 Concepts avancés 13
1.2.3 Révolution technologique 16
1.3 Proposition de recherche 17
1.3.1 Objectifs poursuivis 17
1.3.2 Hypothèses de recherche 18
1.4 Organisation de la thèse 18

CHAPITRE 2 LES RÉACTEURS CANDU 20
2.1 Vue d'ensemble du réacteur 21
2.1.1 Rechargement en marche 22

2.1.2 Grappes de combustible . . . 23
2.1.3 Matériaux de structure . . . 24
2.2 Système de régulation du réacteur . . . 24
2.2.1 Barres de compensation . . . 25
2.2.2 Barres liquides . . . 26
2.2.3 Barres solides de réglage . . . 27
2.2.4 Tubulures d'injection lente de poison . . . 27
2.3 Systèmes d'arrêt d'urgence . . . 28
2.3.1 Barres d'arrêt . . . 28
2.3.2 Tubulures d'injection rapide de poison . . . 28
2.4 Gestion du combustible . . . 28
2.4.1 Contraintes fondamentales . . . 29
2.4.2 Cycle nominal . . . 30

CHAPITRE 3 NEUTRONIQUE ET GESTION DU COMBUSTIBLE . . . 32
3.1 Physique des réacteurs nucléaires . . . 32
3.1.1 Physique nucléaire et sections efficaces . . . 33
3.1.2 Autoprotection des résonances . . . 34
3.2 Champ neutronique . . . 35
3.2.1 Équation de transport de Boltzmann . . . 35
3.2.2 Passage du transport à la diffusion . . . 39
3.3 Champ isotopique . . . 43
3.3.1 Équations d'évolution de Bateman . . . 43
3.3.2 Produits de fission . . . 44
3.3.3 Isotopes fertiles . . . 48
3.4 Fermeture du problème . . . 52
3.4.1 Normalisation . . . 52
3.4.2 Paramètres d'évolution . . . 53
3.5 Gestion du combustible . . . 54
3.5.1 Composantes et coefficients statiques de réactivité . . . 54
3.5.2 Rechargement en marche . . . 57

CHAPITRE 4 MODÉLISATION DE CELLULES AVEC DRAGON ET SÉLECTION DE COMBUSTIBLES ALTERNATIFS . . . 60
4.1 Modélisation de cellules de combustible en évolution . . . 61
4.1.1 Chaîne quasistatique en milieu infini . . . 61
4.1.2 Algorithmique . . . 63

4.1.3 Cellule grossière 68
4.2 Mise en place du processus de sélection des combustibles alternatifs 69
4.2.1 Enveloppe initiale 70
4.2.2 Critères de sélection 73
4.3 Analyse du comportement des combustibles alternatifs sans fuite 76
4.3.1 Disposition locale du combustible frais 76
4.3.2 Sélection des combustibles 81
4.3.3 Enveloppe réduite de combustible 85
4.4 Optimisation des modèles de cellule 87
4.4.1 Modèle fin de cellule 87
4.4.2 Quadrature d'intégration numérique 89
4.4.3 Discrétisation spatiale 91
4.4.4 Conditions aux frontières de réflexion 92
4.4.5 Évolution du combustible 93
4.4.6 Bases de données du réacteur 94

CHAPITRE 5 MODÉLISATION DES MÉCANISMES DE RÉACTIVITÉ AVEC DRAGON 96
5.1 Énoncé du problème et des approximations 96
5.2 Modèle annulaire 100
5.2.1 Géométries et compositions 100
5.2.2 Homogénéisation préliminaire des barres liquides 101
5.2.3 Bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du combustible . . . 103
5.2.4 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles 104
5.2.5 Méthodes de transport 105
5.2.6 Analyse des résultats 107
5.3 Modèles pseudo-exacts 112
5.3.1 Représentation pseudo-exacte des structures 113
5.3.2 Discrétisation spatiale et effort de calcul 115
5.3.3 Comparaison des modèles 117
5.3.4 Effets des combustibles alternatifs 119
5.4 Sélection des modèles précis 120
5.4.1 Diminution de la quadrature d'intégration 121
5.4.2 Accélération des calculs de supercellule 122
5.4.3 Résultats des modèles précis 123

CHAPITRE 6 MODÉLISATION DU CŒUR AVEC DONJON, OPTIMISATION DU RECHARGEMENT ET SÉLECTION DE CYCLES AVANCÉS 125
6.1 Modélisation du CANDU avec DONJON 127
6.1.1 Discrétisation spatiale 127
6.1.2 Propriétés du réseau 134
6.1.3 Système matriciel 136
6.2 Stratégie de rechargement 137
6.2.1 Stratégie axiale de rechargement 137
6.2.2 Stratégie radiale de rechargement 138
6.3 Recherche de l'équilibre du rechargement 139
6.3.1 Initialisation 141
6.3.2 Itération axiale 142
6.3.3 Itération critique 146
6.4 Optimisation de la stratégie radiale de rechargement 148
6.4.1 Méthodes d'optimisation 149
6.4.2 Optimum de la stratégie radiale de rechargement 151
6.4.3 Recherche du profil du burnup moyen de sortie 154
6.4.4 Raffinement de la stratégie radiale 156
6.5 Composante instantanée de la gestion du combustible 159
6.5.1 Facteurs de pointes de puissance 159
6.5.2 Cœur frais 160
6.5.3 Cœur âgé 160
6.6 Sélection des cycles avancés 164
6.6.1 Enveloppe initiale des cycles avancés 164
6.6.2 Critères de sélection 164
6.6.3 Analyse du comportement des cycles avancés en milieu fini 167
6.7 Modèle de cœur précis pour les cycles avancés 173
6.7.1 Équilibre du rechargement 173
6.7.2 États instantanés 175
6.7.3 Profils axiaux de puissance 177
6.7.4 Conversion fertile et utilisation des fissiles 179

CHAPITRE 7 OPTIMISATION DES BARRES DE COMPENSATION 181
7.1 Optimisation des mécanismes de réactivité 181
7.1.1 Stratégie conjointe 182
7.2 Barres de compensation 184

7.3 Modèles simplifiés d'événements crédibles . . . 187
7.3.1 Panne d'une machine à combustible . . . 188
7.3.2 Déclenchement du réacteur . . . 190
7.3.3 Objectifs de l'optimisation . . . 194
7.4 Optimisation géométrique et dopage au cadmium . . . 195
7.4.1 Optimisation géométrique . . . 196
7.4.2 Algorithmique . . . 199
7.4.3 Dopage au cadmium . . . 203
7.5 Analyse des résultats . . . 205
7.5.1 Optimisation des barres de compensation pour le cycle E . . . 205
7.5.2 Barres de compensation optimisées pour les cycles avancés . . . 209
7.5.3 Sélection des barres de compensation optimales . . . 212

CHAPITRE 8 OPTIMISATION DES BARRES LIQUIDES . . . 214
8.1 Stratégie de modification des barres liquides . . . 214
8.2 Barres liquides . . . 217
8.2.1 Suites de perturbations normales . . . 218
8.3 Modélisation de la réponse des barres liquides . . . 224
8.3.1 Modélisation du Système de Régulation du Réacteur . . . 224
8.3.2 Itération globale . . . 226
8.3.3 Itération spatiale . . . 228
8.3.4 Évolution quasistatique . . . 231
8.3.5 Mesures de l'efficacité des barres liquides . . . 233
8.4 Analyse des résultats pour les barres liquides nominales . . . 236
8.4.1 Paramètres d'entrée du modèle de réponse des barres liquides . . . 236
8.4.2 Cycle de référence . . . 239
8.4.3 Cycles de combustibles sélectionnés . . . 248
8.5 Sélection des barres liquides optimales . . . 251
8.5.1 Banques de réactivité des barres liquides dopées . . . 251
8.5.2 Fonction objectif . . . 252
8.5.3 Domaine admissible des dopages . . . 254
8.5.4 Caractéristiques des cycles et des mécanismes de réactivité optimisés . 257

CHAPITRE 9 CONCLUSION . . . 263
9.1 Résumé des travaux et principaux résultats . . . 263
9.2 Avenues de recherche futures . . . 265

RÉFÉRENCES 269

ANNEXES 280

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 Vecteur isotopique moyen du DUPIC-O_2. 6
Tableau 4.1 Paramètres locaux nominaux de la cellule de combustible CANDU. . . 63
Tableau 4.2 Discrétisation du burnup pour l'évolution quasistatique [GWj/T_{nl}]. . . 67
Tableau 4.3 Composition des combustibles d'analyse. 82
Tableau 4.4 Sélection des combustibles d'analyse. 84
Tableau 4.5 Statistiques sur le pourcentage des combustibles alternatifs éliminés par les trois premiers critères et le nombre final de combustible sélectionnés en fonction de la disposition locale G_C des combustibles. 85
Tableau 4.6 Discrétisation spatiale optimale des modèles de cellule pour les combustibles sélectionnés. 92
Tableau 4.7 Erreurs relatives sur les sections efficaces macroscopiques de cellule homogénéisées et condensées à 2 groupes et $\delta k_\infty^{\text{cf}}$ pour des conditions aux frontières de réflexion isotrope par rapport à la réflexion spéculaire pour les combustibles frais. 93
Tableau 4.8 Variations de $\delta k_\infty(0)$, t_{statique} et $t_{\text{résidence}}$ pour le modèle grossier de cellule par rapport au modèle optimisé. 94
Tableau 4.9 Sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur la cellule et condensées à 2 groupes avec modèle de fuites à t_{statique} [cm^{-1}]. 95
Tableau 5.1 Composition des mécanismes de réactivité annulaires. 100
Tableau 5.2 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ pour le modèle annulaire des mécanismes de réactivité et le combustible de référence à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T_{nl} [cm^{-1}]. 108
Tableau 5.3 Variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ et de la variation de la réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ des sections de mécanisme annulaires BC3, BC5, BL10, BL32 et BA pour le combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\text{T}}, v_{\text{D}}) = [5\%\text{m.}; 54,4\%\text{v.}; 22,8\%\text{v.}]$ évolué jusqu'à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T_{nl} dans les configurations C_H et C_{III} par rapport à la configuration S_H [%]. 110
Tableau 5.4 Variation absolue de réactivité statique $|\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}|$ pour le modèle annulaire des mécanismes de réactivité pour les combustibles d'analyse à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T_{nl} [pcm]. 111

Tableau 5.5 Discrétisation spatiale, erreurs maximales sur les volumes généralisés et effort de calcul pour l'analyse géométrique pour les modèles de supercellule CC, AC et AA. 117
Tableau 5.6 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes [cm^{-1}] et variation de la réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\mathrm{supercell}}$ [pcm] pour la section BL32 en présence du combustible de référence à $\mathcal{B}_{\mathrm{comb}} = p_{\mathrm{évo}} t_{\mathrm{statique}}$. 117
Tableau 5.7 Variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes et de la banque de réactivité $\delta\rho_\infty^{\mathrm{supercell}}$ [%] pour la section BL32 simulée avec les modèles CC-4, AC-4 et AA pour les combustibles C et E par rapport au combustible de référence, tous à $\mathcal{B}_{\mathrm{comb}} = p_{\mathrm{évo}} t_{\mathrm{statique}}$. 119
Tableau 5.8 Densités de lignes d'intégration $d_{3D,\mathrm{famille}}^{opt}$ par famille de mécanismes de réactivité et erreurs associées sur les volumes $\varepsilon_V^{\max}$ et les surfaces $\varepsilon_S^{\max}$ pour $N_\Omega = 8$. 121
Tableau 5.9 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes $\Delta\Sigma_x^G$ [cm^{-1}] et variation de la réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\mathrm{supercell}}$ [pcm] pour les sections BC3, BC5, BL10, BL32 et BA modélisées avec les modèle précis en présence du combustible de référence à $\mathcal{B}_{\mathrm{comb}} = p_{\mathrm{évo}} t_{\mathrm{statique}}$. 124
Tableau 6.1 Paramètres du modèle de recherche de l'équilibre du rechargement. . . 148
Tableau 6.2 Contraintes d'optimisation de la stratégie de rechargement et contraintes fondamentales associées. 152
Tableau 6.3 Patron d'âge $\mathcal{O}_j$ généré par les méthode des blocs. 163
Tableau 6.4 Principales caractéristiques des cycles avancés d'analyse à l'équilibre du rechargement. 168
Tableau 6.5 Écart à la criticité et pointes de puissance de grappe et de canal des cycles d'analyse pour les cœurs frais et âgé. 171
Tableau 6.6 Application des critères de sélection à l'enveloppe initiale des cycles de combustible avancés en fonction de la disposition locale du combustible G_C et de la stratégie axiale n_S. 172
Tableau 6.7 Principales caractéristiques des cycles avancés sélectionnés à l'équilibre du rechargement avec les modèles précis. 174
Tableau 6.8 Principales caractéristiques des cycles avancés sélectionnés pour les états instantanés du cœur avec les modèles précis. 176

Tableau 6.9 Facteur d'inventaire fissile en fin de cycle $FIR(\bar{t}^e)$ et mesures normalisées Ξ/EEN et Ξ/QUN de l'utilisation des noyaux fissiles pour les cycles sélectionnés avec les mécanismes de réactivité nominaux. 180

Tableau 7.1 Banques de réactivité statique $\delta\rho_b^{\text{état}}$ et $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{état}}$ des barres de compensation nominales pour le cœur frais, l'équilibre du rechargement et le cœur âgé [pcm]. 186

Tableau 7.2 Période d'ajustement de la réactivité $t_\infty^{\text{ajustement}}$ pour les cycles avancés sélectionnés avec barres de compensation nominales et banque de réactivité $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}}$ 190

Tableau 7.3 Discrétisation temporelle t_0^n pour l'évolution du combustible à puissance nulle. 192

Tableau 7.4 Période de décision et d'action de l'opérateur $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$, période d'empoisonnement $t_{\infty,0}^{\text{poison}}$, variation maximale de réactivité à l'arrêt $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$, moment du pic d'antiréactivité $t_{\infty,0}^{\text{min}}$ et banque de réactivité statique $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{compensation}}$ équivalente à $t_{\infty,\text{réf}}^{\text{compensation}}$ pour les cycles sélectionnés avec barres de compensation nominales. 193

Tableau 7.5 Type d'objectif d'optimisation des barres de compensation à l'équilibre du rechargement et banques de réactivité objectif [pcm]. 195

Tableau 7.6 $\delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ et $\sum_{b'} \delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ pour $n_{\text{BC}} = 1$ avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%\text{m}$. pour le cycle E. 206

Tableau 7.7 Principales caractéristiques de la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et des barres de compensation en fonction des itérations n_{BC} pour le cycle E avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%\text{m}$.. 207

Tableau 7.8 Paramètre corrigé d'interpolation $\tau_{b,n_{\text{BC}}}^{\text{corr}}$ en fonction des itérations n_{BC} pour le cycle E avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%\text{m}$.. 208

Tableau 7.9 Principales caractéristiques de la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et des barres de compensation en fonction du dopage $c_{^{113}\text{Cd}}$ pour le cycle E. 209

Tableau 7.10 Banque de réactivité des barres de compensation optimisées [pcm] et dopage au cadmium pour les cycles sélectionnés. 210

Tableau 7.11 Principales caractéristiques des cycles sélectionnés à l'équilibre du rechargement avec les barres de compensation optimisées. 210

Tableau 7.12 Principales caractéristiques des cycles sélectionnés pour les états instantanés du cœur avec les barres de compensation optimisées. 211

Tableau 7.13 Banques de réactivité $\delta\rho_b$ et $\delta\rho_{\text{BC}}$ des barres de compensation sélectionnées. 212

Tableau 7.14 Principales caractéristiques des cycles avancés à l'équilibre du rechargement avec les barres de compensation sélectionnées. 213
Tableau 7.15 Principales caractéristiques des cycles avancés pour le cœur frais et le cœur âgé avec les barres de compensation sélectionnées. 213
Tableau 8.1 Paramètres d'entrée du modèle de réponse des barres liquides. 237
Tableau 8.2 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement avec les paramètres du tableau 8.1 [%]. 237
Tableau 8.3 Paramètres des contraintes de puissance relaxées pour les cycles sélectionnés. 238
Tableau 8.4 Banques de réactivité statique $\delta\rho_{\mathrm{BL}}^{\mathrm{état}}$, $\delta\rho_{\uparrow}^{\mathrm{état}}$ et $\delta\rho_{\downarrow}^{\mathrm{état}}$ des barres liquides nominales pour le cœur frais, l'équilibre du rechargement et le cœur âgé [pcm]. 248
Tableau 8.5 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement [%]. 250
Tableau 8.6 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période d'ajustement de la réactivité [%]. 251
Tableau 8.7 Critères d'élimination des dopages admissibles des barres liquides pour les cycles sélectionnés. 255
Tableau 8.8 Dopages optimaux des barres liquides pour les cycles de combustible sélectionnés. 257
Tableau 8.9 Banques de réactivité $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$, $\delta\rho_{\uparrow}$, $\delta\rho_{\downarrow}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ à l'équilibre du rechargement avec les barres liquides sélectionnées. 258
Tableau 8.10 Mesures de l'efficacité des barres liquides optimales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement [%]. 259
Tableau 8.11 Mesures de l'efficacité des barres liquides optimales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période d'ajustement de la réactivité [%]. 260
Tableau 8.12 Principales caractéristiques des cycles avancés à l'équilibre du rechargement avec les barres liquides sélectionnées. 261
Tableau 8.13 Principales caractéristiques des cycles avancés pour le cœur frais et le cœur âgé avec les barres liquides sélectionnées. 261
Tableau 8.14 Facteur d'inventaire fissile en fin de cycle $FIR(\bar{t}^e)$ et mesures normalisées Ξ/EEN et Ξ/QUN de l'utilisation des noyaux fissiles pour les cycles sélectionnés avec les mécanismes de réactivité optimisés. 262

Tableau B.1 Concentrations dans le combustible à l'arrêt $\mathcal{N}_i(t_0 = 0)$ des principaux isotopes pour les cycles avancés sélectionnés [$b^{-1}cm^{-1}$]. 286

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Facteur de reproduction neutronique $\eta(E)$ en fonction de l'énergie E du neutron incident pour l'^{233}U, l'^{235}U, l'^{238}U et le ^{239}Pu (Michel-Sendis, 2006). 8

Figure 1.2 Évolution des systèmes nucléaires civils. 11

Figure 2.1 Coupe de la calandre d'un réacteur CANDU et de son environnement. . 21

Figure 2.2 Rechargement d'un canal j selon le mode axial $n_j = 8$. 22

Figure 2.3 Cellule unitaire du réseau d'un réacteur CANDU et ses structures principales. 23

Figure 4.1 Schéma de calcul DRAGON pour l'évolution quasistatique sans fuite. . 64

Figure 4.2 Cylindrisation de la cellule CANDU standard. 69

Figure 4.3 Flux neutronique de transport condensé à 3 groupes (G croissant de gauche à droite) pour un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54, 4\%\mathrm{v.}; 22, 8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations S_H, C_H et C_{III} (de haut en bas). 78

Figure 4.4 Variations relatives du flux de neutrons moyen par région radiale à 3 groupes pour un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54, 4\%\mathrm{v.}; 22, 8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations C_H et C_{III} par rapport à S_H. 79

Figure 4.5 Variations relatives de la masse isotopique du ^{233}Pa, de l'^{233}U, de l'^{235}U, du ^{239}Np et du ^{239}Pu au cours de l'évolution d'un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54, 4\%\mathrm{v.}; 22, 8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations C_H (à gauche) et C_{III} (à droite) par rapport à S_H. 81

Figure 4.6 $k_\infty(t)$ pour les cas 0, E, H, K, L et M. 84

Figure 4.7 $t_{\text{résidence}}$ [jour] sur l'enveloppe réduite des combustibles alternatifs et application des critères de sélection. 86

Figure 4.8 Paramétrisation de la discrétisation spatiale des cellules CANDU. . . . 89

Figure 4.9 Erreurs maximales sur le volume des régions $\varepsilon_V^{\max}(d_{2D})$ (à gauche) et l'aire des surfaces $\varepsilon_S^{\max}(N_\Omega)$ (à droite) pour le modèle fin des grappes standard et CanFlex. 91

Figure 5.1 Modèle exact de supercellule des mécanismes de réactivité. 97

Figure 5.2 Schéma des sections d'une barre de compensation (BC3 à gauche), d'une barre liquide (BL32 au centre) et d'une barre d'arrêt (BA à droite). 101

Figure 5.3 Géométries exactes (haut) et équivalentes par l'homogénéisation-volume préliminaire (bas) des sections BL10 (à gauche), BL21 (au centre) et BL32 (à droite). 102

Figure 5.4 Structure d'homogénéisation à 6 régions de la cellule cylindrisée. 103
Figure 5.5 Schéma de calcul des sections efficaces macroscopiques incrémentielles. 106
Figure 5.6 Géométrie de supercellule discrétisée pour les mécanismes de réactivité annulaires (plan xy à gauche et plan xz à droite). 107
Figure 5.7 Représentation pseudo-exacte des géométries en *cluster*. 114
Figure 5.8 Structures d'homogénéisation de la cellule à 6 régions (à gauche) et 13 régions (à droite). 115
Figure 5.9 Modèles de supercellule AA (à gauche), AC-4 (au centre) et CC-4 (à droite). 116
Figure 6.1 Discrétisation spatiale du cœur et types de régions (rouge : combustible, bleue : réflecteur, blanche : fictive) pour les plans xy aux extrémités (à gauche) et les plans xy centraux (à droite). 129
Figure 6.2 Zones de contrôle c (en haut à gauche), de puissance (en haut à droite), de rechargement r (en bas à gauche) et de combustion z (en bas à droite) du modèle de cœur. 130
Figure 6.3 Disposition des mécanismes de réactivité dans le plan xz. 132
Figure 6.4 Algorithmique de la définition du système matriciel de diffusion. 137
Figure 6.5 Schéma algorithmique de la recherche de bornes. 141
Figure 6.6 Contrôle des paramètres d'entrée lors de la recherche de bornes. 144
Figure 6.7 Schéma algorithmique de l'itération critique. 147
Figure 6.8 Contrôle des paramètres d'entrée lors de la recherche de l'équilibre du rechargement avec la méthode de Brent. 148
Figure 6.9 Schéma algorithmique pour la recherche du profil de la stratégie de rechargement radiale optimale. 156
Figure 6.10 Schéma algorithmique du raffinement de la stratégie de rechargement radiale optimale. 158
Figure 6.11 Distributions de puissance de canal $\bar{\mathcal{P}}_j$ pour les cycles 0 (gauche) et E (droite) à l'équilibre du rechargement [MW]. 175
Figure 6.12 Distributions de puissance de canal $\mathcal{P}_{j,inst}$ du cœur frais (haut) et du cœur âgé (bas) pour les cycles 0 (gauche) et E (droite) [MW]. 176
Figure 6.13 Profils axiaux de puissance $\bar{\Psi}_{1k}$ sur la zone de rechargement $r = 1$ pour les états d'équilibre du rechargement (noir), le cœur frais (bleu) et le cœur âgé (rouge) pour les cycles 0 (gauche) et E (droite). 178
Figure 7.1 Configuration géométrique des barres de compensation dans le plan xy avec le type de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$. 185

Figure 7.2 Schéma algorithmique de calcul de bornes d'interpolation pour les barres de compensation. 200
Figure 7.3 Schéma algorithmique de l'itération géométrique. 202
Figure 7.4 Variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ en fonction de $c_{^{113}\text{Cd}}$ la concentration de ^{113}Cd pour les sections $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$ (BC3) et $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$ (BC5) en présence des combustibles 0, D, E et F. 204
Figure 8.1 Configuration géométrique des barres de liquides et des zones de contrôle dans le plan xy du cœur et emplacement des types de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$. . . 217
Figure 8.2 Patron de rechargement explicite $\mathcal{E}_j$. 223
Figure 8.3 Schéma algorithmique de l'itération globale. 227
Figure 8.4 Schéma algorithmique de l'itération spatiale. 230
Figure 8.5 Schéma algorithmique de l'évolution quasistatique. 232
Figure 8.6 Réactivité du cœur en fonction du temps $\rho(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement. 240
Figure 8.7 Niveau moyen des barres liquides $\langle\mathcal{Y}_{\ell}(t)\rangle$ et amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ en fonction du temps pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. 241
Figure 8.8 Pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction du temps $\mathcal{P}_{jk,j}^{\max}(t)/\mathcal{P}_{jk,j}^{\lim}(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement. 242
Figure 8.9 Basculements de puissance zonales en fonction du temps $B_{\text{h/b,g/d,a/a}}(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement. . 243
Figure 8.10 Réactivité du cœur en fonction du temps $\rho(t)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. 244
Figure 8.11 Niveau moyen des barres liquides $\langle\mathcal{Y}_{\ell}(t)\rangle$ et amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ en fonction du temps pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. 245
Figure 8.12 Pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction du temps $\mathcal{P}_{jk,j}^{\max}(t)/\mathcal{P}_{jk,j}^{\lim}$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. 246
Figure 8.13 Basculements de puissance zonales en fonction du temps $B(t)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. . . . 247
Figure 8.14 Banque de réactivité totale des barres liquides à l'équilibre du rechargement $\delta\rho_{\text{BL}}$ en fonction du dopage généralisé normalisé c_{BL} pour les cycles sélectionnés. 252

Figure A.1 $\delta\rho_{\infty}^{\mathrm{corr}}(t - t_{\mathrm{statique}})$ pour les cycles avancés sélectionnés. Les droites horizontales correspondent aux variations de la réactivité statique $-\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ calculées par les modèles de cœur précis à l'équilibre du rechargement et les droites verticales indiquent les périodes d'ajustement de la réactivité $t_{\infty}^{\mathrm{ajustement}}$ déduites à partir de l'équation 7.6. 280

Figure B.1 $\delta\rho_{\infty,0}^{\mathrm{corr}}(t_0, t_{\mathrm{statique}})$ pour les cycles avancés sélectionnés. Les droites horizontales correspondent aux variations de la réactivité statique $-\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ calculées par les modèles de cœur précis à l'équilibre du rechargement et les droites verticales indiquent les périodes de compensation $t_{\infty,0}^{\mathrm{compensation}}$ déduites à partir de l'équation 7.11. 284

Figure B.2 Concentration relative du ^{135}Xe avant, pendant et après l'arrêt (à gauche) et agrandissement sur les premières 40 heures suivant l'arrêt (à droite) pour les cycles sélectionnés. 287

Figure B.3 Concentration relative du ^{149}Sm avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles sélectionnés. 288

Figure B.4 Concentration relative du ^{239}Pu avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles sélectionnés. 289

Figure B.5 Concentration relative de l'^{233}U avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles A à F. 290

Figure B.6 Variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty,0}(t_0, t_{\mathrm{statique}})$ durant l'arrêt du réacteur pour les cycles sélectionnés. 291

LISTE DES ANNEXES

Annexe A PÉRIODE D'AJUSTEMENT DE LA RÉACTIVITÉ 280
Annexe B ARRÊT ET REDÉMARRAGE DU RÉACTEUR 284

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

ABWR	Advanced Boiling Water Reactor
ACR	Advanced CANDU Reactor
ADS	Accelerator Driven System
AGR	Advanced Gas-cooled Reactor
AHWR	Advanced Heavy Water Reactor
AIEA	Agence Internationale de l'Énergie Atomique
BA	Barres d'Arrêts
BC	Barres de Compensation
BL	Barres Liquides
BPPF	Bundle Power Peaking Factor
BS	Barres Solides de réglage
CANDU	CANada Deutérium-Uranium
CPPF	Channel Power Peaking Factor
DUPIC	Direct Use of Pressurized water reactor spent fuel In CANDU
ÉACL	Énergie Atomique du Canada Limitée
EC6	Enhanced CANDU6
ÉPM	École Polytechnique de Montréal
EPR	European Pressurized Reactor
GFR	Gas-cooled Fast Reactor
HTGR	High Temperature Gas-cooled Reactor
JEPP	Jour Équivalent à Pleine Puissance
LFR	Lead-cooled Fast Reactor
MAGNOX	MAGnesium Non-OXidising
MC	Machines à Combustible
MLA	Méthode du Lagrangien Augmenté
MMÉ	Méthode Multi-Étapes
MOX	Mixed OXides
MSR	Molten Salt Reactor
OPTEX	OPTimization EXplicit
OREOX	Oxidation and REduction of OXide fuel
PBR	Pebble Bed Reactor
PHWR	Pressurized Heavy Water Reactor
PUREX	Plutonium and Uranium Refining by EXtraction

RCA	Réacteur Critique Associé
REB	Réacteurs à Eau Bouillante
REP	Réacteurs à Eau Pressurisée
RNR	Réacteurs à Neutrons Rapides
RRNR	Réacteurs Régénérateurs à Neutrons Rapides
RT	Recherche TABOU
SAU	Système d'Arrêt d'Urgence
SCWR	SuperCritical Water Reactor
SFR	Sodium-cooled Fast Reactor
SRR	Système de Régulation du Réacteur
THOREX	THORium-uranium EXtraction
UNGG	Uranium Naturel Graphite Gaz
UOX	Uranium OXide
URT	Uranium ReTraité
VHTR	Very High Temperature Reactor
ZPPF	Zonal Power Peaking Factor

CHAPITRE 1

CONCEPTION DE RÉACTEURS NUCLÉAIRES

La conception d'un réacteur nucléaire se présente commme un processus visant à sélectionner adéquatement un ensemble de paramètres physiques, compte tenu d'objectifs poursuivis et de facteurs contraignants d'origines variées, intervenant à différents niveaux durant la prise de décisions. Ces contraintes tiennent compte de différentes réalités physiques, technologiques, législatives, environnementales, économiques, politiques et sociales qui doivent être impérativement intégrées à la conception pour effectivement atteindre les buts recherchés. Concrètement, il s'agît de déterminer les ressources nucléaires et les caractéristiques du réacteur requises pour assurer l'exploitabilité et la rentabilité des installations ainsi que la production énergétique à long terme, compte tenu des exigences en matière de sûreté, de durabilité, de non prolifération et de toxicité des déchets. À ceci, il faut ajouter un contexte industriel nucléaire particulièrement conservateur et très sensible aux aléas sociopolitiques.

Du point de vue de la physique, la réaction en chaîne de fission nucléaire prenant place dans un réacteur doit être stable au cours du temps de manière à éviter l'emballement ou l'extinction soudaine de la population neutronique. D'abord, le spectre neutronique et les propriétés physiques du combustible nucléaire sont choisis simultanément. La géométrie et les autres matériaux composants le réacteur sont ensuite déterminés en fonction de la stratégie de gestion du combustible choisie et pour assurer la cohésion mécanique de l'ensemble. Il en va de même de la nature et des conditions physicochimiques du caloporteur (et du modérateur le cas échéant) responsable d'extraire l'énergie de fission produite dans le combustible. L'évolution du combustible au fil du temps oriente la conception du Système de Régulation du Réacteur (SRR) de manière à ce que le réacteur demeure critique, indépendamment des événements perturbateurs pouvant survenir. Un Système d'Arrêt d'Urgence (SAU) est aussi conçu pour gérer les situations imprévues pour lesquelles l'arrêt rapide du réacteur est la seule solution pour assurer la sécurité des installations, du personnel et de l'environnement.

Historiquement, la pile de Chicago d'Enrico Fermi atteint pour la première fois la criticité le 2 décembre 1942 (Reuss, 2003). Ce réacteur à neutrons thermiques était composé de 6 tonnes d'uranium métallique et 58 tonnes de dioxyde d'uranium disposés stratégiquement dans un empilement de blocs de graphite modérateur et réflecteur pesant 400 tonnes. La pile réfrigérée par l'air ambiant ne produit que 0,5 W. Une barre absorbante de cadmium servant de SRR pouvait être insérée ou retirée par un collaborateur de Fermi sous les ordres d'un autre équipier ayant les yeux rivés sur le cadran d'un détecteur de radiations situé près de la pile.

Un troisième collaborateur situé au-dessus de la pile et muni d'une hâche pouvait trancher une corde tendue permettant l'équilibre d'un bac rempli d'une solution d'eau et de sels de cadmium en attente au-dessus de l'assemblage critique. Il s'agît du tout premier SAU imaginé par Fermi : il suffisait de couper la corde pour innonder le réacteur et étouffer la réaction en chaîne par empoisonnement neutronique. Les systèmes de détection, de contrôle et d'arrêt d'urgence, alors supervisés par les trois collaborateurs de Fermi, sont maintenant automatisés et couplés entre-eux de manière à ce qu'ils puissent répondre à toutes les situations pouvant survenir, et ce sans intervention humaine.

À la suite de l'expérience de Fermi, le développement nucléaire militaire et civil prit rapidement des routes distinctes : l'un par la course aux armements, et l'autre, en tentant de capitaliser sur l'immense potentiel énergétique de la fission nucléaire pour la production d'électricité, et d'où naîtra l'industrie des réacteurs électrogènes. Malgré un milieu fort contraint (sûreté, sécurité, économie, société), une foule de solutions rentables et durables ont été élaborées, comme en témoigne la panoplie de réacteurs exploités jusqu'à maintenant. Afin de cadrer l'étude poursuivie dans cette thèse dans son contexte global, les combustibles nucléaires disponibles de nos jours seront décrits avant de présenter l'évolution des filières nucléaires civiles. Les objectifs et hypothèses de la recherche seront ensuite présentés. Finalement, l'organisation de la thèse sera explicitée.

1.1 Combustibles nucléaires

Les neutrons émis par les noyaux fissiles et destinés à engendrer la prochaine génération de neutrons, se font en partie absorber par des produits de fission qui s'accumulent dans le combustible au fil du temps. Après un certain temps de résidence dans un réacteur, les assemblages irradiés doivent donc être remplacés par du combustible frais pour maintenir la criticité, même si une forte teneur en isotopes fissiles est encore présente dans le combustible. Il est aussi possible d'observer une production nette de noyaux fissiles dans un réacteur par l'entremise de noyaux fertiles, comme l'^{238}U et le ^{232}Th.

Cette section présente les principaux combustibles disponibles. D'abord, l'utilisation de l'uranium, l'option encore privilégiée aujourd'hui, sera présentée en mettant l'accent sur les ressources naturelles, les techniques d'enrichissement et de fabrication du combustible. Le retraitement de combustibles usés sera ensuite abordé en discutant brièvement des techniques de retraitement et des risques associés. Le cas particulier du combustible sortant des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) et ses options de recyclage sera présenté en détail. Par la suite, les propriétés du ^{232}Th fertile et de l'^{233}U fissile seront présentés. Enfin, la notion de cycle de combustible sera définie et recadrée pour cette étude spécifique.

1.1.1 Uranium

L'uranium est le seul élément sur Terre à compter un isotope fissile à l'état naturel, l'^{235}U. Il fût donc le premier candidat considéré pour alimenter les systèmes civils. Il se retrouve dans plus de 200 minéraux, dont le plus courant est le *pitchblende* (Rozon, 1999), et aussi dans l'eau de mer ($\sim$3 μg/L). Sa composition naturelle aujourd'hui contient environ 99,3%at. d'^{238}U, 0,7%at. d'^{235}U et $\sim$50 ppm d'^{234}U. Le minerai uranifère se retrouve surtout dans les environnements granitiques et sédimentaires, où il peut atteindre des concentrations de $\sim$3 000 ppm. L'uranate, ou le *yellow cake*, principalement composé d'U_3O_8, est généré aux sites miniers par différents procédés pour obtenir un concentré de grande pureté. En 2011, la production minière mondiale, principalement assurée par le Kazakhstan (27%m.), le Canada (20%m.) et l'Australie (15%m.), s'élevait à $\sim$60 kT/an.

Enrichissement

Le concentré d'uranium est ensuite raffiné, pour le débarrasser de ses impuretés, tout en étant converti en UF_6, destiné à faciliter son enrichissement et la fabrication des pastilles de combustible. En effet, les filières nucléaires à eau légère nécessitent l'enrichissement du contenu fissile de l'uranium à des teneurs variant entre 2%m. et 5%m., tandis que les centrales à eau lourde utilisent directement l'uranium naturel raffiné (c.f. section 1.2). L'UF_6 possède des températures de fusion et de sublimation faibles permettant de mettre facilement en place des procédés de séparation isotopique en phase gazeuse, comme la diffusion et la centrifugation, qui se basent sur la différence de masse entre l'$^{235}UF_6$ et l'$^{238}UF_6$ (Lemaignan, 2004). Des procédés par laser, basés sur la différence du spectre d'absorption ou des modes de vibrations moléculaires des deux isotopes, et des procédés aérodynamiques sont également disponibles (Rozon, 1999).

Fabrication des assemblages

La conception des pastilles de combustible doit satisfaire des exigences strictes du point de vue de leur stabilité physique, chimique et mécanique, de leur conductivité thermique, de leur résistance aux radiations ainsi que de leur capacité de rétention des produits de fission. Pour les réacteurs thermiques à l'eau, l'UF_6 enrichi (ou non) est transformé en une poudre fine d'UO_2 par hydrolysation et réduction. La céramique d'UO_2, ou d'Uranium OXide (UOX), ne réagît pas avec l'eau, présente une température de fusion élevée (2845°C), une grande résistance aux radiations et peut retenir tous les produits de fission gazeux sous 1000°C, mais possède une faible conductivité thermique ($\sim$3 W/mK à 1000°C) (Glasstone et Sesonke, 1967). La poudre d'UO_2 est frittée de façon à augmenter sa densité pour accroître sa

conductivité thermique, sa résistance à la densification par irradiation et sa densité de noyaux fissiles. Les pastilles sont meulées jusqu'à l'obtention de la géométrie désirée avant d'être insérées dans les gaines composées d'un alliage de zirconium et constituant les assemblages (REP) ou les grappes (CANDU) (Lemaignan, 2004).

Aujourd'hui, avec une puissance nucléaire mondiale de plus de 373 GWé (Agence Internationale de l'Énergie Atomique, 2013), les ressources d'uranium facilement accessibles se font rares, faisant augmenter les coûts d'extraction et de concentration : le prix du *yellow cake* connu une pointe en 2007, atteignant alors 13 fois sa valeur de 2000 (Organisation de Coopération et de Développement Économique, 2012). Bien que le *yellow cake* se marchande maintenant à un prix deux fois plus faible qu'en 2007 et que les technologies de fabrication, d'enrichissement et de transport du combustible soient disponibles, un attrait grandissant se développe pour l'incorporation de ressources nucléaires alternatives dans la production de masse, telles que : le plutonium des ogives démantelées, le retraitement des combustibles usés en stockage et la conversion des noyaux fertiles.

1.1.2 Retraitement de combustibles usés

Le retraitement des combustibles usés répond à deux objectifs principaux : récupérer les noyaux fissiles, ce qui mène à une importante économie de ressources naturelles, et protéger l'environnement en conditionnant les déchets ultimes pour leur transport et leur stockage définitif. Une fois les assemblages irradiés retirés du cœur, ils sont refroidis en piscine durant plusieurs mois de façon à permettre la décroissance des produits de fission à faible demie-vie et de certains actinides en des produits aisément séparables. Les gaines sont alors retirées, puis l'uranium et le plutonium sont extraits par une dissolution dans l'acide nitrique et l'ajout de n-tributylphosphate à la solution de nitrates. L'extraction se base sur la différence de solubilité des espèces dans l'eau et dans le solvant. Les deux éléments convoités sont ensuite séparés par réduction du plutonium. Ainsi, 99,5%at. de l'uranium et du plutonium sont retirés du combustible usé et la radiotoxicité à long terme, surtout due aux émissions α du plutonium, est réduite. Historiquement, ce procédé nommé Plutonium and Uranium Refining by EXtraction (PUREX) fût développé à des fins militaires. Aujourd'hui, pour contourner les risques de prolifération, des procédés pyrochimiques ou par volatilisation sont souvent utilisés. On peut également diminuer l'efficacité de la séparation et conserver une partie des produits de fission initiaux, comme pour le procédé CIVEX (Glasstone et Sesonke, 1967). Notons que les déchets ultimes sortants du procédé PUREX représentent de l'ordre de $\sim$10%m. du combustible usé initial.

Le plutonium retraité sert à la fabrication de combustible Mixed OXides (MOX) utilisé dans les REP, mais aussi pour alimenter les Réacteurs à Neutrons Rapides (RNR). Le MOX

est fabriqué sensiblement de la même façon que l'UOX, en ajoutant de 3% à 8% de PuO_2 dans de l'UO_2 appauvri ou naturel. L'Uranium ReTraité (URT) provenant des REP contient environ 98,7%at. d'^{238}U, 0,9%at. d'^{235}U, 0,4%at. d'^{236}U, 200 ppm d'^{234}U et $\sim$1 ppb d'^{233}U et d'^{232}U (Carre, 2011) peut également être utilisé dans les REP à condition de l'enrichir à nouveau (Patarin, 2002). Toutefois, la présence d'^{232}U pose des problèmes de radioprotection puisqu'il est le noyau père du ^{212}Bi et du ^{208}Tl, émetteurs de rayons γ de hautes énergies. De plus, l'^{236}U, absorbant neutronique absent à l'état naturel, contaminera tout l'uranium dans la cascade d'enrichissement (Rozon, 1999). Toutefois, l'utilisation directe de l'URT dans les réacteurs CANada Deutérium-Uranium (CANDU) demeure possible (Carre, 2011).

DUPIC

Une autre voie particulièrement intéressante de réutilisation du combustible d'uranium enrichi usé est le Direct Use of Pressurized water reactor spent fuel In CANDU (DUPIC). L'idée fondamentale derrière le DUPIC est que le combustible sortant des REP contient davantage de noyaux fissiles que l'uranium naturel utilisé dans les CANDU. Ainsi, le développement de cette option depuis 25 ans (Lee *et al.*, 1988) est motivé par l'économie de 25% des ressources d'uranium naturel et la réduction de 65% des volumes de combustibles usés par unité d'électricité produite, ainsi que la production de 37% plus d'énergie pour une même quantité d'uranium que pour les options traditionnelles (Lee, 2004). L'énergie extraite de l'utilisation du DUPIC dans un CANDU est doublée par rapport au cycle à l'uranium naturel (Choi *et al.*, 1995).

Le DUPIC se distingue des autres options de retraitement par la simplicité des procédés impliqués dans sa fabrication qui réduisent les coûts (Choi *et al.*, 2001a,b) et les risques de prolifération. En effet, après un refroidissement de 10 ans en piscine, le combustible usé est transformé en poudre fine par le procédé Oxidation and REduction of OXide fuel (OREOX), consistant uniquement en des procédés thermiques et mécaniques à sec (Yang *et al.*, 1993). Les produits de fission stables et les actinides ne sont pas tous retirés et les quantités restantes dépendent des conditions physicochimiques imposées durant ce procédé. La fabrication des pastilles de combustible s'effectue selon les mêmes techniques que pour l'UOX ou le MOX, mais dans des chambres blindées contre les radiations (pour *hot cells*). Des mesures expérimentales ont montré que le DUPIC possède un coefficient d'expansion thermique pratiquement identique à l'UO_2, mais que sa conductivité thermique est environ 25% plus faible à 1000°C (Song *et al.*, 2003).

Un des inconvénients du DUPIC est que sa composition dépend grandement des conditions d'opération du REP en amont (Shen et Rozon, 1999) ce qui influence le comportement du CANDU en aval (Shen et Rozon, 1998). De nombreuses études ont été menées sur la

sensitivité des principales caractéristiques des CANDU par rapport à la variation de la composition du DUPIC (Shen *et al.*, 1998), et sur des méthodes de minimisation de la variation de la composition du DUPIC (Choi *et al.*, 1999; Kim *et al.*, 2001; Choi, 2001; Na *et al.*, 2002). Dans notre étude, nous avons choisi une composition unique du DUPIC, établie par simulation avec le code de transport WIMS-AECL (Donnelly, 1986) et la bibliothèque ENDF/B-V, de l'évolution jusqu'à 35 GWj/T_{nl} d'un assemblage REP 17×17 coréen typique (KOFA) contenant initialement de l'UO_2 enrichi à 3,5%m.. Ceci représente bien les valeurs observées à la centrale de Yonggwang 1 de 950 MWé (Choi *et al.*, 1997). Les variations de la composition sortante du REP durant le refroidissement en piscine, le procédé OREOX et la fabrication des pastilles ont également été prises en compte. Le tableau 1.1 présente la composition du dioxyde de DUPIC qui sera utilisée dans cette étude (Choi *et al.*, 1997).

Tableau 1.1 Vecteur isotopique moyen du DUPIC-O_2.

Isotopes	Teneurs [%m.]
^{16}O	1,18E+1
^{234}U	1,00E-4
^{235}U	8,46E-1
^{236}U	4,04E-1
^{238}U	8,60E+1
^{237}Np	3,49E-2
^{239}Pu	4,88E-1
^{240}Pu	2,03E-1
^{241}Pu	7,39E-2
^{242}Pu	4,67E-2
^{241}Am	4,72E-2
^{242m}Am	5,00E-5
^{243}Am	9,65E-3

1.1.3 Thorium

Contrairement à l'uranium, le thorium naturel contient un seul isotope fertile de très longue demie-vie ($1,4 \times 10^{10}$ années), le ^{232}Th. Le thorium se retrouve dans l'écorce terrestre avec une teneur moyenne de 6 ppm, par rapport à 1,8 ppm pour l'uranium (Guillemin, 2009). Les ressources confirmées de thorium se retrouvent principalement en Turquie, en Inde, en Norvège et aux États-Unis, mais des ressources importantes pourraient également exister au Brésil, en Égypte et au Canada (Ünak, 2000). Le thorium se présente sous diverses formes, comme les thorites et surtout, les monazites, qui sont des phosphates de terres rares pouvant contenir jusqu'à 12% de ThO_2 (Rozon, 1999). La radiotoxicité des résidus du minerai thorifère

est plus faible que celle de l'uranium, car l'isotope du radon intervenant dans sa chaîne de désintégration, le ^{220}Rn, possède une demie-vie trop courte (56 s) pour migrer à travers les résidus miniers. Le ThO_2 possède la plus haute température de fusion de tous les oxydes. Historiquement, il a été utilisé dans les premiers réverbères et pour produire des lentilles à faible aberration optique, mais il fût rapidement remplacé par des matériaux non radioactifs, si bien qu'il n'est plus tellement utilisé aujourd'hui.

Propriétés neutroniques du ^{232}Th et de l'^{233}U

Le principal attrait du ^{232}Th réside dans sa capacité à générer de l'^{233}U fissile, inexistant à l'état naturel, par l'absorption d'un neutron thermique :

$$\begin{aligned} {}^{1}_{0}n + {}^{232}_{90}\mathrm{Th} &\rightarrow {}^{233}_{90}\mathrm{Th}^{*} \rightarrow {}^{233}_{90}\mathrm{Th} + \gamma \\ {}^{233}_{90}\mathrm{Th} &\overset{22{,}3\ \mathrm{min}}{\rightarrow} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} + \beta^{-} + \bar{\nu} \\ {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} &\overset{26{,}987\ \mathrm{j}}{\rightarrow} {}^{233}_{92}\mathrm{U} + \beta^{-} + \bar{\nu}. \end{aligned} \tag{1.1}$$

La qualité principale de l'^{233}U est qu'il présente un facteur de reproduction neutronique

$$\eta(E) = \nu(E)\frac{\sigma_f(E)}{\sigma_a(E)} \tag{1.2}$$

plus élevé que l'^{235}U et le ^{239}Pu aux énergies thermiques ($E < 1$ eV). $\sigma_f(E)/\sigma_a(E)$ représente la probabilité de fission après absorption d'un neutron d'énergie E et $\nu(E)$ le nombre moyen de neutrons émis lors d'une fission induite par un neutron d'énergie E. Ainsi, $\eta(E)$ mesure le nombre moyen de neutrons de fission émis après l'absorption d'un neutron d'énergie E par un noyau fissile. La figure 1.1 présente $\eta(E)$ pour l'^{233}U, l'^{235}U, l'^{238}U et le ^{239}Pu sur le spectre $E \in [10^{-2}, 10^{7}]$ eV.

Pour entretenir la réaction en chaîne de fission et maintenir la criticité, un des neutrons produits par fission doit mener à la fission d'un noyau fissile. Parmi les $\eta - 1$ neutrons restants, une partie est absorbée à l'extérieur du combustible nucléaire ou dans les produits de fission, une partie s'échappe du réacteur, mais certains sont absorbés par un isotope fertile menant alors potentiellement à la production d'un nouveau noyau fissile. Ainsi, pour $E = 0,025$ eV, $\eta_{^{233}\mathrm{U}} \approx 2,3$, et si les fuites et les absorptions non productives peuvent être gardées en-deça de ∼0,3 neutron par fission, la quantité d'espèce fissile peut potentiellement augmenter avec le temps dans le réacteur. Notons que ce seuil est très difficile à atteindre, et c'est pourquoi les cycles surgénérateurs ne sont possibles dans le spectre thermique qu'avec un cycle ^{232}Th/^{233}U. En effet, pour l'^{238}U une chaîne de désintégration semblable à 1.1 mène à la production de ^{239}Pu, mais ce dernier présente un $\eta(E)$ trop faible pour parvenir à la

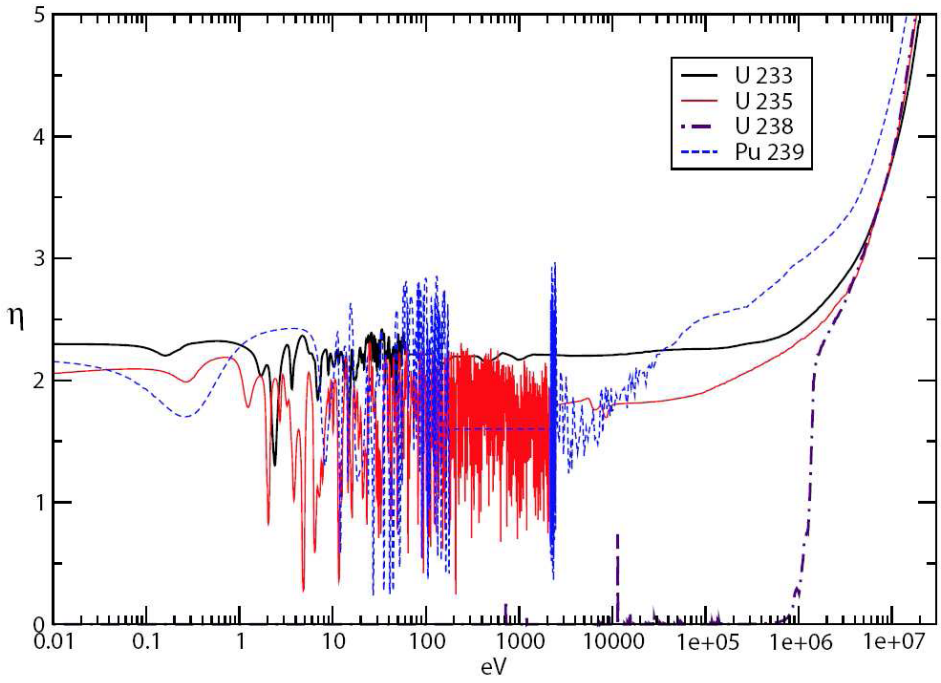

Figure 1.1 Facteur de reproduction neutronique $\eta(E)$ en fonction de l'énergie E du neutron incident pour l'^{233}U, l'^{235}U, l'^{238}U et le ^{239}Pu (Michel-Sendis, 2006).

régénération effective de matière fissile dans un spectre thermique. Toutefois, si $E > 50$ keV, le cycle ^{238}U/^{239}Pu devient privilégié du point de vue de régénération et c'est pourquoi il est utilisé dans les Réacteurs Régénérateurs à Neutrons Rapides (RRNR). Quoiqu'il en soit, les cycles au thorium doivent impérativement être amorcés par un isotope fissile. Celui-ci devra fournir le neutron nécessaire à l'initiation de la chaîne radioactive 1.1 pour générer un stock d'^{233}U suffisant pour la mise en place d'un cycle surgénérateur.

Le principal inconvénient de l'utilisation de l'^{233}U comme source de neutrons de fission est que sa fraction de neutrons retardés $\beta(E) = \nu_{\text{retardé}}(E)/\nu_{\text{total}}(E)$ est beaucoup plus faible aux énergies thermiques (∼270 pcm) que celle de l'^{235}U (∼680 pcm) tout en demeurant comparable à celle du ^{239}Pu (∼230 pcm) (Rozon, 1998). Ceci complique le contrôle du réacteur et nécessite des SRR et SAU répondant plus rapidement. De plus, pour une même densité neutronique, la probabilité de capture neutronique (à $E = 0,025$ eV) du ^{232}Th ($\propto 5,13$ b) est plus élevée que celle de l'^{238}U ($\propto 2,73$ b) (Shultis et Faw, 2008), ce qui mène à une conversion plus rapide, mais nécessite une densité de noyaux fissiles plus importante pour démarrer le cycle. D'autre part, les résonances épithermiques du ^{232}Th sont moins élevées que celles de l'^{238}U ce qui réduit l'effet d'autoprotection et l'effet Doppler, et a donc tendance à rendre le réacteur plus sensible à un saut brusque de température (Guillemin, 2009).

Néanmoins, le grand potentiel énergétique des cycles au thorium a motivé plusieurs études depuis les années 1960 (Organisation de Coopération et de Développement Économique, 1965), notamment dans les réacteurs CANDU (Gray, 1975; Critoph *et al.*, 1976; Hatcher, 1976; Veeder, 1978; Milgram, 1984). Des réacteurs prototypes ont été opérés aux États-Unis et en Europe jusqu'à la fin de la décennie 1980 (Ünak, 2000), mais furent arrêtés en raison de la moindre performance de la régénération que le cycle $^{238}U/^{239}Pu$ dans les RRNR. Toutefois, la rareté des ressources d'uranium, mais surtout la mise en évidence durant les années 1990 de la faible radiotoxicité à long terme des déchets des cycles au thorium ont ravivé l'intérêt général pour leur développement (Agence Internationale de l'Énergie Atomique, 2002, 2005).

Combustibles thoriés

Le ThO_2 présente des propriétés physiques intéressantes pour l'industrie nucléaire. Il possède la même structure cristallographique que l'UO_2 et le PuO_2 et peut former des céramiques avec ces deux oxydes contenant de 0% à 100% de ThO_2. En plus de sa température de fusion élevée ($\sim$3 370°C), il possède une conductivité thermique ($\sim$4 W/mK à 600°C) et une densité ($\sim$10 g/cm^3) comparable à l'UO_2 (Benedict *et al.*, 1981). Le ThO_2 peut être récupéré à 99,7% des monazites par un procédé à la soude caustique (NaOH) et ne nécessite aucun enrichissement avant la fabrication des pastilles par des procédés similaires à ceux utilisés pour l'UO_2 et le PuO_2. Toutefois, la fabrication d'un combustible thorié doit nécessairement s'effectuer sous un épais blindage étant donné la présence d'émetteurs γ (de 1,6 MeV pour le ^{212}Bi et de 2,6 MeV pour le ^{208}Tl et le ^{212}Po) dans sa chaîne de désintégration (Lung et Gremm, 1998). Par contre, ceci constitue un important avantage anti-prolifération, puisque ces émetteurs γ sont également présents dans la chaîne de désintégration de l'^{232}U qui est produit par des réactions $(n, 2n)$ sur l'^{233}U durant son irradiation. Ainsi, il est pratiquement impossible de détourner les substances nucléaires illicites provenant d'un cycle au thorium.

Une fois irradié, l'^{233}U et le ^{232}Th peuvent être récupérés du combustible par le procédé THORium-uranium EXtraction (THOREX), semblable au PUREX, ou une combinaison complexe des procédés THOREX et PUREX pour les combustibles contenant du plutonium. Les actinides mineurs (Np, Pu, Am et Cm), responsables de l'activité à long terme des déchets, seraient produit en moins grande quantité que pour le cycle à l'uranium, ce qui laisse croire que des économies substantielles pourraient être effectuées sur le coût de stockage des déchets (Guillemin, 2009). Toutefois, le spectre des produits de fission de l'^{233}U laisse présager une radiotoxicité γ durant les premières décennies environ 3 fois supérieure à celui de l'^{235}U, étant donné la production plus importantes de ^{90}Sr. L'utilisation d'^{235}U et/ou de ^{239}Pu pour l'amorçage du cycle vient cependant mitiger les gains espérés.

1.1.4 Cycle du combustible

La notion de cycle du combustible est très vaste. Au sens le plus large, elle englobe toutes les opérations menées sur le combustible nucléaire à partir de son état naturel jusqu'à sa disposition permanente. Les réacteurs surgénérateurs et les Accelerator Driven System (ADS) poussent encore plus loin l'étendue de la notion de cycle en laissant présager la réutilisation des combustibles usés, considérés inexploitables avec les technologies actuelles. Ici, nous nous intéresserons qu'à la partie du cycle qui consiste à produire de l'énergie dans un réacteur à partir des combustibles nucléaires décrits précédemment.

Dans ce contexte, le cycle le plus simple est celui où le combustible est irradié pendant un certain temps dans le réacteur, puis est déchargé et jugé inexploitable. Il s'agît de cycles à passe unique (pour *once-through*) qui sont présentement utilisés dans les CANDU, les Réacteurs à Eau Bouillante (REB) et certains REP. On peut aussi recycler le combustible irradié produit par un réacteur dans cette même filière, comme pour le MOX dans les REP. Ensuite, on peut considérer les synergies entre deux types de réacteurs différents, comme pour les cycles DUPIC ou URT (Carre, 2011) recyclant le combustible irradié des REP dans les CANDU. Des scénarios symbiotiques encore plus élaborés font intervenir plus de deux réacteurs. Par exemple, Nuttin *et al.* (2012) proposent de former un combustible ^{232}Th/Pu pour un premier CANDU à partir du plutonium généré dans un REP alimenté en UOX. L'^{233}U ainsi généré pourrait alors fournir un deuxième CANDU, dans lequel un cycle ^{232}Th/^{233}U presque surgénérateur pourrait avoir lieu.

Dans tous les cas, l'atteinte des objectifs poursuivis par un cycle de combustible est liée au choix d'une bonne stratégie de rechargement. La notion de stratégie de rechargement réfère à la disposition du combustible nucléaire dans un réacteur en fonction du temps. Elle fait partie du processus de gestion du combustible, qui cherche généralement à maximiser l'énergie extraite du combustible, tout en gardant le contrôle sur la réaction en chaîne. Par exemple, à la fin d'une campagne d'un REP, des assemblages irradiés sont déchargés du cœur et remplacés par des assemblages d'UOX ou de MOX, tandis que d'autres sont déplacés vers un autre site du réacteur. Cette stratégie de rechargement à l'arrêt est dictée par les contraintes mentionnées au début du chapitre et consiste à décrire explicitement les déchargements, les remplacements et les déplacements des assemblages en fin de campagne.

Le rechargement en marche dans le CANDU rend la gestion du combustible particulièrement flexible pour atteindre différents objectifs, puisque la composition du cœur peut être modifiée à tous moments, mais aussi très complexe par rapport aux réacteurs rechargés à l'arrêt. Les combustibles sortants des cycles étudiés ne seront pas analysés en détail pour l'alimentation d'un second réacteur, mais nous évaluerons tout de même la qualité de la conversion du ^{232}Th en ^{233}U disponible à la fin du cycle à passe unique.

1.2 Filières nucléaires

La figure 1.2 présente l'évolution des réacteurs nucléaires par génération, depuis les premiers prototypes de la génération I, jusqu'au déploiement anticipé de la génération IV (U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee, 2002).

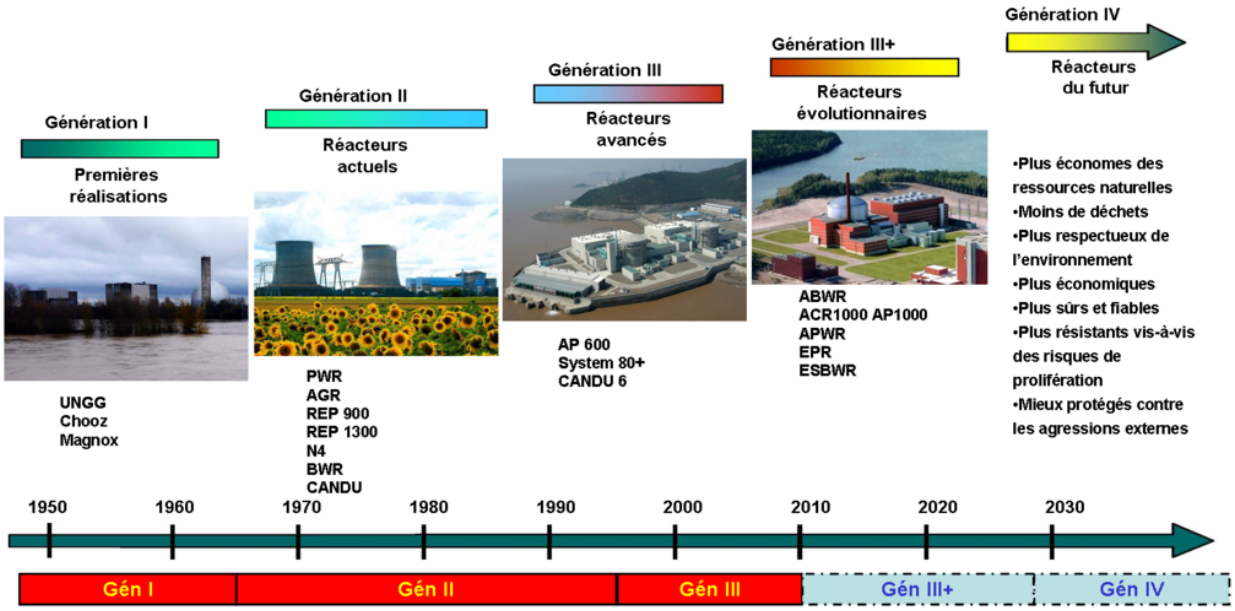

Figure 1.2 Évolution des systèmes nucléaires civils.

L'objectif de la génération I fût de démontrer que l'énergie électronucléaire pouvait s'étendre à l'échelle industrielle. Aux États-Unis, on construisit la filière REP en 1953, dans le cadre du projet de Shippingport (Olson *et al.*, 2002), et la filière REB à Dresden en Illinois. Les premiers réacteurs modérés au graphite et refroidis au CO_2 gazeux furent conçus en Europe : les MAGnesium Non-OXidising (MAGNOX) au Royaume-Uni et les Uranium Naturel Graphite Gaz (UNGG) en France. Après le démantèlement des UNGG, la construction de REP en France fût entreprise. On associe aussi à la génération I les premiers RNR.

1.2.1 Parc nucléaire mondial

Au début 2013, 68 réacteurs nucléaires étaient en construction dans le monde et 437 en opération, dont : 272 sont des REP ou la version russe, des VVER ; 84 des REB ; 47 des CANDU ou la version indienne, des Pressurized Heavy Water Reactor (PHWR) ; 32 des réacteurs refroidis au gaz et 2 des RNR (Agence Internationale de l'Énergie Atomique, 2013). Le parc nucléaire mondial fournit respectivement 14% et 7% de la production élec-

trique et énergétique mondiale. La proportion de réacteurs en marche refroidis et modérés à l'eau s'élève à plus de 92%, et continuera d'augmenter au cours des prochaines années. Les centrales construites durant les années 1970 et 1980 sont majoritairement encore en opération et appartiennent à la génération II. On associe également à cette génération le RNR français Superphénix, les Advanced Gas-cooled Reactor (AGR), successeurs des MAGNOX au Royaume-Uni, ainsi que les premiers réacteurs CANDU. La génération III se compose principalement de centrales en construction comme l'European Pressurized Reactor (EPR), l'Advanced Boiling Water Reactor (ABWR) et l'Advanced Heavy Water Reactor (AHWR) ; ou en cours d'approbation finale comme l'AP1000 (U.S. Nuclear Regulatory Commission, 2011).

La technologie dominante, refroidie et modérée à l'eau légère, est représentée par les centrales REP et REB. Celles-ci produisent en moyenne 1 000 MWé et sont composées d'un cœur cylindrique compact possédant un réseau rectangulaire sous-modéré où se trouve des assemblages de crayons d'UO_2 légèrement enrichi dans des gaines d'alliage de zirconium. Le cœur est plongé dans une eau tenue sous pression élevée (15,5 MPa pour les REP et 7,2 MPa pour les REB) par une grande enceinte d'acier. La température de l'eau demeure sous le point d'ébullition (345°C) dans les REP, alors que dans les REB le taux de vide atteint environ 14%m. à 330°C à l'entrée des séparateurs de vapeur. Pour gérer la criticité, le SRR des REP utilise principalement l'empoisonnement à l'acide borique (H_3BO_3). Pour les REB, on se sert plutôt du B_4C puisque l'acide borique précipite aux sites de nucléation des bulles de vapeur, affectant ainsi le transfert thermique du combustible au caloporteur. Des barres de contrôle sont également utilisées pour limiter les transitoires neutroniques dues à des variations locales ou globales des paramètres d'opération du cœur. Étant donné la disposition des séparateurs de vapeur des REB, les barres de contrôle y sont propulsées pneumatiquement entre les assemblages de combustible à partir du bas de la cuve. L'utilisation de générateurs de vapeur dans les centrales REP permet de disposer les barres armées par un système de ressorts et d'électroaimants au-dessus du cœur et de les lancer dans la cuve en cas de panne électrique (Glasstone et Sesonke, 1967).

Les centrales en opération ont généralement été conçues pour une vie utile d'une trentaine d'années, au terme de laquelle la cuve pressurisée se fragilise étant donné les défauts structuraux engendrés par l'irradiation intense et prolongée de l'acier (Lemaignan, 2004). Pour les réacteurs CANDU, les tubes de force utilisés en remplacement à l'enceinte pressurisée pour contenir le caloporteur doivent également être éventuellement remplacés pour les mêmes raisons. Conséquemment, un mouvement de réfection des centrales s'est amorcé au cours des dernières années, ajoutant de 10 à 20 ans à la vie d'une centrale à enceinte pressurisée, et jusqu'à 25 ans pour celles à tubes de force.

1.2.2 Concepts avancés

Cette section est dédiée aux concepts avancés de réacteur. D'abord, le concept du réacteur surgénérateur à l'eau légère de Shippingport est présenté puisqu'il fût d'une importance capitale pour la technologie REP, mais aussi pour les cycles au thorium dans les réacteurs refroidis et modérés à l'eau. Ensuite, les réacteurs avancés à eau lourde seront présentés de manière à recenser les nombreuses avenues qui ont déjà été développées et améliorations encore possibles de cette filière, qui sera le sujet de cet ouvrage. Enfin, les réacteurs de génération IV seront présentés pour compléter le portrait technologique.

Le réacteur surgénérateur à l'eau légère de Shippingport

Le REP de Shippingport en Pennsylvanie fût mis en service en 1957 et opéra jusqu'en 1982. Jusqu'en 1974, ce réacteur fût utilisé pour tester plusieurs types de combustible (UO_2, ThO_2-UO_2 et ZrO_2-UO_2) et qualifier les gaines d'alliage de zirconium pour le déploiement massif de la technologie REP (Guillemin, 2009). De 1974 à 1977, le cœur fût modifié pour démontrer la faisabilité de la surgénération de l'^{233}U dans un cycle au thorium dans des REP. Conséquemment, la minimisation des absorptions parasites et des fuites hors du cœur, ainsi que la maximisation de la production de neutrons furent les principaux objectifs poursuivis lors de la conception. Le cœur était composé de 12 assemblages de combustible fissile (pour *seed*) hexagonaux amovibles entourés premièrement de 12 assemblages fertiles (pour *blanket*) stationnaires, eux-mêmes entourés de 15 assemblages réflecteurs de ThO_2 minimisant les fuites. Le combustible utilisé était du ThO_2 dans lequel de 1%at. à 5%at. d'uranium contenant 98%m. d'^{233}U était inséré. Les crayons étaient disposés selon un réseau hexagonal très serré ($\sim$1,5 mm entre chaque crayon), pour faciliter la production neutronique et économiser le combustible. Le concept des assemblages fissiles amovibles permet de s'affranchir de tous les poisons solubles ou consumables, et aucune barre de contrôle n'est utilisée. À partir d'un chargement initial de 0,5 tonne de noyaux fissiles et 23,5 tonnes de ^{232}Th, le cœur fût opéré plus de 1210 jours équivalent à pleine puissance (236,6 MW) de 1977 à 1982. Les taux de combustion massique maximaux obtenus au terme de l'opération étaient de $\sim$46,6 GWj/T_{nl}, de $\sim$22,1 GWj/T_{nl} et de $\sim$4,1 GWj/T_{nl} dans les assemblages fissiles, fertiles et réflecteurs respectivement. Les mesures expérimentales menées sur un grand nombres d'assemblages (dont des réflecteurs) conclurent que la masse fissile finale était 1% supérieure à la masse fissile initiale, démontrant ainsi la faisabilité de la surgénération en cycle thorium (Olson *et al.*, 2002).

Réacteurs avancés à eau lourde

Le programme nucléaire de l'Inde s'est développé dans l'optique de maximiser l'utilisation des ressources locales d'uranium et de thorium. La première phase consistait à déployer les PHWR à l'uranium naturel et d'augmenter le stock de plutonium généré dans des RRNR, pour ensuite l'utiliser pour convertir le thorium en ^{233}U et tendre vers un cycle ^{232}Th/^{233}U (quasi) surgénérateur dans les AHWR. Ce concept avancé de réacteur à tubes de force verticaux et rechargé en marche utilise l'eau lourde comme modérateur et réflecteur, comme les PHWR, et les 920 MW produit sont extraits par le caloporteur à l'eau légère bouillante, comme pour les REB. Les objectifs de conception des AHWR sont de maximiser l'énergie extraite *in situ* de l'^{233}U et d'atteindre la surgénération en minimisant la quantité entrante de plutonium, ainsi que d'obtenir un coefficient de réactivité du vide négatif, un taux de combustion massique à la sortie supérieur à 20 GWj/T_{nl} et une puissance de 300 MWé. Le concept initial envisagé était semblable à celui utilisé pour le réacteur régénérateur à l'eau légère de Shippingport, utilisant des assemblages fissiles et fertiles amovibles, mais a évolué au fil des analyses vers une grappe hétérogène (*composite cluster*) unique. Celle-ci consiste en un long assemblage de 4,3 mètres de hauteur contenant 4 anneaux concentriques composés de (du centre à la périphérie) : 12 crayons ZrO_2-Dy_2O_3 (3% de dysprosium), puis 12, 18 et 24 crayons de (^{232}Th-^{233}U)O_2 contenant une proportion d'^{233}U de 3%, 3,75%, puis 4% et 2,5% dans les moitiés inférieure et supérieure de l'assemblage, respectivement. Une machine à rechargement située au-dessus du cœur peut extraire une grappe usée et la remplacer par une grappe de combustible frais, à une fréquence évaluée à ∼113 canaux/an. En plus du rechargement en marche, la gestion de la réactivité s'effectue par l'insertion de bore dans le modérateur et 53 sites sont prévus pour insérer les barres composant le SRR et le SAU (Sinha et Kakodkar, 2006).

Les PHWR sont très semblables aux réacteurs CANDU qui seront présentés en détail au chapitre 2. Toutefois, les recherches sur les concepts évolués des réacteurs CANDU ne se sont pas orientées dans la même direction que pour les AHWR, comme en témoigne le concept abandonné de l'Advanced CANDU Reactor (ACR) (Ovanes *et al.*, 2009), et la nouvelle voie favorisée, l'Enhanced CANDU6 (EC6) (Ovanes *et al.*, 2008). L'EC6 est refroidi et modéré à l'eau lourde et privilégie un cycle à l'uranium naturel rechargé en marche (Ovanes *et al.*, 2012). En fait, aucune différence notoire n'est observée par rapport au CANDU actuel, bien que des différences mineures au niveau des systèmes périphériques et des mécanismes de réactivité sont prévues. Nous reviendrons sur ce point spécifique au chapitre 7.

Génération IV

Les concepts avancés des réacteurs nucléaires de génération IV ont émergés durant les années 2000 à la suite de retours d'expérience de l'exploitation des centrales de génération II. Les réacteurs de génération IV poursuivent des objectifs ambitieux. Ces filières s'inscrivent dans une perspective de développement durable, en minimisant les émissions de gaz à effet de serre, la quantité et la radiotoxicité des déchets, et en maximisant la longévité des systèmes ainsi que l'efficacité de l'utilisation du combustible nucléaire. De plus, un avantage économique clair et un risque financier comparable aux autres sources d'énergie disponibles devront être rencontrés pour favoriser leur déploiement. Ils doivent présenter une sûreté et une fiabilité accrues, en minimisant la probabilité et l'intensité des dommages possibles aux réacteurs, ainsi que des caractéristiques anti-prolifération et anti-terroriste exemplaires.

Le forum international GenIV est alors créé dans le but d'évaluer l'attrait des concepts proposés et d'orienter la recherche et le développement des systèmes (U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee, 2002). Six concepts de réacteur présentant différents avantages sont alors retenus. D'abord, les Gas-cooled Fast Reactor (GFR), les Lead-cooled Fast Reactor (LFR) et les Sodium-cooled Fast Reactor (SFR) sont particulièrement intéressants pour leur capacité à brûler les actinides produits dans le passé par l'industrie nucléaire et à générer efficacement du ^{239}Pu à partir de l'^{238}U. Les GFR (de même que les LFR) sont également intéressants pour la production d'hydrogène dans le but de soutenir la prochaine génération de véhicules automobiles, tandis que les LFR, de taille variable, sont également considérés pour la désalination de l'eau de mer et la distribution d'énergie électrique dans les régions arides. Le SuperCritical Water Reactor (SCWR) est principalement considéré pour son taux de conversion d'énergie thermique en énergie électrique avoisinant les 44%, le rendant ainsi très attrayant économiquement. Le Molten Salt Reactor (MSR) est considéré principalement pour sa capacité à brûler efficacement les combustibles usés, malgré son coût très élevé en raison de ses nombreux systèmes périphériques. Finalement, le Very High Temperature Reactor (VHTR), où la température du caloporteur peut atteindre 1000°C à la sortie du cœur, est considéré pour son soutien potentiel à de nombreuses activités industrielles, mais aussi pour sa capacité à générer beaucoup d'hydrogène par un procédé chimique nécessitant plus de 850°C.

Tous ces réacteurs, aux qualités exceptionnelles et aux applications diverses, nécessitent toutefois beaucoup de recherche et de développement pour prendre forme, notamment dans le domaine des matériaux. En effet, en plus de leurs propriétés physiques hors du commun, il faut également qu'ils présentent une résistance accrue au rayonnement pour assurer la longévité des systèmes. Ainsi, leur déploiement est pour le moment principalement limité par l'incapacité de trouver des matériaux suffisamment performants pour ne pas dégrader

fortement les qualités neutroniques et/ou thermiques requises de ces réacteurs. Plusieurs années seront encore nécessaires avant le déploiement massif de ces technologies.

1.2.3 Révolution technologique

Le contexte établi compte deux composantes principales. D'une part, l'uranium étant de plus en plus difficile à extraire, une transition progressive vers des cycles plus économes en ressources naturelles traditionnelles s'impose. La mise en place de la régénération de matière fissile à grande échelle apparaît donc comme un enjeu de plus en plus important pour assurer la perennité de la production énergétique mondiale. Le mouvement de réfection déjà amorçé et la difficulté des autres filières énergétiques vertes à s'établir en production de masse, laissent présager le renouveau du parc nucléaire mondial avant 2035. Malgré l'engouement des recherches sur les réacteurs de génération IV et leurs nombreuses promesses, il reste d'immenses défis techniques à surmonter. L'inertie de l'industrie nucléaire, imposé par le réalisme économique des investisseurs et des exploitants, s'oppose également au déploiement de ces nouvelles technologies, principalement en raison des risques financiers et des investissements colossaux nécessaires pour leur mise en service.

Ces points de vue différents peuvent toutefois être partiellement réconciliés en adoptant un compromis profitable aux deux mouvements contraires. D'une part, la mise en place de cycles surgénérateurs à base de thorium naturel nécessite *a priori* l'établissement et la justification économique d'une chaîne d'approvisionnement industrielle. D'autre part, la confiance accumulée dans les systèmes de génération II et III, ainsi que la maîtrise des technologies associées, pourraient convaincre les investisseurs de dégager les sommes requises pour l'amélioration des filières existantes et l'exploitation de cycles de combustible avancés : en particulier les cycles au thorium. Plusieurs études récentes sur les REP (Herring *et al.*, 2001; Baldova et Fridman, 2012; Bi *et al.*, 2012), les REB (Nunez-Carrera *et al.*, 2005, 2008; Shaposhnik *et al.*, 2012; Martinez Francès *et al.*, 2012) et les CANDU (Sahin *et al.*, 2006; Choi et Park, 2006) abondent en ce sens.

Dans cette perspective, deux objectifs principaux peuvent être poursuivis durant la réingénierie des systèmes. La conversion du ^{232}Th pour générer un stock d'^{233}U avant d'établir des cycles ^{232}Th/^{233}U peut être considéré. Toutefois, des surcoûts associés à l'approvisionnement en combustible sont prévisibles et pourraient miner ces options à court terme. La maximisation économique de cycles de combustible avancés semble l'avenue la plus intéressante à court terme et est cohérente avec un déploiement progressif des cycles au thorium.

Évidemment, plus les coûts associés à l'amélioration des réacteurs et l'approvisionnement en combustible fissile sont faibles, plus les options associées sont intéressantes. Pour minimiser les modifications à apporter aux réacteurs, le système original doit présenter une grande

flexibilité, alors que pour minimiser la composante combustible, le combustible d'entraînement fissile doit être aussi économique que possible. Le réacteur CANDU présente toutes les qualités requises, alors que le retraitement du combustible irradié des REP sous forme de DUPIC peut fournir les neutrons nécessaires à la conversion du ^{232}Th à peu de frais (Choi *et al.*, 2003; Sahin *et al.*, 2004; Jeong *et al.*, 2006, 2008). L'UOX ou le MOX pourraient également être considérées si un avantage économique clair ressort de l'optimisation des CANDU pour ces cycles. La perspective d'exploiter de tels cycles dans les CANDU lance alors la réflexion sur l'adéquation des mécanismes de réactivité composant le SRR et les SAU.

1.3 Proposition de recherche

Cette thèse étudie la perfectibilité des réacteurs CANDU pour l'exploitation de cycles de combustible avancés, et en particulier celle des mécanismes de réactivité. D'abord, les objectifs généraux et spécifiques de la recherche sont énoncés, puis les hypothèses sont expliquées.

1.3.1 Objectifs poursuivis

Les objectifs généraux de cette recherche sont d'établir un processus de sélection des meilleurs cycles de combustible avancés pour les CANDU et de développer des méthodes pour modifier le SRR afin qu'il conserve son efficacité originale pour les cycles choisis. D'abord, des modèles numériques paramétrisés du réacteur dans des conditions normales d'opération, avec différents niveaux de réalisme et de précision, seront mis en place pour quantifier la qualité des cycles à l'étude et la capacité des mécanismes de réactivité nominaux à remplir leurs fonctions. Une vaste enveloppe de combustibles nucléaires sera considérée dans cette étude pour illustrer le processus de sélection des cycles de combustible avancés qui s'effectuera en deux temps. Une présélection des combustibles les plus prometteurs, sans égard aux mécanismes de réactivité, est d'abord effectuée à partir de modèles simplifiés. Une analyse finale, basée sur des modèles de cœur complet tenant compte des mécanismes de réactivité nominaux dans différents états crédibles d'exploitation, nous aidera à raffiner notre choix. Pour ce faire, une méthode robuste d'optimisation du cycle de combustible à l'équilibre du rechargement sera mise en place afin de comparer les cycles présélectionnés à leur plein potentiel.

L'analyse des rôles et exigences des mécanismes de réactivité est menée par la suite pour établir une stratégie globale d'ajustement de leurs propriétés pour les cycles les plus prometteurs. Celle-ci est scindée en plusieurs étapes proposant différentes méthodes d'optimisation propres à chacune des familles de mécanismes considérées. Les méthodes développées sont ensuite traduites en problèmes numériques pour chacun desquels, une algorithmique particulière est développée en se basant sur les modèles numériques du réacteur. Les caractéristiques

spécifiques des mécanismes de réactivité nécessaires pour conserver leur efficacité pour chacun des cycles considérés sont déduites des modèles numériques implémentés, avant de les considérer comme des intrants aux méthodes d'optimisation des mécanismes de réactivité développées.

1.3.2 Hypothèses de recherche

L'hypothèse fondamentale soutenant ce travail de recherche est l'existence de cycles de combustible avancés à forte teneur en thorium contrôlables et offrant de meilleures performances économiques que le cycle de référence à l'uranium naturel. Notre analyse s'articule autour de l'établissement et de l'application de méthodes systématiques de sélection de cycles de combustible avancés et d'optimisation des mécanismes de réactivité capables de confirmer cette hypothèse. Les raisons pour lesquelles elle pourrait être infirmée seront également discutées au cours des processus de sélection des cycles et d'optimisation des mécanismes de réactivité.

Pour parvenir à vérifier l'hypothèse fondamentale, nous nous baserons sur les méthodes standards de modélisation des réacteurs CANDU par une chaîne d'évolution quasistatique négligeant le délai d'émission des neutrons retardés par les codes DRAGON et DONJON. Nous n'effectuerons aucune analyse de sensibilité aux données nucléaires en utilisant une seule bibliothèque de données nucléaires, et une seule composition moyenne du dioxyde de DUPIC (c.f. tableau 1.1). Marleau *et al.* (2012) ont toutefois montré une forte sensibilité des caractéristiques du SCWR aux bibliothèques de sections efficaces utilisées, notamment en raison de la présence du thorium. Aucune analyse thermique ou thermohydraulique ne sera menée pour qualifier les températures imposées aux modèles. Nous utiliserons plutôt le champ thermique moyen du cycle de référence. D'autres hypothèses plus spécifiques aux modèles développés seront énoncées durant le développement de la thèse.

1.4 Organisation de la thèse

Cette thèse présente séquentiellement, le processus décisionnel de sélection des cycles de combustible avancés pour les réacteurs CANDU, puis les méthodes d'optimisation des mécanismes de réactivité développées et leur application aux cycles sélectionnés. Le chapitre 2 présente en détail les caractéristiques des réacteurs CANDU, telles que le SRR, les SAU et la stratégie de gestion du combustible propre à ces réacteurs à tubes de force. Le chapitre 3 résume les concepts de neutronique utiles à l'élaboration des modèles subséquents. La modélisation des rechargements en marche est également présentée en détail. Les techniques de modélisation des cellules CANDU développées avec le code DRAGON seront élaborées au

chapitre 4. L'enveloppe de combustibles alternatifs considérée dans cette étude est alors présentée puis analysée selon des critères de sélection basés sur la chaîne de calculs de transport et d'évolution avant d'effectuer une première sélection. Au chapitre 5, la modélisation des mécanismes de réactivité avec le code DRAGON est explicitée suivant plusieurs approches qui seront utiles pour la sélection des cycles de combustible avancés et la simulation précise des mécanismes dans les modèles de cœur. La modélisation du cœur complet avec le code DONJON est abordée au chapitre 6. Une méthode d'optimisation du rechargement est présentée et une deuxième sélection est effectuée, cette fois-ci fondée sur des critères référant au comportement des cycles avancés simulés avec des propriétés nucléaires générées par des modèles grossiers de cellule et de supercellule.

Les six meilleurs cycles de combustible, en plus du cycle de référence à l'uranium naturel, seront alors considérés pour la modification des barres de compensation et des barres liquides et constituent les sujets discutés aux chapitres 7 et 8. Ceux-ci sont construit de la même manière. D'abord, les rôles et les exigences associés à une famille de mécanismes sont expliqués et la modélisation du comportement des mécanismes de réactivité lors de conditions particulières d'opération est présentée. Ensuite, la méthode de modification, propre à chacune des familles de mécanisme, est développée à partir d'arguments physiques. Enfin, l'analyse de l'impact des modifications apportées est orientée selon plusieurs axes : la gestion du combustible, les principales grandeurs d'importance reliées aux mécanismes modifiés, puis l'impact collatéral sur les autres mécanismes. Enfin, le chapitre 9 présente les conclusions de notre étude, les perspectives futures des méthodes développées, les avenues de recherche qu'il reste à explorer ainsi qu'une critique du travail accompli et des pistes d'amélioration.

CHAPITRE 2

LES RÉACTEURS CANDU

La filière CANDU remonte aux années 1950, période durant laquelle le Canada reçut le mandat de développer les réacteurs à eau lourde (Rouben, 1984). Énergie Atomique du Canada Limitée (ÉACL) assura le développement de cette nouvelle filière civile qui était destinée à produire de l'énergie à partir des abondants gisements d'uranium de l'Ouest canadien. Contrairement aux européens et aux américains, l'industrie canadienne était alors incapable de produire des enceintes de taille suffisante pouvant soutenir la pression nécessaire à l'exploitation d'une chaudière nucléaire. Les développeurs confinèrent donc le fluide réfrigérant pressurisé et le combustible dans des tubes de force, eux-mêmes entourés d'une enceinte remplie de liquide modérateur à plus basse pression. L'implantation d'usines d'enrichissement du combustible au Canada posa plusieurs problèmes d'ordre législatif, technologique et économique. ÉACL décida donc d'orienter le développement du réacteur vers l'utilisation d'un spectre neutronique thermique et de combustible d'uranium naturel, i.e. 0,7114%m. fissile seulement. La minimisation des pertes de neutron par absorption ou par fuite lors du ralentissement des neutrons fût alors placée au centre du développement du CANDU qui s'échelonna jusqu'à la fin des années 1960. Des tests sur des prototypes, comme le réacteur de Whiteshell WR-1 avec un caloporteur organique et Gentilly-I refroidi à l'eau légère bouillante (Gray, 1975), furent menés au cours des années 1960 et 1970, puis les premiers réacteurs CANDU apparurent au Canada à la fin des années 1970, et plus massivement, au début de la décennie 1980 (Agence Internationale de l'Énergie Atomique, 1999).

La description du réacteur est essentielle pour bien mettre en contexte l'étude. L'objectif poursuivi par ce chapitre est donc de décrire précisément les caractéristiques physiques du CANDU-600 MW (noté CANDU pour la suite) ainsi que d'introduire les stratégies de rechargement en marche possibles et les techniques de gestion de la réactivité utilisées afin de mettre en contexte l'approche théorique et la modélisation du cœur qui suivront. D'abord, le concept et les caractéristiques générales des réacteurs CANDU ainsi que le SRR et les SAU seront présentés. Ensuite, les contraintes fondamentales en gestion du combustible ainsi que les phases du cycle du combustible seront décrites.

2.1 Vue d'ensemble du réacteur

Les réacteurs nucléaires CANDU-6 sont refroidis et modérés à l'eau lourde et délivrent une puissance de 675 MWé. L'économie des neutrons produits par fission au cours de leur ralentissement vers les énergies thermiques réalisée par l'utilisation du deutérium comme noyau modérateur évite les nombreuses absorptions dans l'hydrogène et permet l'utilisation d'uranium indigène comme combustible. Le choix du caloporteur est motivé par le même argument. L'énergie de fission transmise au caloporteur est extraite par 4 générateurs de vapeur à la frontière entre les circuits primaire et secondaire. La vapeur d'eau légère du secondaire est alors utilisée pour entraîner un turbo-alternateur relié au réseau électrique. La vue d'ensemble d'un réacteur CANDU et de son caisson est présentée à la figure 2.1.

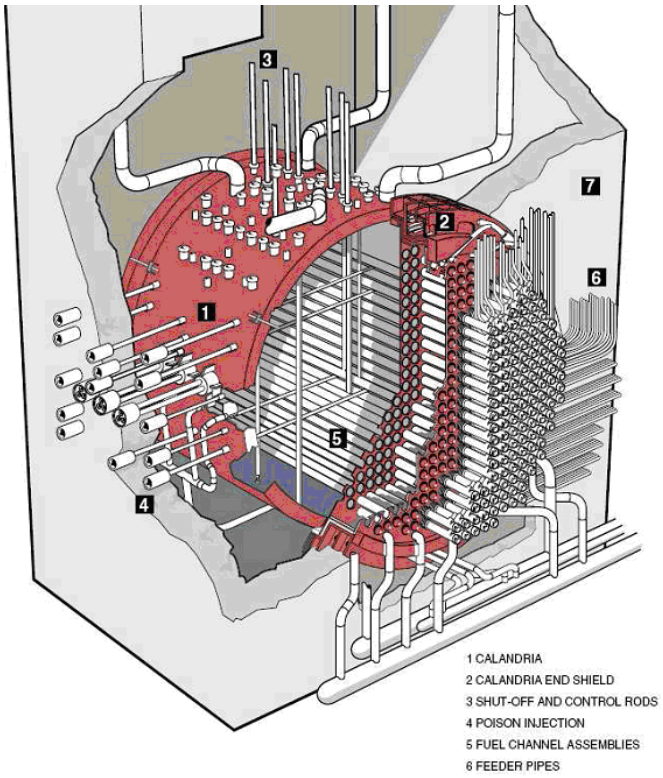

Figure 2.1 Coupe de la calandre d'un réacteur CANDU et de son environnement.

La calandre cylindrique des réacteurs CANDU mesure 3,8 mètres de rayon (externe) par 6 mètres de longueur et baigne dans une piscine d'eau légère servant à refroidir la calandre ainsi qu'à absorber ou ralentir le rayonnement fuyant le cœur, bien que la calandre d'acier inoxydable soit elle-même conçue pour réfléchir les neutrons vers l'intérieur. Dans la calandre, les 380 canaux de combustible axiaux (orientés selon l'axe z) comptent chacun 12 grappes de combustible de 49,53 cm de longueur disposées selon un réseau cartésien de pas de 28,575

cm. L'alimentation en caloporteur est bidirectionnelle selon un schéma en damier de manière à conserver une grande symétrie dans le cœur. À l'exception des mécanismes de réactivité, des matériaux de structure et d'une encoche dans la calandre aux extrémités, la géométrie est homogène selon l'axe principal z.

2.1.1 Rechargement en marche

Une des caractéristiques les plus importantes des réacteurs CANDU est la possibilité de recharger le cœur durant son fonctionnement en extrayant des grappes de combustible usé et en les remplaçant par des grappes de combustible frais. Le rechargement d'un canal est assuré par 2 Machines à Combustible (MC) qui viennent se fixer à chaque extrémité du canal. La machine en amont du canal (entrée du caloporteur) contient des grappes de combustible frais dans un barillet et les insère une à une dans le canal en poussant sur les grappes déjà présentes. À l'autre extrémité, la seconde MC reçoit les grappes de combustible usé au fur et à mesure que les grappes neuves sont insérées. Les grappes usées sont alors acheminées vers une piscine d'eau légère, où elles seront refroidies durant environ 6 années. Le rechargement d'un canal s'effectue dans le même sens que le débit de caloporteur pour minimiser l'enthalpie de l'eau là où les nouvelles grappes très réactives sont positionnées (Rozon, 1999).

Le nombre de grappes insérées dans un canal j lors d'un rechargement est appelé le mode axial de rechargement n_j. Celui-ci a une influence directe sur le nombre de canaux à recharger dans une période donnée pour compenser la perte en réactivité due à l'évolution du combustible, mais également sur la forme des distributions de flux et de puissance dans le réacteur. Nominalement, le réacteur CANDU fonctionne dans un mode axial de rechargement $n_j = 8$. La figure 2.2 présente un schéma de la position des grappes avant et après le rechargement d'un canal pour $n_j = 8$.

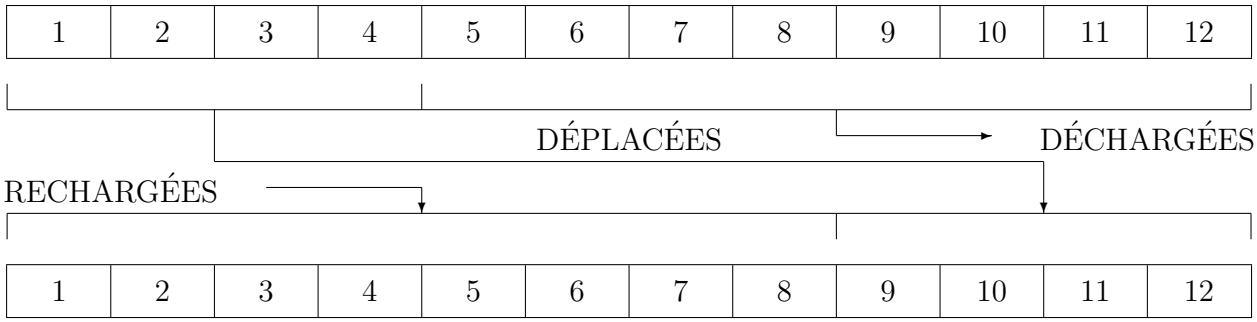

Figure 2.2 Rechargement d'un canal j selon le mode axial $n_j = 8$.

2.1.2 Grappes de combustible

Chacune des grappes dans le cœur possède une géométrie identique qui est détaillée à la figure 2.3 avec les principales structures de la cellule élémentaire du CANDU : le combustible, les gaines, le caloporteur, le tube de force, le tube de calandre entourant un gaz annulaire (pour *gap*), puis le modérateur. Le gaz annulaire assure l'isolation thermique entre le modérateur froid et à basse pression dans la calandre et le caloporteur chaud et pressurisé circulant dans le tube de force. Le combustible nucléaire est disposé dans des grappes faites d'un alliage de zirconium (pour *zircalloy*) divisées en plusieurs crayons de combustible. Chacun de ces crayons est rempli de petites pastilles cylindriques de céramique formées à partir de dioxyde d'uranium.

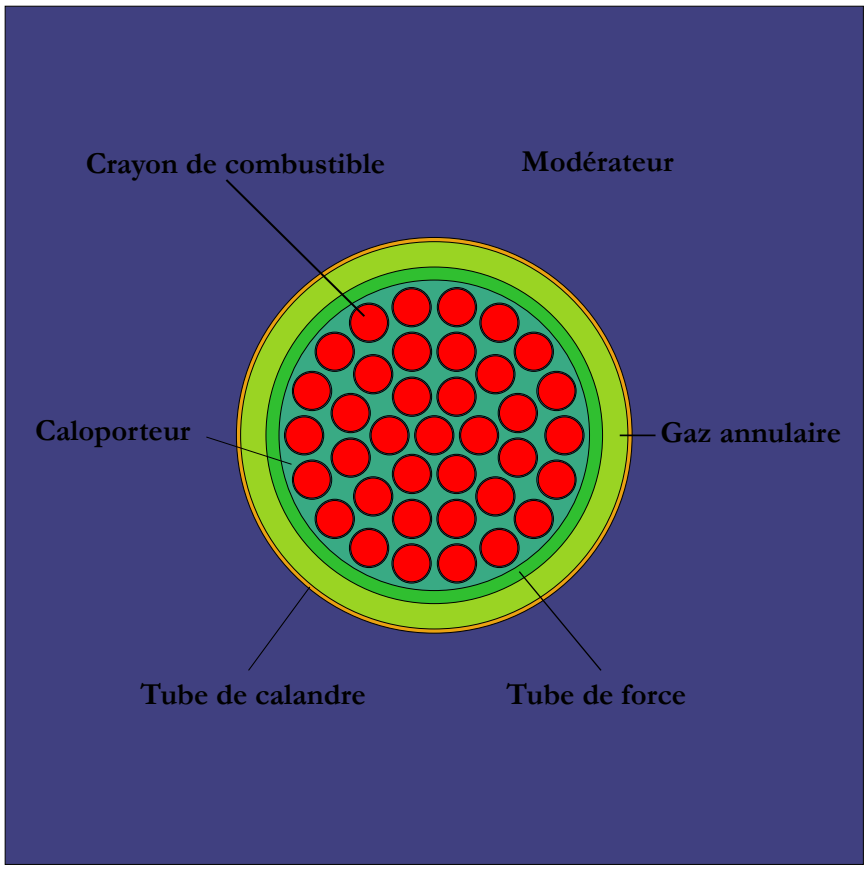

Figure 2.3 Cellule unitaire du réseau d'un réacteur CANDU et ses structures principales.

Deux types de grappes composées de 37 et 43 crayons disposés selon 4 couronnes concentriques seront considérés dans cette étude. La grappe à 37 crayons de combustible (c.f. figure 2.3) est utilisée dans les CANDU en exploitation. Ce concept a évolué au cours des années, car au départ des grappes à 7, à 19, puis à 28 crayons furent utilisées (MacEwan

et al., 1971). En augmentant le nombre de crayons pour un même volume de combustible, on augmente la surface de contact entre la gaine chauffée par fission et le liquide réfrigérant. L'augmentation du nombre de crayons a donc permis de refroidir plus facilement les grappes et ainsi d'augmenter la puissance pouvant être retirée du combustible pour un même débit massique de caloporteur. La dernière évolution de la grappe de combustible est le modèle CanFlex (Hastings *et al.*, 1989) à 43 éléments (1, 7, 14 et 21 crayons par couronne) utilisé pour la conception de l'ACR (Ovanes *et al.*, 2009), où les 8 crayons centraux sont légèrement plus imposants que les 35 crayons externes. Ce surdimensionnement présente plusieurs avantages en exploitant l'hétérogénétié du flux dans la grappe. Il est possible d'y insérer un poison consumable, comme le dysprosium, pour tenter d'atteindre un coefficient de vide négatif pour le CANDU (Ovanes *et al.*, 2008), ou encore, d'y placer des espèces fertiles, comme le ^{232}Th, menant à la production de matière fissile sous irradiation neutronique (Hastings *et al.*, 1989).

2.1.3 Matériaux de structure

Les matériaux de structure dans un réacteur nucléaire remplissent le rôle de maintenir l'ensemble des structures du cœur en place, d'assurer le mouvement des mécanismes et d'éviter les chocs mécaniques (Boltax, 1964). Dans les CANDU, toutes les barres amovibles sont entourées d'un tube guide fixe installé dans un socle au bas de la cuve et elles sont reliées à un câble d'acier inoxydable qui est entraîné par un moteur électrique lors d'un mouvement. Des ressorts sont également installés au fond des tubes guides pour absorber l'impact des barres relâchées (Rouben, 1984). Plusieurs membrures sont responsables de maintenir le poids du réseau et assurer sa stabilité. Un vaste système de détection neutronique est également présent dans le cœur : 102 détecteurs de flux au vanadium et 28 au platine sont disposés dans des tubes verticaux transparents aux neutrons à des endroits stratégiques du cœur (Varin, 1995). Puisque toutes ces structures sont essentielles au bon fonctionnement du système et qu'elles sont en permanence dans le réacteur, leur capacité d'absorption des neutrons est donc minimisée lors de la conception du réacteur.

2.2 Système de régulation du réacteur

Les mécanismes de réactivité ont pour rôle de gérer la réaction en chaîne de fission se déroulant dans les réacteurs nucléaires afin d'éviter des dommages au cœur et à l'environnement. Les mécanismes de réactivité du réacteur CANDU sont nombreux, variés et sont tous orientés perpendiculairement aux canaux de combustibles (en x ou y). Étant donné le nombre élevé de mécanismes différents dans le CANDU, il est important de définir un vocabulaire propre aux mécanismes pour fins de clarté et de précision dans la suite de la thèse. Certaines

expressions consacrées aux mécanismes de réactivité seront donc définies dans la suite de ce chapitre. D'abord, on appellera une *famille de mécanismes* l'ensemble des mécanismes qui possèdent une fonction et une composition communes. Le réacteur CANDU présente 6 familles de mécanismes, dont 4 sont gérées par le SRR et 2 servent de SAU, séparant ainsi les fonctions d'opération des fonctions de sûreté.

2.2.1 Barres de compensation

Il existe 21 barres de compensation dans le réacteur CANDU placées selon 3 plans identiques de 7 barres chacun. Les plans sont disposés de manière symétrique autour de la mi-longueur (en z) du cœur. Elles sont orientées verticalement dans le cœur (en y) et leurs mouvements sont guidés par des tubes guides interstitiels fixes dans le cœur. Ces barres sont normalement insérées dans le cœur de manière à fournir une réserve de réactivité positive au SRR et pour aplatir le profil du flux dans le réacteur. Ceci permet d'extraire une plus grande puissance totale du cœur pour une contrainte de puissance maximale donnée. Les 21 barres sont divisées logiquement en 7 bancs (1 à 7) que l'on retire dans l'ordre croissant au besoin. Le SRR actionne les bancs de barres de compensation qui rassemble 2 à 5 barres possédant une certaine symétrie pour éviter de créer des instabilités neutroniques trop intenses lors de leur retrait du cœur. Rouben (1984) indique que deux raisons peuvent motiver l'extraction des barres : contrebalancer l'augmentation du ^{135}Xe suite à un recul de la puissance du réacteur ou compenser la perte de réactivité lors d'une panne d'une des deux MC empêchant le rechargement.

Au cours de l'histoire des CANDU, deux modèles de barres de compensation ont été utilisés. Le design le plus simple et répandu consiste en une tige centrale entourée d'une enveloppe cylindrique toutes deux faites d'acier inoxydable. Pour maximiser l'aplatissement du flux au centre du cœur, les barres de compensation sont généralement plus épaisses au centre qu'aux extrémités. Le deuxième concept consiste à remplacer l'acier par plusieurs crayons de ^{59}Co absorbeur de neutrons. En plus de fournir les 1 530 pcm nécessaire à la gestion de la réactivité du cœur, l'irradiation du ^{59}Co produit du ^{60}Co qui est un radionucléide couramment utilisé en médecine (Mira, 1984). Lors des arrêts de maintenance du réacteur le ^{60}Co est retiré et vendu à l'industrie médicale, puis remplacé par de nouveaux crayons de ^{59}Co. Bien qu'un avantage économique puisse être tiré de ce produit dérivé, ce type de barre de compensation ne sera pas considéré dans cette étude.

2.2.2 Barres liquides

Les barres liquides présentent la géométrie et l'assemblage le plus complexe de tous les mécanismes de réactivité du CANDU. Elles sont disposées selon 2 plans symétriques par rapport à la mi-longueur du cœur contenant chacun 3 barres verticales. Chacune de ces barres est divisée en 2 ou 3 compartiments (3 pour les barres du centre en x) où se trouve de l'eau légère et de l'hélium. L'eau légère étant plus absorbante que l'eau lourde du modérateur, la réaction nucléaire dans l'environnement des 14 compartiments peut être gérée en ajustant méticuleusement le niveau d'eau s'y retrouvant. Le SRR s'appuie sur la lecture de détecteurs de neutrons distribués dans le cœur, ainsi que le chambres d'ionisation et à fission situés à proximité du cœur, afin de déterminer le juste niveau d'eau des compartiments à un instant donné (Varin, 1995).

Chacune des 6 barres contient un système d'injection d'eau et d'hélium qui couple les compartiments entre eux. En effet, le niveau d'eau prescrit par le circuit logique du SRR dans un compartiment est atteint par l'action combiné de deux tubulures remplissant ou vidangeant le compartiment d'eau ou d'hélium (Rozon, 1999). L'hélium et l'eau sont fournies aux compartiments à partir de réservoirs situés au-dessous du réacteur via des tubes d'équilibrage et de remplissage, respectivement. Ces tubes se terminent dans le bas de chacun des compartiments. Les fluides sont évacués par le haut (trop-plein pour l'eau) par les tubes de contrôle de la pression et de vidange d'eau. En ajustant simultanément le débit des vannes reliées à chacune des tubulures, on peut faire varier les niveaux d'eau et d'hélium dans chacun des compartiments séparément. Les tubes d'alimentation et de vidange sont toujours remplis d'eau, alors que les tubes d'équilibrage et de contrôle de pression sont remplis d'hélium en permanence.

Les barres liquides ont deux tâches principales : le réglage en continu de la réactivité du réacteur en rétroaction à la lecture des détecteurs de flux par ajustement du niveau d'eau, puis le réglage spatial de la puissance suite à une perturbation du profil du flux. Le réglage spatial est nécessaire pour stabiliser la réaction par rapport à des modes d'oscillation du flux pouvant être excités par le mouvement d'un mécanisme ou le rechargement d'un canal de combustible. Chacune des barres est alors responsable de gérer la puissance dans son voisinage de sorte qu'elle ne franchisse jamais les seuils de sûreté imposés par la résistance mécanique des gaines et leur capacité d'extraction de chaleur.

Le réacteur est conçu pour être critique avec un niveau d'eau moyen dans les barres liquides, c'est-à-dire toutes les barres à 50% remplies d'eau. De cette façon, on peut insérer une réactivité négative en augmentant le niveau d'eau, ou une réactivité positive, en le diminuant. Bien que l'impact en réactivité des compartiments liquides soit assez faible, leur ajustement continuel empêche les faibles variations de réactivité de mener à un emballement du réacteur.

Les 14 compartiments ont une valeur en réactivité totale d'environ ±350 pcm (autour de 50% de remplissage) (Rouben, 1984).

2.2.3 Barres solides de réglage

Il existe dans le réacteur CANDU 4 barres solides de réglages verticales de 5,4 mètres de long disposées en 2 plans symétriques selon l'axe z et séparées logiquement en 2 bancs pour le SRR. La section de ces barres creuses identiques est homogène sur toute leur longueur. Ces barres sont normalement disposées juste au-dessus du cœur et peuvent être insérées s'il faut diminuer la puissance plus rapidement que les barres liquides ne le permettent. L'insertion des barres peut se faire à vitesse contrôlée, ou par gravité ; par banc, ou les 4 barres ensemble. La valeur totale en réactivité des barres solides de réglage est d'environ -1 080 pcm, ce qui est suffisant, avec le remplissage des barres liquides, pour arrêter complètement le réacteur (Rouben, 1984).

2.2.4 Tubulures d'injection lente de poison

La dernière famille de mécanismes gérée par le SRR rassemble des tubulures horizontales (en x) d'injection lente de poison neutronique. Elles sont disposées sur toute la longueur du cœur afin de faciliter le mélange du poison soluble dans le modérateur. Deux poisons sont injectés par les tubulures dans différentes situations : l'acide borique et une solution de gadolinium. Ces poisons peuvent être ensuite retirés au besoin par des colonnes échangeurs d'ions (Rouben, 1984).

L'acide borique est surtout utilisée pour compenser la réactivité excédentaire du combustible jeune et très réactif au début de l'exploitation du cycle. Au démarrage, le cœur doit donc être empoisonné par environ 1,6 ppm de bore naturel. Certains réacteurs CANDU de Bruce Power en Ontario au Canada fonctionnent sans barres de compensation et le bore vient assurer une marge en réactivité positive en cas de panne d'une des MC. À la mise en service d'une centrale, un étalonnage en réactivité de chacun des bancs de mécanismes est effectué en enlevant ou en ajoutant de l'acide borique pour compenser leur insertion ou leur retrait. Le gadolinium, quant à lui, est plutôt utilisé pour les arrêts prolongés du réacteur pour compenser la désintégration du ^{135}Xe qui se fait sentir pendant les 2 premiers jours suivant l'arrêt. L'avantage de ce poison est qu'il se désintègre approximativement au même rythme que le ^{135}Xe produit lors du redémarrage, ce qui facilite les manœuvres de réactivité lors de cette période critique de l'exploitation du réacteur (Rouben, 1984).

2.3 Systèmes d'arrêt d'urgence

2.3.1 Barres d'arrêt

Les 28 barres d'arrêt verticales distribuées partout au-dessus du cœur constituent le premier SAU des réacteurs CANDU. Celles-ci sont physiquement identiques aux barres solides de réglages, mais ne sont pas gérées par le SRR, de manière à séparer les fonctions de sûreté des fonctions d'opération. Lorsque que le SAU se déclenche, les barres sont propulsées par des ressorts dans le réacteur en moins de 2 secondes, engendrant une réactivité d'environ -8 000 pcm. Même si les 2 barres les plus efficaces ne sont pas disponibles lors du déclenchement, les études de sûreté du CANDU montrent qu'une excursion de puissance peut être rapidement gérée par le système. Tout au cours de l'exploitation de la centrale, des tests périodiques sont effectués pour s'assurer que la disponibilité du système soit assurée au moins 99,9% du temps (Rouben, 1984).

2.3.2 Tubulures d'injection rapide de poison

Les 6 tubulures d'injection rapide de poison installées horizontalement dans le réacteur CANDU servent à arrêter la réaction en chaîne lors de situations d'urgence, indépendamment des barres d'arrêt. Chacune des tubulures est reliée à son propre réservoir d'alimentation, où une solution d'eau lourde et de gadolinium à 8 000 ppm est maintenue à une pression de 7,6 MPa. Ce système à lui seul peut engendrer une réactivité négative de plus de -30 000 pcm en environ 6 secondes, ce qui est suffisant pour palier à tous les scénarios d'accident, même avec une tubulure en moins. La redondance des équipements importants pour la sûreté permet d'améliorer la fiabilité d'un système à remplir sa fonction, et c'est pourquoi ce principe est omniprésent dans la conception des centrales nucléaires. Tout comme le premier SAU, ce deuxième système est maintenu à un taux de fiabilité supérieur à 99,9%, ce qui implique qu'une situation d'urgence pourra être contrôlée par l'un ou l'autre des 2 SAU au moins 99,9999% du temps.

2.4 Gestion du combustible

Avec la définition de cycle de combustible adoptée à la section 1.1.4, la gestion du combustible consiste à disposer adéquatement le combustible nucléaire dans un réacteur afin d'en maximiser l'énergie extraite. Chaque filière possède ses propres caractéristiques de gestion du combustible qui doivent être prises en compte dès la phase de conception du cœur. Les réacteurs CANDU présentent plusieurs propriétés uniques à travers le parc nucléaire mondial, l'une d'elles étant le rechargement en marche. Cette caractéristique offre une grande souplesse

dans la gestion du combustible qui toutefois, doit toujours respecter plusieurs contraintes fondamentales d'horizons variés. Dans ce cadre, 3 phases distinctes du cycle du combustible nucléaire de référence dans les CANDU sont définies.

2.4.1 Contraintes fondamentales

La première contrainte fondamentale est la criticité du réacteur, c'est-à-dire qu'en moyenne, chaque neutron de fission engendre exactement un et un seul autre neutron qui induit à son tour la fission nucléaire dans le combustible. Le temps de résidence des grappes dans le cœur doit donc être ajusté pour qu'en présence des mécanismes de réactivité dans leur position nominale et des fuites de neutrons à l'extérieur du cœur, la criticité soit toujours maintenue. Le niveau d'absorption variable des barres liquides offre une légère marge d'exploitation, toutefois l'atteinte de la criticité demandera une attitude différente de la part de l'opérateur au cours des diverses phases du cycle du combustible.

D'autre part, la distribution de puissance dans le réacteur doit être ajustée de manière à respecter les limites du caloporteur à retirer la chaleur des grappes de combustible. Il faut alors distinguer deux phénomènes susceptibles de dégrader l'intégrité du combustible. La fusion de l'oxyde d'uranium engendrée par une puissance linéique trop élevée aurait comme conséquence de dilater le combustible et pourrait mener à une rupture de gaine. En pratique, ce risque de fusion du combustible est évité en imposant une puissance maximale de grappe. De plus, l'assèchement de la gaine peut également provoquer la rupture. Le refroidissement continue de la gaine dépend à la fois du débit de caloporteur et de la puissance du canal dans lequel il circule, et c'est pourquoi les rechargements doivent être effectués avec prudence pour toujours respecter une contrainte de puissance maximale de canal.

Il faut également tenir compte des capacités de rechargement rencontrées en centrale qui sont limitées par le personnel, mais surtout par les MC. Celles-ci mettent plusieurs minutes pour recharger un canal et disposer des grappes irradiées adéquatement. Elles ne peuvent donc être utilisées que pour recharger quelques canaux par jour. Habituellement, deux canaux présentant une symétrie de rotation par rapport au centre du cœur sont rechargés. La conception très complexe des MC les rendent sujettes à des défaillances fréquentes qui rendent alors impossible le rechargement.

Enfin, pour un cœur critique et dont la distribution de puissance assure son intégrité, on cherchera à maximiser la combustion massique, i.e. l'énergie de fission extraite du combustible durant son séjour dans le cœur par unité de masse, communément appellé *burnup*. Ceci réduit le coût en combustible, la composante variable du coût total de l'énergie électronucléaire, en utilisant moins de ressources naturelles pour fournir la même énergie.

2.4.2 Cycle nominal

Le cycle du combustible dans les CANDU passe par trois phases distinctes où la gestion du combustible est assurée par différents moyens à la disposition du chef de quart (Rouben, 1984). D'abord, le combustible frais à $t = 0$ possède une réactivité excédentaire qui doit être prévue pour contrebalancer l'effet des produits de fission qui s'accumuleront durant le reste du cycle, et la disparation des noyaux fissiles, si le cycle n'est pas surgénérateur. Aucun rechargement du réacteur n'est effectué durant cette période statique initiale. Le CANDU se comporte alors comme un réacteur rechargé à l'arrêt comme les REP et les REB : la réactivité excédentaire est décroissante dans le temps et est compensée en ajustant la concentration de bore (environ 860 pcm/ppm à $t = 0$) introduite dans le modérateur. L'aplatissement de la distribution de puissance ou du flux dans le cœur initial pour respecter les limites de puissance en maximisant le burnup est également important dès le début du cycle. En plus des barres de compensation qui sont dimensionnées pour introduire l'aplatissement voulu dans la distribution nominale de flux qui n'est atteinte qu'après plusieurs mois d'opération, il faut utiliser des mesures supplémentaires pour le cœur frais. Cela consiste à disposer intelligemment environ 130 grappes d'uranium appauvri à 0,52%m. dans le cœur de façon à permettre aux barres liquides de maintenir les puissances de consigne, malgré leur faible impact sur la réactivité. La première phase de l'exploitation se termine lorsque la réactivité excédentaire, mesurée en pratique par la concentration de bore dans le modérateur, approche zéro à $t = t_0$.

Pour maintenir la criticité, il devient alors nécessaire de remplacer une partie du combustible irradié par des grappes de combustible frais. En pratique, les rechargements sont amorcés légèrement avant $t = t_0$ pour éviter de surmener inutilement les MC. La baisse en réactivité due à la combustion des noyaux fissiles et l'apparition de produits de fission absorbants entre deux rechargements est accompagnée d'une baisse du niveau d'eau dans les barres liquides de l'ordre de 10%/jour à pleine puissance. Lors du rechargement d'un canal, le niveau d'eau des compartiments près de l'endroit où sont introduites les grappes fraîches remonte subitement pour respecter la puissance consigne. Les opérateurs tentent de maintenir le niveau moyen des barres liquides entre 30% et 70% tout au long de l'exploitation de façon à maintenir une marge de sûreté et éviter l'utilisation des autres mécanismes qui ont plus d'impacts sur les distributions de flux et de puissance. En se basant sur les contraintes fondamentales décrites précédemment, Rouben (1984) a défini des lignes de conduite pour le rechargement :

- choisir les canaux où le burnup est élevé, ou encore, ceux où la puissance instantanée est beaucoup plus faible que la valeur moyenne dans le temps ;
- choisir les canaux où le rechargement induira une forte augmentation de la réactivité ;
- choisir les canaux dans les zones de contrôle où la puissance est faible par rapport à la puissance de consigne de façon à conserver le niveau moyen des barres liquides dans les

marges prescrites ;
- recharger les canaux symétriquement, axialement et radialement ;
- éviter les points chauds en espaçant dans le temps le rechargement de canaux adjacents ;
- minimiser le rapport entre la puissance instantanée et moyenne dans le temps pour les canaux centraux pour conserver l'aplatissement voulu de la puissance.

La phase entre le début des rechargements et le premier rechargement du dernier canal se nomme l'approche à l'équilibre et dure plusieurs mois : de $t = t_0$ à $t = t_{\text{éq}}$. Durant cette phase du cycle, le burnup moyen des grappes extraites du cœur augmente graduellement puisque les grappes retirées plus tard, ont été irradiées plus longtemps. D'autre part, le gain en réactivité à chaque rechargement augmente étant donné que le burnup moyen des grappes dans le cœur est plus élevé. Conséquemment, le temps entre les rechargements augmente jusqu'à une valeur maximale.

Après une première visite des MC dans chacun des canaux, la fréquence des rechargements est essentiellement constante et les mécanismes sont en moyenne dans leur position nominale. Cet équilibre sera maintenu tant que la stratégie de rechargement, la puissance totale du réacteur, les températures, débits et compositions du caloporteur et du modérateur, ainsi que la composition du combustible resteront inchangés (Rozon, 1999). Cette phase du cycle est connue sous le nom d'équilibre du rechargement. Étant donné que ce régime couvre la majeure partie de la vie des CANDU, les concepteurs s'intéressent souvent aux propriétés moyennes dans le temps en supposant que le réacteur opère à l'équilibre du rechargement pour établir un comportement de référence. Étant donné que les contraintes fondamentales de la gestion du combustible dans le réacteur doivent être toujours respectées, des études sur des états instantanés et crédibles du cœur sont également essentielles lors de la conception.

CHAPITRE 3

NEUTRONIQUE ET GESTION DU COMBUSTIBLE

3.1 Physique des réacteurs nucléaires

Le problème général en physique des réacteurs nucléaires consiste à déterminer la population de neutrons $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ par unité de volume, d'énergie et d'angle solide autour d'une direction $\vec{\Omega}$ en fonction du temps t dans un milieu multiplicateur hétérogène rempli de noyaux de densité atomique $\mathcal{N}_j(\vec{r}, t)$ évoluant au fil du temps de façon naturelle, par désintégration radioactive, mais également par différentes réactions nucléaires induites par neutrons (et particules α, $\beta^{\pm}$, γ, etc.). La stratégie de résolution du problème consiste à découpler les champs neutronique $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ et isotopique $\mathcal{N}_j(\vec{r}, t)$ dans le temps t par une méthode quasistatique. Ces méthodes consistent d'abord à déterminer $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, 0)$ dans le champ isotopique initial $\mathcal{N}_j(\vec{r}, 0)$ connu, puis à calculer l'effet du champ neutronique, normalisé convenablement pour représenter les conditions d'opération du réacteur, sur les isotopes durant un intervalle temporel Δt, puis à déterminer de nouveau le champ neutronique $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, \Delta t)$ découlant du champ isotopique évolué $\mathcal{N}_j(\vec{r}, \Delta t)$, et ainsi de suite (Rozon, 1999). En général, un second niveau d'itération est utilisé pour rétablir le champ thermique $\theta(\vec{r}, t)$ au nouvel équilibre thermique existant à $t = \Delta t$ une fois les deux autres champs déterminés. L'interaction entre les champs neutronique et isotopique et le champ thermique est complètement omise en neutronique en considérant que $\theta(\vec{r}, t) = \theta(\vec{r})$.

Pour déterminer le champ neutronique dans un milieu multiplicateur fortement hétérogène comme un réacteur nucléaire, deux écoles de pensée se sont édifiées au cours de l'histoire. La première consiste à considérer le transport de neutrons dans la matière comme un processus stochastique, où la marche aléatoire des neutrons est simulée explicitement un très grand nombre de fois pour déceler la tendance statistique d'estimateurs de différents paramètres intégraux d'intérêt, comme les taux de réactions. L'approche déterministe aborde le problème en discrétisant l'espace de phase des neutrons et en résolvant l'équation de transport des neutrons par de robustes méthodes numériques itératives. La chaîne de calculs déterministe est habituellement scindée en deux parties pour palier à l'incapacité des ordinateurs modernes à effectuer les calculs en des temps raisonnables et avec une précision acceptable en théorie du transport sur des géométries aussi grandes qu'un cœur. L'approximation de la diffusion et diverses techniques de réduction des propriétés nucléaires sont alors utilisées pour restreindre l'effort de calcul à fournir au niveau du cœur entier.

3.1.1 Physique nucléaire et sections efficaces

Le champ isotopique contient généralement plusieurs espèces nucléaires différentes dont les propriétés d'interaction avec les neutrons varient selon la nature et l'état du noyau ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, la température du milieu ambiant θ, les liens moléculaires ou métalliques dans lesquels l'atome est impliqué et l'énergie $E = \frac{1}{2}mv_n^2$ du neutron incident dans le référentiel du laboratoire (LAB). L'interaction x entre deux particules est caractérisée par la section efficace microscopique partielle σ_x. Expérimentalement, il est vérifié que le taux d'interaction x par unité de surface $dR^S_{x,j}$ entre les neutrons et le noyau j d'un échantillon homogène est proportionnel à l'intensité (ou niveau de flux) neutronique $\phi = nv_n$, à la densité de noyaux $\mathcal{N}_j$ et à l'épaisseur de l'échantillon ds. La section efficace microscopique partielle $\sigma_{x,j}(E)$, exprimée en barns ($1\ \mathrm{b} = 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$), est définie comme la constante de proportionnalité entre ces quantités :

$$dR^S_{x,j}(E) = \mathcal{N}_j\sigma_{x,j}(E)\phi ds = \Sigma_{x,j}(E)\phi ds,$$

où $\Sigma_{x,j}(E)$ est propre à l'échantillon et est appelée la section efficace macroscopique partielle de l'interaction x avec l'isotope j. Les sections efficaces microscopique et macroscopique totales

$$\sigma_j(E) = \sum_x \sigma_{x,j}(E) \text{ et } \Sigma_j(E) = \sum_x \Sigma_{x,j}(E)$$

incluant toutes les réactions sur le noyau sont également définies. Pour un mélange, il est utile de réunir les $\Sigma_{x,j}(E)$ par interaction,

$$\Sigma_x(E) = \sum_j \Sigma_{x,j}(E),$$

ou en une seule valeur globale :

$$\Sigma(E) = \sum_x \Sigma_x(E) = \sum_j \Sigma_j(E).$$

Les résultats d'un très grand nombre d'expériences ont été compilés dans des bibliothèques évaluées par différents organismes, où les $\sigma_{x,j}(E)$ sont décrites sous forme ponctuelle sur le spectre $[10^{-5}, 10^{8}]$ eV. Pour les parties du spectre d'énergie n'ayant pu être examinées expérimentalement, des évaluations des $\sigma_{x,j}(E)$ sont établies sur la base de modèles théoriques de physique nucléaire. Bien que les méthodes Monte Carlo utilisent le format ponctuel ACE produit par le code NJOY (Macfarlane et Boicourt, 1975) pour décrire les sections efficaces, l'approche préconisée pour les méthodes déterministes consiste à découper le spectre en plusieurs dizaines ou centaines de groupes d'énergie $g = [E_g, E_{g-1}]$ dans chacun desquels les

$\sigma_{x,j}(E)$ sont approchées par des valeurs constantes $\sigma^g_{x,j}$. Les sections efficaces sont interpolées en fonction de la température $\theta(\vec{r})$ du milieu à partir des valeurs tabulées en assumant que les noyaux sont tous à l'équilibre thermodynamique avec leur milieu ambiant et que leur distribution de vitesse suit la loi de Maxwell-Boltzmann (Hébert, 2009).

Le couplage entre les champs décrivant un réacteur nucléaire est principalement dicté par les réactions nucléaires s'y produisant. Nombre d'entre-elles s'effectuent par la formation d'un noyau composé ${}^{A+1}_{Z}\mathrm{X}^*$ dans un état excité après l'absorption d'un neutron. La désexcitation du noyau composé peut alors s'effectuer (en environ 10^{-22} à 10^{-14} s) selon plusieurs canaux de désexcitation : la diffusion (pour *scattering*) élastique (n,n) ou inélastique (n,n'), la capture radiative (n,γ) ou la fission (n,f). Les canaux de désexcitation accessibles pour un noyau composé sont ceux qui permettent d'observer les nombreuses lois de conservation applicables au système : l'énergie, le moment angulaire, le spin, la charge électrique ainsi que les nombres baryonnique et leptonique. Le nombre et la complexité des phénomènes en compétition lors de la désexcitation du noyau composé mènent à des $\sigma_{x,j}(E)$ présentant un comportement résonant de plus en plus marqués au fur et à mesure que la densité d'états d'énergie du noyau croît, i.e. à mesure que le nombre de nucléons A (ou la masse du noyau) et que le paramètre d'impact de la collision augmentent. Ainsi, les noyaux lourds présentent une région de résonances résolues d'amplitudes élevées dans la partie épithermique du spectre (de 1 eV à 10 keV environ), là où les interactions de type ondes-p, ondes-d, ondes-f, etc. sont probables. Au-delà de 10 keV environ, la densité des résonances est si élevée qu'il est impossible de distinguer deux résonances adjacentes.

3.1.2 Autoprotection des résonances

Ce phénomène a d'importantes répercussions sur les calculs de transport neutronique dans des milieux contenant des isotopes lourds présentant des résonances aux énergies $E_{\text{rés}}$. En effet, le flux subit des dépressions aux énergies $E_{\text{rés}}$, proportionnelles à $\sum_j \sigma_j(E_{\text{rés}})$, et donc, au fur et à mesure que le nombre de groupes pour représenter le spectre diminue, les taux de réactions peuvent varier significativement par rapport à une discrétisation fine en énergie (plusieurs milliers de groupes). L'approche multigroupe nécessite donc une correction des sections efficaces microscopiques pour garantir la conservation des taux de réactions multigroupes au voisinage des résonances. Cette procédure est appellée l'autoprotection des résonances et se base sur une pré-tabulation des $\sigma^g_{x,j}$ effectuée par NJOY en fonction de la température θ et du paramètre de dilution σ^e :

$$\sigma^g_{x,j}(\theta,\sigma^e) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \sigma_{x,j}(E,\theta)\varphi(E,\theta,\sigma^e)dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \varphi(E,\theta,\sigma^e)dE},$$

où φ est la solution de l'équation de ralentissement des neutrons. Les bibliothèques isotopiques multigroupes ainsi générées servent alors de point d'entrée aux problèmes de transport particuliers. Pour un milieu hétérogène contenant des isotopes lourds résonants et des noyaux légers non résonants, de densité respective $\mathcal{N}_j^*$ et $\mathcal{N}_i^+$, une équivalence géométrique du problème hétérogène avec un cas en milieu infini homogène est d'abord effectuée pour chacun des isotopes lourds j, en assumant que tous les autres isotopes présents sont non résonants. Les paramètres de dilution équivalente $\sigma_j^e = \sum_{i \neq j} \Sigma_i^+ / \mathcal{N}_j^*$ sont alors déterminés, puis utilisés (avec la température θ_j de l'isotope) pour interpoler les sections efficaces microscopiques multigroupes autoprotégées $\tilde{\sigma}_{x,j}^g$ à partir des bibliothèques isotopiques multigroupes générées par NJOY (Hébert, 2009). La bibliothèque isotopique multigroupe autoprotégée, contenant les $\tilde{\sigma}_{x,j}^g$ associées à une géométrie et une composition particulières, sera utilisée dans les calculs de transport déterministe.

Le problème initial comportant une dépendance sur les 7 variables indépendantes ($\vec{r}, E, \vec{\Omega}$ et t) est maintenant réécrit comme une suite temporelle de problèmes multigroupes couplés qui servira de base pour la suite du chapitre. Le traitement des dépendances spatiale et angulaire peut prendre plusieurs formes selon les différentes méthodes de résolution considérées. La description du champ neutronique s'orientera vers le traitement de ces deux dépendances, en portant une attention particulière à la source de neutrons multigroupes $Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$, ainsi qu'en discutant brièvement des conditions aux frontières de manière à aboutir à une équation intégrale de transport, à la base de la méthode des probabilités de collisions. Le soucis de cohérence lors du passage du transport à la diffusion sera également discuté par l'entremise des modèles de fuites B_N homogènes. Par ailleurs, l'évolution du champ isotopique sera décrite par les équations de Bateman. Un accent particulier sera mis sur le comportement des principaux produits de fission et le processus de conversion des isotopes fertiles dans un réacteur. Les techniques usuelles de normalisation et de tabulation des propriétés neutroniques en fonction des paramètres locaux d'exploitation seront également introduites. Finalement, le concept de réactivité statique sera défini et décomposé en plusieurs grandeurs d'intérêt avant de présenter des modèles de gestion du combustible propres aux CANDU.

3.2 Champ neutronique

3.2.1 Équation de transport de Boltzmann

Le champ neutronique dans l'espace de phase réduite associée au groupe g se présente sous la forme d'une équation de bilan de la population de neutrons, représentée par la somme des variations de la densité de flux angulaire multigroupe $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = n^g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) v_n^g$ dans un hypervolume infinitésimal $d^3r d^2\Omega$ autour du point $(\vec{r}, \vec{\Omega})$. L'équation de transport de

Boltzmann statique sans source externe de neutrons est considérée. Dans ces conditions, la source de neutrons $Q^g(\vec{r},\vec{\Omega}) = Q_S^g(\vec{r},\vec{\Omega}) + Q_f^g(\vec{r},\vec{\Omega})$ dans $d^3r d^2\Omega$ doit être égale aux fuites et aux collisions avec les noyaux expulsant les neutrons hors de l'hypervolume considéré :

$$\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega}) + \Sigma^g(\vec{r})\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega}) = Q^g(\vec{r},\vec{\Omega}) \text{ avec } \Sigma^g(\vec{r}) = \sum_{x,j}\mathcal{N}_j(\vec{r})\tilde{\sigma}_{x,j}^g. \tag{3.1}$$

Source de diffusion

La source de diffusion

$$Q_S^g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \sum_h \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_S^{h\to g}(\vec{r},\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})\Phi^h(\vec{r},\vec{\Omega}') \tag{3.2}$$

tient compte de tous les neutrons produits dans le groupe g à la suite d'une réaction de diffusion et $\Sigma_S^{h\to g}(\vec{r},\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})$ est la section efficace macroscopique différentielle de diffusion pour un neutron d'une direction incidente $\vec{\Omega}'$ vers $\vec{\Omega}$ et du groupe h vers le groupe g. Généralement, les réactions $(n,x'n)$ sont aussi inclues dans $Q_S^g(\vec{r},\vec{\Omega})$ en normalisant ces termes (supplémentaires) au nombre de neutrons émis x' (Rozon, 1998).

Le traitement angulaire des sources distinguent les différentes méthodes de transport déterministes, mais l'idée générale demeure toujours la même. La dépendance angulaire de $\Sigma_S^{h\to g}(\vec{r},\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})$ et de $\Phi^h(\vec{r},\vec{\Omega}')$ est remplacée par une série de puissance finie. Hébert (2009) note que les polynômes de Legendre du cosinus de diffusion $P_\ell(\vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega}')$ et les harmoniques sphériques réelles $R_\ell^m(\vec{\Omega}')$ et $R_\ell^m(\vec{\Omega})$ sont tous indiqués pour cette tâche, car ces bases orthogonales respectent les symétries du problème. De plus, le théorème d'addition permet de relier directement $P_\ell(\vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega}')$ à $R_\ell^m(\vec{\Omega}')R_\ell^m(\vec{\Omega})$ (Hébert, 2009). L'ordre de diffusion L (ordre de la série finie) est souvent limité en pratique aux cas isotrope ($L=0$) et linéairement anisotrope ($L=1$). Pour le cas linéairement anisotrope, on obtient :

$$\begin{aligned} Q_S^g(\vec{r},\vec{\Omega}) &= \frac{1}{4\pi}\sum_h \int_{4\pi} d^2\Omega' \sum_{\ell=0}^{1}(2\ell+1)\Sigma_{S,\ell}^{h\to g}(\vec{r})\sum_{m=-\ell}^{\ell} R_\ell^m(\vec{\Omega})R_\ell^m(\vec{\Omega}')\Phi_\ell^{m,h}(\vec{r},\vec{\Omega}') \\ &= \frac{1}{4\pi}\sum_h \left[\Sigma_{S,0}^{h\to g}(\vec{r})\phi^h(\vec{r}) + 3\Sigma_{S,1}^{h\to g}(\vec{r})\vec{\Omega}\cdot\vec{J}^h(\vec{r})\right], \end{aligned} \tag{3.3}$$

où nous avons introduit le flux scalaire multigroupe (en notant $\phi_0^{0,h}(\vec{r})$ par $\phi^h(\vec{r})$)

$$\phi^g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega}) \tag{3.4}$$

et le vecteur courant multigroupe

$$\vec{J}^g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}). \tag{3.5}$$

Source de fission

La source de fission $Q_f^g(\vec{r})$ est isotrope et représente les neutrons du groupe g issus d'une fission au point $\vec{r}$ induite par un neutron, sans égard à sa direction d'incidence ni à son groupe initial. Ce processus est représenté par la section efficace macroscopique de production de neutrons de fission $\nu\Sigma_{f,j}^h(\vec{r})$ de l'isotope fissile j au point $\vec{r}$, où ν est le nombre total de neutrons émis par la fission du noyau j. La contribution de tous les isotopes fissiles j possédant une probabilité χ_j^g d'émettre un neutron dans le groupe g est tenue en compte dans la source de fission isotrope

$$Q_f^g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi k} \sum_{j \in \text{fissiles}} \chi_j^g \sum_h \nu\Sigma_{f,j}^h(\vec{r}) \phi^h(\vec{r}). \tag{3.6}$$

La constante de multiplication k est la valeur par laquelle il faut diviser le taux de fission pour qu'il soit égal aux disparitions par fuites et collisions et aux productions par diffusion (c.f. équation 3.1). k peut également être considérée comme l'inverse de la valeur propre d'un pseudo-problème aux valeurs propres, $(\hat{\mathbf{M}} - k^{-1}\hat{\mathbf{F}})\phi = 0$, où $\hat{\mathbf{M}}$ et $\hat{\mathbf{F}}$ sont respectivement les opérateurs de disparition et de production de neutrons. L'introduction de la constante k est un artifice de calcul définissant le concept de Réacteur Critique Associé (RCA) qui permet d'écrire l'équation de Boltzmann statique dans un cas général où les disparitions ne sont pas nécessairement égales aux productions (Guillemin, 2009).

Fuites

Par analogie avec les développements de l'optique géométrique, le parcours optique τ du neutron correspond à l'intégrale de la section efficace macroscopique totale le long d'une trajectoire rectiligne $s\vec{\Omega}$: $\tau^g(s) = \int_0^s \Sigma^g(\vec{r} - s'\vec{\Omega})ds'$, où le paramètre $s = |\vec{r} - \vec{r}'|$ est défini sur le segment de droite reliant $\vec{r}$ à $\vec{r}'$. Physiquement, $e^{-\tau^g(s)}$ représente un facteur d'atténuation de la densité de neutrons du groupe g dans le milieu absorbant, alors que mathématiquement, il s'agît du facteur intégrant permettant transformer l'équation 3.1 sous sa forme intégrale. L'astuce consiste à considérer le terme de fuites $\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ comme une dérivée directionnelle en s de la densité de flux angulaire $d\Phi^g/ds$. En intégrant l'équation 3.1 (à sources isotropes) sur l'espace $[0, s_{\partial V}]$ et tous les angles solides, on obtient :

$$\phi^g(\vec{r}) = \phi^g(\vec{r}_{\partial V}) e^{-\tau^g(s_{\partial V})} + \int_0^{s_{\partial V}} ds\ e^{-\tau^g(s)} Q^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}). \tag{3.7}$$

Conditions aux frontières

Les conditions à la frontière ∂V du domaine V reste à être explicitées. Plusieurs types de conditions aux frontières peuvent être imposées pour simuler différents types d'environnement entourant le domaine V, tels que : la réflexion et la périodicité pour simuler les milieux infinis, et le flux réentrant nul pour simuler les environnements finis avec fuites. Deux approches peuvent être utilisées pour la réflexion ou la périodicité : spéculaire ou miroir, représentant le comportement physique explicite ; ou isotrope, un comportement simplifié du flux aux frontières. Les conditions spéculaires suivent le parcours des neutrons aux frontières en imposant une différence de $2[\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_{\partial V})]\vec{N}(\vec{r}_{\partial V})$ entre l'angle de sortie $\vec{\Omega}$ et d'entrée $\vec{\Omega}'$, où $\vec{N}(\vec{r}_{\partial V})$ est la normale sortante au point $\vec{r}_{\partial V}$. Les conditions isotropes imposent simplement la continuité des flux scalaires sortant et entrant aux frontières. En particulier, la condition de réflexion isotrope, souvent appelée la réflexion blanche, s'écrit $\phi^g_+(\vec{r}_{\partial V}) = \phi^g_-(\vec{r}_{\partial V})$, avec

$$\phi^g_\pm(\vec{r}_{\partial V}) = \int_{\pm\vec{\Omega}\cdot\vec{N}(\vec{r}_{\partial V})>0} d^2\Omega \beta^g(\vec{r}_{\partial V}, \vec{\Omega})[\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_{\partial V})]\Phi^g(\vec{r}_{\partial V}, \vec{\Omega}) \tag{3.8}$$

et $\beta^g(\vec{r}_{\partial V}, \vec{\Omega}) = 1$ (Marleau, 2001). Des conditions d'albédo $\beta^g(\vec{r}_{\partial V}, \vec{\Omega}) \neq 1$ sont aussi facilement modélisables pour simuler un coefficient de réflexion non unitaire sur ∂V.

Méthode des probabilités de collision

La méthode des probabilités de collision est un traitement particulier de la dépendance spatiale de l'équation de transport qui se base sur une discrétisation spatiale du domaine $V = \bigcup_i V_i$ et l'hypothèse des sources plates dans toutes les régions i. Celle-ci stipule que $Q^g(\vec{r}) = Q^g_i$ et $\Sigma^g(\vec{r}) = \Sigma^g_i$, $\forall \vec{r} \in V_i$. La méthode de transport consiste à exprimer le flux moyen $\phi^g_i = \frac{1}{V_i}\int_{V_i} d^3r \phi^g(\vec{r})$ dans les régions i à partir des sources réduites $q^g_j = 4\pi Q^g_j = \int_{V_j} d^3r q^g(\vec{r})$ dans toutes les régions j. Les coefficients de couplage entre les régions sont appelées les probabilités réduites de collision p^g_{ij} et mesurent la probabilité pour un neutron né dans V_j de subir une collision dans V_i. En considérant un domaine infini V en imposant un flux réentrant nul aux frontières ($\phi^g_-(\vec{r}_{\partial V}) = 0$), on peut réexprimer l'équation 3.7 (Marleau, 2001; Hébert, 2009) comme

$$\phi^g_i = \sum_j p^g_{ij} q^g_j \text{ avec } p^g_{ij} = \frac{1}{V_i}\int_{V_i} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau^g(|\vec{r}-\vec{r}'|)}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|^2}. \tag{3.9}$$

3.2.2 Passage du transport à la diffusion

Pour simplifier la résolution de l'équation de transport, les calculs de réseau s'effectue habituellement avec des conditions aux frontières de réflexion ou de périodicité simulant un réseau infini de cellules identiques. Toutefois, cette approximation revient à ignorer la finitude du cœur, et donc, le taux de fuites par unité de volume $dR^g_{\text{fuites}}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^g(\vec{r})$ et les variations résultantes du spectre des neutrons. Ceci affecte également les autres taux de réactions et il faut donc prendre en compte *a priori* la dimension finie du cœur lors des calculs de transport en milieu infini, de manière à fournir des propriétés cohérentes aux calculs de diffusion en milieu fini. Pour ce faire il faut, d'une part, déterminer la distribution de flux à utiliser pour l'homogénéisation des propriétés, et d'autre part, définir convenablement les coefficients de diffusion pour les calculs de réacteur à partir des calculs de réseau.

Homogénéisation et condensation

Lors du passage des calculs de réseau en théorie du transport aux calculs de réacteur fini en théorie de la diffusion, l'homogénéisation et la condensation des propriétés du réseau est effectuée pour réduire la taille du problème à résoudre. L'homogénéisation réfère à une moyenne spatiale des propriétés sur des macro-régions I (contenant en général des mélanges différents), définies par l'union de micro-régions i utilisées lors de la résolution de l'équation de transport. L'homogénéisation flux-volume consiste donc à intégrer les propriétés sur les volumes $V_I = \sum_{i \in I} V_i$ de manière à conserver les taux de réactions auxquels elles sont associées, les seules valeurs expérimentalement mesurables. La condensation énergétique est basée sur le même principe de conservation des taux de réactions sur chacun des macro-groupes G. Ainsi, les propriétés homogénéisées et condensées sont définies de manière à respecter

$$R^G_{x,I} = \sum_{g \in G} \int_{V_i \in V_I} dR^g_x(\vec{r}). \tag{3.10}$$

Les équations 3.11 à 3.14 présentent, dans l'ordre, le flux scalaire moyen ϕ^G_I sur V_I, les sections efficaces macroscopiques $\Sigma^G_{x,I}$, les moments de Legendre des sections efficaces macroscopiques différentielles de diffusion $\Sigma^{H \to G}_{S,\ell,I}$ et le spectre d'émission neutronique χ^G_I homogénéisés et condensés. Mentionnons qu'un calcul de transport avec les propriétés homogénéisées et condensées ne conserverait pas les taux de réactions, puisque l'hypothèse des sources plates n'est pas aussi bien respectée qu'avec la discrétisation fine et que la représentation grossière du spectre influence le ralentissement des neutrons.

$$\phi_I^G = \frac{1}{V_I} \sum_{g \in G} \int_{V_i \in V_I} d^3r \phi^g(\vec{r}) \tag{3.11}$$

$$\Sigma_{x,I}^G = \frac{1}{V_I \phi_I^G} \sum_{g \in G} \int_{V_i \in V_I} d^3r \Sigma_x^g(\vec{r}) \phi^g(\vec{r}) \tag{3.12}$$

$$\Sigma_{S,\ell,I}^{H \to G} = \frac{1}{V_I \phi_I^H} \sum_{g \in G} \sum_{h \in H} \int_{V_i \in V_I} d^3r \Sigma_{S,\ell}^{h \to g}(\vec{r}) \phi^h(\vec{r}) \tag{3.13}$$

$$\chi_I^G = \frac{1}{V_I \sum_h \nu \Sigma_{f,I}^h \phi_I^h} \sum_{g \in G} \int_{V_i \in V_I} d^3r \chi^g(\vec{r}) \sum_h \nu \Sigma_f^h(\vec{r}) \phi^h(\vec{r}) \tag{3.14}$$

Loi de Fick

Les coefficients de diffusion multigroupe $D^g(\vec{r})$ sont définis comme la constante de proportionnalité entre l'opposé du gradient du flux scalaire $-\vec{\nabla}\phi^g(\vec{r})$ et le courant de particules $\vec{J}^g(\vec{r})$ dans la loi de Fick

$$\vec{J}^g(\vec{r}) = -D^g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi^g(\vec{r}). \tag{3.15}$$

Celle-ci est à la base la théorie de la diffusion neutronique et signifie que les neutrons ont tendance à se disperser le plus possible dans le réacteur, sans former d'amas. Cette approximation n'est valable que pour les milieux fortement diffusant comparativement aux absorptions, productions et fuites, ainsi que loin des frontières aux flux réentrant nul. Pour valider l'hypothèse de Fick dans un réacteur thermique, l'homogénéisation des propriétés du réseau doit s'effectuer sur des domaines V_I contenant une large partie de noyaux diffusants légers, assurant ainsi que la pâte homogène soit dominée par la diffusion.

Modèles de fuites B_N homogènes

Les modèles de fuites B_N permettent d'effectuer un passage cohérent du transport à la diffusion en se basant sur l'hypothèse que, dans la cellule du réseau traitée en milieu infini (sans fuite) qui est en fait localisée dans un cœur fini avec fuites, l'on peut factoriser de $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ une composante spatiale commune à tous les groupes g. Cette factorisation définie la notion du mode spatial fondamental. Près des frontières, des modes spatiaux supplémentaires sont présents et peuvent être représentés par des harmoniques de la solution de transport en milieu infini, qui représente la solution asymptotique à l'intérieur du réacteur. Ces harmoniques peuvent être calculées par des modèles représentant explicitement les frontières du réacteur, mais en général, l'hypothèse du mode spatial fondamental est utilisée pour définir la distribution de flux à utiliser pour l'homogénéisation des propriétés du réseau.

Pour les modèles B_N homogènes, le mode fondamental est calculé sur la cellule homogénéisée permettant une factorisation du flux angulaire multigroupe

$$\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \varphi^g(\vec{\Omega})\psi(\vec{r}). \tag{3.16}$$

La composante spatiale $\psi(\vec{r})$ est alors approchée par la solution de l'équation diffusion monocinétique dans un réacteur homogène, qui répond spatialement à l'équation d'Helmholtz

$$(\vec{\nabla}^2 + B^2)\psi(\vec{r}) = 0 \tag{3.17}$$

avec des conditions aux frontières de flux réentrants nuls, approximées par des conditions de flux nul à la distance extrapolée du système ($\delta_{\text{diffusion}} = 2/(3\Sigma)$) (Duderstad et Hamilton, 1976). La solution générale s'écrit alors comme une somme d'exponentielles $e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}}$. La plus faible valeur propre $B^2 = \vec{B}\cdot\vec{B}$ sur l'axe réelle est nommée le *buckling* critique (Hébert, 2009).

En utilisant la factorisation 3.16 du flux angulaire puis en intégrant sur tous les angles solides l'équation de transport 3.1 avec des sources de diffusion linéairement anisotrope (c.f. équation 3.3) pour un milieu infini homogène pondérée tour à tour par $1/(\Sigma^g + i\vec{B}\cdot\vec{\Omega})$ et $\vec{\Omega}/(\Sigma^g + i\vec{B}\cdot\vec{\Omega})$, un système de $2g$ équations couplées décrivant les φ^g et les $\vec{J}^g$ est obtenu (Petrovic et Benoist, 1996). Puisque pour milieu infini homogène les φ^g et les $\vec{J}^g$ dépendent uniquement du groupe, ces quantités indépendantes *a priori* peuvent être reliées par les coefficients de fuites multigroupe $d^g(B)$, de sorte que

$$\vec{J}^g = -id^g(B)\vec{B}\varphi^g. \tag{3.18}$$

L'équation 3.18 ressemble à la loi de Fick (c.f. équation 3.15) et permet la conservation du taux de fuites entre les théories du transport et de la diffusion en identifiant les coefficients de fuites $d^g(B)$ aux coefficients de diffusion D^g sur le milieu homogène. Ainsi, nous avons

$$d^g(B) = \frac{i\vec{B}\cdot\vec{J}^g}{B^2\varphi^g} = D^g. \tag{3.19}$$

Notons que la quantité B^2D^g relie alors le taux de fuites au flux scalaire $\phi(\vec{r})$ et agît donc comme une section efficace macroscopique homogène de fuites neutroniques. Notons que les modèles B_N hétérogènes permettent de distinguer l'anisotropie des coefficients de fuites, et donc de définir une section efficace macroscopique de fuites cohérentes avec les autres sections efficaces macroscopiques. Ces effets engendrés principalement par les régions vides sont peu importants dans les CANDU, même lors d'une perte du caloporteur (Petrovic et Benoist,

1996).

Le modèle B_1 homogène est dérivé en considérant une source de diffusion linéairement anisotrope et les coefficients de diffusion résultants (c.f. équation 3.19) sont :

$$D^g = \left(\frac{1 - \frac{\Sigma^g}{B} \arctan \frac{B}{\Sigma^g}}{B \arctan \frac{B}{\Sigma^g}} \right) \left(1 + \sum_h \Sigma_{S,1}^{h \to g} \frac{\varphi^h}{\varphi^g} D^h \right). \tag{3.20}$$

Notons que l'expression bien connue en diffusion, $D^g = 1/(3\Sigma^g)$, est obtenue en considérant le modèle B_0 homogène, où le développement en série de la fonction arctan $\frac{B}{\Sigma^g}$ a été tronqué au premier terme, lorsque $B \ll \Sigma^g$.

Conditions de criticité locale

À l'aide des modèles de fuites B_N, une procédure numérique itérative peut être mise en place pour déterminer à la fois la bonne distribution de flux à utiliser pour l'homogénéisation, le buckling critique, ainsi que les coefficients de diffusion assurant la cohérence avec le milieu fini. L'idée consiste à imposer des conditions de criticité locale sur chacune des cellules du réseau infini, en présence de fuites homogènes déterminées par un modèle B_N. En premier lieu, l'équation de transport en milieu infini est résolue par une méthode déterministe, puis l'homogénéisation flux-volume des propriétés est effectuée en pondérant les sections efficaces macroscopiques par la solution obtenue. Le milieu infini homogène ainsi défini n'est généralement pas critique, mais sert tout de même à évaluer le buckling B^2 en résolvant l'équation d'Helmholtz, ainsi que les coefficients de fuites $d^g(B)$ par l'équation 3.20. Puisque le milieu infini homogène a été défini à l'aide d'un flux ne tenant pas compte du taux de fuites, B^2 n'est pas le buckling critique du mode fondamental. Toutefois, cette première évaluation permet de définir la section efficace macroscopique de fuites $B^2 D^g$ et un nouveau problème de transport avec fuites, et donc, un nouveau milieu infini homogène, un nouveau buckling B^2 et de nouveaux coefficients de fuites $d^g(B)$. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que la condition de criticité locale $k = 1$ soit obtenue. La condensation des coefficients de diffusion D^g peut avoir lieu avec l'équation 3.12, en remplaçant $\Sigma_x^g(\vec{r})$ par $B^2 D^g$ et $\Sigma_{x,I}^G$ par $B^2 D^G$.

Équation de la diffusion

Une fois les propriétés homogénéisées et condensées selon une structure adaptée au réacteur considéré, une équation de diffusion multigroupe

$$-\vec{\nabla} \cdot D^G(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi^G(\vec{r}) + \Sigma^G(\vec{r}) \phi^G(\vec{r}) = Q^G(\vec{r}). \tag{3.21}$$

est dérivable à partir de l'équation de transport 3.1 en considérant la définition du courant 3.5 et la loi de Fick 3.15. Ici, la dépendance spatiale des propriétés est explicitée, puisque $\vec{r}$ réfère alors à la position dans le réacteur fini. Rozon (1998) note que l'approximation de la diffusion revient à négliger les ondes de neutrons (sinon, l'équation des télégraphistes serait obtenue) et donc à supposer que les perturbations se transmettent instantanément dans un milieu purement diffusant.

Les conditions aux frontières ∂V sont données par la continuité des courants et des flux intégrés aux interfaces :

$$D^G(\vec{r}^+_{\partial V})\vec{\nabla}\phi^G(\vec{r}^+_{\partial V}) = D^G(\vec{r}^-_{\partial V})\vec{\nabla}\phi^G(\vec{r}^-_{\partial V}) \tag{3.22}$$

$$\vec{J}^G(\vec{r}^+_{\partial V}) \cdot \vec{N}(\vec{r}_{\partial V}) = \vec{J}^G(\vec{r}^-_{\partial V}) \cdot \vec{N}(\vec{r}_{\partial V}). \tag{3.23}$$

Les méthodes de résolution de l'équation de diffusion sont très courantes, comme les différences finies centrées utilisées dans le code DONJON (Varin et Marleau, 2006), et ne posent aucun problème particulier (Hébert, 2009). Nous reviendrons sur ces méthodes au chapitre 6.

3.3 Champ isotopique

3.3.1 Équations d'évolution de Bateman

Le champ isotopique dans un réacteur nucléaire compte un grand nombre de noyaux différents et évolue grandement au fil de l'irradiation par le champ neutronique et les autres particules émises. L'évolution des densités isotopiques $\mathcal{N}_j(\vec{r},t)$ (en cm^{-3}) est modélisée par les équations de Bateman

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathcal{N}_j(\vec{r},t) = \sum_{i\neq j} \Lambda_{i\to j}(\vec{r},t)\mathcal{N}_i(\vec{r},t) - \Lambda_j(\vec{r},t)\mathcal{N}_j(\vec{r},t), \tag{3.24}$$

qui stipulent que la variation temporelle de $\mathcal{N}_j(\vec{r},t)$ est égale à la différence entre tous les processus de création et de disparation de l'isotope j. Le terme de création tient compte des processus impliquant un isotope $i \neq j$ qui, suite à une réaction nucléaire induite ou naturelle, se transmute en j. Ce processus inclut ici les désintégrations radioactives naturelles de i, caractérisées par les constantes de désintégrations λ_i et des coefficients de rendement $Y^{\lambda}_{i\to j}$, ainsi que de toutes les réactions nucléaires x induites par neutrons de rendement $Y^{x}_{i\to j}$. Toutes ces réactions sont mises sous la forme d'une constante effective de création

$$\Lambda_{i\to j}(\vec{r},t) = Y^{\lambda}_{i\to j}\lambda_i + \sum_x Y^{x}_{i\to j} \sum_g \tilde{\sigma}^g_{x,i}(\vec{r},t)\phi^g(\vec{r},t). \tag{3.25}$$

Le terme de disparition des noyaux $\mathcal{N}_j(\vec{r},t)$ tient compte des mêmes effets de désintégrations naturelles et des réactions d'absorptions (captures ou fissions induites par neutrons) subies par l'espèce j, qui sont prises en compte dans la constante effective de disparition

$$\Lambda_j(\vec{r},t) = \lambda_j + \sum_g \tilde{\sigma}^g_{a,j}(\vec{r},t)\phi^g(\vec{r},t). \tag{3.26}$$

Le terme de disparation de j apparaît comme un terme de création dans toutes les autres équations de Bateman (avec éventuellement un rendement nul).

Les équations présentées ici ne tiennent compte que des réactions nucléaires induites par neutrons alors qu'en réalité, une foule d'autres particules induisent des réactions nucléaires dans le réacteur. La prise en compte des autres types de rayonnement dans l'évolution du champ isotopique est une tâche complexe faisant appel aux équations de transport des photons, électrons, protons, antiélectrons, antiprotons, etc. Seulement quelques codes, comme MCNP (Briesmeister, 1997) et GEANT4 (Agostinelliae *et al.*, 2003), sont équipés pour fournir une solution numérique générale en tenant compte de ces contributions non nulles, mais qui sont en pratique largement dominées par les effets neutroniques simulés par la chaîne de calcul de transport déterministe présentée. Les méthodes de Runge-Kutta avec contrôle d'erreur pour les systèmes d'équations rigide (pour *stiff*), comme la méthode de Kaps et Rentrops (1979), sont souvent utilisées pour déterminer la nouvelle composition du combustible irradié par le flux de neutrons (Hébert, 2009).

3.3.2 Produits de fission

La fission de noyaux lourds prenant place dans le combustible d'un réacteur nucléaire émet des neutrons servant à entretenir la réaction en chaîne, en plus de générer une panoplie d'isotopes de masses intermédiaires : les produits de fission. Pour un système de A nucléons, la force nucléaire forte ($\propto A$) liant les nucléons et la répulsion coulombienne des protons ($\propto Z^2$) s'opposent de sorte à former une région d'états liés plus ou moins stables qui est bornée par une barrière de potentiel franchissable par l'apport de l'énergie de liaison et cinétique d'un neutron incident (ou par effet tunnel pour la fission spontanée). Lors de la fission, deux noyaux sont généralement produits (réaction binaire) avec des masses asymétriques. Ces noyaux contiennent presque toujours un excès de neutrons, débalançant les forces en présence. Ceci mène à une instabilité intrinsèque du système qui aboutiera, par une ou plusieurs désintégrations radioactives, à un état stable, sauf si une absorption neutronique survient entre temps.

La compétition entre la désintégration radioactive et la transmutation induite par neutrons mène à toutes sortes de comportements chez les produits de fission, dépendamment de leur

rendement de fission Y^f, des conditions d'opération du réacteur (niveau de flux) et de la chaîne de désintégration radioactive. Généralement, un modèle ponctuel est suffisant pour déceler les tendances et les effets des produits de fission sur la réaction en chaîne neutronique. La caractérisation de la chaîne de désintégration s'effectue alors grâce aux rendements de fission effectifs γ_i des isotopes i impliqués, des constantes de désintégration λ_i et de la section efficace microscopique d'absorption $\sigma_{a,i}$ évaluée à l'énergie moyenne atteinte par les neutrons dans le combustible, i.e. environ 0,025 eV dans les CANDU (Rozon, 1998). Lorsque λ_i est très élevée et que $\sigma_{a,i}$ est faible, la désintégration peut être considérée comme l'événement dominant et l'isotope i peut effectivement être éliminé de la chaîne de désintégration, en modifiant adéquatement les propriétés (γ et λ) de ses noyaux fils. Cette section vise à établir les principales caractéristiques résultant du champ des produits de fission dans différentes conditions d'opération. L'effet en réactivité des produits de fission sera traitée plus en détail à la section 3.5.

Effet xénon

Le ^{135}Xe est le produit de fission ayant le plus d'importance dans les réacteurs thermiques étant donné qu'il possède la plus grande section efficace d'absorption observée d'environ 3,5 Mb (Rozon, 1998). Cet isotope est produit directement par fission (avec un rendement $\gamma_{^{135}\mathrm{Xe}}$ ≈0,5% pour l'^{235}U) dans son état fondamental, ou dans un état excité métastable ^{135m}Xe ($t_{1/2}$ = 15 minutes, émetteur γ) habituellement négligé. Le ^{135}Xe est également le noyau fils d'un autre produit de fission, l'^{135}I ($t_{1/2} = 6,7$ h, $\gamma_{^{135}\mathrm{I}}$ ≈6,4% pour l'^{235}U), où $\gamma_{^{135}\mathrm{I}}$ est le rendement cumulatif de fission qui inclut ses précurseurs : l'^{135}Sb ($t_{1/2}$ = 2 s) et le ^{135}Te ($t_{1/2}$ = 20 s). Le ^{135}Xe possède quant à lui une demie-vie $t_{1/2}$ de 9,2 heures. Le système d'équations 3.27 et 3.28 présente la dynamique iode-xénon simplifiée en fonction du taux de fission $\Sigma_f\phi(t)$, de $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t)$ et de $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t)$.

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t) = \gamma_{^{135}\mathrm{I}}\Sigma_f\phi(t) - \lambda_{^{135}\mathrm{I}}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t) \tag{3.27}$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t) = \gamma_{^{135}\mathrm{Xe}}\Sigma_f\phi(t) + \lambda_{^{135}\mathrm{I}}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t) - \mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t)\sigma_{a,^{135}\mathrm{Xe}}\phi(t) - \lambda_{^{135}\mathrm{Xe}}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t) \tag{3.28}$$

Dans le cas d'une exposition prolongée à un niveau de flux constant $\phi(t) = \phi_0$, simulant l'exploitation normale d'un réacteur nucléaire, une concentration d'équilibre $\mathcal{N}^\infty$ est atteinte

(lorsque $d\mathcal{N}/dt \to 0$) pour chacun des isotopes :

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{I}} = \frac{\gamma_{^{135}\mathrm{I}}\Sigma_f\phi_0}{\lambda_{^{135}\mathrm{I}}} \tag{3.29}$$

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{Xe}} = \frac{(\gamma_{^{135}\mathrm{I}} + \gamma_{^{135}\mathrm{Xe}})\Sigma_f\phi_0}{\lambda_{^{135}\mathrm{Xe}} + \sigma_{a,^{135}\mathrm{Xe}}\phi_0}. \tag{3.30}$$

Plus le niveau de flux ϕ_0 est élevé ($\phi_0 \to \infty$) plus $\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{I}}$ est grande, tandis que la concentration à saturation du ^{135}Xe tend, elle, vers une valeur constante : $(\gamma_{^{135}\mathrm{I}} + \gamma_{^{135}\mathrm{Xe}})\Sigma_f/\sigma_{a,^{135}\mathrm{Xe}}$. Pour un CANDU à l'uranium naturel, la réactivité associée à la saturation du ^{135}Xe est d'environ -2 800 pcm. Après environ 50 heures d'irradiation, cet équilibre est atteint et alors, plus de 92% de la production de ^{135}Xe est due à la désintégration de l'^{135}I ($\gamma_{^{135}\mathrm{I}} \gg \gamma_{^{135}\mathrm{Xe}}$). Si, à partir de ces conditions, le niveau de flux est réduit rapidement à $\phi(t) = 0$, simulant l'intervention d'un SAU dans un réacteur, les termes de fission et d'absorption des équations 3.27 et 3.28 disparaissent. Rozon (1998) a montré que dans un CANDU à l'arrêt, le ^{135}Xe est produit à un rythme environ 8% plus faible, alors que les disparitions sont réduites de près de 93% en absence d'absorption. $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t)$ subit donc une importante hausse jusqu'à ce que l'^{135}I disparaisse par désintégration ($\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t) \to 0$). Par la suite, le ^{135}Xe n'est plus produit et sa concentration se met à diminuer au rythme naturel $\lambda_{^{135}\mathrm{Xe}}\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t)$. Le pic du ^{135}Xe ainsi obtenu peut être déterminé analytiquement en résolvant le système d'équations 3.27 et 3.28 avec les conditions initiales $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(0) = \mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{I}}$ et $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(0) = \mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{Xe}}$ et contribue une réactivité négative de près de -10 000 pcm (Rozon, 1998).

Effet samarium

Le ^{149}Sm n'est pas un produit de fission à proprement parler, mais il résulte de la désintégration β^- du ^{149}Pm ($t_{1/2} = 55$ h) produit avec un rendement $\gamma_{^{149}\mathrm{Pm}} \approx 1{,}1\%$ lors de la fission d'un noyau d'^{235}U, comme le montre le système d'équations simplifié

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Pm}}(t) = \gamma_{^{149}\mathrm{Pm}}\Sigma_f\phi(t) - \lambda_{^{149}\mathrm{Pm}}\mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Pm}}(t) \tag{3.31}$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Sm}}(t) = \lambda_{^{149}\mathrm{Pm}}\mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Pm}}(t) - \mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Sm}}(t)\sigma_{a,^{149}\mathrm{Sm}}\phi(t), \tag{3.32}$$

où le ^{149}Nd est intégré au ^{149}Pm ($t_{1/2} = 2$ h) puisqu'il en est le précurseur direct. Le ^{149}Sm présente les particularités d'être un isotope non radioactif (ou stable) possédant une section efficace d'absorption élevée ($\sigma_{a,^{149}\mathrm{Sm}} \approx 42$ kb). La résolution du système d'équations 3.31

et 3.32 dans les conditions d'équilibre s'établissant en moins de 300 heures mène à

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{149}\mathrm{Pm}} = \frac{\gamma_{^{149}\mathrm{Pm}}\Sigma_f\phi_0}{\lambda_{^{149}\mathrm{Pm}}} \tag{3.33}$$

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{149}\mathrm{Sm}} = \frac{\gamma_{^{149}\mathrm{Pm}}\Sigma_f}{\sigma_{a,^{149}\mathrm{Sm}}}. \tag{3.34}$$

Cette dernière quantité est indépendante de ϕ_0, et donc la concentration à l'équilibre du ^{149}Sm est fixe pour une composition du combustible donnée. Le comportement hors flux ($\phi(t) = 0$) du ^{149}Sm est plus simple que celui du ^{135}Xe. Puisque le ^{149}Sm est stable, il s'accumule jusqu'à ce que tout le ^{149}Pm se soit désintégré. Le ^{149}Sm gardera cette nouvelle concentration $\mathcal{N}^{\max}_{^{149}\mathrm{Sm}}$ indéfiniment, ou jusqu'au redémarrage du réacteur, après lequel il reprendra sa valeur d'équilibre $\mathcal{N}^{\infty}_{^{149}\mathrm{Sm}}$ (en négligeant la variation de Σ_f durant l'arrêt et les 300 heures nécessaires au nouvel équilibre). La réactivité négative au redémarrage associée à l'accumulation du ^{149}Sm durant l'arrêt se chiffre à environ -550 pcm (Rozon, 1998).

Autres produits de fission

Une foule d'autres produits de fission s'accumulent dans le combustible au cours de son évolution dans un réacteur. Parmi ceux-ci, les précurseurs de neutrons retardés, comme le ^{87}Br, sont très importants. Leur surplus de neutrons les rendant instables, ils se désintègrent par émission électronique (β^-) et sont de plus, les noyaux pères d'émetteurs neutroniques. Le délai entre la fission puis l'émission du neutron retardé est principalement dû à la désintégration β^- puisque l'émission neutronique s'effectue très rapidement ($\sim 10^{-14}$s). Pour chacun des isotopes fissiles, on définit une fraction de neutrons retardés $\beta = \nu_{\text{retardés}}/\nu$ et des groupes de pseudo produits de fission (Keepin, 1965) regroupant des précurseurs de neutrons retardés possédant une demie-vie semblable (allant de ∼0,2 s à ∼54 s) (Rozon, 1998). D'autre part, des photoneutrons sont produit par des réactions à seuil (γ, n), notamment avec les nombreux noyaux de deutérium ^{2}H ($E_\gamma \geq 2,2$ MeV) que compte le réacteur CANDU. La plupart des photoneutrons sont des neutrons retardés au sens littéral, puisqu'ils sont émis à la suite d'une décroissance γ des produits de fission précurseurs de photoneutrons, puis d'une absorption. Ce processus est généralement plus lent ($t_{1/2}$ allant de ∼2,5 s à ∼12,8 jours) que la désintégration β^- des précurseurs de neutrons retardés. Le délai d'émission des neutrons retardés rend possible le contrôle des réacteurs nucléaires, tel que discuté à la section 3.5.

D'autre part, Reuss (2003) indique que pour les REP, le ^{103}Rh est responsable de près de 10% des effets nuisibles des produits de fission. Cet isotope est utilisé dans certains détecteurs de neutrons auto-alimentés par les émissions β^- de ses descendants produits par absorption neutronique. De plus, il est très peu sensible aux rayons γ, ce qui permet de distinguer des

lectures précises du flux neutronique qui est proportionnel au courant récolté aux bornes du compteur proportionnel (Glasstone et Sesonke, 1967).

Même si la grande majorité des produits de fission sont stables, ou deviendront stables avec une demie-vie gérable à l'échelle humaine ($t_{1/2} \sim 10$ ans), deux groupes de produits de fission sont responsables respectivement de la radiotoxicité à moyen et à long terme des combustibles usés. Le ^{90}Sr et ^{137}Cs sont produits avec des rendements de fission d'environ 3% et émettent des particules β et γ avec des demies-vies d'environ 30 ans. Ils sont donc responsable de la radioactivité des combustibles usés à l'échelle humaine. D'autre part, le ^{99}Tc, le ^{135}Cs et le ^{93}Zr (produits en partie par irradiation des gaines de zirconium) représentent près de 10% des produits de fission généré par l'^{235}U et possèdent des demies-vies supérieures à 200 000 ans. Plusieurs isotopes transuraniens légers (le neptunium, l'américium, le curium,...) posent également le même problème (Reuss, 2003). Ceci constitue un problème de gestion évident pour lequel deux solutions sont envisagées : le dépôt géologique qui consiste à enfouir les isotopes nuisibles profondément dans l'écorce terrestre, ou encore, la transmutation par irradiation dans un réacteur (CANDU, RNR, ADS, génération IV, etc.) en des noyaux possédant des demies-vies plus courtes ou émettant des radiations moins pénétrantes, ou directement pour produire de l'énergie, comme dans le cadre des études considérant le combustible DUPIC.

3.3.3 Isotopes fertiles

La production de matière fissile par transmutation de noyaux fertiles irradiés laisse entrevoir un fort potentiel énergétique. La conversion de l'^{238}U et du ^{232}Th en noyaux fissiles se produit par une absorption neutronique suivie de deux désintégrations β^- successives des noyaux fils, tel qu'explicité par la chaîne de désintégration induite par neutron 1.1. Cette seconde étape implique un délai dans la formation de ^{239}Pu ou d'^{233}U durant lequel des dynamiques particulières aux noyaux intermédiaires (le ^{239}Np et le ^{233}Pa, principalement) peuvent intervenir et diminuer le rendement de la conversion, mais également engendrer des effets secondaires notoires. Plusieurs mesures quantitatives des réactions de conversion peuvent être définies (Glasstone et Sesonke, 1967; Guillemin, 2009). Cette section présente d'abord les dynamiques particulières aux chaînes de conversion fertile, puis discute brièvement des différentes mesures effectives du processus de conversion.

Effet neptunium

Le ^{239}Np est produit rapidement dans un réacteur par désintégration β^- de l'^{239}U ($t_{1/2} =$ 24 minutes) généré par absorption dans les nombreux noyaux d'^{238}U. Le comportement du ^{239}Np peut être suivi en négligeant le passage par l'^{239}U, car sa section efficace d'absorption

$\sigma_{a,^{239}\mathrm{U}}$ est faible (36 b) et que la demie-vie du ^{239}Np est relativement longue ($t_{1/2} = 56$ h). La désintégration du ^{239}Np mène alors à la production d'un noyau de ^{239}Pu. Le ^{239}Pu est également produit par une capture neutronique dans le ^{238}Pu ($\sigma_{\gamma,^{238}\mathrm{Pu}} \approx 410$ b et $t_{1/2} = 87,7$ années), lui-même produit par désintégration β^- du ^{238}Np ($t_{1/2} = 2,1$ jours) et α du ^{242}Cm ($t_{1/2} = 162,8$ jours). $\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Np}}(t)$ et $\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t)$ obéissent donc aux équations

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Np}}(t) = \mathcal{N}_{^{238}\mathrm{U}}(0)\sigma_{\gamma,^{238}\mathrm{U}}\phi(t) - \lambda_{^{239}\mathrm{Np}}\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Np}}(t), \tag{3.35}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t) = {} & \mathcal{N}_{^{238}\mathrm{Pu}}(t)\sigma_{\gamma,^{238}\mathrm{Pu}}\phi(t) + \lambda_{^{239}\mathrm{Np}}\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Np}}(t) \\ & - \mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t)\sigma_{a,^{239}\mathrm{Pu}}\phi(t) - \lambda_{^{239}\mathrm{Pu}}\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t),\end{aligned} \tag{3.36}$$

où la variation temporelle de l'^{238}U ($\mathcal{N}_{^{238}\mathrm{U}}(t) = \mathcal{N}_{^{238}\mathrm{U}}(0)$), les absorptions dans le ^{239}Np ($\sigma_{a,^{239}\mathrm{Np}} = 45$ b), les réactions $(n, 2n)$ et les désintégrations α du ^{243}Cm ($t_{1/2} = 29,1$ années) ont été négligées. Pour une évolution à niveau de flux constant ($\phi(t) = \phi_0$), cela conduit à une densité isotopique à l'équilibre :

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{239}\mathrm{Np}} = \frac{\mathcal{N}_{^{238}\mathrm{U}}(0)\sigma_{\gamma,^{238}\mathrm{U}}\phi_0}{\lambda_{^{239}\mathrm{Np}}}. \tag{3.37}$$

Lors de l'arrêt du réacteur ($\phi(t) = 0$), le ^{239}Np se désintègre en ^{239}Pu sans que ce dernier ne soit consommé par fission, par conséquent $\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t)$ augmente. Rozon (1998) souligne que ce phénomène se produit approximativement au même rythme que l'accumulation du ^{149}Sm à l'arrêt puisque le ^{149}Pm et le ^{239}Np ont des demies-vies semblables, si bien que l'effet samarium (jusqu'à -550 pcm environ) est complètement masqué par l'effet neptunium pouvant aller jusqu'à +600 pcm dans les CANDU au redémarrage.

Effet protactinium

La chaîne de désintégration induite par neutrons 1.1 menant à la production d'^{233}U peut être traduite par le système d'équations différentielles :

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Th}}(t) = \mathcal{N}_{^{232}\mathrm{Th}}(0)\sigma_{\gamma,^{232}\mathrm{Th}}\phi(t) - \lambda_{^{233}\mathrm{Th}}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Th}}(t) - \mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Th}}(t)\sigma_{a,^{233}\mathrm{Th}}\phi(t) \tag{3.38}$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Pa}}(t) = \lambda_{^{233}\mathrm{Th}}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Th}}(t) - \lambda_{^{233}\mathrm{Pa}}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Pa}}(t) - \mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Pa}}(t)\sigma_{a,^{233}\mathrm{Pa}}\phi(t) \tag{3.39}$$

$$\frac{d}{dt}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{U}}(t) = \lambda_{^{233}\mathrm{Pa}}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{Pa}}(t) - \lambda_{^{233}\mathrm{U}}\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{U}}(t) - \mathcal{N}_{^{233}\mathrm{U}}(t)\sigma_{a,^{233}\mathrm{U}}\phi(t), \tag{3.40}$$

avec $\sigma_{\gamma,^{232}\mathrm{Th}} = 5,13$ b, $\sigma_{a,^{233}\mathrm{Th}} = 1465$ b et où nous avons supposé $\mathcal{N}_{^{232}\mathrm{Th}}(t)$ constante dans le temps. Lors de la conversion du ^{232}Th en ^{233}U à flux constant $\phi(t) = \phi_0$, la concentration

d'équilibre du ^{233}Th

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{233}\mathrm{Th}} = \frac{\mathcal{N}_{^{232}\mathrm{Th}}(0)\sigma_{\gamma,^{232}\mathrm{Th}}\phi_0}{\lambda_{^{233}\mathrm{Th}} + \sigma_{a,^{233}\mathrm{Th}}\phi_0} \tag{3.41}$$

est atteint très rapidement ($t_{1/2} = 22,3$ minutes). C'est alors qu'entre en jeu le ^{233}Pa, précurseur de l'^{233}U convoité. La demie-vie de 26,987 jours du ^{233}Pa (Shultis et Faw, 2008) le rend susceptible de capturer un neutron avant l'émission β^-, même si sa section efficace est faible ($\sigma_{a,^{233}\mathrm{Pa}} = 42,5$ b). Toutefois, il atteint au bout de plusieurs mois d'irradition à flux constant une concentration à l'équilibre qui diminue lorsque que le niveau de flux ϕ_0 augmente :

$$\mathcal{N}^{\infty}_{^{233}\mathrm{Pa}} = \frac{\lambda_{^{233}\mathrm{Th}}\mathcal{N}_{^{232}\mathrm{Th}}(0)\sigma_{\gamma,^{232}\mathrm{Th}}\phi_0}{(\lambda_{^{233}\mathrm{Pa}} + \sigma_{a,^{233}\mathrm{Pa}}\phi_0)(\lambda_{^{233}\mathrm{Th}} + \sigma_{a,^{233}\mathrm{Th}}\phi_0)}. \tag{3.42}$$

Ainsi, si un arrêt du réacteur survient après plusieurs mois d'opération, une très grande quantité d'^{233}U peut s'accumuler sans être détruite ($t_{1/2} \approx 160\ 000$ ans). L'effet protactinium est le nom associé à la réactivité positive insérée dans le cœur durant l'arrêt par la désintégration du ^{233}Pa et qui se fait sentir après le redémarrage du réacteur. La grande concentration à l'équilibre du ^{233}Pa aura de profondes répercussions dans cette étude, notamment sur l'optimisation des mécanismes de réactivité.

Par ailleurs, une seconde voie possible pour la génération de matière fissile à partir du ^{232}Th doit être mentionnée pour complèter le portrait, même si elle possède un rendement très faible. En effet, les captures neutroniques dans le ^{233}Pa peuvent aboutir à la formation d'^{235}U si le ^{234}Pa formé a le temps de se désintégrer ($t_{1/2} = 6,7$ heures, émetteur β^-) avant qu'une seconde capture ne survienne. Alors, une capture neutronique dans l'^{234}U ($\sigma_{\gamma,^{234}\mathrm{U}} = 103$ b) mènerait à la production d'un noyau d'^{235}U. À l'arrêt, la concentration d'^{234}U augmente par désintégration du ^{234}Pa, formant ainsi une banque de précurseurs de noyaux fissiles dont l'effet se fera sentir après le redémarrage.

Mesures de la conversion

La mesure la plus directe de la conversion est la probabilité de conversion d'un isotope fertile en un isotope fissile. Puisque la réaction de transmutation présente un délai intrinsèque fortement dominé par la désintégration radioactive des isotopes intermédiaires, tels que le ^{239}Np et le ^{233}Pa, la production effective de fissiles est surtout dictée par le rapport de branchement des isotopes intermédiaires de longue demie-vie par rapport aux autres isotopes de la même filiation radioactive. On définit ici le rapport de branchement $\zeta_k(\vec{r}, t)$ d'un isotope intermédiaire k comme la probabilité qu'il absorbe un neutron avant qu'il ne se désintègre. En reprenant la définition de la constante effective de disparition $\Lambda_k(\vec{r}, t)$ (c.f. équation 3.26)

de l'isotope k, alors

$$\zeta_k(\vec{r},t) = 1 - \frac{\lambda_k}{\Lambda_k(\vec{r},t)} = \frac{\sum_g \tilde{\sigma}^g_{a,k}(\vec{r},t)\phi^g(\vec{r},t)}{\lambda_k + \sum_g \tilde{\sigma}^g_{a,k}(\vec{r},t)\phi^g(\vec{r},t)}, \tag{3.43}$$

qui dépend explicitement du niveau de flux local dans le combustible $\phi^g(\vec{r},t)$ à l'instant t. Pour la conversion de l'^{238}U et du ^{232}Th qui nous intéresserons particulièrement dans cette étude, on remarque qu'aux énergies thermiques, $\sigma_{a,^{239}\mathrm{Np}} = 45$ b $\approx \sigma_{a,^{233}\mathrm{Pa}} = 42,5$ b, mais que $t_{1/2}^{^{233}\mathrm{Pa}} = 26,987$ jours $\gg t_{1/2}^{^{239}\mathrm{Np}} = 2,333$ jours, et donc $\zeta_{^{233}\mathrm{Pa}}(\vec{r},t) \gg \zeta_{^{239}\mathrm{Np}}(\vec{r},t)$ pour un même niveau de flux $\phi^g(\vec{r},t)$. Ceci signifie que la probabilité de conversion du ^{232}Th en ^{233}U est fortement dépendante du niveau explicite de flux thermique dans le combustible comparativement à la probabilité de conversion d'^{238}U en ^{239}Pu. Nous reviendrons sur les conséquences de cette observation plus loin dans ce chapitre ainsi qu'au chapitre 4.

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons plus particulièrement aux mesures globales (ou intégrées) de la conversion fertile dans tous le réacteur sur la durée d'un cycle. Alors, une mesure naturelle de la conversion fertile est le rapport de conversion

$$CR(t) = \frac{\tilde{\Sigma}_{\gamma,\mathrm{fertiles}}(t)}{\tilde{\Sigma}_{a,\mathrm{fissiles}}(t)}$$

qui quantifie le taux de capture dans les noyaux fertiles normalisé par le taux d'absorption dans les noyaux fissiles fils (Reuss, 2003). Physiquement, le $CR(t)$ indique le taux d'accumulation de noyaux fissiles dû aux transmutations des fertiles au temps t. Ici, les $\tilde{\Sigma}_{x,j}$ réfère aux sections efficaces macroscopiques de l'interaction x de l'isotope j homogénéisées sur la cellule élémentaire (c.f. section 3.2.2) et condensées sur tout le spectre d'énergie.

Le gain de régénération (Reuss, 2003)

$$GR(t) = \frac{\tilde{\Sigma}_{a,\mathrm{fissiles}}(t)}{\tilde{\Sigma}_{f,\mathrm{fissiles}}(t)}[CR(t) - 1]$$

mesure la production nette de noyaux impliqués dans la chaîne de conversion 1.1 normalisée par les fissions. Étant donné que la fission domine largement la capture radiative pour les noyaux fissiles, $GR(t) \approx CR(t) - 1$. L'inconvénient majeur du $CR(t)$ et du $GR(t)$ est qu'ils prennent en compte que les intrants (fertiles) et extrants (fissiles) du processus de conversion, sans se soucier des captures radiatives dans les noyaux intermédiaires de la chaîne de désintégration β^-, i.e. du rapport de branchement $\zeta_k(\vec{r},t)$ approprié.

Le rapport de surgénération

$$BR(t) = \frac{\sum_{j\in\text{fissiles}} \sum_{i\neq j} \Lambda_{i\to j}(t)\mathcal{N}_i(t)}{\sum_{j\in\text{fissiles}} \Lambda_j(t)\mathcal{N}_j(t)} = 1 + \frac{\sum_{j\in\text{fissiles}} \partial\mathcal{N}_j(t)/\partial t}{\sum_{j\in\text{fissiles}} \Lambda_j(t)\mathcal{N}_j(t)}$$

est le rapport des taux de création et de disparition de noyaux fissiles. Les équations de Bateman 3.24 ont été utilisées pour simplifier l'expression de droite. Ici, le $BR(t)$ diffère du $CR(t)$ dans la mesure où les absorptions dans les noyaux intermédiaires et les désintégrations naturelles des fissiles ne sont pas nulles en général.

Le rapport d'inventaire fissile (Guillemin, 2009) est le rapport des masses fissiles finale et initiale d'un cycle de durée t :

$$FIR(t) = \frac{m_{\text{fissiles}}(t)}{m_{\text{fissiles}}(0)} \approx \sum_{j\in\text{fissiles}} \frac{1}{\mathcal{N}_j(0)} \int_0^t [BR(t') - 1]\Lambda_j(t')\mathcal{N}_j(t')dt'. \tag{3.44}$$

L'approximation de droite est possible en considérant que la masse nucléaire des isotopes fissiles varie de moins de 0,5% ($FIR(t) \approx \mathcal{N}_{\text{fissiles}}(t)/\mathcal{N}_{\text{fissiles}}(0)$) et que $\mathcal{N}_j(t) = \int_0^t \partial\mathcal{N}_j(t')/\partial t' dt'$. Le $FIR(t)$ a l'avantage sur les trois premières quantités d'être facile à évaluer et de fournir une réponse simple à la question globale : produit-on plus de masse fissile par transmutation que l'on en consomme pour fournir la puissance de consigne du réacteur ?

Un des inconvénients de ces mesures est qu'elles accordent la même importance à tous les noyaux (fissiles ou fertiles). En effet, puisque le but ultime de la conversion fertile est de pouvoir utiliser la matière fissile générée et que les isotopes fissiles n'ont pas le même potentiel, représenté par le nombre moyen de neutrons émis par fission ν et de la probabilité de fission après absorption σ_f/σ_a (ou globalement par $\eta = \nu\sigma_f/\sigma_a$), il serait indiqué d'accorder un poids plus important aux meilleurs fissiles, comme l'^{233}U. Ici, nous retenons le $FIR(t)$ comme mesure de la conversion pour sa globalité et sa simplicité d'évaluation et d'analyse.

3.4 Fermeture du problème

3.4.1 Normalisation

La présentation de l'approche utilisée pour déterminer la population de neutrons dans un milieu multiplicateur en évolution n'a pas soulevée jusqu'ici le sujet important de la puissance produite par le milieu, qui constitue une condition de fermeture du problème (et de couplage avec la thermique du réacteur). En effet, en considérant l'équation de transport 3.1, on s'aperçoit que si $\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega})$ est solution, alors $C\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega})$ ($C > 0$) est aussi une solution. La

puissance de fission produite dans le domaine V à un instant t donné

$$\mathcal{P}_V(t) = \sum_{j \in \text{fissiles}} \varepsilon_j \sum_g \int_V d^3r \mathcal{N}_j(\vec{r},t)\tilde{\sigma}^g_{f,j}\phi^g(\vec{r},t) = \sum_g \int_V d^3r H^g(\vec{r},t)\phi^g(\vec{r},t) \tag{3.45}$$

est la constante de normalisation qui assure la cohérence avec la puissance totale du réacteur $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}$. La puissance $\mathcal{P}_V(t)$ est le produit du taux de fission dans le domaine V et de la somme des énergies moyennes libérées par fission ε_j, qui comprend l'énergie cinétique des neutrons, des rayons γ émis et de recul des noyaux fils. Pour l'^{235}U, $\varepsilon_{^{235}\text{U}} \approx 200$ MeV (Glasstone et Sesonke, 1967).

À la suite de la résolution de l'équation de transport, la condition de normalisation $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t) = \mathcal{P}_{\text{consigne}}$ est imposée. En réalité, cette condition est dictée par le circuit caloporteur qui extrait l'énergie thermique générée dans le combustible à un certain rythme. Pour le problème d'évolution isotopique, imposer la puissance revient à supposer, en première approximation, une variation linéaire du flux total sur un intervalle de temps : $\phi^g_i(t_{n+1}) = \phi^g_i(t_n)[1 + b(t_{n+1} - t_n)]$. Dans DRAGON, une méthode itérative détermine la constante b de manière à conserver la puissance de t_{n+1} à t_n. Ainsi, les simulations statiques simples en transport supposent souvent une densité de puissance constante sur tout le volume de combustible des grappes.

3.4.2 Paramètres d'évolution

L'usure du combustible nucléaire peut être évaluée par plusieurs fonctions qui tiennent compte (partiellement) de son histoire (de durée t) au cours de son passage dans un réacteur nucléaire, i.e. le flux neutronique auquel il a été exposé à tout moment t'. L'irradiation $\omega(t) = \int_0^t \phi(t')dt'$ consiste à compter le nombre de neutrons (par unité de section efficace microscopique) ayant affectés le combustible durant son passage sous un flux de neutrons. Reuss (2003) note qu'il s'agît en fait de la fluence neutronique totale dans le combustible. Une autre mesure équivalente consiste à mesurer l'énergie totale produite dans un domaine V au cours de son irradiation neutronique par unité de masse de noyaux lourds initiaux m_{nl}. En intégrant la puissance $\mathcal{P}_V(t)$ donnée à l'équation 3.45 et en normalisant par m_{nl}, le taux de combustion massique du combustible, communément appelé *burnup* est obtenu :

$$\mathcal{B}_V(t) = \frac{1}{m_{\text{nl}}} \int_0^t \mathcal{P}_V(t')dt'. \tag{3.46}$$

Pour la suite, le burnup $\mathcal{B}_V(t)$ sera retenu comme mesure temporelle normalisée. Notons toutefois que $\omega(t)$ et $\mathcal{B}_V(t)$ sont des mesures intégrées dans le temps du flux neutronique qui ont été développées pour les cycles à l'uranium, dans lesquels l'isotope le plus présent est

l'^{238}U, mais sont moins bien adaptées pour tenir compte de la conversion du ^{232}Th, puisque le rapport de branchement $\zeta_{^{233}\mathrm{Pa}}(\vec{r},t)$ dépend plus fortement du niveau de flux instantané (par opposition à intégrer dans le temps) dans le combustible $\phi^g(\vec{r},t)$ que $\zeta_{^{239}\mathrm{Np}}(\vec{r},t)$.

3.5 Gestion du combustible

À partir des notions présentées dans ce chapitre, il est maintenant possible de définir formellement la réactivité et les coefficients de réactivité, mais également de présenter les modèles de rechargement en marche propres aux CANDU qui permettront d'établir l'approche moyennée dans le temps à l'équilibre du rechargement.

3.5.1 Composantes et coefficients statiques de réactivité

La réactivité statique ρ d'un réacteur nucléaire est une mesure relative de l'écart de la constante de multiplication k mesurée sur un domaine V avec un état critique ($k = 1$) du même domaine : $\rho = 1 - 1/k$. La réactivité dynamique $\varrho(t)$ est la variable (continue en temps t) la plus importante en cinétique des réacteurs nucléaires puisqu'elle dicte les variations du niveau de flux $\phi(t)$ (ou pouvoir neutronique). La distinction entre ces paramètres provient du fait que pour $\varrho(t)$, la source de neutrons retardés n'est pas considérée en équilibre avec la forme de la distribution de flux, comme c'est le cas dans le cadre de la chaîne quasistatique approximative. Ainsi, le retard des $\beta\nu$ neutrons émis par les produits de fission et leurs descendants est négligé par l'approche présentée.

Bien que ρ ne soit pas une fonction continue du temps, mais plutôt une suite de valeurs discontinues évaluées à tous les pas de temps t_n de la chaîne d'évolution, la notation $\rho(t)$ sera tout de même adoptée pour la suite de la thèse, en soulignant qu'il s'agît en fait d'une notation allégée d'une suite $\rho_n(t_n)$ relative au RCA. Il est utile de réécrire $\rho(t)$ comme une somme de composantes indépendantes attribuables aux effets de rétroaction $\rho_{\text{rétro}}(t)$ sur le champ neutronique et aux perturbations externes $\rho_{\text{ext}}(t)$:

$$\rho(t) = \rho_{\text{rétro}}(t) + \rho_{\text{ext}}(t), \text{ avec } \rho_{\text{ext}}(t) = \rho_0 + \delta\rho_{\text{ext}}(t) \text{ et } \rho_{\text{rétro}}(t) = \rho_{\text{rétro}}(\mathcal{P}_{\text{réacteur}}) + \delta\rho_{\text{rétro}}(t).$$

La constante ρ_0 est la réactivité positive qui doit être introduite dans le cœur pour le rendre critique et chaud à la puissance nominale $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}$ à $t = 0$ à partir de l'état initial sous-critique et froid à puissance nulle. $\delta\rho_{\text{ext}}(t)$ représente les perturbations externes pouvant survenir au temps t.

En reprenant la formulation opérationnelle des problèmes de neutronique (transport ou diffusion) présentée à la section 3.2.1, la variation de la réactivité statique $\delta\rho$ est définie à l'équation 3.47 par un rapport de taux de réactions entre un problème initial ($\hat{\mathbf{M}}_0 -$

$k_0^{-1}\hat{\mathbf{F}}_0)\phi_0 = 0$ et un problème final $(\hat{\mathbf{M}} - k^{-1}\hat{\mathbf{F}})\phi = 0$, tels que $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{M}}_0 + \delta\hat{\mathbf{M}}$ et $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{F}}_0 + \delta\hat{\mathbf{F}}$. La notation $\langle , \rangle$ est utilisée ici pour désigner le produit scalaire sur le domaine de définition des variables indépendantes. La solution ϕ_0^* aux problèmes adjoints initiaux de transport ou de diffusion $(\hat{\mathbf{M}}_0^* - k_0^{-1}\hat{\mathbf{F}}_0^*)\phi_0^* = 0$ sert de fonction pondérant la variation des taux de réaction par l'importance des sources initiales (Rozon, 1998).

$$\delta\rho(t) = \frac{1}{k_0} - \frac{1}{k} = \frac{\langle \phi_0^*, (k_0^{-1}\delta\hat{\mathbf{F}}(t) - \delta\hat{\mathbf{M}}(t))\phi \rangle}{\langle \phi_0^*, \hat{\mathbf{F}}(t)\phi \rangle} \tag{3.47}$$

Rozon (1998) définit le coefficient de réactivité statique

$$\frac{\partial\rho(t)}{\partial\xi} = \frac{\langle \phi_0^*, (\partial\hat{\mathbf{F}}(t)/\partial\xi - \partial\hat{\mathbf{M}}(t)/\partial\xi)\phi \rangle}{\langle \phi_0^*, \hat{\mathbf{F}}(t)\phi \rangle} = \sum_i \frac{\partial\rho(t)}{\partial\xi_i}\frac{\partial\xi_i(t)}{\partial\xi} \tag{3.48}$$

associé au paramètre global $\xi(t)$ (par exemple, la température moyenne du combustible), où une variation de $\xi(t)$ est nécessairement due à la variation de paramètres locaux $\xi_i(t)$ (par exemple, la température du combustible de chacune des grappes). Les équations 3.47 et 3.48 sont reliées par :

$$\delta\rho_\xi(t) = \frac{\partial\rho(t)}{\partial\xi}\int_0^t \frac{\partial\xi(t')}{\partial t'}dt'. \tag{3.49}$$

Réactivité externe initiale

Pour un cœur critique à $t = 0$, ρ_0 doit être égale à l'inverse de la composante de la réactivité de rétroaction $\rho_{\text{rétro}}(\mathcal{P}_{\text{réacteur}})$ due principalement à l'augmentation de la température du caloporteur et de la puissance du réacteur jusqu'à leur valeur nominales, ainsi qu'à l'appariation du ^{135}Xe (supposé à saturation) :

$$\begin{aligned}\rho_0 &= -\rho_{\text{rétro}}(\mathcal{P}_{\text{réacteur}}) = -\delta\rho_{\theta_{\text{calo}}} - \delta\rho_{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}} - \delta\rho_{^{135}\text{Xe}} \\ &= -\int_{20^\circ\text{C}}^{\theta_{\text{calo}}} \frac{\partial\rho_{\text{rétro}}}{\partial\theta}d\theta - \int_0^{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}} \frac{\partial\rho_{\text{rétro}}}{\partial\mathcal{P}}d\mathcal{P} - \int_0^{\mathcal{N}_{^{135}\text{Xe}}^\infty} \frac{\partial\rho_{\text{rétro}}}{\partial\mathcal{N}_{^{135}\text{Xe}}}d\mathcal{N}_{^{135}\text{Xe}}.\end{aligned} \tag{3.50}$$

Pour le CANDU avec combustible frais, $\delta\rho_{\theta_{\text{calo}}}$ = -800 pcm, $\delta\rho_{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}}$ = -1 000 pcm et $\delta\rho_{^{135}\text{Xe}}$ = -2 800 pcm, alors qu'à l'équilibre du rechargement, $\delta\rho_{\theta_{\text{calo}}}$ = +300 pcm, $\delta\rho_{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}}$ = -500 pcm et $\delta\rho_{^{135}\text{Xe}}$ = -2 800 pcm (Rozon, 1998).

Décomposition de la réactivité de rétroaction

Ainsi, la réactivité $\rho(t)$ durant l'exploitation normale du réacteur est la somme de $\delta\rho_{\text{rétro}}(t)$ et $\delta\rho_{\text{ext}}(t)$. Le dernier terme sera considéré nul jusqu'au chapitre 8. Les composantes de

rétroaction en réactivité sont nombreuses et peuvent être regroupées selon trois termes :

$$\delta\rho_{\text{rétro}}(t) = \delta\rho_{\text{local}}(t) + \delta\rho_{\text{SRR}}(t) + \delta\rho_{\text{SAU}}(t). \tag{3.51}$$

La composante $\delta\rho_{\text{local}}(t)$ tient compte de la variation des paramètres locaux associés au caloporteur $\delta\rho_{\text{calo}}(t)$, au modérateur $\delta\rho_{\text{mod}}(t)$ et au combustible $\delta\rho_{\text{comb}}(t)$. Pour $\delta\rho_{\text{calo}}(t)$ et $\delta\rho_{\text{mod}}(t)$, les principaux paramètres à prendre en compte sont les pressions d'entrée des fluides, leur température moyenne θ, leur densité d (liée à la fraction de vapeur massique, i.e. le taux de vide), leur pureté isotopique ($\mathcal{N}_{^2\text{H}_2\text{O}}/\mathcal{N}_{^1\text{H}_2\text{O}}$) et la concentration de bore dans le modérateur. Pour $\delta\rho_{\text{comb}}(t)$, les variations de température sont reliées à deux effets principaux en réactivité, i.e. l'effet de densité $\delta\rho_d(t)$ et l'effet Doppler $\delta\rho_{\text{Doppler}}(t)$ dans les résonances des isotopes lourds (Hébert, 2009). Évidemment, $\delta\rho_{\text{comb}}(t)$ tient également compte de la variations des concentrations isotopiques $\delta\rho_{\text{isotopes}}(t)$ (c.f. sections 3.3.2 et 3.3.3).

À ce stade, il est important de faire la distinction entre les coefficients de réactivité de rétroaction de cellule et de système. Les coefficients de réactivité sont calculés par l'entremise d'un calcul du champ neutronique sur un domaine restreint (cellule) en transport, ou sur le cœur complet (système) en diffusion. La plupart des paramètres disponibles pour définir le problème de transport sur une cellule de combustible ne sont plus disponible au niveau du cœur, puisque l'information s'est perdue lors du passage à la diffusion. De plus, les mécanismes de réactivité éparpillés partout dans le cœur ne peuvent être modélisés globalement par des calculs de transport restreint sur le domaine spatial, tout comme la distribution non uniforme de l'usure du combustible des grappes (et donc de leur contenu isotopique). Toutefois, l'effet local des mécanismes sur la réactivité peut être évalué par l'entremise de calculs de supercellule en transport qui seront présentés au chapitre 5.

Les coefficients de réactivité de cellule $\partial\rho_{\text{cell}}/\partial\xi_i$ (et les $\delta\rho_\xi^{\text{cell}}$) sont obtenus par des calculs de transport où l'on peut ajuster finement les paramètres locaux initiaux $\xi_i(0)$ (propriétés physiques du calcoporteur, du modérateur, du combustible et des mécanismes), mais où les résultats précis ne sont valides que dans un domaine restreint. Les coefficients de réactivité de système $\partial\rho_{\text{sys}}/\partial\xi$ (et les $\delta\rho_\xi^{\text{sys}}$) sont obtenus par des calculs de diffusion sur le cœur complet.

Les composantes de la réactivité statique de système associées aux mécanismes de réactivité $\delta\rho_{\text{SRR}}(t)$ et $\delta\rho_{\text{SAU}}(t)$ peuvent être également décomposées selon les familles de mécanismes définies au chapitre 2 :

$$\delta\rho_{\text{SRR}}(t) = \delta\rho_{\text{BC}}(t) + \delta\rho_{\text{BL}}(t) + \delta\rho_{\text{BA}}(t) + \delta\rho_{\text{TILP}}(t) \tag{3.52}$$

$$\delta\rho_{\text{SAU}}(t) = \delta\rho_{\text{SAU1}}(t) + \delta\rho_{\text{SAU2}}(t). \tag{3.53}$$

3.5.2 Rechargement en marche

Modèle continu

Les premières études analytiques sur le rechargement en marche (Yusakawa, 1966, 1967) ont été menées dans l'approximation de la diffusion monocinétique pour un réacteur unidimensionnel rechargé continûment selon différent mode et où le burnup du cœur était considéré comme une fonction continue de l'espace. Motoda (1970) fût le premier à appliquer les modèles continus développés par le passé au problème particulier du CANDU. Ce modèle continu (Beaudet, 1991) tente de déterminer le burnup moyen $\langle \mathcal{B}(z) \rangle$ (ici, la notation $\langle . \rangle$ est utilisée pour désigner une moyenne d'ensemble) à une position axiale z (orientée de 0 à L) d'un réacteur soumis à un rechargement bidirectionnel en damier et où le combustible est inséré à vitesse constante $v = \pm dz/dt > 0$ dans les canaux ($+ : 0 \to L$ et $- : L \to 0$). Pour une distribution axiale de puissance continue statique $\mathcal{P}(z)$, l'équation 3.46 devient :

$$\mathcal{B}_+(z) = \frac{1}{m_{\text{nl}}} \int_0^z \frac{\mathcal{P}(z')}{v} dz' \text{ et } \mathcal{B}_-(z) = \frac{1}{m_{\text{nl}}} \int_L^z \frac{\mathcal{P}(z')}{-v} dz'. \tag{3.54}$$

Pour un réacteur comptant un nombre pair de canaux, chacun des canaux d'une paire étant rechargé dans des sens opposés :

$$\langle \mathcal{B}(z) \rangle = \frac{\mathcal{B}_+(z) + \mathcal{B}_-(z)}{2} = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{\mathcal{P}(z')}{v} dz' = \text{constante}. \tag{3.55}$$

Ainsi, la symétrie axiale mène à une distribution de burnup moyen $\langle \mathcal{B}(z) \rangle$ uniforme axialement, et en particulier aux extrémités des canaux : $\langle \mathcal{B}^e \rangle = \langle \mathcal{B}_+(L) \rangle = \langle \mathcal{B}_-(0) \rangle$, où $\langle \mathcal{B}^e \rangle$ est le burnup moyen de sortie. L'approche continue laisse supposer qu'il est possible d'exprimer l'état moyen dans le temps du cœur en prenant la moyenne temporelle (ou sur le burnup instantané $\mathcal{B}(t) = \mathcal{B}[z(t)] = \langle \mathcal{B}^e \rangle vt/L$) des sections efficaces macroscopiques :

$$\bar{\Sigma}_x^G = \frac{1}{\langle \mathcal{B}^e \rangle} \int_0^{\langle \mathcal{B}^e \rangle} \Sigma_x^G(\mathcal{B}) d\mathcal{B}.$$

Modèle discret

Tajmouati (1993) indique que l'approche continue représente mal le processus de rechargement imposé au CANDU par l'intermédiaire des MC. D'une part, il existe une unité irréductible de combustible rechargeable (i.e. une grappe) et d'autre part, les MC ne peuvent soutenir un rechargement continuel puisqu'elles sont soumises à des entretiens préventifs réguliers et des réparations fréquentes. Ces deux observations marquent l'importance d'une modélisation discrète du rechargement, développée d'abord par Wight et Girouard (1978).

L'incrément de burnup $\delta\mathcal{B}_{jk}$ qu'une grappe subit si elle est placée à la position jk du cœur (la k^e grappe du canal j) durant une période (de rechargement) $\mathcal{T}_j$ au cours de laquelle elle fournit une puissance de fission $\mathcal{P}_{jk}$ est défini à l'équation 3.56 comme la différence entre le burnup de la grappe à l'état final $\mathcal{B}_{jk}^{\text{final}}$ et à l'état initial $\mathcal{B}_{jk}^{\text{initial}}$. Les deux dernières valeurs dépendent l'une de l'autre dans la mesure où les grappes placées en amont du canal j avant le dernier rechargement se retrouvent déplacées vers la sortie, de sorte que la grappe k est celle qui se trouvait à la position $k - n_j$ avant le rechargement en mode axial n_j, sinon il s'agît d'une grappe de combustible frais (c.f. figure 2.2).

$$\mathcal{B}_{jk}^{\text{final}} = \delta\mathcal{B}_{jk} + \mathcal{B}_{jk}^{\text{initial}} = \frac{\mathcal{P}_{jk}\mathcal{T}_j}{m_{\text{nl}}} + \begin{cases} 0 & , \text{ si } k \leq n_j \\ \mathcal{B}_{j(k-n_j)}^{\text{final}} & , \text{ sinon} \end{cases} \tag{3.56}$$

À l'aide de la définition de $\delta\mathcal{B}_{jk}$, le burnup moyen (dans le temps) de sortie de canal $\bar{\mathcal{B}}_j^e$ est défini en fonction de la puissance moyenne de canal $\bar{\mathcal{P}}_j = \sum_{k=1}^{N_{jk}} \bar{\mathcal{P}}_{jk}$ (N_{jk} grappes dans le canal j), de la période de rechargement moyenne $\bar{\mathcal{T}}_j$, de la masse de noyaux lourds m_{nl} et du mode axial de rechargement n_j. Rozon *et al.* (1981) définissent $\bar{\mathcal{B}}_j^e$ comme la somme des incréments de burnup moyens $\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk}$ des N_{jk} grappes du canal (puisqu'une grappe passera par toutes les positions k du canal j avant d'être déchargée) normalisée par le nombre de grappes sortantes n_j :

$$\bar{\mathcal{B}}_j^e = \frac{1}{n_j}\sum_{k=1}^{N_{jk}} \delta\bar{\mathcal{B}}_{jk} = \frac{1}{n_j}\sum_{k=1}^{N_{jk}} \frac{\bar{\mathcal{P}}_{jk}\bar{\mathcal{T}}_j}{m_{\text{nl}}} = \frac{\bar{\mathcal{P}}_j\bar{\mathcal{T}}_j}{m_{\text{nl}}n_j}. \tag{3.57}$$

En définissant le profil axial de puissance moyenne

$$\bar{\Psi}_{jk} = \frac{\bar{\mathcal{P}}_{jk}}{\bar{\mathcal{P}}_j} = \frac{\sum_G \bar{H}_{jk}^G \bar{\phi}_{jk}^G}{\sum_{k=1}^{N_{jk}} \sum_G \bar{H}_{jk}^G \bar{\phi}_{jk}^G}, \tag{3.58}$$

puis en reprenant l'équation 3.57, nous avons : $\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk} = n_j\bar{\mathcal{B}}_j^e\bar{\Psi}_{jk}$.

Les relations dérivées jusqu'à maintenant peuvent également servir à calculer d'autres paramètres globaux d'importance, comme les fréquences de rechargement moyennes de canal $\bar{\mathcal{F}}_j$, et la fréquence de rechargement moyenne

$$\bar{\mathcal{F}} = \sum_{j=1}^{N_j} \bar{\mathcal{F}}_j = \frac{1}{m_{\text{nl}}}\sum_{j=1}^{N_j} \frac{\bar{\mathcal{P}}_j}{n_j\bar{\mathcal{B}}_j^e} = \sum_{j=1}^{N_j} \frac{1}{\bar{\mathcal{T}}_j} = \frac{1}{\bar{\mathcal{T}}} \tag{3.59}$$

nécessaire pour compenser le vieillissement du combustible et maintenir le cœur critique.

Modèle moyenné dans le temps à l'équilibre du rechargement

Le modèle de rechargement discret suppose que les puissances, fréquences de rechargement et burnup moyen de sortie sont tous constants en moyenne dans le temps, ce qui rappelle l'état d'équilibre du rechargement introduit au chapitre 2. Physiquement, l'équilibre du rechargement est un état invariant (ou un régime stationnaire) sous l'effet d'opérateurs de rechargement $\hat{\mathbf{R}}_j(n_j)$ (Chambon, 2006) (une matrice $N_{jk} \times N_{jk}$ décrivant $\mathcal{B}_{jk}^{\text{initial}}$ donnée sous forme conditionnelle à l'équation 3.56), qui représente explicitement l'effet du mode axial n_j sur les grappes k du canal j. Un changement judicieux de l'opérateur $\hat{\mathbf{R}}_j(n_j)$ engendre une nouvelle période transitoire d'approche à un nouvel équilibre. Dans ces conditions, le cœur soumis au rechargement discret peut être représenté par un seul état statique moyen dans le temps. Bien entendu, les propriétés des grappes à l'équilibre du rechargement basées sur les calculs de transport doivent être définies de manière cohérente avec l'invariance neutronique au rechargement $\hat{\mathbf{R}}_j(n_j)$. Les sections efficaces macroscopiques multigroupes moyennes dans le temps $\bar{\Sigma}_{x,jk}^G$ sont alors définies à l'équation 3.60, qui est l'équivalent discret de l'expression continue déjà présentée et où les équations 3.56, 3.57 et 3.58 ont été utilisé pour exprimer le domaine d'intégration en fonction de $\bar{\Psi}_{jk}$.

$$\bar{\Sigma}_{x,jk}^G = \frac{1}{n_j \bar{\mathcal{B}}_j^e \bar{\Psi}_{jk}} \int_{\bar{\mathcal{B}}_{jk}^{\text{initial}}}^{\bar{\mathcal{B}}_{jk}^{\text{final}}} \Sigma_x^G(\mathcal{B}_{jk}) d\mathcal{B}_{jk} \tag{3.60}$$

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DE CELLULES AVEC DRAGON ET SÉLECTION DE COMBUSTIBLES ALTERNATIFS

Durant les phases de recherche, de développement, de conception et d'exploitation, la simulation numérique des réacteurs nucléaires est essentielle. La modélisation d'un système aussi complexe qu'un réacteur nucléaire nécessite l'utilisation de codes de calcul très évolués dans chacune des deux disciplines gouvernant les réacteurs nucléaires : la thermique et la neutronique. Les codes de thermique, tel que CATHENA (Hanna, 1998) optimisé pour l'analyse des réacteurs CANDU, doivent tenir compte des distributions d'enthalpie, de pression, de débit et de taux de vide des fluides dans le cœur, le long des circuits, dans les échangeurs de chaleur et dans les pompes de manière à déterminer les densités et températures des matériaux des structures du réacteur. Les calculs de thermique s'effectuent de manière consistante avec la source de chaleur $Q_{\text{th}}(\vec{r}, t)$ résultant de la fission nucléaire dans le combustible qui est une fonction du flux neutronique (c.f. section 3.4.1).

D'autre part, les codes de transport neutronique utilisent les résultats des codes de thermiques de manière à définir des problèmes aux densités et températures constantes qui seront résolus par une méthode quasistatique. Tel que mentionné au chapitre 3, les codes utilisant les méthodes stochastiques sont surtout utilisés pour obtenir des solutions de référence sans approximation, mais à coût de calcul élevé. Les principaux codes utilisant les méthodes Monte Carlo utilisés en physique des réacteurs sont : MCNP (Briesmeister, 1997), GEANT4 (Agostinelliae *et al.*, 2003), TRIPOLI-4 (Both et Peneliau, 1996) et SERPENT (Leppänen, 2007). Le code le plus répandu, MCNP, ne possède pas la capacité de faire évoluer le combustible nucléaire, mais d'autres applications utilisant MCNP, telles que MURE (Méplan *et al.*, 2009) et MCNPX, peuvent effectuer le couplage statique entre les champs neutronique et isotopique indépendamment avant d'écrire un fichier d'entrée MCNP où le champ isotopique évolué est représenté.

Contrairement aux calculs Monte Carlo, les calculs déterministes sont scindés en deux niveaux, tel qu'expliqué au chapitre 3, et sont plutôt utilisés pour effectuer un grand nombre de calculs de manière à identifier rapidement des tendances et aussi pour les calculs effectués en centrale. Dans ce chapitre, les codes de transport déterministe seront mis de l'avant, tandis que les codes de diffusion déterministe seront abordés au chapitre 6. Plusieurs codes déterministes orientés vers les calculs de cellule et possédant des capacités très variables ont été développés depuis les années 1960 partout dans le monde : THERMOS au Massachussetts

Institute of Technology (Honeck, 1960) ; WIMS à Winfrith en Angleterre (Askew *et al.*, 1966), puis exporté et amélioré au Canada pour devenir près de 20 ans plus tard WIMS-AECL (Phillips, 1982) ; la famille de codes français APOLLO (Hoffman *et al.*, 1973) ; ainsi que le code de transport développé à l'École Polytechnique de Montréal (ÉPM) depuis 1991, DRAGON (Marleau *et al.*, 2008). Ce dernier rassemble plusieurs méthodes numériques pour l'autoprotection des résonances, l'analyse géométrique, l'évolution du champ isotopique et la résolution de l'équation du transport des neutrons. Il est scindé en plusieurs modules agissant sur des structures de données (Hébert *et al.*, 2008) gérées par le *GAN Generalized Driver* (Roy et Hébert, 2000), le tout regroupé dans des procédures compilées par l'analyseur syntaxique et le compilateur CLE-2000 (Roy, 1999).

Ce chapitre présente les méthodes de modélisation utilisées pour la simulation des cellules de combustible du réacteur CANDU à l'aide du code DRAGON version 3.06J. D'abord, l'algorithme de modélisation de cellule en évolution dans DRAGON selon le schéma de l'évolution quasistatique à puissance constante (pour *separated lattice burnup*) de Rozon (1999) est présenté. Un modèle grossier de cellule est ensuite établi pour procéder à la sélection des combustibles alternatifs et la génération de bases de données pour les calculs de cœur complet. Les paramètres décrivant l'enveloppe de combustibles alternatifs considérée sont définis avant de discuter du processus de sélection basé sur des critères reliés à des aspects spécifiques de l'exploitation des CANDU qui ont été décrits au chapitre 2. L'application des critères et l'enveloppe réduite de combustibles sélectionnés en découlant sont alors analysées. Ensuite, une méthode d'optimisation des modèles de cellule est expliquée et appliquée à quelques cas choisis à l'étape précédente. Les résultats des modèles optimisés sont alors comparés aux résultats grossiers.

4.1 Modélisation de cellules de combustible en évolution

4.1.1 Chaîne quasistatique en milieu infini

Le but principal des calculs de cellule est de générer des propriétés physiques simplifiées de certaines régions caractéristiques d'un réacteur nucléaire afin de les introduire dans une analyse du cœur complet. L'hypothèse du milieu infini est généralement utilisée comme première approximation pour calculer ces propriétés. Celle-ci consiste à simuler l'environnement des cellules de combustible par un réseau 2D de cellules identiques. Ceci est équivalent à négliger tous les effets de bord comprenant les fuites de neutrons, ou encore, à appliquer des conditions aux frontières de périodicité spéculaire aux bornes d'une seule cellule élémentaire (c.f. section 3.2.2). On considère de plus l'extension axiale uniforme (en z) de cette cellule dotée d'une grappe G. Les mécanismes de réactivité présents dans le cœur sont également

négligés au niveau des calculs de cellule et nécessiteront une étape intermédiaire de calcul présentée au chapitre 5. L'hypothèse du milieu infini est justifiable puisqu'elle simule l'environnement des grappes situées loin des frontières et des mécanismes de réactivité, ce qui représente une majorité de grappes du cœur. Ces approximations sont pratiquement systématiques pour tous les calculs de cellules pour les CANDU et d'assemblages pour les REP puisqu'elles permettent une analyse rapide et relativement précise des solutions de transport, des coefficients de rétroaction de cellule ainsi que du comportement des principaux isotopes en évolution.

Paramètres locaux et globaux

Les propriétés du milieu infini sont dictées par les valeurs de différents paramètres locaux (burnup de la grappe, températures, taux de vide local, puissance locale, etc.) et globaux (pureté isotopique et empoisonnement du modérateur, puissance totale du réacteur, etc.). L'usure du combustible est prise en compte en tabulant les solutions de transport de la chaîne quasistatique à puissance constante selon une mesure temporelle normalisée comme le temps équivalent à pleine puissance t, l'irradiation $\omega(t)$ ou le burnup $\mathcal{B}_V(t)$ (c.f. section 3.4.2). Soulignons que le schéma d'évolution du combustibe *separated lattice burnup*, basé sur une mesure de l'usure du combustible intégrée dans le temps, est moins bien adaptée pour les cycles au thorium que pour les cycles à l'uranium, puisque $\zeta_{^{233}\mathrm{Pa}}(\vec{r},t) \gg \zeta_{^{239}\mathrm{Np}}(\vec{r},t)$ pour le même niveau de flux (c.f. section 3.3.3). Pour les cycles au thorium, la meilleure option est l'approche d'historique du flux (pour *history-based*) (Varin et Marleau, 2006) très coûteuse en effort de calcul par rapport à l'option habituelle utilisée pour les CANDU. Ainsi, nous nous restreignons ici à utiliser le schéma de calcul standard étant donné que le but de cette étude est d'identifier des cycles intéressants pour l'exploitation des réacteur CANDU, et non pas d'optimiser la chaîne de calculs pour chacun d'eux.

Pour les effets de températures et de densités, le champ thermique moyen dans le réacteur est imposé à chacune des cellules de manière à bien représenter l'ensemble du cœur et assurer une cohérence avec les contraintes thermiques de sûreté d'assèchement des gaines et de fusion des pastilles de combustible. Il en va de même pour la puissance imposée à la cellule $\mathcal{P}_{\mathrm{cell}}$ qui doit être cohérente avec cet équilibre thermique, mais aussi avec la puissance totale du réacteur $\mathcal{P}_{\mathrm{réacteur}}$ qui est en pratique constante durant l'exploitation. La valeur typiquement utilisée pour représenter le niveau de puissance d'une majorité de grappes dans le cœur et qui répond aux limites du modèle est de $\mathcal{P}_{\mathrm{cell}} = 615$ kW (Rozon, 1998; Roy et Varin, 1999). Dans DRAGON, une puissance massique d'évolution $p_{\mathrm{évo}}$ (en kW/kg de noyaux lourds initiaux) est imposée en normalisant le flux calculé à chacun des pas d'évolution de manière à obtenir la puissance de cellule $\mathcal{P}_{\mathrm{cell}}$ définie à l'équation 3.45. La puissance massique $p_{\mathrm{évo}}$ est

exprimée comme une fonction de la densité de noyaux lourds d_{nl} (en kg/cm^3) et du volume de combustible V_{comb} (en cm^3) d'une grappe :

$$p_{\text{évo}} = \frac{\mathcal{P}_{\text{cell}}}{m_{\text{nl}}} = \frac{\mathcal{P}_{\text{cell}}}{d_{\text{nl}} V_{\text{comb}}}. \tag{4.1}$$

Certains paramètres (directement) indépendants de l'usure du combustible peuvent être controlés à l'externe, comme l'empoisonnement du modérateur. Il est possible de prendre en compte les variations de tous les paramètres locaux et globaux à la fois grâce à une approche multi-paramétrée en supposant qu'une procédure d'interpolation multi-dimensionnelle puisse représentée adéquatement tous les paramètres entre chaque points de tabulation. Cette approche est très coûteuse en temps de calcul étant donné le grand nombre de paramètres affectant les propriétés de cellule (c.f. section 3.5.1), et c'est pourquoi une approche perturbative à un ou deux paramètre(s) est souvent préférée puiqu'elle peut être mise en place plus facilement et à moindre coût (Marleau *et al.*, 2008).

Les valeurs nominales des paramètres locaux et globaux pour les réacteurs CANDU à l'uranium naturel sont présentées au tableau 4.1 (Marleau *et al.*, 2008). Les gaines et les tubes de force sont supposés à l'équilibre thermique avec le caloporteur, alors que le gaz annulaire et les tubes de calandre sont à la même température que le modérateur. L'empoisonnement du modérateur n'est pas considéré explicitement. Une correction sera apportée *a posteriori* aux résultats du modèle en milieu infini pour tenir compte des effets non modélisés.

Tableau 4.1 Paramètres locaux nominaux de la cellule de combustible CANDU.

Paramètres de cellule	Valeurs de référence
Température du combustible	941,3 K
Température du caloporteur	560,7 K
Température du modérateur	345,7 K
Pureté du caloporteur	99,3 %at.
Pureté du modérateur	99,92 %at.
Puissance de cellule $\mathcal{P}_{\text{cell}}$	615 kW

4.1.2 Algorithmique

La modélisation des cellules de combustible CANDU nécessite l'utilisation de plusieurs modules de DRAGON pour mettre en forme les structures de données nécessaires à l'évaluation de la chaîne quasistatique à puissance constante. Le schéma de calcul utilisé est présenté à la figure 4.1 et sera décrit en détail selon les principales tâches effectuées par le code : l'analyse isotopique et géométrique, les méthodes déterministes de transport neutronique,

l'évolution du combustible et la génération de bases de données pour les calculs de réacteur. Une attention particulière sera portée à la définition des paramètres d'entrée décrivant les modèles de cellule dans DRAGON, puisqu'ils serviront de paramètres d'optimisation à la section 4.4.

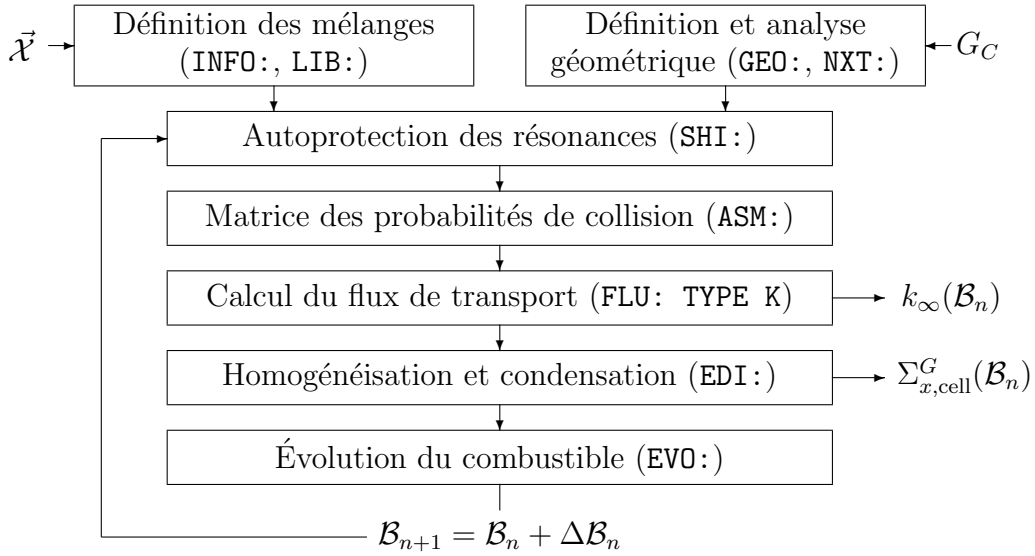

Figure 4.1 Schéma de calcul DRAGON pour l'évolution quasistatique sans fuite.

Analyse isotopique et géométrique

La première étape consiste à définir les mélanges composant la cellule. Les densités et compositions isotopiques du caloporteur et du modérateur sont préalablement calculées par le module `INFO:` en fonction de la température et de la pureté en eau lourde. Les compositions isotopiques, les températures et les densités des différents mélanges composant les tubes de force et de calandre, les gaines et le combustible sont déclarées au module `LIB:` de DRAGON. Ce dernier crée une structure `MICROLIB` contenant une bibliothèque isotopique multigroupe. La seule bibliothèque évaluée utilisée dans cette étude est émise par l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) et décrit les sections efficaces microscopiques avec 69 groupes d'énergie et se présente dans le format `WIMSD4`. Lors de la déclaration avec le module `LIB:`, les isotopes lourds sont dotés d'un marqueur pour indiquer au module `SHI:` qu'ils devront être autoprotégés (c.f. section 3.1.2).

La définition de la géométrie de la cellule s'effectue à l'aide du module `GEO:` de DRAGON et est stockée dans une structure `GEOMETRY`. En fait, deux géométries sont déclarées. La première servira au calcul du flux et est caractérisée par sa discrétisation spatiale fine en N_V sous-volumes V_i de manière à respecter l'hypothèse des sources plates à la base des méthodes

de transport déterministes, comme les p_{ij} (c.f. section 3.2.1). Les intersections des limites entre les régions avec la frontière externe de la cellule ∂V forment une partition de la frontière en N_S segments ∂V_j. La deuxième géométrie n'est pas discrétisée spatialement (N_V et N_S minimaux), c'est-à-dire qu'une seule région représente chacune des structures de la cellule (c.f. figure 2.3). Cette géométrie sert à établir le couplage espace-énergie du champ neutronique lors de l'équivalence géométrique effectuée dans la procédure d'autoprotection des résonances (c.f. section 3.1.2). Pour ces deux géométries, l'analyse géométrique (pour *tracking*) s'effectue par le module `EXCELT:` (ou `NXT:` pour les modèles optimisés) avec des paramètres d'intégration numérique imposés. La densité de lignes d'intégration d_{2D} (en lignes/cm) et le nombre de directions N_Ω (par demi-plan) distribuées uniformément (avec l'option `TISO`) définissent la quadrature d'intégration qui servira à évaluer numériquement les probabilités réduites de collision p_{ij}^g, puis à en déduire les flux moyens ϕ_i^g selon l'équation 3.9. Deux structures de données `TRACKING` sont produites à partir des structures `GEOMETRY` par le module de tracking : l'une contenant les volumes V_i des régions définies par la discrétisation spatiale utilisée, et l'autre, contenant la longueur des segments de lignes d'intégration sur chacune des régions traversées en format binaire.

Méthodes de transport neutronique

Une fois les mélanges et les géométries définis, la mise en forme de l'équation de transport multigroupe peut alors débuter. La première étape consiste à établir la bibliothèque isotopique autoprotégée multigroupe dans la `MICROLIB`. L'autoprotection des résonances des noyaux lourds s'effectue selon les paramètres par défaut de DRAGON, c'est-à-dire par une méthode de Stamm'ler modifiée (Hébert et Marleau, 1991) par le module `SHI:`. La bibliothèque isotopique autoprotégée multigroupe sauvegardée dans la structure `MICROLIB` est ensuite transférée au module `ASM:` qui intègre numériquement les matrices de probabilité de collision (Marleau, 2001) et les rangent dans une structure `ASMPIJ`. Cette structure, avec les mélanges et la géométrie discrétisée, est le point d'entrée au calcul du flux de neutrons multigroupe. Celui-ci s'effectue dans le module `FLU:` où le type de valeur propre (k ou B^2) à considérer dans l'équation de transport est spécifié. Pour le modèle sans fuite modélisé par des conditions aux frontières de réflexion, l'option `TYPE K` est utilisée pour indiquer que la recherche s'effectue pour la constante k, qui sera notée k_∞ dans le cadre de ce modèle. Plusieurs modèles de fuites et diverses options de contrôle de la boucle itérative de résolution des systèmes matriciels 3.9 sont offertes dans `FLU:`, tels que les niveaux de convergence des différents niveaux itératifs de la résolution du flux multigroupe. L'utilisation séquentielle des modules `ASM:` et `FLU:` est la méthode conventionnelle dans DRAGON pour obtenir la solution recherchée sur la cellule par la méthode des p_{ij}^g.

Une fois le flux intégré multigroupe connu dans chacune des régions, l'homogénéisation flux-volume et la condensation en énergie des sections efficaces macroscopiques avec le module `EDI:` peut alors être effectuée. Plusieurs cas sont considérés à ce stade pour des fins d'analyse du comportement des combustibles dans les grappes CANDU. Par exemple, les paramètres d'homogénéisation et de condensation différents sont considérés pour la génération de bases de données pour les calculs de réacteur ou pour établir les bibliothèques utiles aux calculs de supercellule. Il est également possible grâce à l'option `EXTRACT` d'extraire la contribution de certains isotopes des mélanges homogénéisés de manière à pouvoir suivre indépendamment leur concentration, si requis. Dans chacun des cas, une structure `EDITION` est créée. Nous considérerons d'abord, une homogénéisation sur la cellule complète et une condensation à 3 groupes (groupes limites : 14 et 27) qui fournit une idée du comportement général de la cellule dans les domaines thermique, épithermique et rapide du spectre, en cernant les principales résonances des isotopes résonants. Une deuxième structure avec les mêmes options de condensation et d'homogénéisation est ensuite créée, mais cette fois en extrayant les sections efficaces macroscopiques des principaux isotopes contribuant au comportement du flux. Il faut alors tenir compte du rapport entre le volume considéré pour l'homogénéisation V_{cell} et le volume du combustible V_{comb}, en multipliant les concentrations sortantes de DRAGON par $V_{\text{cell}}/V_{\text{comb}}$. Ceci revient à effectuer l'homogénéisation seulement sur V_{comb}, puisque les isotopes d'intérêts se retrouvent habituellement dans les crayons de combustible.

Évolution du combustible à puissance constante

L'évolution de la composition du combustible soumis au flux de neutrons est calculée sur un intervalle de temps $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$, ou de burnup $\Delta\mathcal{B}_n = \mathcal{B}_{n+1} - \mathcal{B}_n$ par le module `EVO:` qui résout les équations de Bateman propres aux isotopes déclarés et à tous ceux de leur filiation radioactive (simplifiée dans certains cas). Une fois la nouvelle composition du combustible obtenue, la séquence de calculs d'autoprotection des résonances ; des probabilités de collision et du flux de neutrons multigroupe ; d'homogénéisation et condensation des sections efficaces macroscopiques pour la génération de bases de données ; puis d'évolution du combustible est reprise, et ainsi de suite. La discrétisation en burnup pour l'évolution du combustible, i.e. la suite des $\mathcal{B}_n$, est choisie de manière à bien évaluer l'effet de l'évolution isotopique au cours de l'irradiation. En plus de la saturation rapide du ^{135}Xe (c.f. section 3.3.2), l'importante production de ^{239}Pu fissile par capture dans les noyaux d'^{238}U dans les deux premiers mois d'opération se traduit par le pic du plutonium apparaîssant dans le profil de réactivité de cellule du CANDU à l'uranium naturel après environ 50 jours (Rozon, 1999). Ensuite, les produits de fission accumulés et l'utilisation de l'^{235}U mènent à une décroissance continue du $k_\infty(t)$. Les pas $\Delta\mathcal{B}_n$ choisis pour des plages délimitées par $\mathcal{B}^{\text{initial}}$ et $\mathcal{B}^{\text{final}}$ sont présentés au

tableau 4.2.

Tableau 4.2 Discrétisation du burnup pour l'évolution quasistatique [GWj/T_{nl}].

$\mathcal{B}^{\text{initial}}$	0	0,3	1,5	3,5	6,0	10,0	20,0	65,0
$\Delta\mathcal{B}_n$	0,03	0,15	0,25	0,5	0,8	1,25	3,0	5,0
$\mathcal{B}^{\text{final}}$	0,3	1,5	3,5	6,0	10,0	20,0	65,0	200,0

Génération de bases de données

Bien que le modèle de cellule en milieu infini puisse fournir une bonne idée du comportement du réacteur, l'utilisation d'un modèle de fuites adéquat est nécessaire pour générer des bases de données vraiment représentatives de l'environnement d'une grappe dans le cœur (Hébert, 2009) et fournir des coefficients de diffusion cohérents. Il faut alors créer des bases de données où les propriétés des grappes pourront être interpolées en fonction de paramètres locaux propres à la cellule dans le modèle de cœur. Les capacités de DRAGON permettent de considérer une foule de paramètres locaux (le burnup, l'irradiation, la concentration des principaux isotopes, les températures et les densités des différentes structures, etc.) comme variables d'interpolation dans les bases de données perturbatives via les modules `CFC:` et `AFM:`. Dans cette étude, le burnup du combustible est retenu comme l'unique paramètre local d'interpolation étant donné l'étendu de l'enveloppe de combustible considérée, qui sera présentée à la section 4.2.1, et surtout parce qu'il est le paramètre le plus influant sur le comportement du combustible, et donc, du cœur. L'algorithme suivi dans DRAGON est le même que pour l'évolution sans fuite (c.f. figure 4.1), à l'exception près que cette fois les calculs de flux sont effectués avec le modèle de fuites B_1 homogène (c.f. section 3.2.2) par l'option `TYPE B B1 PNL` du module `FLU:` (au lieu de `TYPE K`). Conséquemment, l'exécution du module `FLU:` fournit le buckling critique B_n^2 en plus des coefficients de diffusion homogènes D_n^G à chacun des pas $\mathcal{B}_n$.

Les propriétés neutroniques calculées en transport sur les géométries de cellule sont passées au code de diffusion via des structures `COMPO` tabulées en fonction du burnup par les modules `EDI:`, puis `CPO:`. Pour ce faire, l'évolution du combustible doit être réalisée jusqu'à un burnup de cellule suffisamment élevé pour être en mesure d'interpoler les sections efficaces de toutes les grappes dans le cœur. Étant donné que les combustibles considérés ont le potentiel d'augmenter substantiellement le burnup moyen à la sortie du CANDU et que, de surcroît, certaines des grappes dépasseront largement cette moyenne, il faut effectuer l'évolution sur une très longue période. Après une analyse préliminaire des cycles les plus exotiques dans le réacteur et sachant que pour l'uranium naturel, une évolution jusqu'à 65 GWj/T_{nl}

est suffisante pour couvrir toutes les grappes du cœur (Chambon, 2006), cette limite est fixée à 200 GWj/T_{nl}. Les bases de données combustible sont générées à chacun des pas de burnup (c.f. tableau 4.2) en effectuant une homogénéisation complète sur le volume de la cellule et une condensation à 2 groupes d'énergie séparés à 0,625 eV, puisque cette structure est suffisante pour représenter les réacteurs CANDU dans le code de cœur (Rozon, 1998).

Une autre base de données réacteur est générée durant le calcul d'évolution. Celle-ci servira à modéliser le réflecteur de neutrons radial du réacteur (eau lourde du modérateur à l'extérieur de la région contenant le combustible). Pour ce faire, une autre `COMPO` est créée à partir d'une homogénéisation sur la région de modérateur uniquement et d'une condensation à 2 groupes d'énergie, cohérente avec la base de données du combustible. Comme le modérateur change peu de composition au cours de l'évolution du combustible, une base de données à un burnup équivalent à la moitié du burnup moyen de sortie du cycle est suffisante pour représenter l'ensemble du cycle. Pour le cycle de référence, la base de données réflecteur est créée à 4 GWj/T_{nl}, une valeur semblable à 4,156 GWj/T_{nl} utilisée par Roy et Varin (1999).

4.1.3 Cellule grossière

En plus de l'absence de fuites de neutrons hors de la cellule, deux autres approximations géométriques sont introduites dans ce premier modèle qui servira à sélectionner les meilleurs candidats parmi une vaste enveloppe avant d'entreprendre l'optimisation des mécanismes de réactivité. Le modèle grossier de cellule décrit ici a été développé par Roy et Varin (1999) et il décrit la méthode standard pour produire les bases de données des réacteurs CANDU. D'abord, la réflexion spéculaire exacte, est remplacée par une réflexion isotrope des neutrons à la frontière de la cellule. De plus, l'approximation de Wigner-Seitz est utilisée. Celle-ci consiste à transformer la frontière cartésienne de la cellule par une frontière cylindrique conservant le volume de modérateur, c'est-à-dire en posant $r_{cyl} = l/\sqrt{\pi}$ (Hébert, 2009), où r_{cyl} est le nouveau rayon externe de la cellule cylindrisée et l le pas du réseau cartésien. La cylindrisation de Wigner simplifie les calculs des probabilités de collision entrepris pour résoudre l'équation de transport statique multigroupe. La symétrie azimutale de la cellule cylindrisée (rotation de $\pi/3$ pour la grappe à 37 éléments) est aussi mise à profit pour accélérer les calculs. Selon Guillemin (2009), l'erreur admise par ce processus n'est que de quelques dizaines de pcm, mais permet de réduire le temps de calcul environ du tiers. La géométrie de la cellule après la cylindrisation est présentée à la figure 4.2.

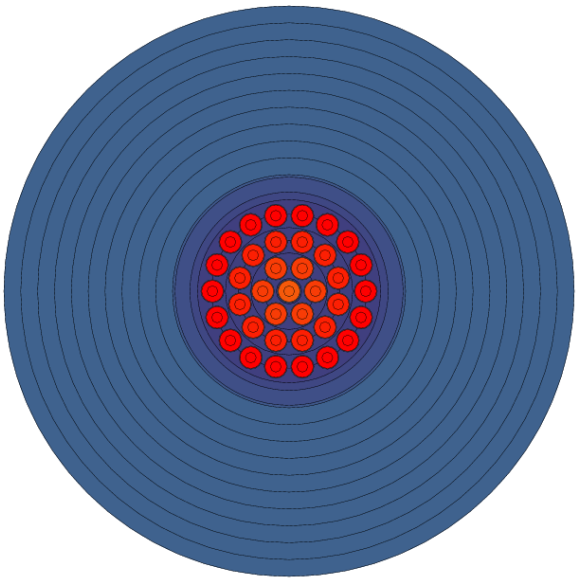

Figure 4.2 Cylindrisation de la cellule CANDU standard.

Les paramètres d'intégration numériques d_{2D} et N_Ω et la discrétisation spatiale de la cellule avec réflexion isotrope sont également tirés de Roy et Varin (1999). Pour les calculs d'autoprotection des résonances, $d_{2D} = 10$ lignes/cm et $N_\Omega = 7$, alors que pour le flux de transport, $d_{2D} = 20$ lignes/cm et $N_\Omega = 11$ sont plutôt utilisées pour compenser l'apparition de plus petites régions : 2 sous-divisions radiales pour les crayons de combustibles, 7 pour le caloporteur et 10 pour le modérateur, tel que présenté à la figure 4.2. Il est important de noter qu'il s'agît de valeurs minimales des paramètres d'intégration choisis lors de la rédaction du rapport de Roy et Varin (1999), alors que les capacités de calcul étaient beaucoup plus faible qu'aujourd'hui. Le modèle présenté donne donc une approximation grossière du véritable comportement neutronique des cellules de combustible.

4.2 Mise en place du processus de sélection des combustibles alternatifs

L'étude du rechargement et des mécanismes de réactivité pour les cycles de combustible avancés dans les réacteurs CANDU se base sur une présélection des combustibles alternatifs les plus prometteurs à partir des résultats du modèle grossier de cellule, puis une sélection des meilleurs cycles à l'aide des méthodes de diffusion présentées au chapitre 6. Dans cette section, l'enveloppe initiale de combustibles alternatifs considérée est présentée et paramétrée, puis les critères de sélection sont expliqués et les résultats obtenus sont analysés.

4.2.1 Enveloppe initiale

L'enveloppe de combustibles alternatifs initiale est définie par le vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}$ décrivant la composition initiale du combustible, le type de grappe de combustible G (standard ou CanFlex) ainsi que la disposition locale des noyaux fissiles et fertiles dans la grappe, qui sera nommée la configuration du combustible C dans la grappe G.

Vecteurs isotopiques

Les combustibles nucléaires $\vec{\mathcal{X}}$ considérés au cours de cette étude sont tous des mélanges des 3 types de combustibles décrits en détail à la section 1.1 : l'uranium, le thorium naturel et le DUPIC moyenné (c.f. tableau 1.1). Ces combustibles se retrouvent sous la forme de pastilles solides de céramique de dioxyde de noyaux lourds dans les crayons de combustibles. Un niveau d'enrichissement e est considéré pour l'uranium (en %m. d'^{235}U fissile). Les fractions volumiques (en %v.) respectives de dioxyde d'uranium, de thorium et de DUPIC dans le combustible sont notées $v_{\mathrm{U}}(e)$, v_{T} et v_{D}, respectivement.

Le vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [v_{\mathrm{U}}(e), v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}]$ est ainsi défini par la fraction volumique de dioxyde occupé par chacun des 3 types de combustible. La densité du dioxyde d'uranium sera prise à sa valeur de référence de 10,4371 g/cm^3 sans égard à l'enrichissement. Pour le dioxyde de thorium, une densité de 10 g/cm^3 est utilisée, alors que pour le dioxyde de DUPIC, contenant plusieurs transuraniens, une densité plus élevée et similaire à celle du dioxyde d'uranium est considérée : 10,4 g/cm^3 (Choi *et al.*, 1997). Ainsi, la densité d_{nl} varie de moins de 5%m. sur toute l'enveloppe initiale. Les composantes de $\vec{\mathcal{X}}$ respectent la contrainte

$$0\%\mathrm{v.} \leq v_{\mathrm{U}} = 1 - v_{\mathrm{T}} - v_{\mathrm{D}} \leq 100\%\mathrm{v.} \tag{4.2}$$

et c'est pourquoi l'enrichissement e est retenu comme troisième variable indépendante du vecteur isotopique. Pour ne pas restreindre la portée de l'étude avant d'avoir vérifié minimalement le comportement neutronique des combustibles dans le réacteur, les fractions volumiques v_{T} et v_{D} varient sur tout le domaine possible

$$0\%\mathrm{v.} \leq v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}} \leq 100\%\mathrm{v.}. \tag{4.3}$$

L'enrichissement de l'uranium e est considéré dans une plage facilement accessible par les technologies industrielles actuelles, c'est-à-dire entre le niveau naturel et 5%m. fissile :

$$0,7114\%\mathrm{m.} \leq e \leq 5,0\%\mathrm{m.}. \tag{4.4}$$

Grappes et configurations du combustible

Deux géométries de grappe ($G \in \{S, C\}$) et quatre configurations du combustible ($C \in \{H, I, II, III\}$) sont considérées dans cette étude. D'abord, la grappe de combustible est de type standard à 37 éléments ($G = S$, présentée à la figure 2.3) ou de type CanFlex à 43 éléments ($G = C$). La configuration homogène ($C = H$) consiste à disposer le combustible $\vec{\mathcal{X}}$ uniformément dans tous les crayons. Les autres configurations considérées sont hétérogènes et tentent de profiter de la variation spatiale du spectre de neutrons dans la cellule pour maximiser l'irradiation du thorium par un flux thermique et ainsi engendrer une plus grande production d'^{233}U. Contrairement aux configurations homogènes, le rapport entre le flux thermique et rapide augmente à mesure que l'on se dirige vers le centre de la cellule pour les configurations hétérogènes (c.f. section 4.3.1). Trois configurations distinctes sont alors considérées ($C = I, II, III$), selon le nombre de couronnes de crayons de combustible remplies de $^{232}ThO_2$. Par exemple, la configuration $C = III$ correspond aux trois couronnes centrales remplies de $^{232}ThO_2$, et la couronne périphérique remplie d'un combustible d'entraînement (pour *driver fuel*) composé de DUPIC et d'uranium légèrement enrichi, dont les fractions volumiques dans la région d'entraînement, sont respectivement $v'_{\mathrm{D}} = v_{\mathrm{D}}/(1 - v_{\mathrm{T}})$ et $v'_{\mathrm{U}} = v_{\mathrm{U}}/(1 - v_{\mathrm{T}})$. Ces trois configurations reviennent à imposer une discrétisation du paramètre v_{T} à trois points distincts correspondant à 1/37, 7/37 et 19/37 pour la grappe S. Pour la grappe C, il faut tenir compte du changement de volume entre les crayons centraux et périphériques, ainsi que de l'augmentation du nombre de crayons par couronne par rapport à la grappe standard. Dans les cas hétérogènes, les contraintes $0\%\mathrm{v.} \leq v'_{\mathrm{U}} = 1 - v'_{\mathrm{D}} \leq 100\%\mathrm{v.}$ et $0\%\mathrm{v.} \leq v'_{\mathrm{D}} \leq 100\%\mathrm{v.}$ remplacent les contraintes 4.2 et 4.3.

Mesures du contenu fissile

Dans la mesure où les éléments de l'enveloppe sont composés de différents combustible d'entraînement fissile qui peuvent être disposés selon diverses configurations dans l'une des deux grappes considérées, il est utile de définir des paramètres renseignant directement sur le contenu fissile des combustibles. Pour comparer le contenu fissile total des combustibles, nous définissons l'enrichissement équivalent du DUPIC

$$e_{\mathrm{D}} \approx e_{\mathrm{D}}^{^{235}\mathrm{U}} + e_{\mathrm{D}}^{^{239}\mathrm{Pu}} + e_{\mathrm{D}}^{^{241}\mathrm{Pu}} + e_{\mathrm{D}}^{^{242m}\mathrm{Am}} = 1,5963\%\mathrm{m.}, \tag{4.5}$$

où les e_{D}^{i} sont les teneurs massiques de l'isotope fissile i dans le DUPIC avant son oxydation. Ici, nous considérons tous les isotopes fissiles présents dans le DUPIC (c.f. tableau 1.1) sans tenir compte de leur facteur de reproduction η. Ainsi, on peut définir l'enrichissement

équivalent normalisé

$$EEN = \frac{1}{e_{\text{nat}_\text{U}}} \frac{ev_\text{U}d_{\text{UO}_2} + e_\text{D}v_\text{D}d_{\text{DUPIC-O}_2}}{(v_\text{U}d_{\text{UO}_2} + v_\text{D}d_{\text{DUPIC-O}_2} + v_\text{T}d_{\text{ThO}_2})}, \tag{4.6}$$

qui renseigne sur le rapport initial des masses fissiles d'un combustible de vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}(e, v_\text{T}, v_\text{D})$ par rapport au combustible de référence à l'uranium naturel. Notons que l'EEN n'est pas égal au rapport des masses fissiles totales, puisque nous n'avons pas tenu compte de l'oxydation des combustibles de noyaux lourds dans l'évaluation des enrichissements e, e_D et e_{nat_U}. D'autre part, pour quantifier l'utilisation des ressources naturelles d'uranium, nous définissons la quantité d'uranium normalisée

$$QUN = \frac{ev_\text{U}}{e_{\text{nat}_\text{U}}v_{\text{nat}_\text{U}}} \tag{4.7}$$

comme le rapport entre la quantité d'^{235}U utilisé dans un combustible par rapport à la quantité de référence dans le combustible d'uranium naturel. Les mesures définies aux équations 4.6 et 4.7 nous servirons à quantifier l'utilisation des combustibles alternatifs au chapitre 6 et 8. Notons que ces mesures sont approximatives dans la mesure où nous n'avons pas tenu compte explicitement de l'oxydation des combustibles dans l'évaluation des enrichissements propres aux combustibles d'entraînement, ce qui engendre une erreur proportionnelle à la variation de la masses des noyaux lourds par rapport à celle de l'uranium naturel d'environ 2 à 3%.

Discrétisation de l'enveloppe initiale

L'enveloppe de combustibles alternatifs initiale est très vaste. Pour en simplifier l'analyse, une discrétisation du domaine du vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}$ est considérée. Pour la configuration homogène, un pas de discrétisation cartésien de 10%v. pour les fractions volumiques v_T et v_D (et par conséquent v_U) est considéré. L'enrichissement de l'uranium e sera pris à trois niveaux distincts : 0,7114%m., 2,5%m. et 5%m.. Ceci définit 176 configurations homogènes par type de grappe. Pour les configurations hétérogènes, un pas cartésien de discrétisation de 10%v. est également utilisé, mais s'applique cette fois sur la fraction volumique de DUPIC v'_D dans le combustible d'entraînement (et par conséquent v'_U). Les niveaux d'enrichissement de l'uranium sont les mêmes que pour les configurations homogènes. Ainsi, 31 cas par configuration hétérogène et par grappe sont considérés. Donc, au total, 538 combustibles différents font partie de l'enveloppe initiale discrétisée.

4.2.2 Critères de sélection

Il est toutefois évident que plusieurs des éléments de cet espace très vaste sont complètement aberrants du point de vue de la neutronique. Par exemple, les combustibles homogènes uniquement composé de dioxyde thorium ne peuvent certainement pas soutenir une réaction en chaîne de fission sans la présence d'une concentration suffisante de noyaux fissiles. Il est alors inutile de simuler le comportement de cycles avancés issus de ces combustibles et il est donc important d'instaurer des critères de sélection des combustibles alternatifs pour réduire l'ensemble des cycles de combustibles qui seront simulés au chapitre 6. Une telle analyse ne vise pas à obtenir des résultats précis et avec un haut taux de réalisme, mais plutôt à déceler les tendances générales de façon à éliminer les configurations qui sont, de toute évidence, incompatibles avec l'opération d'un réacteur CANDU. Les critères de sélection ont alors tout avantage à être appliqués sur un modèle simple et demandant peu d'effort de calcul, comme le modèle de cellule grossier sans fuite. Il est toutefois possible de corriger, dans une certaine mesure, les résultats de ce modèle pour les rendre plus représentatifs d'un réacteur complet en compensant une partie de l'erreur de modélisation commise. La démarche employée ici consiste donc à simuler premièrement les combustibles avec le modèle de cellule grossier sans fuite en évolution où certaines corrections simples seront apportées *a posteriori*, puis à réduire le nombre de candidats pour la suite de la modélisation en appliquant les critères de sélection adéquats. Ici, trois critères serviront à choisir les combustibles les plus prometteurs. Ceux-ci abordent les aspects du besoin d'empoisonnement neutronique au démarrage du réacteur, de la période statique initiale du combustible et de la période de résidence des grappes dans le cœur.

Corrections au modèle grossier sans fuite

Afin d'obtenir des résultats représentatifs du comportement d'un réacteur fini, un terme de correction $\delta k_{\text{corr}}(t)$ est ajouté à la constante de multiplication $k_\infty(t)$ pour tenir compte des effets négligés. Cette correction est définie comme la différence entre la valeur propre k d'un réacteur critique où tous les effets seraient modélisés et le milieu simulé :

$$\delta k_{\text{corr}}(t) = k_\infty^{\text{corr}}(t) - k_\infty(t), \tag{4.8}$$

où $k_\infty^{\text{corr}}(t)$ est la valeur de k_∞ rendant le réacteur hypothétique critique à l'instant t. Le terme de correction

$$\delta k_{\text{corr}}(t) = \delta k_{\text{fuites}} + \delta k_{\text{méc}} + \delta k_{\text{poisons}}(t) \tag{4.9}$$

est une superposition de trois effets : les fuites de neutrons hors du cœur δk_{fuites}, la présence de mécanismes de réactivité $\delta k_{\text{méc}}$ et de poisons neutroniques $\delta k_{\text{poisons}}(t)$.

Le terme de fuites δk_{fuites} a été estimé à -3 000 pcm par Guillemin (2009) tandis que la correction due à l'anti-réactivité des mécanismes $\delta k_{\text{méc}}$ est la somme de la contribution des barres de compensation et du remplissage à 50% des barres liquides pour un total d'environ -2 000 pcm selon Rouben (1984). Utiliser ces valeurs est équivalent à considérer que $k_{\infty}^{\text{corr}}(t) = 1 - \delta k_{\text{fuites}} - \delta k_{\text{méc}} = 1,05$ à tout temps t (St-Aubin et Marleau, 2011a). Ces deux contributions sont statiques puisque ni les fuites ($\pm$500 pcm) ni l'effet des mécanismes de réactivité ne varie appréciablement au cours de l'exploitation du réacteur (Nuttin *et al.*, 2006). Le terme d'empoisonnement $\delta k_{\text{poisons}}(t)$ est un artifice de calcul associant aux poisons neutroniques tous les effets non modélisés et les erreurs commises par les termes δk_{fuites} et $\delta k_{\text{méc}}$. Il est déterminé *a posteriori*, de manière à compenser exactement la réactivité excédentaire du combustible jusqu'au début des rechargements.

Besoin d'empoisonnement au démarrage

Les combustibles qui sont très réactifs relativement au cycle de référence des CANDU pourront difficilement être contrôlés en début de cycle par les moyens usuels (c.f. section 2.4.2), à moins d'augmenter fortement la concentration de poison neutronique dans le modérateur au démarrage du réacteur. Pour une puissance constante imposée, le niveau local de flux (épithermique et thermique surtout) dans le modérateur serait alors plus faible et l'efficacité des mécanismes de réactivité s'en verrait également amoindrie. Ceci s'oppose à l'objectif de modifier minimalement le concept actuel des CANDU pour accueillir de nouveaux combustibles (c.f. section 1.3.1). Il existe donc une limite d'acceptabilité des combustibles alternatifs $\delta k_{\text{poisons}}^{\text{lim}}$ relative au besoin d'empoisonnement au démarrage, évalué par

$$\delta k_{\text{poisons}}(0) = k_{\infty}^{\text{corr}}(0) - k_{\infty}(0) = 1 - \delta k_{\text{fuites}} - \delta k_{\text{méc}} - k_{\infty}(0). \tag{4.10}$$

L'imposition de cette limite pour déceler les combustibles recevables pour les calculs de réacteur constitue le premier critère de sélection

$$\delta k_{\text{poisons}}(0) \geq \delta k_{\text{poisons}}^{\text{lim}}. \tag{4.11}$$

Pour choisir convenablement $\delta k_{\text{poisons}}^{\text{lim}}$, il ne faut pas trop restreindre l'enveloppe avant d'avoir modélisé explicitement les fuites, les capacités de gestion du combustible du CANDU et l'effet local des mécanismes de réactivité. Ainsi, la limite imposée doit être suffisamment faible pour éliminer de l'enveloppe les combustibles non crédibles au niveau des calculs de cellule, mais

assez élevée pour ne pas complètement annihiler l'enveloppe avant de considérer les autres critères d'importance. Après avoir observé les résultats de l'évolution sans fuite de plusieurs combustibles (par exemple, $\delta k_{\text{poisons}}(0) \approx -7\ 100$ pcm pour le cycle de référence), cette limite est fixée à $\delta k^{\text{lim}}_{\text{poisons}} = -35\ 000$ pcm. Le critère 4.11 est alors équivalent à $k_\infty(0) \leq k^{\text{lim}}_\infty(0)$ =1,4.

Période statique initiale

Le début du rechargement du cœur est marqué par la réactivité excédentaire s'approchant de zéro à $t = t_0$ (c.f. chapitre 2.4.2). Ici, nous choisissons des cycles pour lesquels la phase initiale sans rechargement est au moins aussi longue que pour le cycle de référence ($t^{\text{réf}}_{\text{statique}}$) afin d'éviter des contraintes d'exploitation supplémentaires. Le début des rechargements (à $t = t_0$) peut être évalué par le modèle de cellule corrigé en considérant qu'il s'agît en fait de l'instant où le terme d'empoisonnement neutronique devient nul ($\delta k_{\text{poisons}}(t_0) = 0$), ce qui revient à considérer la période statique initiale t_{statique} ($t_{\text{statique}} \approx t_0$) définie par Nuttin *et al.* (2006) :

$$k_\infty(t_{\text{statique}}) = 1 - \delta k_{\text{fuites}} - \delta k_{\text{méc}}. \tag{4.12}$$

Physiquement, t_{statique} représente le moment où la production de neutrons devient insuffisante pour contrebalancer la disparition des neutrons dans la cellule. Il s'agît donc de l'âge auquel le combustible passe d'un régime surcritique à sous-critique. Ceci est équivalent à considérer t_{statique} comme le temps de vie des grappes dans un cœur où aucun rechargement n'aurait lieu (Nuttin *et al.*, 2012). Le raisonnement présenté mène à l'imposition d'un deuxième critère pour la sélection des combustibles alternatifs :

$$t_{\text{statique}} \geq t^{\text{réf}}_{\text{statique}}. \tag{4.13}$$

Période de résidence

De manière similaire à t_{statique}, Nuttin *et al.* (2006) ont défini la période de résidence $t_{\text{tésidence}}$ à l'aide de la moyenne temporelle de la constante de multiplication infini

$$\bar{k}_\infty(t_{\text{résidence}}) = \frac{1}{t_{\text{résidence}}} \int_0^{t_{\text{résidence}}} k_\infty(t)dt = 1 - \delta k_{\text{fuites}} - \delta k_{\text{méc}}. \tag{4.14}$$

La période $t_{\text{résidence}}$ est une première approximation de la durée de résidence réelle du combustible dans le réacteur. En fait, $t_{\text{résidence}}$ mesure le moment auquel la cellule aura fournie autant de neutrons à son environnement, durant sa phase surcritique, qu'elle lui en aura soutiré durant sa phase sous-critique. Donc à $t = t_{\text{tésidence}}$, $\bar{k}_\infty(t)$ est localement égale au niveau de criticité corrigé. Ainsi, le burnup moyen de sortie $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ peut être approché par

$\bar{\mathcal{B}}^e_\infty = p_{\text{évo}} t_{\text{résidence}}$. Il est intéressant de noter qu'en supposant une décroissance linéaire de $k_\infty(t)$ durant l'évolution à puissance constante, alors $t_{\text{résidence}} = 2t_{\text{statique}}$. Finalement, puisque $\bar{\mathcal{B}}^e_\infty$ est une approximation du paramètre économique fondamental $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, il est naturel d'instaurer un troisième critère de sélection :

$$t_{\text{résidence}} \geq t^{\text{réf}}_{\text{résidence}}. \tag{4.15}$$

4.3 Analyse du comportement des combustibles alternatifs sans fuite

L'enveloppe de combustibles alternatifs étudiée peut être scindée en 8 parties, selon la disposition locale du combustible dans les grappes standard ou CanFlex et adoptant une configuration homogène ou l'une des trois configurations hétérogènes. Il est primordial d'investiguer d'emblée les différences du comportement neutronique en transport pour chacune des parties de l'enveloppe de manière à en tirer des lignes directrices d'analyse. Pour ce faire, l'étude de la disposition locale du combustible est d'abord menée en comparant le flux neutronique de transport et l'évolution isotopique pour une composition unique du combustible frais, mais disposés selon trois configurations différentes. Les variations du flux moyen par région radiale dans la cellule et les densités isotopiques des principaux noyaux du combustible au fil de l'irradiation à flux constant sont également analysées. Ensuite, les résultats du modèle grossier sont présentés pour plusieurs cas d'analyse qui servent à exhiber l'étalement des comportements neutroniques des combustibles de l'enveloppe et à choisir les meilleurs cas selon les critères de sélection. Les cas typiques rejetés sont analysés en détail avant de fournir des représentations graphiques et statistiques de l'enveloppe réduite de combustibles alternatifs.

4.3.1 Disposition locale du combustible frais

Pour l'étude de la disposition locale du combustible, un seul vecteur isotopique est considéré, $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\text{T}}, v_{\text{D}}) = [5\%\text{m.}; 54,4\%\text{v.}; 22,8\%\text{v.}]$, mais dans trois configurations différentes. Les configurations homogènes dans les grappes standard (S_H) et CanFlex (C_H), puis aussi en concentrant le thorium dans les 3 couronnes centrales d'une grappe CanFlex (C_{III}). Dans ce dernier cas, le combustible d'entraînement est composé de dioxyde de DUPIC et d'uranium enrichi à 5%m., à 50%v. chacun. Ainsi, le combustible choisi représente un vecteur $\vec{\mathcal{X}}$ typique de l'enveloppe initiale. La comparaison à vecteurs isotopiques égaux permet de déceler les principaux avantages et inconvénients de chacune des dispositions locales du combustible, et ainsi d'orienter le reste de l'analyse autour de ces conclusions.

Distribution de flux neutronique initiale

La figure 4.3 présente le flux moyen par région radiale (rouge : élevé, bleu : faible) condensé à trois groupes (de gauche à droite : rapide, épithermique et thermique) calculé avec le modèle grossier de cellule pour les configurations S_H, C_H et C_{III} (de haut en bas) et des combustibles frais. Deux analyses distinctes peuvent être menées grâce à ces trois cas : la comparaison entre les grappes en configuration homogène, puis la comparaison entre les configurations homogènes et hétérogènes pour la grappe CanFlex. D'abord, dans tous les cas, le ralentissement des neutrons durant leur passage dans le modérateur est observable (régions rouges de gauche à droite) en considérant que pour chacune des grappes les neutrons rapides sont émis dans le combustible au centre de la cellule, puis tranquillement thermalisés dans le modérateur où ils perdront presque toute leur énergie par diffusions successives, avant de se retrouver en bordure de la cellule en équilibre thermodynamique avec leur milieu. Pour les configurations homogènes, les flux thermique et épithermique au centre de la cellule sont un peu plus élevés pour le cas C_H que pour S_H, ce qui est attribuable au surdimensionnement des crayons de combustible dans les couronnes centrales de la grappe CanFlex. En observant attentivement le pic du flux épithermique à la figure 4.3, on voit qu'il migre vers le centre de la cellule, due à une concentration de la fission en son centre. L'effet est plus prononcé pour la configuration C_{III} puisque la majeure partie des neutrons à une position radiale donnée à l'extérieur du tube de calandre ont dû traverser la région fertile, i.e. les 3 couronnes centrales, avant de s'y rendre. Ceci est dû à la symétrie de la source de neutrons de fission qui affecte directement la distribution de flux rapide. Pour le cas C_{III}, le flux rapide a une forme très différente des autres cas puisque la matière fissile est alors distribuée en périphérie de la grappe. Le pic du flux rapide se situe sur la 4e couronne de la grappe et diminue au fur et à mesure que les neutrons progressent dans la région fertile étant donné les absorptions rapides dans le ^{232}Th et les diffusions dans le caloporteur. Pour le flux thermique, les résultats des trois configurations sont très semblables, à l'exception près que pour le cas C_{III}, le gradient du flux thermique est pratiquement nul dans la région fertile. Dans l'ensemble, les grandes variations spatiales dans le flux induites par l'hétérogénéité du combustible engendre des valeurs de $\delta k_\infty^{C_C}(0) = k_\infty^{C_C}(0) - k_\infty^{S_H}(0)$ pour les cas C_H et C_{III} de +139 pcm et +8157 pcm respectivement, par rapport à $k_\infty^{S_H}(0) = 1,16496$.

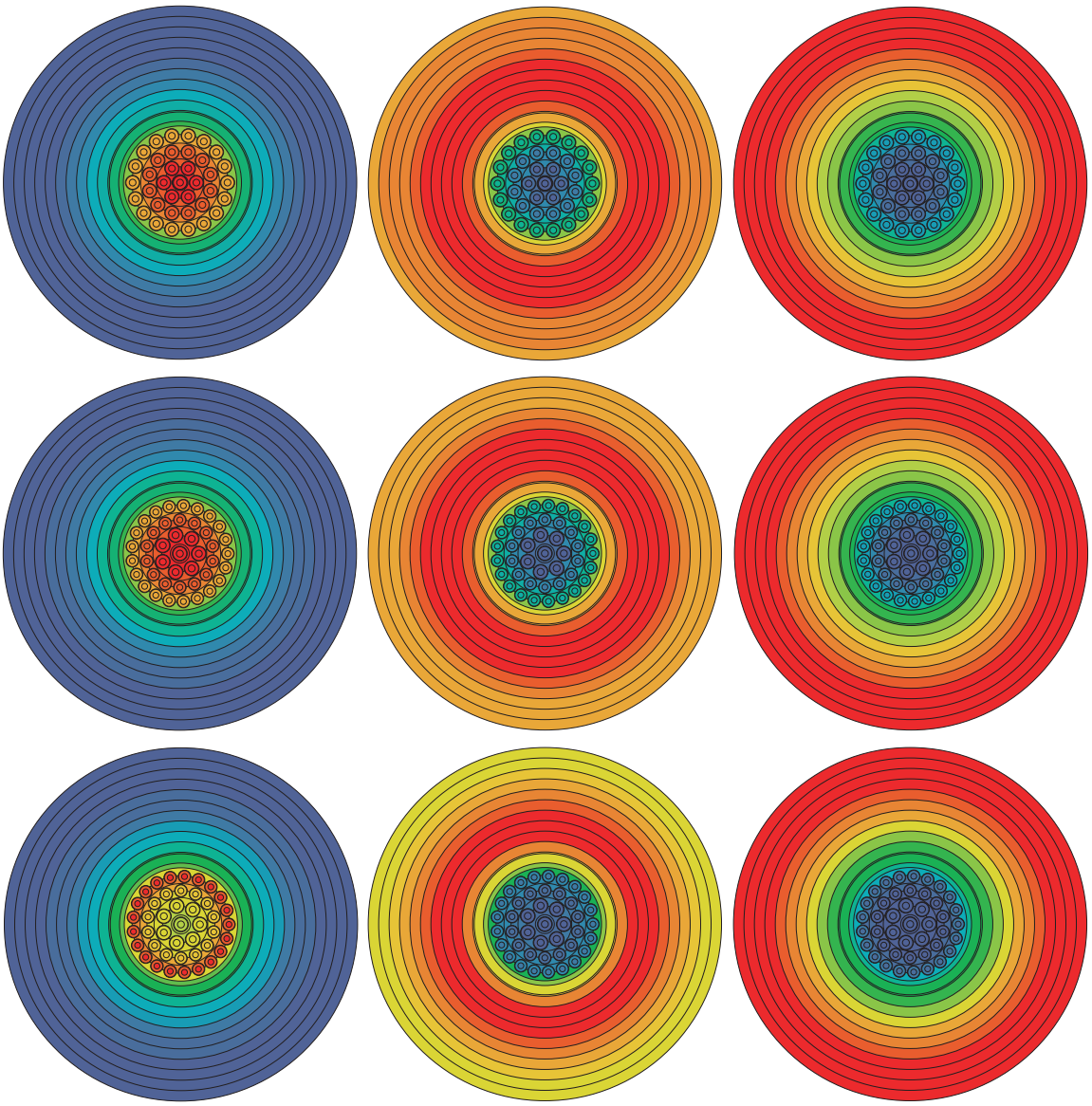

Figure 4.3 Flux neutronique de transport condensé à 3 groupes (G croissant de gauche à droite) pour un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54, 4\%\mathrm{v.}; 22, 8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations S_H, C_H et C_{III} (de haut en bas).

La figure 4.4 montre les variations relatives du flux moyen homogénéisé et condensé avec la même structure que précédemment, pour les configurations C_H et C_{III} par rapport au cas S_H. Le niveau moyen de flux thermique dans les 3 couronnes centrales pour le cas C_{III} est de 5% à 35% plus élevé que pour le cas S_H. Le flux rapide est pénalisé de façon pratiquement symétrique avec l'augmentation du flux thermique. La région fertile a donc tout intérêt à être positionnée au centre de la grappe, pour profiter de ce niveau élevé de flux thermique, mais aussi des effets de surdimensionnement des grappes CanFlex. Ceux-ci sont observables à partir du cas C_H qui présente un niveau de flux thermique 10% supérieur au cas S_H. Aux 3e et 4e couronnes de combustible, le flux thermique du cas C_H devient plus élevé que celui du cas C_{III}, puisque ce dernier est plus fortement écranté spatialement par la 4e couronne où le combustible d'entraînement est plus dense en espèces fissiles que son homologue homogène.

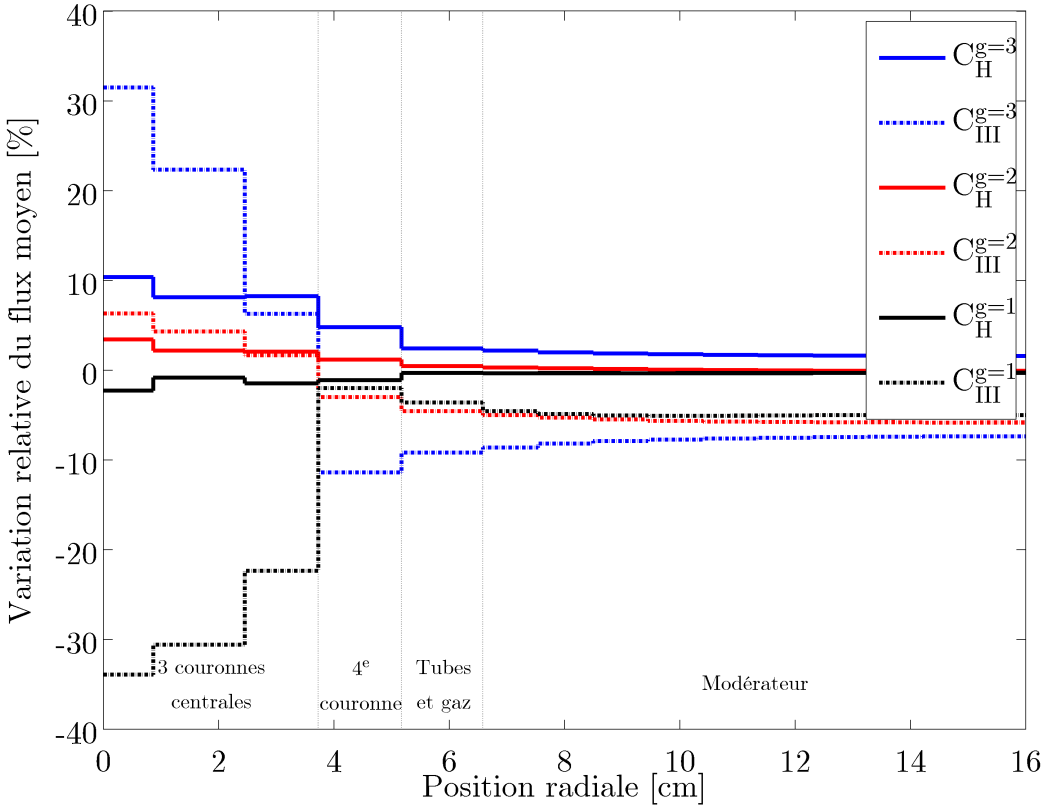

Figure 4.4 Variations relatives du flux de neutrons moyen par région radiale à 3 groupes pour un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54,4\%\mathrm{v.}; 22,8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations C_H et C_{III} par rapport à S_H.

Évolution isotopique à flux constant

Conséquemment aux variations de la distribution et des niveaux de flux d'une configuration à l'autre, l'évolution isotopique est affectée, comme en témoigne la figure 4.5 présentant l'évolution à flux constant (à $t = 0$) de la masse isotopique dans le combustible du ^{233}Pa, de l'^{233}U, de l'^{235}U, du ^{239}Np et du ^{239}Pu dans les cas C_H (à gauche) et C_{III} (à droite) par rapport à S_H. L'effet du volume des grappes doit être pris en compte dans les analyses, puisque la grappe $G = S$ possède un volume environ 4,7% plus important que la grappe $G = C$. La chaîne quasistatique normalisée à $\mathcal{P}_{\text{cell}}$ est remplacée ici, par un seul calcul de transport à $t = 0$ dont la solution est conservée tout au long de l'évolution des combustibles. De cette façon, les conclusions obtenues précédemment pour le flux sont toujours valables au cours de l'évolution dans le temps, mais toutefois, en aucun cas ceci ne représente une situation physique réelle.

D'abord, tous les isotopes présentés atteignent un écart relatif constant par rapport au cas S_H, sauf le ^{235}U qui passe par un minimum à environ 1150 jours d'irradiation. Ce comportement s'explique par les niveaux de flux plus élevé dans la région du combustible des cas C, ce qui a pour effet de détruire les noyaux fissiles à des rythmes plus élevés. Toutefois, la production d'^{235}U par capture neutronique dans l'^{234}U ($\sigma_{\gamma,^{234}\text{U}} \approx 103$ b à 0,025 eV) est également accentuée par le flux plus élevé. Ceci entraîne alors une regénération de l'^{235}U lorsque l'augmentation du taux de capture dans l'^{234}U dépasse la diminution du taux d'absorption de l'^{235}U. Ce dernier ne s'établit qu'après plusieurs mois d'irradiation, lorsque le ^{233}Pa, l'^{233}U et l'^{234}U ont atteint l'équilibre.

D'autre part, les niveaux de flux relatifs changent les concentrations à saturation de certains isotopes. Il est important de préciser que pour le cas C_{III}, il ne s'agît pas d'une saturation relative réelle (les courbes du ^{233}Pa, de l'^{233}U et du ^{239}Np présentent un maximum) puisque la source de fission dans les couronnes centrales changent plus vite pour C que pour S, les crayons de combustible y étant plus imposants. Les échelles des axes ordonnées de la figure 4.5 indiquent clairement que de passer de la configuration S_H à C_H a peu d'impact (jusqu'à -9%) sur l'évolution isotopique, alors que le cas C_{III} présente de fortes différences, allant de -45% à +5% selon les isotopes. Cette différence entre les cas C_H et C_{III} est directement liée à la différence de niveau de flux thermique dans le combustible.

Toutefois, malgré la variation d'amplitude, l'allure des courbes associées à ces isotopes est semblable au fil du temps. D'abord, les fissiles (^{233}U, ^{239}Pu et ^{235}U) sont consommés plus rapidement dans la grappe CanFlex. Bien que le ^{239}Np soit produit à un rythme plus important, il est incapable de compenser la disparition plus grande du ^{239}Pu (saturant à -5% pour C_H et -15% pour C_{III}) avant environ 1000 jours d'irradiation. De plus, tel que discuté à la section 3.3.3, la concentration à l'équilibre du ^{233}Pa diminue lorsque le flux augmente.

Ainsi, le flux thermique plus élevé dans la grappe CanFlex diminue la masse de ^{233}Pa, toutefois l'effet du volume des grappes compense presqu'exactement l'effet du flux. La consommation relativement plus rapide de l'^{233}U dans les configurations C_H et C_{III} n'est pas compensée et donc, la grappe CanFlex est moins efficace pour générer cette espèce que la grappe standard (-5% pour C_H et -10% pour C_{III}).

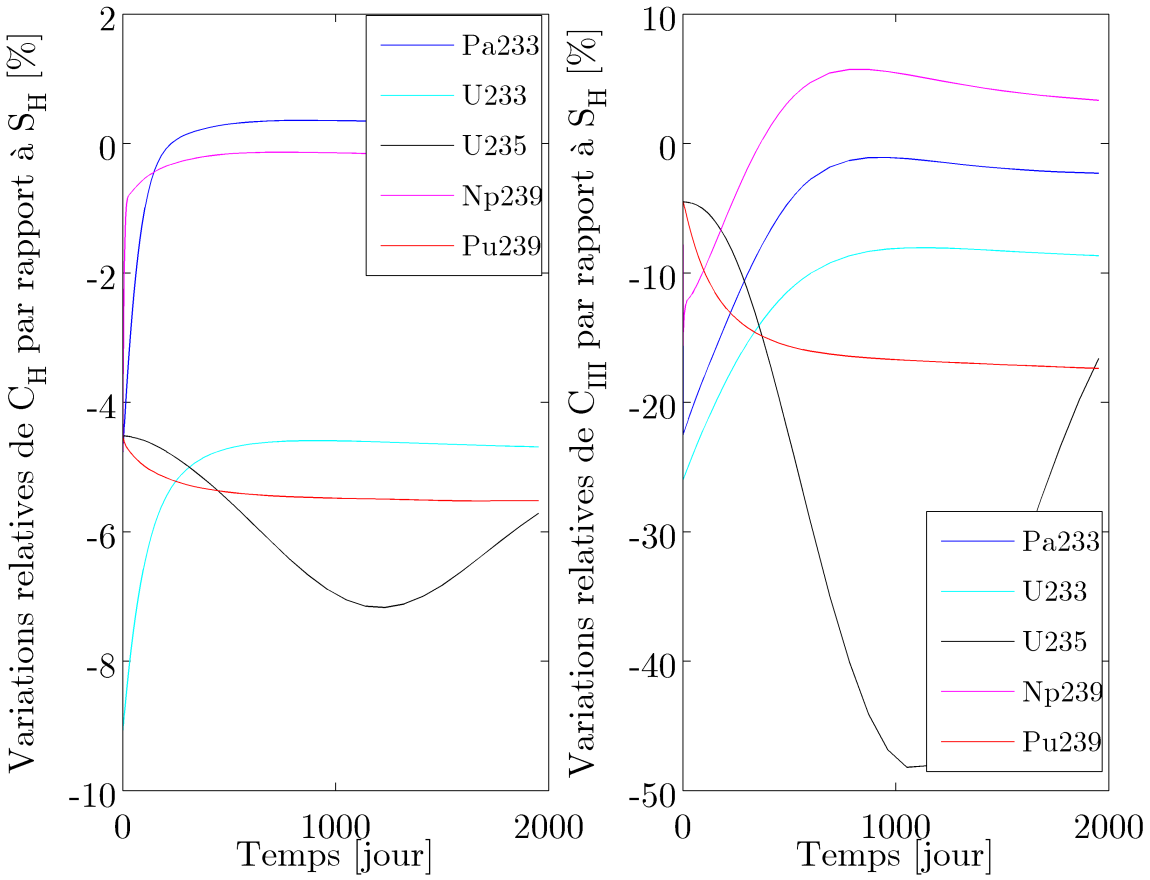

Figure 4.5 Variations relatives de la masse isotopique du ^{233}Pa, de l'^{233}U, de l'^{235}U, du ^{239}Np et du ^{239}Pu au cours de l'évolution d'un combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54,4\%\mathrm{v.}; 22,8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations C_H (à gauche) et C_{III} (à droite) par rapport à S_H.

4.3.2 Sélection des combustibles

À la lumière de ces analyses, le processus de sélection des combustibles alternatifs en tant que tel peut maintenant être amorcé. Pour garder une cohérence et une ligne directrice tout au long des analyses présentées dans les chapitres 4 à 8, les résultats seront présentés en suivant la progression de 13 combustibles (A à M) choisis dans l'enveloppe de combustible initiale à travers le processus de sélection des combustibles et des cycles. Le combustible à l'uranium naturel dans la grappe S_H (noté 0) sera également analysé pour fins de référence.

Les composantes du vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}$, la disposition locale du combustible G_C, l'enrichissement équivalent normalisé EEN et la quantité d'uranium normalisée QUN pour les 14 cas d'analyse sont présentés au tableau 4.3. Les fractions volumiques de dioxyde de DUPIC et d'uranium sont toujours présentées sur la région d'entraînement, c'est-à-dire toute la grappe pour les configurations homogènes et les couronnes externes pour les configurations hétérogènes.

Tableau 4.3 Composition des combustibles d'analyse.

Combustibles	G	C	v_{T} [%v.]	v_{D} [%v.]	v_{U} [%v.]	e [%m.]	EEN	QUN
0	S	H	0	0	100	0,7114	1	1
A	S	H	40	40	20	5,0	2,343	1,406
B	C	H	60	10	30	5,0	2,393	2,110
C	C	H	60	0	40	5,0	2,884	2,811
D	C	III	-	40	60	5,0	2,385	1,922
E	S	II	-	100	0	-	1,833	0
F	S	H	20	80	0	-	1,809	0
G	C	III	-	30	70	5,0	2,608	2,242
H	S	H	50	0	50	5,0	3,589	3,514
I	C	II	-	50	50	2,5	2,209	1,334
J	S	III	-	50	50	5,0	2,305	1,710
K	C	III	-	70	30	5,0	1,715	0,961
L	C	H	60	20	20	5,0	1,902	1,406
M	S	H	0	0	100	2,5	3,514	3,514

La sélection des combustibles consiste à appliquer les critères 4.11, 4.13 et 4.15 à l'enveloppe initiale pour réduire l'enveloppe admissible aux calculs de cœur (c.f. section 4.2.2). La figure 4.6 présente les courbes de $k_\infty(t)$ pour les cas 0, E, H, K, L et M, tandis que le tableau 4.4 présente les valeurs de $\delta k_\infty(0)$, t_{statique} et $t_{\mathrm{résidence}}$ pour tous les cas d'analyse.

Le comportement de la courbe de référence (0) à la figure 4.6 est modulé par 4 principaux effets : la saturation du ^{135}Xe qui s'effectue en quelques heures d'irradiation du combustible, le pic du plutonium survenant à environ 50-60 jours après le début de l'irradiation, puis l'accumulation des produits de fission et la consommation de l'^{235}U. L'empoisonnement rapide au ^{135}Xe engendre un recul intense de la réactivité dès le premier pas de temps. Le même comportement est observé pour tous les combustibles étant donné qu'aucun d'entre eux ne contient initialement de ^{135}Xe. Le pic du plutonium survient au moment où le ^{239}Pu accumulé en ^{239}Np par capture dans l'^{238}U fertile fournit une contribution significative au taux de production de neutrons. Le pic est observable étant donné que l'accumulation du ^{239}Pu survient quelques temps avant que l'empoisonnement aux produits de fission et la diminution de la concentration d'^{235}U prennent le contrôle du comportement de $k_\infty(t)$.

Bien que les courbes $k_\infty(t)$ des cas d'analyse soient en général très différentes les unes des autres, celles-ci présentent certaines similitudes et différences notables par rapport à la référence. En effet, aucun des combustibles alternatifs présentés n'affiche de pic du plutonium au cours de son évolution. Ceci s'explique par plusieurs raisons qui diffèrent selon les cas. Pour les combustibles très réactifs (près de la limite imposée par le critère 4.11), la forte présence initiale de noyaux fissiles masque complètement l'apparition du ^{239}Pu. Le comportement observé est plutôt une décroissance quasi-linéaire due au fait que : soit la forte concentration d'^{235}U cache la transmutation de ^{239}Np en ^{239}Pu, soit que le comportement du combustible DUPIC ayant déjà été irradié durant une longue période domine. La composition initiale du DUPIC étant semblable à celle d'un combustible d'uranium irradié jusqu'à t^* dans un CANDU, la partie quasi-linéaire de la courbe $k_\infty(t)$ observable pour $t > t^*$ ($t^* \approx 500$ jours pour le cas 0) est alors déplacée vers $t = 0$ de sorte que pour les cycles à grande teneur en DUPIC : $k_\infty^{\text{DUPIC}}(t') \rightarrow k_\infty^{\text{uranium}}(t - t^*)$ pour $t' > 0$ et $t > t^*$. Le *vieillissement* préliminaire du DUPIC rend donc le comportement du $k_\infty(t)$ plus linéaire en début de cycle. Bien entendu, les combustibles à haute teneur en thorium montrent une décroissance de $k_\infty(t)$ après t_{statique} moins accentuée que pour le cycle de référence étant donné la création et la consommation d'^{233}U.

Le critère 4.11 cherche à éliminer les combustibles présentant un comportement semblable au cas M. Ce combustible contient environ 4 fois plus d'^{235}U que le cycle de référence, mais $\delta k_\infty(0)$ est multiplié par un facteur 7 et dépasse de plus de 10 000 pcm le seuil $\delta k_\infty^{\text{lim}}$ imposé. Bien entendu un combustible contenant autant d'^{235}U voile complètement la contribution du ^{239}Pu et aucun pic n'est observé, seulement une décroissance pratiquement linéaire due aux produits de fission et la consommation de l'^{235}U. Le cas L montre l'autre extrême des comportements observés : les combustibles trop peu fissiles. De tels combustibles, une fois le ^{135}Xe saturé, ont de la difficulté à retenir la réaction en chaîne sur de longues périodes, et par conséquent, t_{statique} et $t_{\text{résidence}}$ deviennent faibles comparativement au cycle de référence. Le combustible K respecte que les critères associés à $\delta k_{\text{poisons}}(0)$ et $t_{\text{résidence}}$, mais pas celui associé à t_{statique}, qui est plus restrictif. Ce cas présente donc la limite où les fissiles sont incapables de compenser l'apparition des produits de fission au début de l'irradiation.

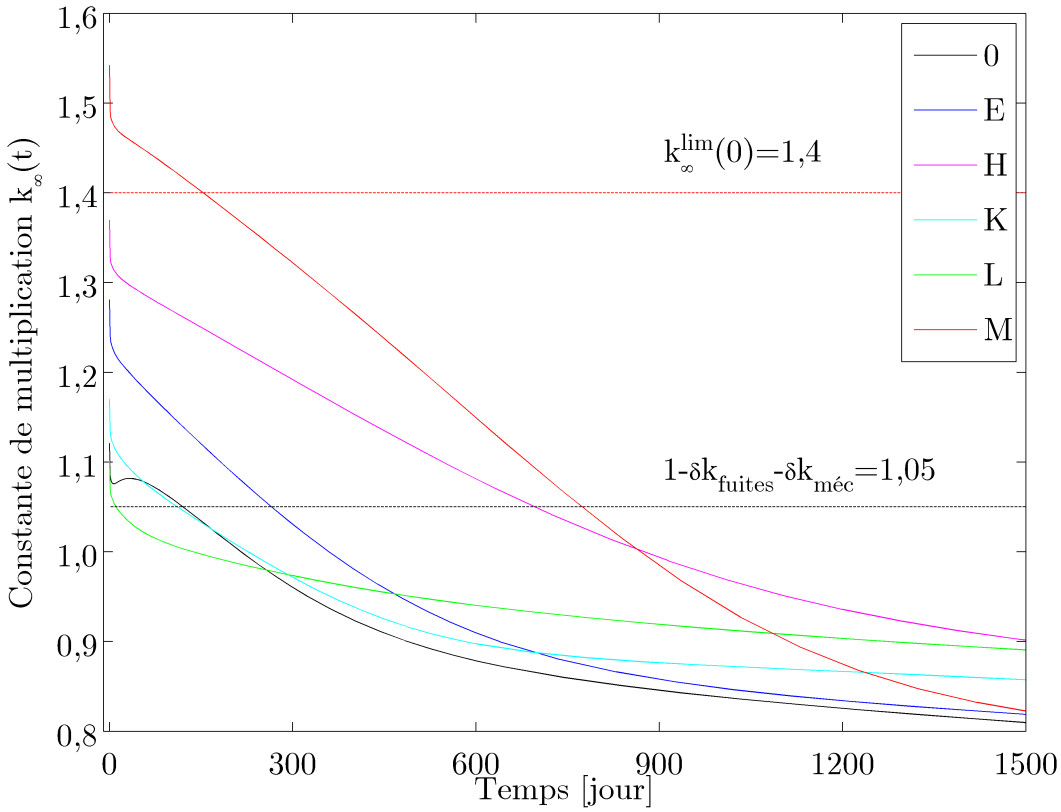

Figure 4.6 $k_\infty(t)$ pour les cas 0, E, H, K, L et M.

Tableau 4.4 Sélection des combustibles d'analyse.

Combustibles	$\delta k_\infty(0)$ [pcm]	t_{statique} [jour]	$t_{\text{résidence}}$ [jour]
0	7067	120	220
A	18674	319	686
B	13684	236	501
C	21426	431	949
D	23069	364	752
E	23076	265	568
F	17772	209	454
G	26274	431	905
H	31933	696	1599
I	27970	372	795
J	22683	364	753
K	11972	111	237
L	5140	11	26
M	49210	774	1776

Toutes les courbes de $k_\infty(t)$ associées aux combustibles d'analyse absents de la figure 4.6 (A, B, C, D, F, I et J) présentent un comportement semblable et sont, grossièrement, circonscrites entre les courbes des cas E et H. Ceci reflète bien l'utilité de la sélection préliminaire des combustibles. En imposant les critères de sélection, l'ordonnée à l'origine (par $\delta k_\infty(0)$), la pente au début de l'irradiation (par t_{statique}) et la moyenne temporelle (par $t_{\text{résidence}}$) de $k_\infty(t)$ des combustibles sont contraints à des plages de valeurs intéressantes pour exploiter les CANDU. Toutefois, tel qu'indiqué par l'analyse du cas L, l'imposition unique du critère 4.13 est suffisante et plus discriminative que celle du critère 4.15, qui devient alors inutile.

4.3.3 Enveloppe réduite de combustible

La figure 4.7 présente l'application des critères de sélection des combustibles alternatifs sur la partie de l'enveloppe initiale discrétisée pour laquelle $G = S$ et $C = H$. Chacun des plans d'enrichissement égal présente v_{D} en abscisse et v_{T} en ordonnée. Les résultats sur chaque plan entre les points de discrétisation ont été interpolés sur des éléments triangulaires rectangles (10%v. de côté) par des fonctions de Lagrange, similairement à ce qui est fait dans la méthode des éléments finis (Johnson, 2009). Les zones unicolores montrent le critère discriminant des combustibles s'y retrouvant, alors que la zone multicolore présente $t_{\text{résidence}}$ pour les combustibles respectant les 3 critères de sélection. La différence entre les critères 4.13 et 4.15 est montrée sur la figure bien que, tel que discuté précédemment, le premier englobe complètement ce dernier. La figure 4.7 montre clairement l'utilité des critères qui filtrent une partie des combustibles avant la prochaine étape de modélisation et justifie également le choix de $\delta k^{\text{lim}}_{\text{poisons}}$, tel que dicuté à la section 4.2.2.

Le tableau 4.5 présente les statistiques d'application des critères sur l'enveloppe initiale des combustibles alternatifs composés des 538 combustibles simulés. Encore une fois, la différence entre les critères 4.13 et 4.15 a été explicitée.

Tableau 4.5 Statistiques sur le pourcentage des combustibles alternatifs éliminés par les trois premiers critères et le nombre final de combustible sélectionnés en fonction de la disposition locale G_C des combustibles.

Dispositions locales		Pourcentage des combustibles éliminés			Combustibles
G	C	critère 4.11 [%]	critère 4.13 [%]	critère 4.15 [%]	sélectionnés
S	homogène	21,6	1,1	40,9	64
	hétérogènes	31,2	1,1	28,0	37
C	homogène	21,6	1,1	41,5	63
	hétérogènes	26,9	1,1	33,3	36
TOTAUX		24,2	1,1	37,5	200

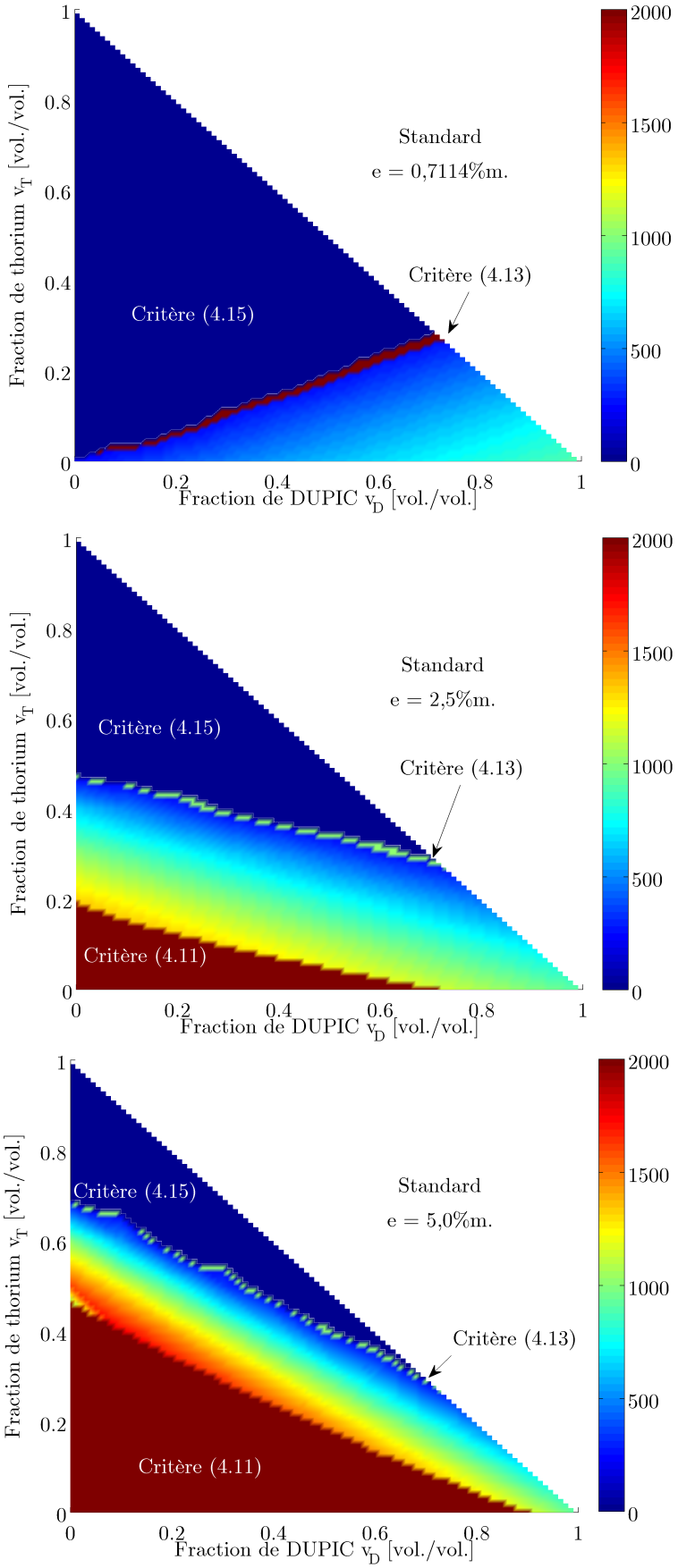

Figure 4.7 $t_{\text{résidence}}$ [jour] sur l'enveloppe réduite des combustibles alternatifs et application des critères de sélection.

Globalement, la configuration homogène est plus performante de manière absolue (127 combustibles sélectionnés pour 36,1% des cas homogènes), mais est relativement moins bonne que les configurations hétérogènes pour lesquelles 39,2% respectent les critères de sélection. Les résultats confirment également les remarques faites sur la quasi-équivalence neutronique entre les grappes standard et CanFlex. Au total, 127 combustibles homogènes et 73 combustibles hétérogènes sont à la base de l'enveloppe réduite des combustibles alternatifs, qui sera elle-même la base de l'enveloppe initiale des cycles de combustible, traitée au chapitre 6. Parmi les combustibles éliminés à ce stade, on retrouve les cas d'analyse K, L et M (c.f. tableau 4.4).

4.4 Optimisation des modèles de cellule

Jusqu'à maintenant les analyses ont été menées à l'aide du modèle grossier de cellule qui fournit des résultats approximatifs sur le comportement des combustibles. Pour raffiner la modélisation au niveau des mécanismes de réactivité et du cœur entier, il est nécessaire de s'assurer *a priori* que les propriétés de cellule fournies à ces modèles sont précises, de manière à pouvoir évaluer les effets propres aux modèles subséquents, et non pas une accumulation d'erreurs due aux étapes de calcul précédentes. La précision des résultats des calculs de cellule étant proportionnelle à l'effort de calcul fourni pour les obtenir, il peut devenir très coûteux en temps de calcul de raffiner ces modèles, et ainsi un compromis doit être établi. C'est dans ce sens que l'optimisation des modèles de cellule est entreprise dans cette section.

L'idée de base de l'optimisation des modèles de cellule en transport déterministe consiste à déterminer les valeurs minimales des paramètres décrivant la discrétisation spatiale de la cellule, la quadrature d'intégration numérique et l'évolution du combustible de manière à respecter des seuils de précision adéquats, tout en minimisant l'effort de calcul. Ainsi, cette section décrit comment déterminer la quadrature d'intégration adaptée à chacune des grappes décrites par un modèle fin servant de référence pour l'optimisation. Ensuite, la discrétisation spatiale est optimisée pour plusieurs combustibles d'analyse. Pour cadrer les modèles optimisés de cellule dans le contexte des approximations utilisées, plusieurs analyses concernant les fuites neutroniques, les conditions aux frontières de réflexion, l'évolution du combustible et la génération de bases de données sont ensuite présentées. La comparaison avec les modèles grossiers est également discutée.

4.4.1 Modèle fin de cellule

Le modèle fin de cellule est défini grâce à la discrétisation spatiale maximale qui sera considérée comme la référence pour l'optimisation subséquente des paramètres. En fait, l'uti-

lisation d'un code de transport stochastique est la seule option possible pour déterminer cette référence de manière absolue. L'effort de calcul d'une chaîne d'évolution quasistatique avec un code Monte Carlo (SERPENT, par exemple) où les solutions de transport seraient précises à quelques pcm près est très grand, et c'est pourquoi nous nous limitons à des modèles déterministes finement discrétisés, d'autant plus que plusieurs combustibles sont considérés.

Puisque le modèle fin est déterminé *a priori*, il est important de se baser sur les processus physiques pour déterminer la discrétisation spatiale requise pour respecter l'hypothèse fondamentale des sources plates. Une définition naturelle des paramètres de discrétisation spatiale est d'utiliser le nombre de subdivisions $n_{\text{structure}}$ dans chacune des structures physiques présentes dans la cellule. La discrétisation spatiale n'associant aucune subdivision aux structures de la cellule ($n_{\text{structure}} = 1$) est suffisante pour l'autoprotection des résonances et sera nommée désormais la discrétisation spatiale minimale de la cellule. Concrètement, les crayons de combustible sont subdivisés en n_{comb} régions radiales, qui sont elles-mêmes divisées en deux (sauf pour le crayon central) pour distinguer les régions faisant face au centre de la grappe et celles faisant face au modérateur. Le caloporteur est lui aussi divisé radialement en n_{calo} régions par couronne de crayons de combustible. En fait, la discrétisation minimale du caloporteur considérée ici est de 4 régions radiales, contenant chacune une couronne de crayons (c.f. figure 4.8).

Pour le modérateur, une double paramétrisation est utilisée pour tenir compte précisément à la fois, de la frontière cartésienne considérée pour les modèles de cellule optimisés, et de la symétrie radiale des structures centrales à l'intérieur du tube de calandre. Une discrétisation purement radiale, comme celle adoptée pour le modèle grossier, mènerait à un très grand nombre de segments de surface externe N_S inégaux et allongerait inutilement l'application des conditions aux frontières dans la procédure numérique. À l'inverse, une représentation purement cartésienne du modérateur ne respecterait pas la symétrie des sources de neutrons (c.f. figure 4.3) et donc, pour un nombre de régions N_V raisonnable, les régions seraient mal disposées dans l'espace pour respecter l'approximation des sources plates. Ainsi, le modérateur est subdivisé en $n_{\text{mod}}^{\text{rad}}$ régions radiales dans la partie centrale de la cellule, et $n_{\text{mod}}^{\text{car}}$ près des frontières, tel que montré à la figure 4.8.

Une attention particulière doit être portée à l'endroit où les paramétrisations radiale et cartésienne se rencontrent. En effet, la paramétrisation *radiale-cartésienne* peut mener à la définition de très petites régions triangulaires courbées sur les diagonales de la géométrie de cellule. Ceci augmenterait artificiellement les paramètres d'intégration numérique et le nombre de région du problème pour des seuils de précision fixés. Pour éviter cette situation, la discrétisation radiale est restreinte à un anneau autour du tube de calandre dont la frontière externe intercepte le point de rencontre des droites définissant les limites internes des

descriptions cartésiennes en x et y (c.f. figure 4.8). Malgré cette précaution, des régions en arc d'anneau sont définies là où les deux types de paramétrisation se chevauchent. Pour déterminer le point d'intersection des paramétrisations spatiales du modérateur, il faut s'assurer que celui-ci n'engendrera pas des régions très petites difficiles à analyser. Ici, la frontière radiale externe est fixée à 0,5 cm du bord de la cellule, menant à des boîtes carrées d'environ 6,4 cm de côté dans les quatre coins de la cellule.

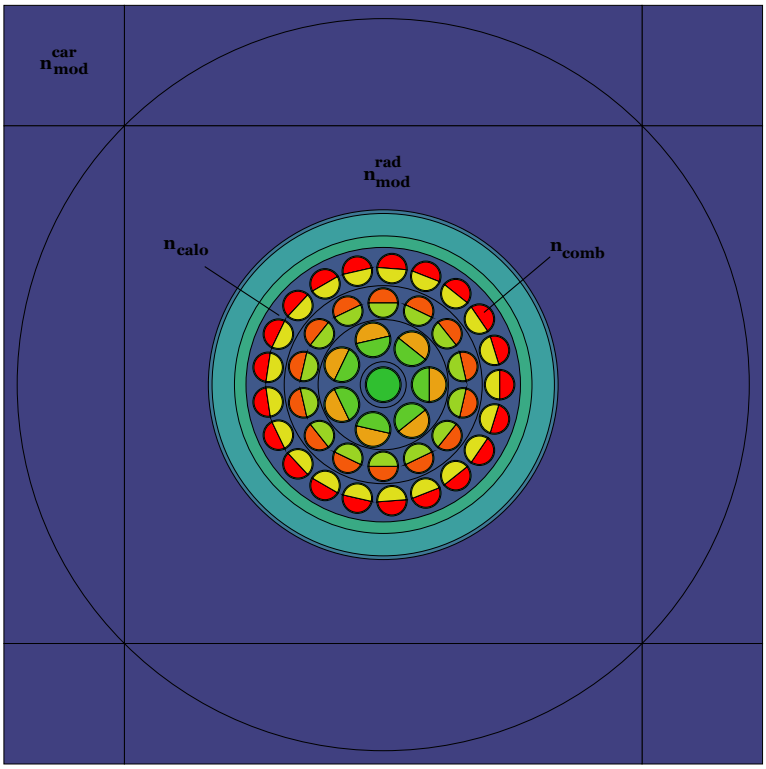

Figure 4.8 Paramétrisation de la discrétisation spatiale des cellules CANDU.

Après avoir effectué des tests préliminaires, la discrétisation spatiale maximale est fixée à $n_{\text{comb}} = 16$, $n_{\text{calo}} = 16$, $n_{\text{mod}}^{\text{rad}} = 64$ et $n_{\text{mod}}^{\text{car}} = 4$ menant à $N_V = 652$ régions pour la grappe standard ($N_V = 654$ pour la grappe CanFlex) et $N_S = 36$ segments de frontière externe.

4.4.2 Quadrature d'intégration numérique

À partir du modèle fin, l'étude des paramètres d'intégration d_{2D} et N_Ω définissant la quadrature trapézoïdale utilisée par DRAGON peut être menée. Les seuils d'acceptabilité de l'optimisation des modèles de cellule doivent refléter la capacité d'un modèle, défini par une quadrature et une discrétisation spatiale, à évaluer précisément les flux intégrés de transport. Pour ce faire, il faut s'assurer que le volume (généralisé) des régions et des surfaces définies

par le modèle fin peut être évalué convenablement par la quadrature numérique. Ainsi, les erreurs relatives maximales sur les volumes V et les surfaces S

$$\varepsilon_V^{\max}(d_{2D}, N_\Omega) = \max |V(d_{2D}, N_\Omega) - V_{\text{exact}}| \tag{4.16}$$

$$\varepsilon_S^{\max}(d_{2D}, N_\Omega) = \max |S(d_{2D}, N_\Omega) - S_{\text{exact}}| \tag{4.17}$$

sont les paramètres les plus critiques. Il est admis ici qu'un seuil de 1% pour $\varepsilon_V^{\max}(d_{2D}, N_\Omega)$ et $\varepsilon_S^{\max}(d_{2D}, N_\Omega)$ est acceptable (Le Tellier *et al.*, 2006).

Pour simplifier l'étude de la quadrature d'intégration numérique, il est très utile de considérer que l'évaluation numérique du volume des régions $V(d_{2D}, N_\Omega)$ est principalement dépendante du nombre de lignes d'intégration traversant ces régions ($\propto 1/d_{2D}$) alors que pour les surfaces évaluées numériquement $S(d_{2D}, N_\Omega)$, c'est plutôt le nombre de directions N_Ω qui gouverne l'erreur lorsque d_{2D} est grand. En effet, l'évaluation du volume des segments de surface s'effectue par projection des volumes perpendiculaires aux lignes d'intégration traversant le segment. Donc, de plus en plus de parties du segment sont sondées à mesure que N_Ω augmente lorsque d_{2D} est supérieure à une certaine valeur de saturation. Ainsi, $\varepsilon_V^{\max}(d_{2D}, N_\Omega) \approx \varepsilon_V^{\max}(d_{2D})$ et $\varepsilon_S^{\max}(d_{2D}, N_\Omega) \approx \varepsilon_S^{\max}(N_\Omega)$.

La discrétisation du domaine associé à d_{2D} est basée ici sur une paramétrisation (paramètre i) s'assurant qu'une ligne d'intégration passe toujours par le centre de la cellule : $d_{2D}(i) = (1 + 2^i)/(\sqrt{2}l)$ avec $i \in \mathbb{N}$ et l le pas de réseau. Pour N_Ω, seulement les valeurs de 2, 4, 8, 16 et 32 directions par demi-plan sont considérées. La figure 4.9 présente $\varepsilon_V^{\max}(d_{2D})$ et $\varepsilon_S^{\max}(N_\Omega)$ pour les grappes standard et CanFlex ainsi que le seuil d'acceptabilité. Pour la grappe standard, $d_{2D}^{\text{opt}} \approx 203$ cm^{-1} ($i^{\text{opt}} = 13$) et $N_\Omega^{\text{opt}} = 4$, alors que pour la grappe CanFlex possédant des gaines plus fines sur les deux couronnes externes plus de lignes d'intégration sont nécessaires, et donc $d_{2D}^{\text{opt}} \approx 405$ cm^{-1} ($i^{\text{opt}} = 14$) et $N_\Omega^{\text{opt}} = 4$ (St-Aubin et Marleau, 2012).

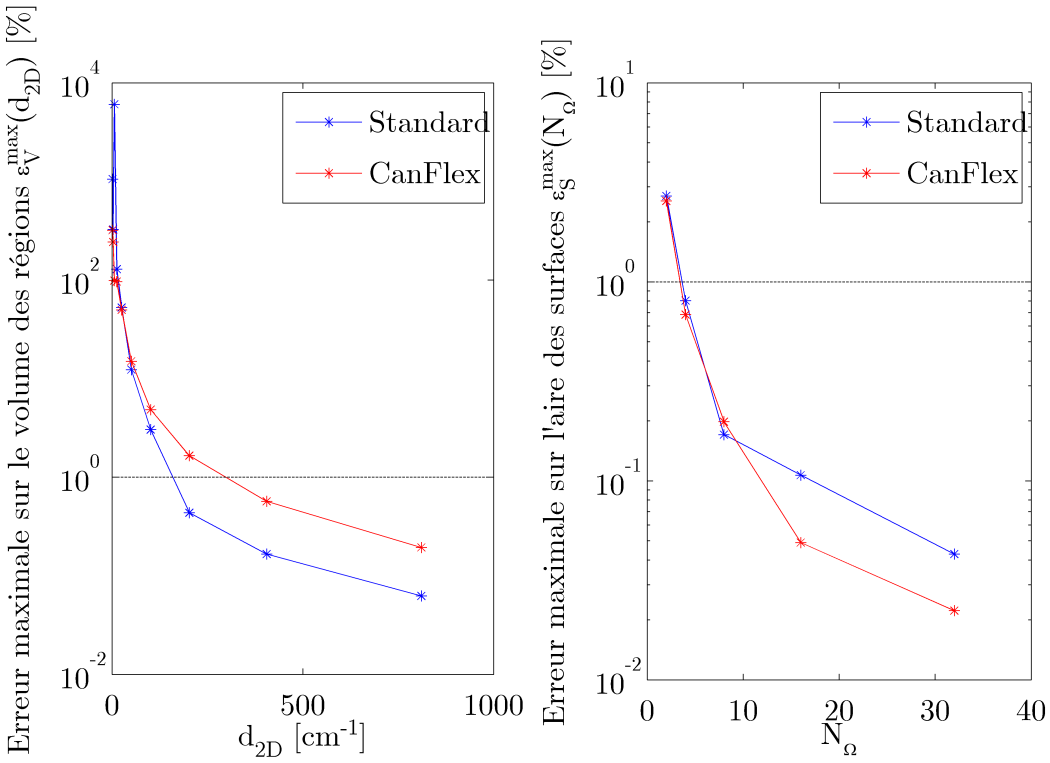

Figure 4.9 Erreurs maximales sur le volume des régions $\varepsilon_V^{\max}(d_{2D})$ (à gauche) et l'aire des surfaces $\varepsilon_S^{\max}(N_\Omega)$ (à droite) pour le modèle fin des grappes standard et CanFlex.

4.4.3 Discrétisation spatiale

Maintenant que les paramètres d'intégration numérique optimaux sont connus pour les deux géométries de cellule considérées, l'optimisation de la discrétisation spatiale peut alors avoir lieu. Puisque les sources de neutrons dépendent du contenu isotopique inséré dans les géométries traitées, la discrétisation optimale doit être déterminée pour chacun des combustibles. L'idée consiste à diminuer séquentiellement chacun des paramètres de discrétisation du modèle fin (n_{comb}, n_{calo}, $n_{\text{mod}}^{\text{rad}}$, puis $n_{\text{mod}}^{\text{car}}$), en gardant les autres constants, tant que $\delta k_\infty^{\text{fin}} = |k_\infty - k_\infty^{\text{fin}}|$ demeure inférieure à un seuil imposé à chacune des étapes (2,5 pcm ; 5 pcm ; 7,5 pcm, puis 10 pcm, respectivement). L'ordre de traitement des paramètres $n_{\text{structure}}$ est déterminé par le parcours des neutrons dans la cellule. Les résultats obtenus pour les combustibles d'analyse A à F (c.f. tableau 4.3) ainsi que le cycle de référence 0 sont présentés au tableau 4.6, où $\varepsilon_V^{\max}$, $\varepsilon_S^{\max}$ et $\delta k_\infty^{\text{fin}}$ sont présentés pour les discrétisations spatiales optimales.

D'abord, ces résultats montrent que les régions du caloporteur et du modérateur doivent être discrétisées très finement pour tenir en compte correctement le ralentissement des neutrons. Les cas B, C et D utilisant la grappe CanFlex présentent des valeurs de $\varepsilon_V^{\max}$ et $\varepsilon_S^{\max}$ plus faibles que les autres en raison de d_{2D}^{opt} qui est environ 2 fois plus élevé que pour la grappe

standard, conséquemment à la discrétisation grossière utilisée pour ce paramètre. Ceci indique que d_{2D}^{opt} aurait pu être diminuée pour la grappe CanFlex. D'autre part, en comparant le cas D aux cas B ou C (utilisant le même modèle optimisé), l'effet de N_S sur $\varepsilon_S^{\max}$ est assez faible, étant donné la discrétisation cartésienne adaptée à la frontière. De plus, les combustibles D et E nécessitent beaucoup moins de régions que les autres tout en conservant une précision acceptable, puisque l'erreur commise sur le k_∞ en diminuant la discrétisation du combustible est de signe contraire à celle faite sur la discrétisation du caloporteur. Il en va de même en comparant le signe de l'erreur pour la diminution de n_{calo} et de $n_{\text{mod}}^{\text{rad}}$. Ceci est principalement due à l'autoprotection spatiale de la région fertile par la région d'entraînement et implique que les configurations homogènes nécessitent plus de régions que les configurations hétérogènes (D et E) pour des erreurs $\varepsilon_V^{\max}$ et $\varepsilon_S^{\max}$ comparables. Il faut toutefois souligner que l'optimisation de la discrétisation spatiale s'effectue ici pour des combustibles frais, et que donc, les configurations hétérogènes pourraient nécessiter plus de régions pour conserver l'erreur par rapport au modèle fin au cours de l'évolution isotopique étant donné la production d'^{233}U dans la région fertile. Pour le cas D, $\varepsilon_V^{\max}$ est plus élevé que pour tous les autres cas, puisque les régions de combustibles sont beaucoup plus petites ($n_{\text{comb}} = 8$).

Tableau 4.6 Discrétisation spatiale optimale des modèles de cellule pour les combustibles sélectionnés.

Combustibles	n_{comb}	n_{calo}	$n_{\text{mod}}^{\text{rad}}$	$n_{\text{mod}}^{\text{car}}$	N_V	N_S	$\varepsilon_V^{\max}$ [%]	$\varepsilon_S^{\max}$ [%]	$\delta k_\infty^{\text{fin}}$ [pcm]
0	2	8	32	4	329	36	0,10	0,80	4,3
A	1	4	32	4	310	36	0,10	0,80	5,6
B	2	8	32	4	330	36	0,03	0,68	4,0
C	2	8	32	4	330	36	0,03	0,68	4,6
D	8	4	32	2	239	20	0,19	0,66	8,8
E	2	2	16	4	215	36	0,10	0,80	5,7
F	1	4	32	4	310	36	0,10	0,80	2,2

4.4.4 Conditions aux frontières de réflexion

Il est également important d'analyser l'erreur commise par l'imposition de la condition de réflexion isotrope aux frontières plutôt que la réflexion spéculaire. Le tableau 4.7 présente la variation relative des sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur la cellule et condensées à 2 groupes d'énergie obtenues avec la réflexion blanche par rapport à la réflexion spéculaire pour les combustibles frais des cas 0 et A à F avec les modèles optimisés. La variation absolue $\delta k_\infty^{\text{cf}} = k_\infty^{\text{isotrope}} - k_\infty^{\text{spéculaire}}$ est également présentée.

Les résultats du tableau 4.7 montrent qu'en valeur absolue l'erreur commise par la simplification des conditions aux frontières de réflexion sur les sections efficaces est toujours inférieure

à 0,39%. Ceci indique que le flux est pratiquement isotrope aux frontières, permettant l'approximation des conditions spéculaires de réflexion par la réflexion blanche. Toutefois, il est important de noter que l'erreur commise sur k_∞ par l'approximation isotrope de la réflexion est bien plus grande que l'erreur commise par la discrétisation spatiale par rapport au modèle fin (c.f. tableau 4.6). Ces deux erreurs étant cumulatives et positives, le niveau de précision sur $k_\infty(0)$ des modèles de cellules optimisés est plutôt l'ordre de 45 à 90 pcm que de 10 pcm, tel qu'indiqué précédemment.

Tableau 4.7 Erreurs relatives sur les sections efficaces macroscopiques de cellule homogénéisées et condensées à 2 groupes et $\delta k_\infty^{\text{cf}}$ pour des conditions aux frontières de réflexion isotrope par rapport à la réflexion spéculaire pour les combustibles frais.

Combustibles	0	A	B	C	D	E	F
Σ^1 [%]	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
Σ_a^1 [%]	-0,18	-0,19	-0,21	-0,22	-0,16	-0,16	-0,17
$\Sigma_{\text{s},0}^{1\to1}$ [%]	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02
$\Sigma_{\text{s},0}^{1\to2}$ [%]	0,07	0,14	0,14	0,14	0,13	0,14	0,14
$\nu\Sigma_f^1$ [%]	0,38	0,19	0,08	0,07	0,39	0,25	0,25
Σ^2 [%]	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01
Σ_a^2 [%]	0,06	0,12	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12
$\Sigma_{\text{s},0}^{2\to1}$ [%]	0,09	0,10	0,09	0,09	0,09	0,10	0,10
$\Sigma_{\text{s},0}^{2\to2}$ [%]	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01	-0,01
$\nu\Sigma_f^2$ [%]	0,05	0,12	0,12	0,12	0,07	0,12	0,11
$\delta k_\infty^{\text{cf}}$ [pcm]	71,1	77,8	62,7	65,3	35,9	82,6	80,6

4.4.5 Évolution du combustible

Bien que les pas d'évolution du combustible utilisés pour les modèles optimisés soient les mêmes que pour les modèles grossiers (c.f. tableau 4.2), les courbes de $k_\infty(t)$ varient puisque le flux initial n'est pas le même, ce qui a une influence sur l'évolution du champ isotopique et par conséquent sur les flux subséquents, et ainsi de suite. Le tableau 4.8 présente les variations $\Delta\alpha = \alpha_{\text{grossier}} - \alpha_{\text{précis}}$ des paramètres α reliés aux critères 4.11, 4.13 et 4.15 induit par le raffinement des modèles de cellule. Pour $\delta k_\infty(0)$, les variations relatives par rapport au modèle optimisé sont de l'ordre 0,4% à 2,3%. À l'exception du cas D présentant une valeur de $\Delta\delta k_\infty(0)$ négative, les modèles grossiers ont une tendance générale à surestimer $k_\infty(t)$. Ceci se répercute également sur t_{statique} et $t_{\text{résidence}}$ dont les variations sont positives. Il est aussi intéressant de noter que le ratio $\Delta t_{\text{résidence}}/\Delta t_{\text{statique}} \approx 2$ dans tous les cas, ce qui réflète le comportement quasi-linéaire de $k_\infty(t)$. Les variations relatives sur t_{statique} et $t_{\text{résidence}}$ sont plus grandes (d'au plus 1,5% par rapport aux autres cas) pour le combustible

de référence puisque le pic du plutonium est moins intense que pour le modèle grossier et que les critères 4.13 et 4.15 sont vérifiés.

Pour le cas D, la forte discrétisation des crayons de combustible ($n_{\text{comb}} = 8$) et la disposition locale hétérogène ($C = III$) sont responsables du signe négatif de $\Delta\delta k_\infty(0)$. En effet, la production de neutrons étant circonscrites sur la 4e couronne, le niveau de flux initial doit y être très élevé pour fournir $\mathcal{P}_{\text{cell}}$, et donc l'effet d'autoprotection spatiale par les régions semi-annulaires externes du crayon est plus prononcé que pour le modèle grossier, et encore plus pour celles faisant face au modérateur. Ce léger débalancement entre les régions internes et externes est responsable de l'augmentation de $k_\infty(0)$. Ceci est également observable pour le cas E, mais avec moins d'ampleur, puisque $C = II$ et que $n_{\text{comb}} = 2$.

Tableau 4.8 Variations de $\delta k_\infty(0)$, t_{statique} et $t_{\text{résidence}}$ pour le modèle grossier de cellule par rapport au modèle optimisé.

Combustibles	$\Delta\delta k_\infty(0)$ [pcm]	$\Delta t_{\text{statique}}$ [jour]	$\Delta t_{\text{résidence}}$ [jour]
0	156	2	5
A	151	6	13
B	162	7	15
C	173	7	15
D	-122	4	6
E	79	3	6
F	154	3	8

4.4.6 Bases de données du réacteur

Les analyses précédentes des modèles optimisés portaient surtout sur les combustibles frais dans différentes conditions. Il est également important de comparer les propriétés des combustibles pour une valeur constante de la valeur propre k_∞ correspondant à la criticité, la contrainte fondamentale d'exploitation d'un réacteur nucléaire. Ainsi, le tableau 4.9 présente les sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur la cellule et condensées à 2 groupes d'énergie pour les combustibles à $t = t_{\text{statique}}$ ($k_\infty(t_{\text{statique}}) = 1,05$), le moment où les combustibles présentent une criticité équivalente à un CANDU dans le cadre du modèle en milieu infini corrigé. Toutefois, ces résultats ont été générés par le modèle de fuites B_1 homogène et représentent donc les valeurs moyennes des sections efficaces contenues dans les bases de données fournies à DONJON pour les calculs de cœur fini.

Les principales différences entre les combustibles se trouvent au niveau de Σ_a^G et $\nu\Sigma_f^G$. D'abord, pour les combustibles composés d'une grande proportion de DUPIC (A, E et F), Σ_a^1 est jusqu'à 20% plus élevé (cas F) par rapport au cas 0 et l'effet est plus marqué pour les

combustibles pour lesquels $C = H$. La présence d'une grande quantité de thorium initialement (cas B et C) a également tendance à augmenter l'absorption rapide. $\nu\Sigma_f^1$ est 20% plus élevé pour le cas C que la référence 0, notamment par la présence d'environ 2,5 fois plus de noyaux fissiles initialement et par la génération d'^{233}U. Pour Σ_a^2 et $\nu\Sigma_f^2$, les différences par rapport à la référence sont encore plus marquées et atteignent +25%.

Tableau 4.9 Sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur la cellule et condensées à 2 groupes avec modèle de fuites à t_{statique} [cm^{-1}].

	0	A	B	C	D	E	F
Σ^1	3,1347E-1	3,1402E-1	3,1360E-1	3,1372E-1	3,1357E-1	3,1380E-1	3,1381E-1
Σ_a^1	1,8304E-3	2,1829E-3	2,0139E-3	2,0809E-3	1,8971E-3	2,0841E-3	2,1996E-3
$\Sigma_{s,0}^{1\to1}$	3,0316E-1	3,0365E-1	3,0328E-1	3,0339E-1	3,0330E-1	3,0347E-1	3,0343E-1
$\Sigma_{s,0}^{1\to2}$	7,1198E-5	8,5787E-5	8,6059E-5	8,6402E-5	8,6487E-5	8,3891E-5	8,3651E-5
$\nu\Sigma_f^1$	8,6216E-4	1,0091E-3	9,4715E-4	1,0372E-3	9,3898E-4	9,3751E-4	9,6665E-4
Σ^2	4,4079E-1	4,4371E-1	4,4379E-1	4,4390E-1	4,4348E-1	4,4300E-1	4,4327E-1
Σ_a^2	3,9195E-3	4,9095E-3	4,8419E-3	4,8874E-3	4,8600E-3	4,8490E-3	4,8579E-3
$\Sigma_{s,0}^{2\to1}$	8,4734E-3	8,1844E-3	8,3066E-3	8,2526E-3	8,3697E-3	8,2434E-3	8,1811E-3
$\Sigma_{s,0}^{2\to2}$	4,3680E-1	4,3872E-1	4,3886E-1	4,3892E-1	4,3853E-1	4,3807E-1	4,3833E-1
$\nu\Sigma_f^2$	4,6278E-3	5,9664E-3	5,7907E-3	5,8522E-3	5,7595E-3	5,8796E-3	5,9381E-3

CHAPITRE 5

MODÉLISATION DES MÉCANISMES DE RÉACTIVITÉ AVEC DRAGON

5.1 Énoncé du problème et des approximations

L'établissement d'un modèle numérique d'un réacteur CANDU en théorie de la diffusion nécessite la connaissance des sections efficaces macroscopiques $\Sigma_{x,i}^G$ et des coefficients de diffusion D_i^G pour chacune des régions i du cœur et du réflecteur radial. Au chapitre 4, les propriétés des cellules de combustible ont été générées en négligeant complètement la présence des mécanismes de réactivité et en utilisant l'hypothèse du mode fondamental (c.f section 3.2.2). La détermination des $\Sigma_{x,i}^G$ et D_i^G pour les régions contenant un mécanisme de réactivité pose un problème particulier. Notons d'emblée que le modèle de cœur tiendra compte uniquement des 4 principales familles de mécanismes, à savoir : les barres de compensation, les barres liquides, les barres solides de réglage et les barres d'arrêt. La présence des tubulures d'injection de poison peut être négligée puisqu'elles sont pratiquement transparentes pour les neutrons et ont donc un faible impact sur la réactivité du cœur (c.f. sections 2.2.4 et 2.3.2). De plus, le modèle de cœur utilisé dans cette étude se veut représentatif des conditions d'opération qui règnent habituellement après le début des rechargements ($t > t_0$), c'est-à-dire sans aucun poison dans le modérateur (c.f. section 2.4.2). La modélisation des poisons neutroniques pouvant être injectés dans le modérateur par les tubulures est généralement réalisée en produisant des bases de données dépendantes de la concentration de poison (Varin *et al.*, 2004).

Contrairement aux REP et aux REB, tous les mécanismes de réactivité des CANDU sont orientés perpendiculairement aux canaux de combustibles (c.f. sections 2.2 et 2.3). Ainsi, l'approximation de l'extension axiale utilisée pour ramener le problème en 2 dimensions pour les cellules de combustible n'est plus valide pour modéliser l'environnement des mécanismes. Il devient alors nécessaire de considérer une géométrie tridimensionnelle dans laquelle les barres solides et liquides et leur tube guide orientés en y sont entourés de grappes de combustible alignées dans les tubes de force s'étendant selon l'axe z. Notons également que l'hypothèse du mode fondamental est plus difficile à justifier lors de la modélisation des mécanismes que lors de la modélisation des cellules de combustible. Toutefois, cette hypothèse est conservée et permet d'utiliser la supercellule élémentaire des mécanismes de réactivité, présentée à la figure 5.1 (pour une barre liquide), pour représenter l'environnement des mécanismes. La supercellule contient une section de mécanisme de réactivité haute d'un pas de réseau

$l = 28,575$ cm entre deux sections de canal de combustible de la longueur d'une grappe $L = 49,53$ cm, le tout entouré de modérateur.

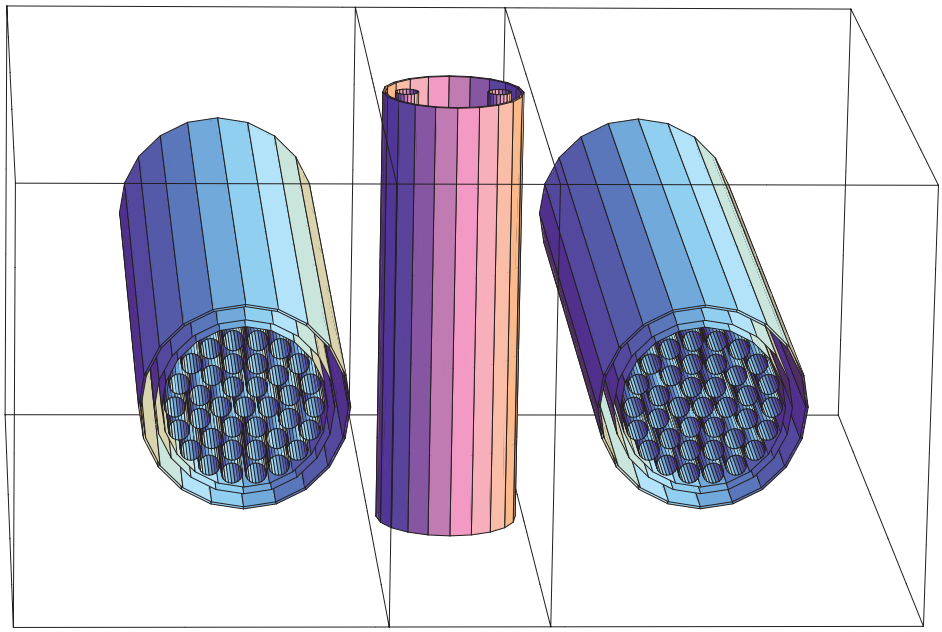

Figure 5.1 Modèle exact de supercellule des mécanismes de réactivité.

L'effet des mécanismes de réactivité dans le modèle de cœur (subdivisé en régions notées jk) peut alors être pris en compte par l'entremise de pertubations $\Delta\Sigma^G_{x,jk}$ et ΔD^G_{jk} calculés sur la supercellule élémentaire qui sont ensuite superposées, là où les mécanismes sont présents, aux $\Sigma^G_{x,jk,\text{cellule}}$ et $D^G_{jk,\text{cellule}}$ calculés par les modèles de cellule. Pour ce faire, les bases de données perturbatives associées aux mécanismes de réactivité doivent être cohérentes avec les bases de données du combustible et du réflecteur déjà générées. Ainsi, une condensation à 2 groupes d'énergie séparés à 0,625 eV et une homogénéisation complète sur la supercellule (subdivisée en régions notées i) seront considérées, une fois les flux ϕ^g_i nécessaires à la pondération des sections efficaces obtenus.

Pour traiter ce problème de manière analogue aux cellules de combustible, il faudrait simuler l'évolution du combustible des grappes de la supercellule en présence du mécanisme, ainsi que l'irradiation du mécanisme en présence des grappes. Ceci engendrerait un effort de calcul immense sans gain substantiel (Roy *et al.*, 1994). Une première simplification consiste donc à utiliser des sections efficaces du combustible à des valeurs fixées du burnup $\mathcal{B}^{\text{gauche/droite}}_{\text{comb}}$ (Roy *et al.*, 1994) et à négliger complèment la variation de la composition du mécanisme au fil de l'irradiation :

$$\mathcal{B}_{\text{méc}} = 0 \text{ GWj/T}_{\text{nl}}. \tag{5.1}$$

Ceci est justifiable en considérant que l'effet du mécanisme a un faible impact sur le flux neutronique dans le combustible (Dahmani *et al.*, 2008) et que la variation de la composition du mécanisme a généralement un faible impact sur les sections efficaces du mécanisme durant son séjour dans le réacteur. De plus, Dahmani *et al.* (2008) ont montré que, pour les barres liquides rectangulaires conçues pour l'ACR, les perturbations aux sections efficaces homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes varient d'au plus 5,9% si le mécanisme est entouré d'une grappe de combustible frais à gauche $\mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{gauche}} = 0$ GWj/T$_{\text{nl}}$ et d'une grappe irradiée à droite $\mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{droite}} = \bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e}$ par rapport au cas où $\mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{gauche}} = \mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{droite}} = \bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e}/2$. Ainsi, une seconde approximation consiste à utiliser une valeur unique

$$\mathcal{B}_{\text{comb}} = \mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{gauche}} = \mathcal{B}_{\text{comb}}^{\text{droite}} \tag{5.2}$$

représentant la valeur moyenne du burnup des grappes dans le réacteur. Pour le CANDU à l'uranium naturel, Roy et Varin (1999) ont utilisé $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4,156$ GWj/T$_{\text{nl}}$ correspondant à 130 jours d'irradiation à la puissance $p_{\text{évo}}$ (c.f. équation 4.1 et tableau 4.9). Toutefois, la notion de valeur moyenne du burnup est généralisable en utilisant la période statique t_{statique} (c.f. équation 4.12) :

$$\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}} t_{\text{statique}}. \tag{5.3}$$

Les premières approches de résolution de ce problème à $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ et $\mathcal{B}_{\text{méc}}$ fixés utilisaient une géométrie simplifiée de la supercellule en considérant les symétries x, y et z, de sorte qu'un seul octant (ou même un sextant avec le code SHETAN (Jeong et Choi, 2000)) de la géométrie présentée à la figure 5.1 était simulé. Les symétries étaient alors appliquées aux interfaces au milieu du mécanisme et du canal de combustible, puis des conditions de réflexion isotrope aux frontières externes. Les structures en *cluster* étaient également simplifiées par des techniques d'homogénéisation et la théorie du transport était approchée par la diffusion. Ces simplifications étaient souvent nécessaires avec les moyens informatiques de l'époque. Le premier modèle de Dastur et Buss (1983) supposait que la perturbation du flux due à l'insertion du mécanisme de réactivité dans la supercellule était significative uniquement dans la région du modérateur et que le rapport courant-flux provenant des calculs de cellule en transport approchait convenablement les conditions aux frontières de la supercellule. L'équation de diffusion à quelques groupes était alors résolue seulement pour la région du modérateur. Par la suite, Donnelly *et al.* (1996) proposèrent d'utiliser les sections efficaces et les coefficients de diffusion condensés et homogénéisés par une méthode de superhomogénéisation (Hébert, 1993) à partir de calculs de cellule en transport.

Roy *et al.* (1994) proposèrent la première solution en théorie du transport multigroupe déterministe par la méthode des p_{ij}^{g} à l'aide des développements du code DRAGON (Marleau

et al., 1990) sur une supercellule semblable à la figure 5.1, mais où le mécanisme et les 2 grappes étaient représentés par des cylindres concentriques. Ce modèle fût le premier à se débarrasser des approximations de la diffusion ainsi que de l'hypothèse du courant isotrope sur les interfaces dans les régions de combustible et du mécanisme. En effet, la supercellule ne peut être considérée comme un milieu diffusant lorsque le mécanisme y est inséré puisque l'absorption n'y est pas négligeable, surtout pour les barres solides de réglages et d'arrêt. Aussi, les directions privilégiées dans le combustible et le mécanisme rendent le flux fortement directionnel à ces endroits (Roy *et al.*, 1994). La méthode développée par Roy *et al.* (1994) est encore aujourd'hui la technique standard de modélisation des mécanismes de réactivité des CANDU, même si plusieurs améliorations des modèles sont maintenant possibles.

Même de nos jours, la résolution de l'équation de transport dans une géométrie 3D complexe demeure ardue et certaines précautions doivent être considérées. Pour les méthodes stochastiques, Roy *et al.* (1994) notent que les symétries de la supercellule ne sont pas nécessairement respectées dans la solution de transport. L'extension axiale de la géométrie augmente aussi énormément l'effort de calcul à fournir pour obtenir une précision acceptable sur les résultats par rapport aux cas 2D discutés au chapitre 4. Pour la méthode des probabilités de collision, la taille du problème spatial N_V^2 peut facilement devenir problématique tant le nombre de régions N_V à considérer pour respecter l'hypothèse des sources plates peut devenir grand (Le Tellier *et al.*, 2006). La méthode des caractéristiques (Le Tellier, 2006) demeure alors la seule méthode déterministe assez robuste pour considérer une discrétisation fine du domaine spatial en représentation exacte (c.f. figure 5.1). Ici, nous utiliserons tout de même la méthode des probabilités de collision en portant une attention particulière à la taille du problème spatial ainsi qu'aux paramètres d'intégration numérique et aux évaluations numériques des volumes généralisés en résultant. Notons que ces préoccupations sont importantes pour toutes les méthodes déterministes de transport.

La suite de ce chapitre est vouée à la génération des bases de données pertubatives pour chacun des mécanismes présent dans le cœur. Le cadre du modèle annulaire des mécanismes de réactivité, établi par Roy et Varin (1999), est d'abord instauré en décrivant les différents types de mécanismes associés aux familles de mécanisme décrites au chapitre 2. La notion de section efficace macroscopique incrémentielle est ensuite définie, puis les méthodes de calcul en transport utilisées dans DRAGON pour les générer sont décrites. Les résultats de ce premier modèle de supercellule sont alors analysés. Le modèle annulaire des mécanismes de réactivité, jumelé au modèle grossier de cellules présenté au chapitre 4, servent à établir un modèle grossier de cœur qui sera utilisé pour la sélection de cycles de combustible avancés au chapitre 6. Ensuite, une méthode de modélisation développée dans le cadre de cette étude et utilisant une représentation pseudo-exacte des structures de la supercellule est présentée

et analysée. Enfin, à la lumière des analyses précédentes, un modèle précis de supercellule est déterminé de manière à conserver une grande confiance dans les résultats tout en accélérant au maximum le temps de calcul voué à la modélisation des mécanismes dans DRAGON.

5.2 Modèle annulaire

5.2.1 Géométries et compositions

Le modèle annulaire des mécanismes de réactivité représente la section du type de mécanisme $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ (incluant leur tube guide) par 6 cylindres concentriques de rayon $r_{i,\text{type}}$:

$$\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}} = [r_{1,\text{type}} \dots r_{6,\text{type}}]^T. \tag{5.4}$$

Chacune des familles de mécanismes compte un ou plusieurs types de section, mais pour une famille donnée, la composition des mélanges $\vec{\mathcal{M}}_{\text{famille}}$ est toujours la même :

$$\vec{\mathcal{M}}_{\text{famille}} = [\mathcal{M}_{1,\text{famille}} \dots \mathcal{M}_{6,\text{famille}}]^T. \tag{5.5}$$

Des exemples de types de section pour chacune des familles sont présentés à la figure 5.2, tandis que les $\vec{\mathcal{M}}_{\text{famille}}$ sont explicités au tableau 5.1 (les barres liquides y sont remplies d'eau). Pour les barres de compensation, 6 types de section, notés BC1 à BC6, sont nécessaires pour définir l'ensemble des 21 barres profilées sur leur longueur. Pour les barres liquides, il existe 3 types de section ou de compartiment, notés BL10, BL21 et BL32, selon le nombre de tubulures de vidange (premier nombre) et d'alimention (deuxième nombre) des fluides les traversant. Les barres solides de réglage et les barres d'arrêt partagent toutes un seul et même type de section, noté BA. Les tubes guides sont tous composés d'un alliage de zirconium (ZrII) avec un niveau de perforation de 35,66% par le modérateur ambiant (Roy et Varin, 1999) pour les BC et BA de manière à extraire la chaleur qui y est générée par absorption et diffusion du rayonnement.

Tableau 5.1 Composition des mécanismes de réactivité annulaires.

Mélanges	BC	BL	BA
$\mathcal{M}_1$	acier inoxydable	hélium	modérateur
$\mathcal{M}_2$	modérateur	ZrII	acier inoxydable
$\mathcal{M}_3$	acier inoxydable	eau légère	cadmium
$\mathcal{M}_4$	modérateur	ZrII	acier inoxydable
$\mathcal{M}_5$	ZrII(perforé)	eau légère	modérateur
$\mathcal{M}_6$	modérateur	ZrII	ZrII(perforé)

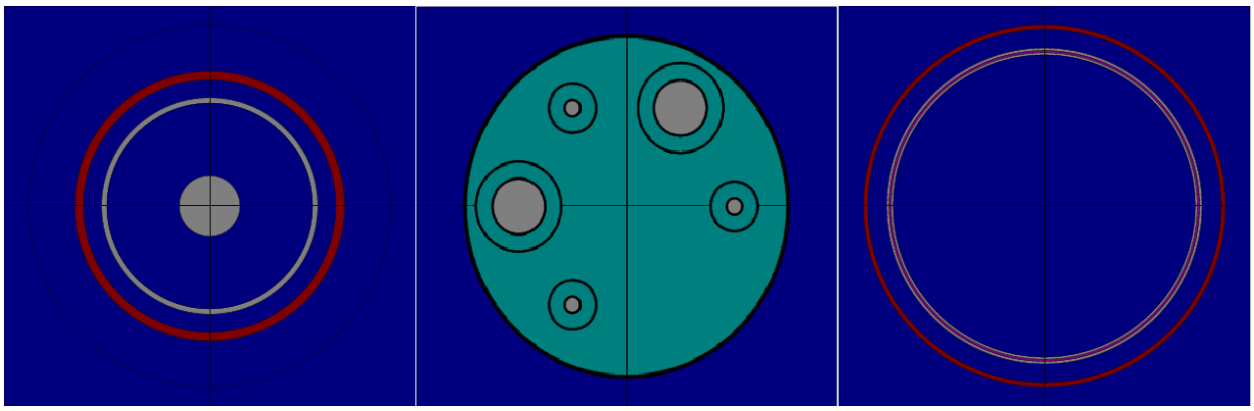

Figure 5.2 Schéma des sections d'une barre de compensation (BC3 à gauche), d'une barre liquide (BL32 au centre) et d'une barre d'arrêt (BA à droite).

5.2.2 Homogénéisation préliminaire des barres liquides

La modélisation en régions annulaires des mécanismes de réactivité est une représentation exacte pour les barres de compensation, les barres solides de réglage et les barres d'arrêt, mais simplifiée pour les barres liquides (c.f. figure 5.2). Pour ces dernières, une homogénéisation-volume des tubulures est effectuée *a priori* de manière à conserver les volumes d'eau légère et d'hélium gazeux totaux qu'elles contiennent et donc, le nombre total des noyaux dans chacun des mélanges (Roy *et al.*, 1994). Leur position radiale par rapport au centre du compartiment est toutefois réduite. Chacun des deux types de tubulures est divisé radialement en deux tubes concentriques qui sont toujours remplis d'eau légère (externe) et d'hélium (interne), indépendamment du niveau d'eau légère présent dans le compartiment principal. Les petites tubulures de vidange sont composées des tubes de remplissage (externe) et d'équilibrage (interne), alors que les grosses tubulures d'alimentation sont formées des tubes de vidange d'eau (externe) et de contrôle de la pression (interne). L'homogénéisation-volume préliminaire s'effectue en rassemblant l'hélium contenu dans les tubulures en une région circulaire centrale de rayon $r_{1,\mathrm{BL}}$ autour de laquelle le volume d'alliage de zirconium servant de délimitation entre les tubes dans chacune des tubulures est disposé dans une région annulaire s'étendant jusqu'à $r_{2,\mathrm{BL}}$:

$$r_{1/2,\mathrm{BL}} = \sqrt{n_{\text{contrôle}} r^2_{\text{contrôle,int/ext}} + n_{\text{équilibrage}} r^2_{\text{équilibrage,int/ext}}},$$

avec n_t le nombre de tubes et $r_{t,\mathrm{int/ext}}$ les rayons internes/externes des tubes de type t. La même procédure est répétée pour l'eau légère et le cylindre externe de ZrII des tubes de

vidange et de remplissage, formant la troisième et quatrième régions :

$$r_{3/4,\mathrm{BL}} = \sqrt{n_{\mathrm{vidange}} r^2_{\mathrm{vidange,int/ext}} + n_{\mathrm{remplissage}} r^2_{\mathrm{remplissage,int/ext}}}.$$

La cinquième région annulaire représente le compartiment principal, puis la dernière, le tube guide des barres liquides. Les géométries exactes et équivalentes des trois types de barres liquides annulaires sont présentées à la figure 5.3.

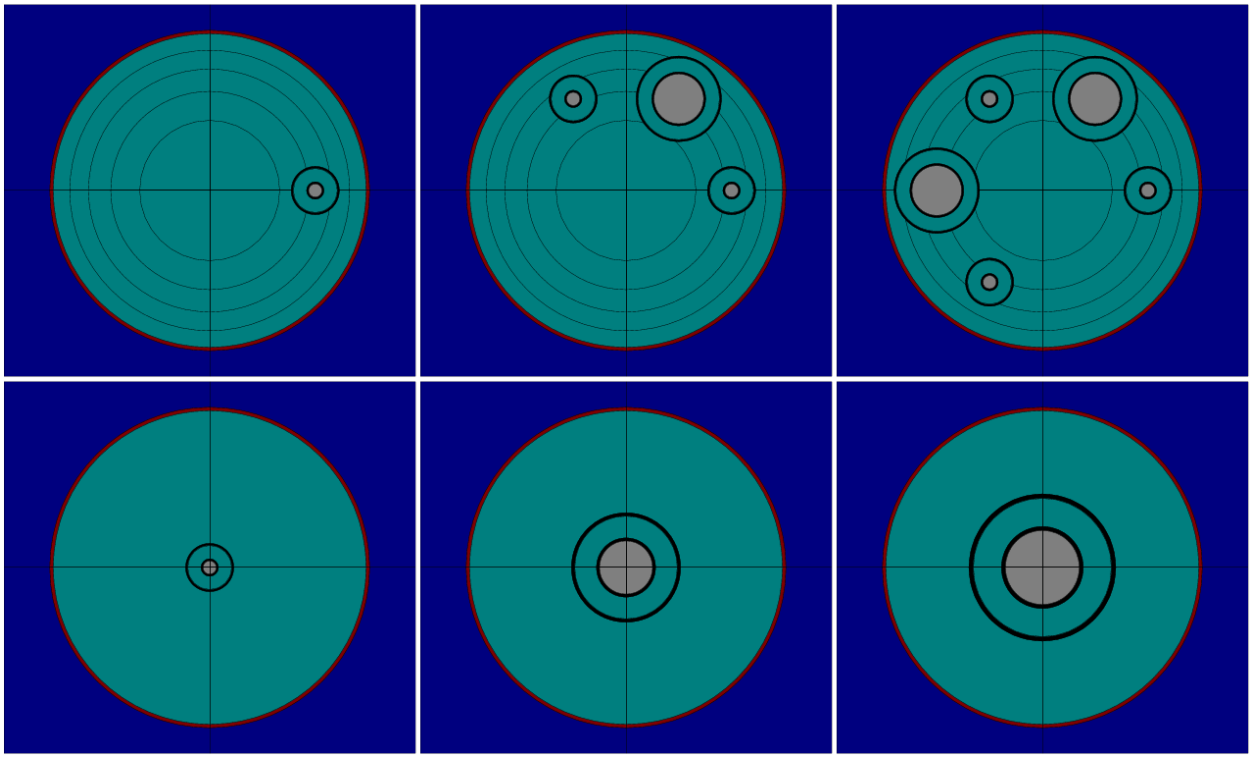

Figure 5.3 Géométries exactes (haut) et équivalentes par l'homogénéisation-volume préliminaire (bas) des sections BL10 (à gauche), BL21 (au centre) et BL32 (à droite).

La cylindrisation de la géométrie des barres liquides était nécessaire dans DRAGON jusqu'au développement du module `NXT:` (Marleau, 2006), puisque le module `EXCELT:` n'est pas en mesure de considérer leur géométrie explicite en *cluster* (Marleau *et al.*, 2008). Étant donné l'absorption périphérique importante dans les barres liquides, la réduction de la position radiale des mélanges associés aux tubulures par rapport au centre du compartiment a tendance à diminuer fortement les taux de réactions dans les régions qui leur sont associés. Cet effet est toutefois mitigé par l'homogénéisation des tubulures en une grande structure cylindrique centrale qui interagît avec des neutrons provenant de plus de directions.

5.2.3 Bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du combustible

Tel qu'indiqué à la section 5.1, dans le cadre du modèle annulaire des mécanismes de réactivité, les deux grappes de combustible de la supercellule sont décrites par des régions annulaires et un burnup unique $\mathcal{B}_{\text{comb}}$. L'idée consiste à modifier la description géométrique des grappes en effectuant une homogénéisation flux-volume sur des zones radiales. Ainsi, au lieu d'une description explicite des crayons de combustibles, du caloporteur et des tubes de force et de calandre, la supercellule annulaire utilise simplement 5 zones annulaires concentriques pour représenter toutes ces structures. L'homogénéisation se fait donc en regroupant le combustible, les gaines et le caloporteur en 4 couronnes concentriques distinctes, puis les tubes de force et de calandre ainsi que le gaz isolant dans une 5e couronne. Le modérateur est homogénéisé séparément, définissant une 6e région. La structure d'homogénéisation résultante est présentée à la figure 5.4.

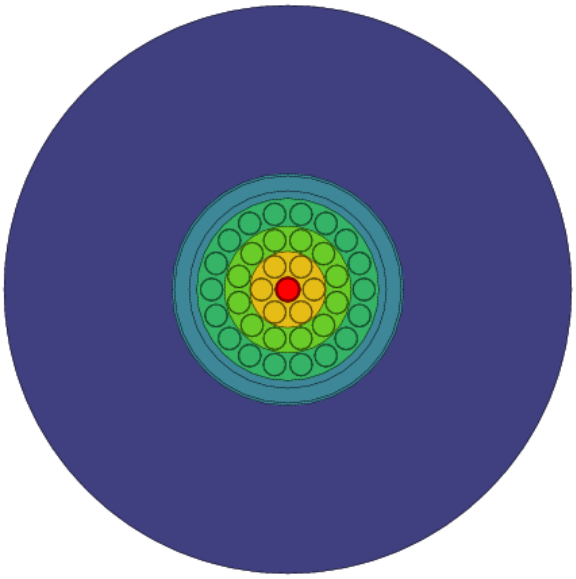

Figure 5.4 Structure d'homogénéisation à 6 régions de la cellule cylindrisée.

Toutefois, le problème de la détermination de la distribution de flux adéquate pour générer les sections efficaces macroscopiques homogénéisées demeure. En considérant que la variation du flux dans les canaux de combustible due à la présence du mécanisme de réactivité est relativement faible, le flux déterminé par les calculs de cellule 2D sur la géométrie exacte d'un canal devrait être en mesure de fournir une pondération convenable à l'homogénéisation (Roy *et al.*, 1994; Dahmani *et al.*, 2008). Le Tellier *et al.* (2006) ont vérifié cette hypothèse en comparant la valeur propre de transport avec fuites k_{∞} d'un calcul 3D de la supercellule sans mécanisme ni tube guide mais avec une description exacte des grappes à un calcul

2D de la projection xy de la même géométrie. Ceci est équivalent à la géométrie exacte de cellule. Les résultats obtenus par la méthode des probabilités de collision et la méthode des caractéristiques indiquent que les cas projetés ne surestiment le k_∞ des cas 3D que de 8 pcm et 6 pcm, respectivement.

Ainsi, une bibliothèque de sections efficaces macroscopiques contenant 6 mélanges est générée à partir des calculs de cellules avec le module `EDI:` de DRAGON de façon à pouvoir représenter les grappes cylindrisées de la supercellule annulaire. Aucune condensation en énergie n'est effectuée pour préserver un spectre fiable pour les calculs subséquents. Cette bibliothèque est stockée dans une structure `MACROLIB` et est générée de façon cohérente avec la base de données du réflecteur (c.f. section 4.1.2), c'est-à-dire à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T$_{\text{nl}}$ pour le modèle annulaire et avec l'équation 5.3 pour les modèles pseudo-exacts (c.f. section 5.3).

5.2.4 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles

Les perturbations $\Delta\Sigma_x^G$ à apporter aux sections efficaces de cellule dans le modèle de cœur sont nommées les sections efficaces macroscopiques incrémentielles multigroupes des réactions x. Pour simplifier la présentation, les coefficients de diffusion incrémentiels multigroupes ΔD^G seront assimiliés aux $\Delta\Sigma_x^G$ comme s'il s'agissait d'une réaction x à part entière, ce qui n'est évidemment pas le cas. Pour un type de section de mécanisme donné, les sections efficaces macroscopiques multigroupes $\Sigma^G_{x,\text{état}}$ sont évaluées par 3 calculs de transport dans chacun desquels la supercellule est dans un état différent. Les états considérés sont :

- les grappes de combustibles sont présentes tandis que le mécanisme et le tube guide sont absents et remplacés par du modérateur (NO) ;
- les grappes de combustibles et le tube guide sont présents tandis que le mécanisme est absent (ou le compartiment principal est rempli d'hélium pour les barres liquides) (OUT) ;
- les grappes de combustibles, le tube guide et le mécanisme sont présents (ou le compartiment principal est rempli d'eau légère pour les barres liquides) (IN).

Ainsi, le vecteur $\vec{\mathcal{M}}_{\text{famille}}$ défini à l'équation 5.5 est généralisable par $\vec{\mathcal{M}}^{\text{état}}_{\text{famille}}$. Les mélanges présentés au tableau 5.1 correspondent à $\vec{\mathcal{M}}^{\text{IN}}_{\text{famille}}$. Dans l'état NO, servant à établir une solution référence sur la supercellule, les mélanges $\vec{\mathcal{M}}^{\text{NO}}_{\text{famille}}$ pour toutes les familles sont du modérateur. Pour l'état OUT, incluant le tube guide associé à chacune des sections, les mélanges $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{1,\text{BC}}$ à $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{4,\text{BC}}$ sont du modérateur, tandis que $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{5/6,\text{BC}} = \mathcal{M}^{\text{IN}}_{5/6,\text{BC}}$. Pour les barres liquides dans l'état OUT, l'hélium remplace l'eau légère dans la 5e région radiale et les autres mélanges sont les mêmes que pour l'état IN. Finalement, les mélanges $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{1,\text{BA}}$ à $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{5,\text{BA}}$ sont du modérateur et $\mathcal{M}^{\text{OUT}}_{6,\text{BA}} = \mathcal{M}^{\text{IN}}_{6,\text{BA}}$. Les égalités entre certains mélanges des états OUT et IN découlent du fait que le tube guide est présent dans les deux états. Notons que

les sections $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ demeurent inchangées d'un état à l'autre de sorte que les $\Delta\Sigma_x^G$ comparent des $\Sigma_{x,\text{état}}^G$ obtenues sur des discrétisations spatiales de la supercellule et des quadratures identiques. Cette approche sera toutefois requestionnée à la section 5.4.2 pour accélérer les calculs de supercellule.

C'est à partir des états IN, OUT et NO de la supercellule que les bases de données perturbatives sont générées. Pour un état particulier, une section efficace macroscopique multigroupe $\Sigma_{i,x,\text{état}}^g$ de l'interaction x dans le groupe g et la région i de la supercellule de volume V_i voit un flux moyen ϕ_i^g, alors

$$\Sigma_{x,\text{état}}^G = \frac{\sum_{g\in G}\sum_i V_i\phi_i^g\Sigma_{i,x,\text{état}}^g}{\sum_{g\in G}\sum_i V_i\phi_i^g}. \tag{5.6}$$

Les $\Delta\Sigma_{x,\text{structure}}^G$ sont définies comme les différences de deux $\Sigma_{x,\text{état}}^G$ dans des états différents de manière à conserver uniquement l'effet des différentes structures : le mécanisme lui-même (méc), le tube guide (tube), ou des deux à la fois (total).

$$\Delta\Sigma_{x,\text{méc}}^G = \Sigma_{x,\text{IN}}^G - \Sigma_{x,\text{OUT}}^G, \tag{5.7}$$

$$\Delta\Sigma_{x,\text{tube}}^G = \Sigma_{x,\text{OUT}}^G - \Sigma_{x,\text{NO}}^G, \tag{5.8}$$

$$\Delta\Sigma_{x,\text{total}}^G = \Sigma_{x,\text{IN}}^G - \Sigma_{x,\text{NO}}^G. \tag{5.9}$$

5.2.5 Méthodes de transport

L'algorithme générique d'évaluation des sections efficaces macroscopiques incrémentielles utilisé dans DRAGON est illustré à la figure 5.5. En tout, 30 calculs de transport 3D sont effectués pour représenter l'ensemble des mécanismes des CANDU.

Pour un type de section de mécanisme donné, la discrétisation de la supercellule qu'impose la cylindrisation du combustible en régions annulaires et la section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ est d'abord définie avec le module `GEO:`, sans aucune subdivision radiale. Une discrétisation spatiale cartésienne $8 \times 4 \times 4$ de la supercellule est superposée aux découpages annulaires des grappes et du mécanisme, telle que présentée à la figure 5.6. La structure `GEOMETRY` ainsi créée est ensuite analysée par le module `NXT:` avec une densité de lignes d'intégration d_{3D} (en lignes/cm^2) et un nombre de directions fixés $N_\Omega(N_\Omega+2)/2$ dans la demie-sphère supérieure (Roy *et al.*, 1989; Marleau, 2001). Les directions des lignes d'intégration sont distribuées selon une quadrature à poids égaux EQ$_N$ (Carlson, 1971) (option `EQW`) développée dans le cadre des méthodes S$_N$. Pour les modèles annulaires, nous utilisons $d_{3D} = 5$ cm^{-2} et $N_\Omega = 6$ (Roy et Varin, 1999).

Les mélanges $\vec{\mathcal{M}}_{\text{famille}}^{\text{état}}$ provenant de la `MACROLIB`, pour les régions associées au combustible, et de la structure `MICROLIB`, pour les régions associées au mécanisme et le tube guide

(puisque $\mathcal{B}_{\text{méc}} = 0$ GWj/T$_{\text{nl}}$), sont alors associés adéquatemment pour chacune des régions de la géométrie analysée en fonction de l'état et du type de mécanisme courant. Le flux de transport est ensuite calculé par la méthode des probabilités de collision 3D (Marleau, 1998) en imposant des conditions de réflexion blanche aux frontières de la supercellule. L'autoprotection des résonances n'est pas reprise ici puisqu'elle a déjà été effectuée lors de la génération de la bibliothèque pour le combustible, et puisque la composition des mécanismes ne comporte aucun noyau lourd résonant. Le modèle B_1 homogène avec des conditions de criticité locale ($k_{\text{eff}} = 1$) est utilisé pour tous les états et tous les types de section, à l'exception de l'état IN de la section BA. La partie amovible des BA étant composée de ^{113}Cd, un fort absorbant neutronique, la supercellule devient grandement sous-critique lors de son insertion. Ceci est contraire aux hypothèses du modèle de fuites, et donc le flux critique ne peut être utilisé pour pondérer les sections efficaces. Dahmani *et al.* (2008) indiquent que la meilleure modélisation physique de cette situation se situerait quelque part entre une recherche du buckling B^2 critique (option `TYPE B B1 PNL` du module `FLU:`), utilisée pour les autres mécanismes, et une recherche de k_{eff} avec un niveau de fuites imposé correspondant à celui de l'état OUT de la section BA (option `TYPE K BUCK` $B^2_{\text{OUT,BA}}$ du module `FLU:`). Ceci est équivalent à supposer que les fuites ne changent pas lors de l'insertion du mécanisme. Ici, nous choisissons cette dernière option (option `TYPE K BUCK` $B^2_{\text{OUT,BA}}$ du module `FLU:`) puisque les barres solides de réglage et les barres d'arrêt sont principalement utilisées pour effectuer des reculs importants et rapides de la puissance globale du réacteur.

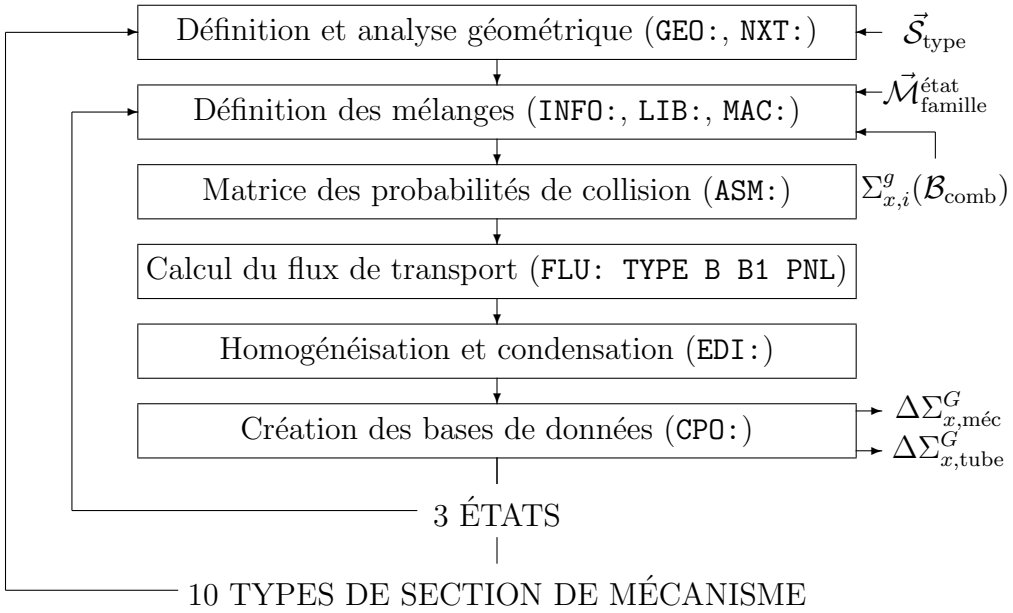

Figure 5.5 Schéma de calcul des sections efficaces macroscopiques incrémentielles.

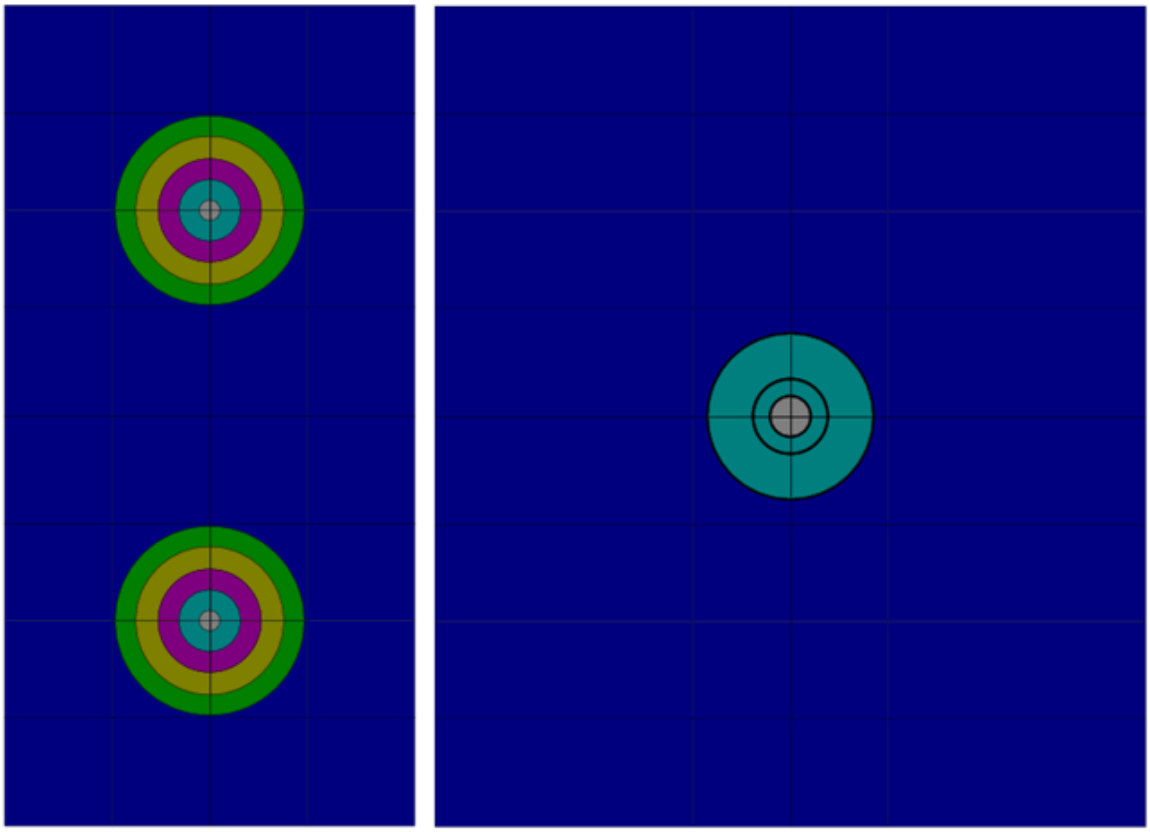

Figure 5.6 Géométrie de supercellule discrétisée pour les mécanismes de réactivité annulaires (plan xy à gauche et plan xz à droite).

5.2.6 Analyse des résultats

Dans les prochains chapitres, une attention particulière sera portée à la variation de réactivité statique, définie à l'équation 3.47, due au mouvement des mécanismes dans le réacteur $\delta\rho_{\text{méc}}$. Ainsi, l'analyse des modèles de supercellule ne peut se résumer uniquement qu'à l'analyse des $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$, mais doit également, et surtout, assurer que les modèles utilisés pour la suite mènent à des $\delta\rho_{\text{méc}}$ réalistes et précises. Une première estimation de $\delta\rho_{\text{méc}}$ peut être obtenue grâce aux modèles de supercellule en milieu infini avec fuites en considérant la variation de la réactivité statique entre l'état IN et l'état OUT dans la supercellule

$$\delta\rho_\infty^{\text{supercell}} = \frac{1}{k_\infty^{\text{OUT}}} - \frac{1}{k_\infty^{\text{IN}}} \approx \frac{\sum_g \Delta\Sigma^g_{\text{méc}} - \sum_g \sum_h \Delta\Sigma^{h\to g}_{S,0,\text{méc}}}{\sum_h \chi^h \sum_g \nu\Sigma^g_f}. \tag{5.10}$$

Dahmani *et al.* (2006) ont déterminé une approximation de $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ en fonction de $\Delta\Sigma^g_{\text{méc}}$, $\Delta\Sigma^{h\to g}_{S,0,\text{méc}}$, $\nu\Sigma^g_f$ et de χ^g très utile pour l'analyse. Notons que $\nu\Sigma^g_f$ et χ^g changent peu d'un état de la supercellule à l'autre. Il est aussi important de noter que $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ apporte une

information qui doit être utilisée pour comparer différentes sections de mécanisme pour un combustible donné, ou différents combustibles pour une section donnée, mais les résultats obtenus pour la supercellule n'approchent, en aucun cas, ceux obtenus dans un cœur complet étant donné la dilution de l'effet des mécanismes dans un domaine beaucoup plus grand, la présence de fuites globales sur tout le réacteur et l'interaction entre des mécanismes différents situés à proximitée les uns des autres. Pour le reste de ce chapitre, les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$ associées à la section de mécanisme seront notés simplement $\Delta\Sigma^G_x$ pour alléger la notation, et puisque que les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$ et $\Delta\Sigma^G_{x,\text{total}}$ ne seront pas analysés en détail.

Sections efficaces macroscopiques incrémentielles du combustible de référence

Le tableau 5.2 présente les sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées et condensées pour tous les types de section annulaire de mécanisme en présence du combustible de référence. Les valeurs sont présentées avec seulement trois chiffres significatifs puisque la méthode de quadrature utilisée pour le modèle annulaire est d'ordre faible.

Tableau 5.2 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma^G_x$ pour le modèle annulaire des mécanismes de réactivité et le combustible de référence à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T$_{\text{nl}}$ [cm^{-1}].

Sections	$\Delta\Sigma^1$	$\Delta\Sigma^1_a$	$\Delta\Sigma^{1\to1}_{S,0}$	$\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$	$\Delta\Sigma^2$	$\Delta\Sigma^2_a$	$\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$	$\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$
BC1	4,93E-4	1,09E-5	4,92E-4	2,69E-7	8,23E-4	2,67E-4	-1,05E-5	5,56E-4
BC2	4,00E-4	8,88E-6	4,00E-4	2,17E-7	6,76E-4	2,20E-4	-8,55E-6	4,56E-4
BC3	9,36E-4	2,06E-5	9,35E-4	5,03E-7	1,32E-3	4,20E-4	-1,96E-5	9,02E-4
BC4	7,45E-4	1,65E-5	7,45E-4	4,05E-7	1,14E-3	3,66E-4	-1,58E-5	7,73E-4
BC5	2,64E-4	5,87E-6	2,64E-4	1,43E-7	4,72E-4	1,54E-4	-5,66E-6	3,17E-4
BC6	4,07E-4	9,02E-6	4,06E-4	2,20E-7	6,84E-4	2,22E-4	-8,67E-6	4,62E-4
BL10	1,48E-2	9,74E-6	1,34E-2	3,10E-6	1,13E-1	6,29E-4	1,39E-3	1,12E-1
BL21	1,39E-2	9,08E-6	1,26E-2	2,88E-6	1,02E-1	5,67E-4	1,30E-3	1,01E-1
BL32	1,29E-2	8,39E-6	1,17E-2	2,65E-6	9,05E-2	5,05E-4	1,20E-3	9,00E-2
BA	4,79E-4	2,87E-5	4,75E-4	4,61E-7	2,38E-3	2,21E-3	-2,22E-5	1,61E-4

D'abord, pour les sections BC, les sections efficaces macroscopiques incrémentielles sont toutes bornées, en valeur absolue, supérieurement par la section BC3 et inférieurement par la section BC5, alors que BC2 et BC6 présentent des résultats très similaires. Ceci est directement dû au fait que $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC2}} \approx \vec{\mathcal{S}}_{\text{BC6}}$, alors que $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC3}}$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC5}}$ présentent respectivement la plus grande et la plus faible quantité d'acier inoxydable. De manière relative, les $\Delta\Sigma^1_x$ varient d'environ 252% en passant de BC5 à BC3, alors que les $\Delta\Sigma^2_x$ varient d'environ 180% (sauf pour $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ qui varie d'environ 246%). Ceci s'explique par le niveau de flux rapide plus faible que le niveau de flux thermique à la position du mécanisme rendant les $\Delta\Sigma^1_x$ plus sensibles et moins significatives étant donné leur valeur absolue généralement plus faible. Il

est également intéressant de remarquer pour les BC, que les $\Delta\Sigma_x^1$ et $\Delta\Sigma_x^2$ sont largement dominées par $\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to1}$ et $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to2}$ respectivement, puisque les mécanismes se situent en moyenne qu'à un demi pas de réseau des grappes de combustible, là où le flux est encore partiellement épithermique, et qu'ils ne contiennent pas de noyaux où l'absorption résonante est présente. Toutefois, l'effet des mécanismes sur la supercellule est plutôt dicté par l'absorption thermique qui est également importante, même si le flux n'est pas totalement thermalisé.

Un autre point intéressant à noter est que les $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$ sont négatives pour les BC et les BA, alors qu'elles sont positives pour les BL. La probabilité de remontées en énergie des neutrons augmentant lorsque les isotopes composants le milieu diminuent de masse, ainsi, le passage de l'hélium gazeux à l'eau légère, contenant deux tiers de noyaux d'hydrogène, fait augmenter $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$ en passant de l'état OUT à l'état IN pour les BL, alors que pour les BC et BA, le passage de l'eau lourde dans l'état OUT à des noyaux de masse intermédiaire dans l'état IN provoque une diminution du taux de remontées en énergie. Pour les BL, on observe que les $\Delta\Sigma_x^G$ augmentent en passant de BL32 à BL21, puis de BL21 à BL10, puisque le volume du compartiment principal est de plus en plus grand et que les mélanges associés aux tubulures se retrouvent au centre du compartiment. On remarque aussi que les $\Delta\Sigma_{S,0}^{H\to G}$ sont significativement plus importantes pour les BL que pour les BC et BA. Ceci s'explique entre autre par la différence relative des masses des isotopes composant le milieu. Pour les BL contenant beaucoup d'hydrogène, cette différence est beaucoup plus grande que pour les autres cas. Il s'agît donc d'un effet de ralentissement sur les noyaux d'hydrogène modérateurs. Ceci à un impact direct sur les $\Delta\Sigma^G$ des BL qui présentent le même comportement que les $\Delta\Sigma_{S,0}^{H\to G}$ par rapport aux BC et BA. Il faut également souligner le facteur 1 000 entre les densités de l'eau légère et de l'hélium gazeux remplissant le compartiment principal dans les états IN et OUT respectivement, ce qui ajoute un effet de densité très importants pour les BL.

Finalement, pour la section BA, l'absorption thermique est environ 4 fois plus importante que pour les autres sections étant donné la présence d'une couche de cadmium. Le facteur de décroissance du flux $\propto \exp[-\Sigma_{a,^{113}\mathrm{Cd}}\Delta r]$ dans cette unique région est d'environ 2.

Effets de la disposition locale du combustible

À la lumière de cette première analyse, il est intéressant d'investiguer les effets de la disposition locale du combustible qui dicte la forme de la distribution spatiale du flux. Pour analyser ces effets, nous reprenons les combustibles de vecteur isotopique initial $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}}) = [5\%\mathrm{m.}; 54,4\%\mathrm{v.}; 22,8\%\mathrm{v.}]$ dans les configurations S_H, C_H et C_{III} (c.f. section 4.3.1). Les calculs de supercellule des mécanismes de réactivité annulaires ont été effectués avec ces trois combustibles irradiés à puissance constante jusqu'à 4 $\mathrm{GWj/T_{nl}}$ avec le modèle grossier de

cellule. Les variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles et de la variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ (c.f. équation 5.10) lors de l'insertion des sections de mécanisme BC3, BC5, BL10, BL32 et BA pour les configurations C_H et C_{III} par rapport à la configuration S_H sont présentées au tableau 5.3. Ces sections de mécanisme présentent les $\Delta\Sigma_x^G$ minimales et maximales de leur famille respective pour le combustible de référence. Ainsi, les $\Delta\Sigma_x^G$ des sections non présentées sont comprises entre les résultats du tableau 5.3.

Tableau 5.3 Variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ et de la variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ des sections de mécanisme annulaires BC3, BC5, BL10, BL32 et BA pour le combustible $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\text{T}}, v_{\text{D}}) = [5\%\text{m.}; 54,4\%\text{v.}; 22,8\%\text{v.}]$ évolué jusqu'à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T$_{\text{nl}}$ dans les configurations C_H et C_{III} par rapport à la configuration S_H [%].

Dispositions locales	C_H					C_{III}				
Sections	BC3	BC5	BL10	BL32	BA	BC3	BC5	BL10	BL32	BA
$\Delta\Sigma^1$	0,03	0,02	-0,04	-0,03	0,05	1,91	2,00	2,95	2,87	1,90
$\Delta\Sigma_a^1$	0,14	0,13	0,09	0,10	0,13	1,52	1,60	2,50	2,43	1,97
$\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to1}$	0,04	0,03	-0,05	-0,04	0,05	1,91	1,99	3,04	2,96	1,90
$\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to2}$	-2,22	-2,25	-2,32	-2,31	-1,67	3,28	3,46	3,88	3,84	0,96
$\Delta\Sigma^2$	-0,38	-0,36	-0,64	-0,63	-0,38	-0,36	-0,41	-0,09	-0,09	-0,45
$\Delta\Sigma_a^2$	-0,29	-0,28	-0,63	-0,61	-0,37	-0,55	-0,58	-0,13	-0,13	-0,46
$\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$	0,23	0,21	0,09	0,10	0,19	1,21	1,29	2,05	1,98	1,90
$\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to2}$	-0,42	-0,24	-0,64	-0,63	-0,55	-0,28	-0,33	-0,09	-0,09	-0,26
$\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$	2,22	2,22	2,16	2,09	2,25	-2,35	-2,47	-2,13	-2,14	-3,02

D'emblée, il est important de noter qu'à 4 GWj/T$_{\text{nl}}$, les variations relatives du k_{∞} du modèle de cellule en évolution sont de -0,05% pour la configuration C_H et de 6,12% pour la configuration C_{III}. Ces variations du k_{∞} résultent en des variations de -2,20% et de -11,83% pour Σ_a^1, de -1,61% et de 2,78% pour Σ_a^2, de -4,04% et de -1,81% pour $\nu\Sigma_f^1$, de -1,83% et de 7,29% pour $\nu\Sigma_f^2$, pour les cas C_H et C_{III} respectivement. L'amplitude des variations des $\nu\Sigma_f^G$, ainsi que la différence de signe selon la configuration considérée, sont en grande partie responsables de la différence entre les signes des variations de $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ par rapport à la configuration S_H. Toutefois, l'effet de la source de fission est renforcée par les sources de diffusion, notamment via $\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to2}$, qui contribuent également à augmenter (diminuer) $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ pour la configuration C_H (C_{III}). En approximant les distributions de flux de la configuration S_H dans l'état OUT par celles présentées à la figure 4.4 pour les combustibles frais, les flux relativement plus élevés (faibles) de la configuration C_H (C_{III}) dans la région du modérateur où se trouve le mécanisme, expliquent également en partie les signes différents des variations de $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ observés pour les deux configurations.

Variation de la réactivité statique pour les combustibles d'analyse

Le tableau 5.4 présente les $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}| = -\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ pour les dix types de sections de mécanisme annulaire considérés en présence des combustibles d'analyse retenus par le processus d'élimination présenté au chapitre 4. D'abord, en comparant les $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}|$ des sections entre-elles, on observe l'ordre décelé lors de l'analyse du tableau 5.2 pour les $\Delta\Sigma_x^G$: pour les BC, BC3 majore et BC5 minore tous les résultats, tandis que pour les BL, BL10 et BL32 sont les sections majorantes et minorantes, respectivement. En considérant l'approximation 5.10, ceci est attribuable aux valeurs de $\sum_g \Delta\Sigma^g - \sum_g \sum_h \Delta\Sigma_{S,0}^{h\to g} \approx \sum_g \Delta\Sigma_a^g$. Il en va de même pour les BA présentant des $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}|$ beaucoup plus grande que les autres sections de mécanismes, car les $\Delta\Sigma_a^g$ de la section BA dominent toutes les autres sections de mécanisme.

Tableau 5.4 Variation absolue de réactivité statique $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}|$ pour le modèle annulaire des mécanismes de réactivité pour les combustibles d'analyse à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 4$ GWj/T$_{\text{nl}}$ [pcm].

Combustibles	BC1	BC2	BC3	BC4	BC5	BC6	BL10	BL21	BL32	BA
0	6353	5227	9974	8681	3678	5284	14037	12652	11231	49809
A	4479	3685	7048	6127	2591	3726	9966	9019	8035	35710
B	4858	3997	7639	6643	2811	4041	10960	9903	8813	38818
C	4410	3628	6939	6033	2551	3668	9976	9018	8027	35015
D	4548	3742	7160	6223	2630	3783	10265	9281	8262	36145
E	4556	3748	7169	6233	2635	3790	10090	9130	8136	36150
F	4691	3860	7378	6416	2714	3902	10361	9377	8353	37386
G	4346	3576	6843	5948	2513	3615	9819	8880	7905	34486
H	3756	3090	5915	5140	2172	3124	8463	7660	6822	29563
I	4427	3642	6968	6058	2560	3682	9819	8880	7904	35060
J	4484	3689	7060	6136	2593	3730	10102	9137	8137	35643

De plus, on remarque que le combustible de référence 0 présente toujours les variations absolues de réactivité statique maximales comparativement aux autres combustibles d'analyse. Les $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}|$ associées aux combustibles H et B sont respectivement les plus, et les moins grandement affectées en affichant des diminutions respectives par rapport au combustible 0 de 41% et 23% pour les BC, de 39% et 22% pour les BL et de 41% et 22% pour la section BA. L'inspection du tableau 5.4 révèle également que certaines «paires» de combustible présentent des $|\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}|$ très semblables, même si ces combustibles alternatifs présentent des dispositions locales des espèces nucléaires dans la grappe très différentes (c.f. tableau 4.3). Pour les combustibles A et J, des différences absolues maximales de seulement 12 pcm est observée pour les BC (BC3), 136 pcm pour les BL (BL10) et de 67 pcm pour la section BA. Pour les combustibles D et E, ainsi que C et I, les différences respectives pour les BC sont de 9 pcm (BC4) et 29 pcm (BC3), de 175 pcm (BL10) et 138 pcm (BL10 et BL21)

pour les BL et de 5 et 45 pcm pour la section BA. Ces ressemblances sont très difficiles à expliquer puisque tous les calculs entrepris, depuis l'évolution du combustible avec fuites neutronique à puissance constante jusqu'à 4 GWj/T_{nl} jusqu'à la détermination des sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes d'énergie, entrent en ligne de compte.

Toutefois, la diminution systématique de toutes les $|\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}|$ par rapport au cas de référence est principalement liée à l'imposition des critères de sélection des combustibles alternatifs 4.13 et 4.15. Ceux-ci forcent les combustibles analysés à prendre des valeurs de k_∞ à 4 GWj/T_{nl} significativement supérieures à celle obtenue pour le combustible de référence, privilégiant ainsi les combustibles avec un contenu fissile élevé. En considérant le terme de droite de l'équation 5.10, le dénominateur $\sum_h \chi^h \sum_g \nu\Sigma_f^g$ est donc plus grand pour les combustibles alternatifs que pour le cas de référence, faisant ainsi décroître $|\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}|$. De manière équivalente, on peut aussi considérer que la diminution de $|\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}|$ pour les combustibles alternatifs est due principalement à deux effets : l'augmentation de k_∞ à 4 GWj/T_{nl} et la diminution de la variation absolue du rapport d'absorption entre le mécanisme et le combustible dans la supercellule

$$RA = \frac{\sum_{i\in\text{méc}} \sum_g V_i \Sigma_{i,a}^g \phi_i^g}{\sum_{i\in\text{comb}} \sum_g V_i \Sigma_{i,a}^g \phi_i^g}. \tag{5.11}$$

Le dernier effet est directement attribuable aux combustibles alternatifs, alors que le premier relève principalement du choix d'instaurer un $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ fixe (4 GWj/T_{nl}) pour la génération des bibliothèques de sections efficaces macroscopiques du combustible pour tous les combustibles considérés. Pour la suite, on s'affranchira de ce biais en utilisant une valeur équivalente (par opposition à fixée) de $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ pour tous les combustibles, c'est-à-dire en considérant l'équation 5.3. Aussi, le modèle annulaire présenté jusqu'ici sera désormais nommé le modèle grossier de supercellule étant donné l'ordre de la méthode de quadrature et l'utilisation d'un burnup fixe pour tous les combustibles.

5.3 Modèles pseudo-exacts

Tel que discuté à la section 5.1, dans une représentation exacte de la supercellule, les limites des capacités des ordinateurs peuvent facilement être atteintes si la quadrature d'intégration et la discrétisation spatiale ne sont pas choisies adéquatement. En effet, certaines structures, comme les gaines des crayons de combustible et les tubes d'équilibrage et de contrôle de la pression des barres liquides, sont si petites qu'elles requièrent une densité de lignes d'intégration d_{3D} très élevée pour s'assurer qu'au moins une ligne passe dans chacune des régions, et encore plus élevée, pour que certaines lignes se terminent sur les surfaces externes qu'elles définissent. St-Aubin et Marleau (2012) ont montré que même sans discré-

tisation spatiale et avec $d_{3D} = 625$ cm^{-2} et $N_\Omega = 16$, l'erreur numérique maximale sur l'aire des surfaces $\varepsilon_S^{\max} > 80\%$ et la taille du fichier binaire de lignes d'intégration dépasse 50 Gb. Nous considérerons alors ici une méthode alternative permettant de conserver une grande précision sur les résultats et d'éviter les problèmes susmentionnés qui deviennent forts importants lorsque plusieurs combustibles différents et tous les mécanismes sont considérés, *a forceriori* si l'on tente de les modifier.

Dans ce contexte, la sélection d'un modèle de supercellule précis ne peut être menée, réalistement, avec la même rigueur que pour les modèles de cellule. Dans un premier temps, cinq modèles de supercellule offrant différentes représentations des structures internes de la supercellule seront établis et comparés pour quelques combustibles pour la section BL32. Cette dernière a été choisie malgré qu'elle soit faiblement absorbante par rapport aux sections BL10 et BL21, puisqu'elle présente la géométrie la plus complexe (c.f. figure 5.2) et que l'approche proposée dans cette section vise à modifier la représentation géométrique des sections de mécanisme dans la supercellule. Pour ces cas, les paramètres d'intégration numérique sont fixés à $d_{3D} = 400$ cm^{-2} et $N_\Omega = 8$ avec une discrétisation spatiale jugée adéquate, mais ne dépassant pas une taille maximale prédéterminée du problème spatial, i.e. $N_V = 512$ régions. Cette limite a été imposée par la capacité des ordinateurs disponibles pour effectuer ce travail. La meilleure représentation des structures de la supercellule, jugée sur la base de l'effort de calcul à fournir pour la précision des résultats obtenus, sera alors déterminée avant d'être appliquée à toutes les familles de mécanisme à la section 5.4. Notons que pour le reste de ce chapitre, les modèles optimisés de cellule (c.f. section 4.4) sont toujours utilisés pour générer les propriétés des combustibles.

5.3.1 Représentation pseudo-exacte des structures

Pour éviter d'avoir à utiliser une très grande densité de ligne d'intégration pour sonder les très petites surfaces externes de la supercellule, une représentation pseudo-exacte des grappes et de la section de mécanisme présents dans la supercellule est adoptée. L'idée consiste simplement à réduire la longueur $L_{\text{géométrie}}$ des géométries en *cluster*, à savoir les crayons de combustible ($L_{\text{géométrie}} = L$) et les tubulures des barres liquides ($L_{\text{géométrie}} = l$), définissant les surfaces externes difficiles à analyser numériquement. De cette façon, les extrémités de ces structures ne touchent plus la frontière de la supercellule. Ainsi, un paramètre de réduction de la longueur des *clusters* δ est défini de sorte que

$$L_{\text{cluster}} = (1 - \delta) L_{\text{géométrie}}, \tag{5.12}$$

où L_{cluster} est la longueur effective des *clusters* dans la représentation pseudo-exacte des structures, telle que présentée à la figure 5.7. Cet artifice de calcul est aisément justifiable puisqu'en réalité, les crayons des grappes de combustible sont retenus ensemble par des plaques à chacune des extrémités de la grappe qui peuvent être représentées par des régions annulaires. Il en va de même pour les barres liquides dont les différents compartiments sont séparés par des couverts circulaires. En choisissant une valeur de δ suffisamment faible, l'effet de la réduction des *clusters* sur le rapport de modération

$$RM = \frac{V_{\text{mod}}}{V_{\text{comb}}} \tag{5.13}$$

(Nuttin *et al.*, 2012) et le rapport d'absorption RA défini à l'équation 5.11 dans la supercellule est également faible (St-Aubin et Marleau, 2012). Ces observations sont primordiales puisque l'impact d'un mécanisme sur la réactivité de la supercellule est mesurée par la valeur propre k_{∞}^{IN} qui est directement proportionnelle au facteur d'utilisation thermique f. En négligeant le taux d'absorption dans le modérateur par rapport à celui dans la section de mécanisme, alors

$$f \approx (1 + RM \times RA)^{-1}, \tag{5.14}$$

et donc la représentation pseudo-exacte des structures dans la supercellule n'a qu'un faible impact sur la réactivité de la section de mécanisme.

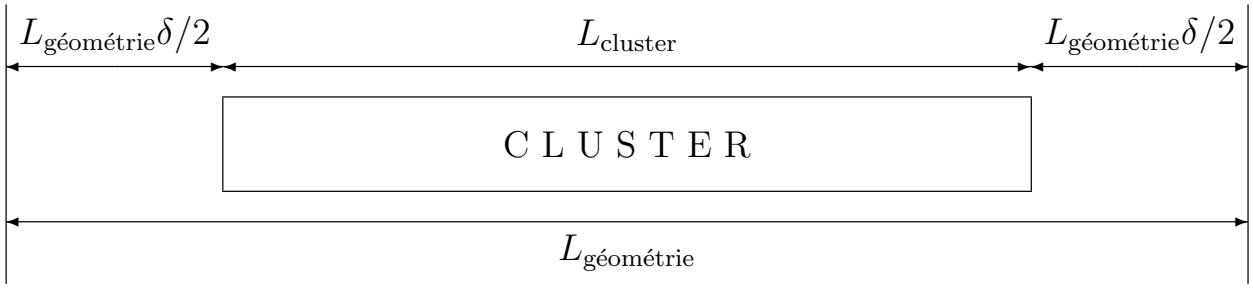

Figure 5.7 Représentation pseudo-exacte des géométries en *cluster*.

Pour évaluer l'effet de la représentation des structures, cinq modèles seront considérés :
- CC-4 : géométries en *clusters* des grappes et de la section BL32 avec $\delta_{\text{CC-4}} = 10^{-4}$;
- CC-3 : géométries en *clusters* des grappes et de la section BL32 avec $\delta_{\text{CC-3}} = 10^{-3}$;
- CC-2 : géométries en *clusters* des grappes et de la section BL32 avec $\delta_{\text{CC-2}} = 10^{-2}$;
- AC-4 : géométrie annulaire des grappes et géométrie en *cluster* de la section BL32 avec $\delta_{\text{AC-4}} = 10^{-4}$;
- AA : géométries annulaires des grappes et de la section BL32.

Le modèle AA est identique au modèle grossier déjà présenté, à l'exception de la quadrature d'intégration utilisée, alors que le modèle AC-4 est un compromis entre les modèles CC-4 et AA. Pour les modèles AA et AC-4, la structure d'homogénéisation à 6 régions annulaires décrites à la section 5.2.3 et présentée à la figure 5.8 en géométrie cartésienne est utilisée lors de la génération de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du combustible à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}} t_{\text{statique}}$. Pour les modèles CC-4, CC-3 et CC-2, une structure d'homogénéisation à 13 régions, présentée à la figure 5.8, est plutôt utilisée pour représenter en détail les grappes de combustibles :

- 1 région par couronne de crayons de combustible, pour un total de 4 régions ;
- 1 région pour toutes les gaines des crayons de combustible ensemble ;
- 1 région par couronne de caloporteur, pour un total de 4 régions ;
- 1 région pour le tube de force ;
- 1 région pour le gaz isolant ;
- 1 région pour le tube de calandre ;
- 1 région pour le modérateur.

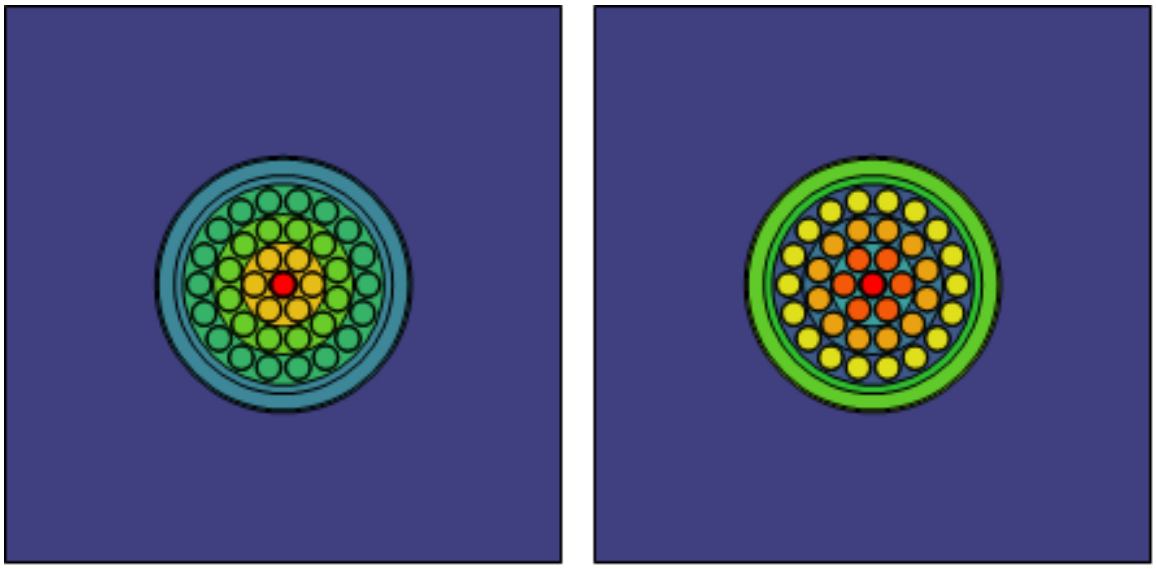

Figure 5.8 Structures d'homogénéisation de la cellule à 6 régions (à gauche) et 13 régions (à droite).

5.3.2 Discrétisation spatiale et effort de calcul

Grâce à la représentation pseudo-exacte des *clusters*, une discrétisation spatiale de la supercellule peut être considérée sans générer de petites surfaces externes supplémentaires. La discrétisation cartésienne de la supercellule de $8 \times 4 \times 4$ utilisée pour les modèles annulaires

est conservée, mais chacune des régions de la section du mécanisme en y est subdivisées en 2. La caloporteur est divisé en quatre couronnes et une région annulaire est considérée pour le modérateur entourant les tubes de calandre, pour bien refléter le ralentissement des neutrons à ces endroits. Les crayons de combustible et le compartiment principal sont découpés respectivement en 3 et 5 régions radiales de volume égal, de façon à représenter les zones où les sources de neutrons varient plus rapidement par de plus petites régions. Les géométries résultantes pour les représentations des structures associées aux modèles AA, AC-4 et CC-4 sont présentées à la figure 5.9, où les sections de mécanisme ont été réorientées selon l'axe z par soucis de concision. La discrétisation des plans xz est la même que celle présentée à la figure 5.6. Le tableau 5.5 présente le nombre de régions N_V et de surfaces externes N_S résultant de la discrétisation utilisée pour chacun des modèles, ainsi que les erreurs numériques maximales $\varepsilon_V^{\max}$ et $\varepsilon_S^{\max}$ associées et la taille approximative du fichier binaire de *tracking*. Notons que la taille du fichier diffère légèrement selon la grappe utilisée pour le combustible.

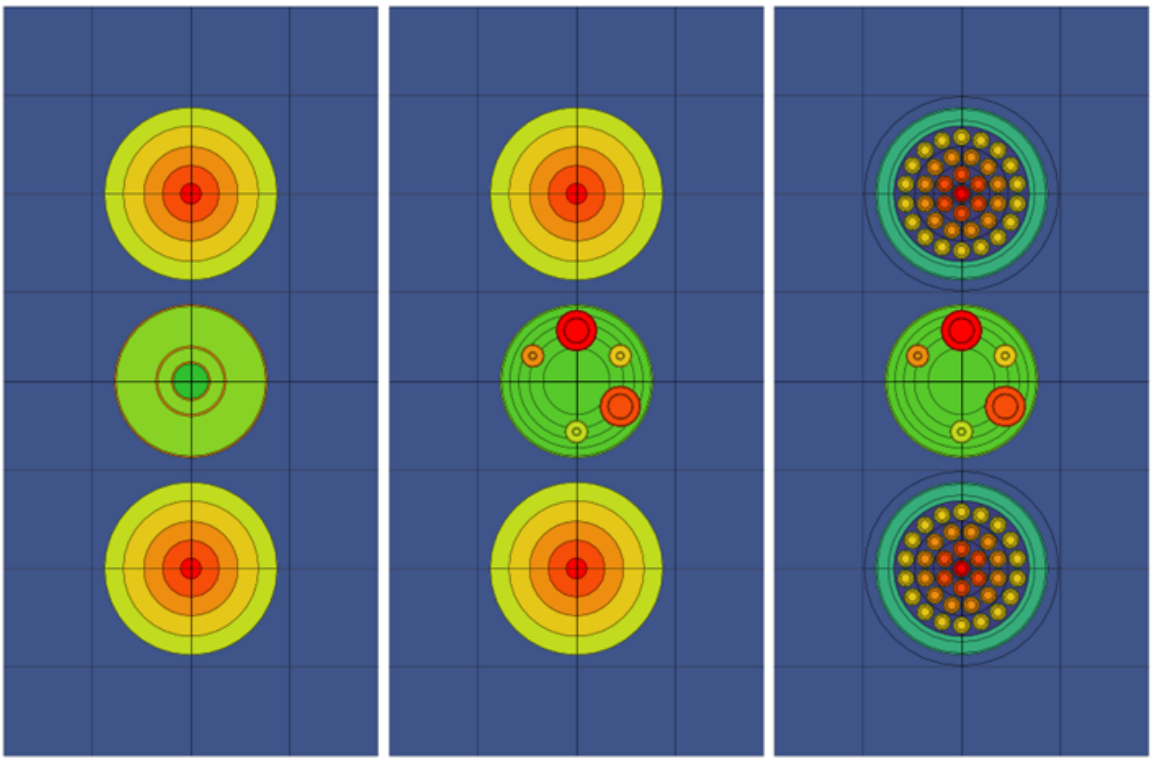

Figure 5.9 Modèles de supercellule AA (à gauche), AC-4 (au centre) et CC-4 (à droite).

On observe que pour le modèle AA, $\varepsilon_V^{\max}$ et $\varepsilon_S^{\max}$ sont plus élevées que pour les autres modèles, étant donné que les plus petites régions sont définies par le cylindre situé entre $r_{2,\mathrm{BL32}}$ et $r_{3,\mathrm{BL32}}$ qui touche aux surfaces externes de la supercellule ($\delta = 0$). À partir de la

Tableau 5.5 Discrétisation spatiale, erreurs maximales sur les volumes généralisés et effort de calcul pour l'analyse géométrique pour les modèles de supercellule CC, AC et AA.

Modèles	N_V	N_S	$\varepsilon_V^{\max}$ [%]	$\varepsilon_S^{\max}$ [%]	Taille du fichier binaire de *tracking* [Gb]
CC	512	176	0,78	1,98	26
AC	336	152	0,78	1,98	14
AA	256	152	2,78	5,11	14

taille spatiale ($\propto N_V^2$) des problèmes de transport associés, on peut prédire que le temps des calculs de transport des modèles AA et AC-4 seront de 25% et 43% celui des modèles CC-4, CC-3 et CC-2 ce qui constituent un net avantage pour l'étude entreprise. Il faut aussi tenir compte du temps de la procédure d'analyse géométrique (*tracking*) qui est proportionnel à la taille du fichier binaire généré. Même si ce délai représente environ le cinquième du temps d'éxécution d'un calcul de transport, il existe tout de même un avantage d'environ 50% pour les modèles AA et AC-4 pour cette partie des calculs.

5.3.3 Comparaison des modèles

Le tableau 5.6 présente les sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ pour la section BL32 et la variation de réactivité statique due au remplissage du compartiment principal en présence du combustible de référence irradié à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = 3{,}6413$ GWj/T$_{\text{nl}}$.

Tableau 5.6 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma_x^G$ homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes [cm^{-1}] et variation de la réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ [pcm] pour la section BL32 en présence du combustible de référence à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}} t_{\text{statique}}$.

Modèles	CC-4	CC-3	CC-2	AC-4	AA
$\Delta\Sigma^1$	1,3632E-2	1,3635E-2	1,3666E-2	1,3579E-2	1,4570E-2
$\Delta\Sigma_a^1$	8,5116E-6	8,5138E-6	8,5362E-6	8,4743E-6	9,0913E-6
$\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to1}$	1,2439E-2	1,2442E-2	1,2470E-2	1,2392E-2	1,3291E-2
$\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to2}$	3,3088E-6	3,3078E-6	3,2968E-6	3,3467E-6	3,5969E-6
$\Delta\Sigma^2$	9,3040E-2	9,3046E-2	9,3107E-2	9,3218E-2	9,3493E-2
$\Delta\Sigma_a^2$	5,1810E-4	5,1814E-4	5,1849E-4	5,1904E-4	5,2019E-4
$\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$	1,1847E-3	1,1850E-3	1,1878E-3	1,1791E-3	1,2703E-3
$\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to2}$	9,2518E-2	9,2525E-2	9,2585E-2	9,2696E-2	9,2969E-2
$\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$	-8957	-8963	-9025	-8827	-8759

D'abord, les résultats obtenus par les modèles CC-4, CC-3 et CC-2, montrent clairement la convergence des résultats à mesure que le paramètre δ diminue. En effet, en comparant le modèle CC-2 au modèle CC-4, les différences relatives observées sont de

– 0,25%, 0,29%, 0,25% et -0,36% pour $\Delta\Sigma^1$, $\Delta\Sigma_a^1$, $\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to1}$ et $\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to2}$;

– 0,072%, 0,075%, 0,26%, 0,072% pour $\Delta\Sigma^2$, $\Delta\Sigma^2_a$, $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ et $\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$;
– 0,76% pour $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$.

Pour le modèle CC-3, les erreurs relatives par rapport au modèle CC-4 sont plutôt de

– 0,022%, 0,026%, 0,024%, -0,030% pour $\Delta\Sigma^1$, $\Delta\Sigma^1_a$, $\Delta\Sigma^{1\to1}_{S,0}$ et $\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$;
– 0,0064%, 0,0077%, 0,025% et 0,0076% pour $\Delta\Sigma^2$, $\Delta\Sigma^2_a$, $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ et $\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$;
– 0,067% pour $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$.

Le facteur ∼10 entre les erreurs des modèles CC-2 et CC-3 par rapport à CC-4 est directement lié au facteur $\delta_{\text{CC-2}}/\delta_{\text{CC-3}} = 10$ imposé pour ces modèles. Ceci laisse croire que

$$\delta \to 0 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{rl} \Delta\Sigma^G_x & \to \Delta\Sigma^G_{x,\text{exacte}} \\ \delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty} & \to \delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty,\text{exacte}} \end{array} \right. , \tag{5.15}$$

où $\Delta\Sigma^G_{x,\text{exacte}}$ et $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty,\text{exacte}}$ sont les valeurs qui seraient obtenues par une représentation exacte des structures de la supercellule avec la même discrétisation spatiale et les mêmes paramètres d'intégration numérique. Cette méthode d'évitement des problèmes inhérents à l'analyse géométrique complexe est suffisamment générale pour être appliquée à plusieurs problèmes différents, indépendamment de la méthode de résolution et de l'équation utilisées, ainsi que de la complexité de la géométrie à traiter, à condition bien sûr, de définir des paramètres δ conservant les grandeurs d'intérêts du problème, comme les rapports RM et RA définis respectivement aux équations 5.11 et 5.13 pour le cas présenté.

Pour le modèle AC-4, les erreurs maximales observées par rapport au modèle CC-4, tenant compte explicitement de la géométrie en *clusters* des grappes de combustible, sont de -0,44% pour $\Delta\Sigma^1_a$, 1,15% pour $\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$, 0,19% pour $\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$, -0,47% pour $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ et -1,45% pour $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$. Ceci indique clairement que l'homogénéisation annulaire des sections efficaces macroscopiques des grappes de combustible pondérées par le flux obtenu par le modèle de cellule est tout à fait adaptée pour l'évaluation précise des $\Delta\Sigma^G_{x,\text{structure}}$ et de $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$. Le modèle AC-4 est donc un bon compromis entre l'effort de calculs à fournir, réduit de ∼60% par rapport aux modèles CC en tenant compte du gain de temps de *tracking*, et la précision des résultats, variant de moins de 1,5%.

Le modèle AA présente des variations par rapport au modèle CC-4 plus importantes que les autres étant donné l'homogénéisation-volume préliminaire de la section BL32. Les variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles du groupe rapide par rapport au modèle CC-4 sont de 6,8% à 6,9% pour $\Delta\Sigma^1$, $\Delta\Sigma^1_a$ et $\Delta\Sigma^{1\to1}_{S,0}$, alors que pour $\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$ la variation est plutôt de 8,7%. Pour le groupe thermique, $\Delta\Sigma^2$, $\Delta\Sigma^2_a$ et $\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$ varient de 0,4% à 0,5%, alors que pour $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ la variation est de 7,2%. Les variations relatives plus grandes pour les diffusions entre les groupes rapide et thermique engendrent une variation de $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$ de -2,2% par rapport à CC-4. Ceci confirme les propos tenus sur l'homogénéisation

volume préliminaire des barres liquides à la section 5.2.2 : l'augmentation de l'écrantage spatiale due à cette approximation provoque une baisse (en valeur absolue) de la variation de réactivité statique des barres lors du remplissage du compartiment principal.

En comparant les modèles grossiers présentés précédemment au modèle AA, l'effet de la quadrature d'intégration sur les résultats peut être mis en évidence, malgré le changement de $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ de 4 GWj/T$_{\text{nl}}$ pour les modèles grossiers à 3,6413 GWj/T$_{\text{nl}}$. On négligera toutefois dans l'analyse l'effet de subdiviser en 2 les sections du mécanisme selon l'axe y. On observe que $\Delta\Sigma^1$, $\Delta\Sigma^1_a$, $\Delta\Sigma^{1\to1}_{S,0}$ et $\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$ varient respectivement de -11,5%, -7,7%, -12,0% et -26,3%, alors que $\Delta\Sigma^2$, $\Delta\Sigma^2_a$, $\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$ et $\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$ varient seulement de -3,2%, -2,9%, -5,5% et -3,2% respectivement. Pour $\nu\Sigma^G_f$, la variation est de -11,9% pour le groupe rapide et de -21,6% pour le groupe thermique. Toutes ces données rassemblées engendrent une augmentation de 28,2% de $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$. Ceci indique que le seul fait de passer de $d_{3D} = 400$ cm^{-2} et $N_\Omega = 8$ à $d_{3D} = 5$ cm^{-2} et $N_\Omega = 6$ augmente la réactivité de plus de 10%.

5.3.4 Effets des combustibles alternatifs

Les calculs de supercellule avec les modèles CC-4, AC-4 et AA ont été repris pour les combustibles alternatifs C et E (c.f. tableau 4.3) utilisant les modèles précis de cellule pour la génération des bibliothèques de sections efficaces. Les variations relatives des $\Delta\Sigma^G_x$ et de $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$ à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}}t_{\text{statique}}$ par rapport aux cas correspondants pour le combustible de référence sont présentées au tableau 5.7.

Tableau 5.7 Variations relatives des sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes et de la banque de réactivité $\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$ [%] pour la section BL32 simulée avec les modèles CC-4, AC-4 et AA pour les combustibles C et E par rapport au combustible de référence, tous à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}}t_{\text{statique}}$.

Combustibles	C			E		
Modèles	CC-4	AC-4	AA	CC-4	AC-4	AA
$\Delta\Sigma^1$	0,72	0,73	0,73	0,75	0,78	0,77
$\Delta\Sigma^1_a$	-0,02	-0,02	-0,06	0,25	0,27	0,23
$\Delta\Sigma^{1\to1}_{S,0}$	0,82	0,83	0,84	0,83	0,86	0,86
$\Delta\Sigma^{1\to2}_{S,0}$	29,08	29,89	29,78	27,81	28,45	28,34
$\Delta\Sigma^2$	9,37	9,61	7,69	8,82	9,11	7,21
$\Delta\Sigma^2_a$	9,20	9,44	7,48	8,67	8,96	7,02
$\Delta\Sigma^{2\to1}_{S,0}$	-0,32	-0,34	-0,40	-0,07	-0,07	-0,11
$\Delta\Sigma^{2\to2}_{S,0}$	9,37	9,61	7,69	8,82	9,11	7,22
$\delta\rho^{\text{supercell}}_{\infty}$	-16,22	-16,68	-18,76	-17,32	-17,58	-19,90

D'abord, les conclusions présentées à la section 5.3.3 demeurent valides : les erreurs re-

latives en valeurs absolues du modèles AC-4 comparées à celles du modèle CC-4 demeurent faibles pour les deux combustibles (entre 0% et 8% pour 3% en moyenne) tandis qu'elles sont plus grandes pour le modèle AA (entre 1% et 57% pour 14% en moyenne, en excluant $\Delta\Sigma_a^1$ du cas C qui présente une différence relative de 200%). Les $\Delta\Sigma_x^1$ sont très précises par rapport aux $\Delta\Sigma_x^2$ étant donné que le RM inhérent au réseau des CANDU est très élevé : ∼15,6 (Nuttin *et al.*, 2012). L'effet le plus important à noter est que les $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ diminuent de 16% à 17% pour les combustibles alternatifs par rapport aux cas de référence, bien que $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}} t_{\text{statique}}$ dans tous les cas. Ceci s'explique principalement par l'augmentation de 28 à 30% de $\Delta\Sigma_{S,0}^{1\to 2}$ qui n'est pas compensée par une augmentation de $\Delta\Sigma^1$ comme on l'observe pour le groupe thermique en comparant les variations de $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to 2}$ et de $\Delta\Sigma^2$. Évidemment, même en contrôlant $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ par l'intermédiaire de k_∞, ceci n'assure pas que les $\sum_h \chi^h \sum_g \nu\Sigma_f^g$ soient les mêmes pour chacun des combustibles. Toutefois, il s'agît du meilleur compromis accessible à partir des modèles corrigés de cellule en milieu infini (c.f. section 4.2.2).

5.4 Sélection des modèles précis

À la lumière des analyses précédentes, la représentation annulaire des grappes et des *clusters* pour les sections de mécanisme dans la supercellule offre le meilleur rapport entre la qualité des résultats et l'effort de calcul à fournir pour les obtenir. Ainsi, le modèle AC-4 sera utilisé maintenant pour toutes les familles de mécanisme. Toutefois, les critères de sélection $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 2\%$ utilisés pour déterminer la quadrature d'intégration numérique utilisée à la section 5.3 ($d_{3D} = 400$ cm^{-2} et $N_\Omega = 8$) peuvent être requestionnés, dans la mesure où un très grand nombre de calculs de supercellule seront entrepris dans cette étude. Ainsi, nous cherchons ici à accélérer cette partie des calculs qui est dominante dans la suite de cette thèse.

Dans un premier temps, nous déterminons les quadratures d'intégration propre à chacune des familles de mécanisme de réactivité engendrant des erreurs numériques maximales sur les volumes et surfaces de $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 3\%$, plutôt que $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 2\%$. Ceci permettra un gain substantiel en temps de calcul pour chacun des calculs de supercellule. Ensuite, nous tentons de diminuer le nombre de calculs de supercellule entrepris pour définir un modèle cœur complet en exploitant les similitudes entre certains états de supercellule pour différentes familles ou types de section de mécanisme de réactivité. Enfin, les résultats obtenus par ces modèles précis des mécanismes de réactivité sont présentés.

5.4.1 Diminution de la quadrature d'intégration

Pour les volumes $V(d_{2D}, N_\Omega)$ et surfaces $S(d_{2D}, N_\Omega)$ obtenus par la quadrature trapézoïdale bidimensionnelle, on a supposé que $V(d_{2D}, N_\Omega) \approx V(d_{2D})$ et $S(d_{2D}, N_\Omega) \approx S(N_\Omega)$. Toutefois, pour les quadratures tridimensionnelles EQ_N utilisées dans le cadre des calculs de supercellule, ce découplage n'est plus possible (Marleau, 2001). Par conséquent, ici nous ne tentons pas de déterminer explicitement les paramètres d_{3D} et N_Ω les plus faibles respectant les critères $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 3\%$. Nous garderons plutôt $N_\Omega = 8$ fixé, et déterminons uniquement la densité de lignes d'intégration minimale $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ pour chacune des familles de mécanismes de manière à obtenir $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 3\%$. Pour ce faire, un seul représentant par famille de mécanismes est considéré. Ce dernier est choisi de manière à ce qu'il définisse les plus petits volumes et surfaces de sorte que $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ soit nécessairement suffisante pour toutes les autres sections de cette famille. Ainsi, pour les barres de compensation, nous considérons uniquement la section BC5 présentant la plus petite enveloppe externe d'acier inoxydable. Pour les barres liquides, la section BL32 est utilisée puisque les volumes et surfaces des sections BL21 et BL10 sont positionnés aux mêmes endroits que certains des volumes et surfaces de la section BL32. Finalement, la section BA représente les barres solides de réglage et d'arrêt.

Les calculs d'analyse géométrique ont été menés en imposant une discrétisation du domaine de d_{3D} de la forme $d_{3D}(i) = i^2$ pour $i = 10, ..., 20$. Les $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ déterminées sont présentées au tableau 5.8 ainsi que les erreurs $\varepsilon_V^{\max}$ et $\varepsilon_S^{\max}$ associées.

Tableau 5.8 Densités de lignes d'intégration $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ par famille de mécanismes de réactivité et erreurs associées sur les volumes $\varepsilon_V^{\max}$ et les surfaces $\varepsilon_S^{\max}$ pour $N_\Omega = 8$.

Familles	$d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ [cm^{-2}]	$\varepsilon_V^{\max}$ [%]	$\varepsilon_S^{\max}$ [%]
BC	225	0,27	2,49
BL	144	0,68	2,63
BA	144	0,54	2,84

La diminution de la densité de ligne d'intégration de $d_{3D} = 400$ cm^{-2} à $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ a comme conséquences de réduire le nombre de lignes à tracer, lors de l'analyse géométrique, et à additionner, lors de l'évaluation numérique des probabilités de collisions. Pour le combustible de référence, la comparaison des résultats obtenus avec $d_{3D,\text{famille}}^{opt}$ dans la représentation des structures associées au modèle AC-4 à ceux obtenus avec $d_{3D} = 400$ cm^{-2} pour la section BL32 montrent que diminuer d_{3D} augmente légèrement les $\Delta\Sigma_x^G$. Ceci est cohérent avec les conclusions obtenues en comparant les modèles grossiers de supercellule au modèle AA. L'augmentation des $\Delta\Sigma_x^2$ est de moins de 0,42% pour l'ensemble des réactions, alors que pour

le groupe rapide, l'augmentation est plutôt de 12% pour $\Delta\Sigma^1$ et 247% pour $\Delta\Sigma^1_a$. Toutefois, étant donné le RM élevé du réseau des réacteurs CANDU, les variations relativement grandes des sections efficaces macroscopiques incrémentielles du groupe rapide n'ont que peu d'influence. En effet, l'erreur observée sur $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ n'est que de -0,01%. Ainsi, puisque le modèle AC-4 sous-estimait les résultats du modèle CC-4 (c.f. section 5.3.3), on peut affirmer que la réduction du paramètre d_{3D} tend à améliorer les résultats pour le groupe thermique, alors que pour le groupe rapide les résultats sont maintenant légèrement surévalués. Le passage de $d_{3D} = 400$ cm^{-2} à $d^{opt}_{3D,\text{famille}}$ résulte en un gain de temps de calcul de ∼49% pour la section BC5 et de ∼65% pour les sections BL32 et BA, et donc de ∼55% pour l'ensemble des dix sections de mécanismes.

5.4.2 Accélération des calculs de supercellule

L'algorithme de calcul de supercellule des mécanismes de réactivité présenté à la figure 5.5 se base sur 30 (10 types de section × 3 états/types de section) calculs de supercellule afin de générer toutes les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$ et $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$. Cette approche a l'avantage de toujours comparer des $\Sigma^G_{x,\text{état}}$ obtenues par une discrétisation unique de la supercellule pour chacune des sections. Il est toutefois important de souligner que tous les états NO des dix types de sections (annulaires ou non) représentent une seule et unique configuration de la supercellule. De même, les états OUT associées aux sections BC1 à BC6 représentent en fait le même tube guide. Dans le cadre de cette étude dans laquelle de nombreux calculs de supercellule seront entrepris, il est alors naturel de tenter d'accélérer les calculs de supercellule en effectuant qu'une seule fois par combustible le calcul de l'état NO et de l'état OUT pour les BC. Pour ce faire, il devient alors nécessaire de déterminer une seule discrétisation spatiale de la supercellule dans la région du mécanisme qui convient dans tous les cas.

Une option naturelle serait de considérer des subdivisions radiales équidistantes, ou encore générant des volumes égaux comme pour les compartiments principaux des BL, toutefois les interfaces entre les régions seraient plus ou moins bien positionnés selon le type de section de mécanisme considéré. Bien entendu, une discrétisation suffisamment fine accomoderait toutes les sections, mais dans l'optique d'accélérer les calculs de supercellule, il est important de ne pas augmenter le nombre total de région N_V puisque la taille du problème spatial à résoudre varie comme N_V^2. Ainsi, une approche basée sur le modèle annulaire des mécanismes de réactivité est adoptée ici. Pour l'état NO commun à toutes les sections, la discrétisation spatiale radiale du mécanisme est déterminée par une moyenne sur les types de section ($N_{\text{type}} = 10$) de manière à ce que le volume $\propto \pi(\tilde{r}_i^2 - \tilde{r}_{i-1}^2)$ des nouvelles régions radiales $i = 1, ..., 6$ séparées par des interfaces radiales de rayons $\tilde{r}_i$ soit égal à la moyenne des volumes $\propto \pi(r_i^2 - r_{i-1}^2)$ des régions i séparées par des interfaces radiales de rayons r_i. Notons que pour les BL, les

r_i utilisés sont le résultat de la pré-homogénéisation volume introduite à la section 5.2.2. La relation de récurrence

$$\tilde{r}_i^{\mathrm{NO}} = \sqrt{(\tilde{r}_{i-1}^{\mathrm{NO}})^2 + \frac{1}{N_{\mathrm{type}}} \sum_{\mathrm{type}} (r_{i,\mathrm{type}}^2 - r_{i-1,\mathrm{type}}^2)} \text{ pour } i = 1, ..., 6 \text{ avec } \tilde{r}_0^{\mathrm{NO}} = r_{0,\mathrm{type}} = 0 \tag{5.16}$$

permet de déterminer les $\tilde{r}_i^{\mathrm{NO}}$ pour l'état NO. Pour l'état OUT associée aux BC, la même approche est utilisée

$$\tilde{r}_{i,\mathrm{BC}}^{\mathrm{OUT}} = \sqrt{(\tilde{r}_{i-1,\mathrm{BC}}^{\mathrm{OUT}})^2 + \frac{1}{N_{\mathrm{BC}}} \sum_{\mathrm{BC}} (r_{i,\mathrm{BC}}^2 - r_{i-1,\mathrm{BC}}^2)} \text{ pour } i = 1, ..., 6 \text{ avec } \tilde{r}_{0,\mathrm{BC}}^{\mathrm{OUT}} = r_{0,\mathrm{BC}} = 0, \tag{5.17}$$

mais la moyenne s'effectue uniquement sur les sections des barres de compensation ($N_{\mathrm{BC}} = 6$). De cette manière, il est possible de déterminer toutes les $\Delta\Sigma_{x,\mathrm{méc}}^G$ et $\Delta\Sigma_{x,\mathrm{tube}}^G$ avec seulement 16 calculs de supercellule. Notons que les deux calculs associés à l'état NO et l'état OUT des BC sont effectués avec une densité de ligne d'intégration $d_{3D} = 225$ cm^{-2}, la densité de lignes d'intégration minimale pour respecter $\varepsilon_V^{\max} \leq 1\%$ et $\varepsilon_S^{\max} \leq 3\%$ pour tous les types de section de mécanisme. Ceci permet d'éviter de générer d'autres erreurs que celles commises en modifiant les discrétisations par les formules 5.16 et 5.17. À cet effet, les erreurs maximales observées en présence du combustible de référence par rapport aux discrétisations nominales avec les paramètres $d_{3D,\mathrm{famille}}^{opt}$ et N_Ω sont de 0,18% pour la section BC5, 0,04% pour la section BL32 et 0,18% pour la section BA pour l'état NO, tandis que pour l'état OUT des barres de compensation, l'erreur maximale sur la section BC5 est de 0,0002%. Pour la suite, le modèle précis des mécanismes de réactivité réfèrera à l'utilisation de la représentation des structures AC-4, à la quadrature d'intégration $d_{3D,\mathrm{famille}}^{opt}$ et $N_\Omega = 8$ et aux états NO et OUT pour les BC calculés avec l'approche moyennée.

5.4.3 Résultats des modèles précis

Les $\Delta\Sigma_x^G$ et $\delta\rho_\infty^{\mathrm{supercell}}$ pour les sections de mécanisme BC3, BC5, BL10, BL32 et BA pour le combustible de référence sont présentées au tableau 5.9. Les différences observées par rapport au modèle grossier des mécanismes de réactivité (c.f. tableau 5.2) sont dues principalement à la discrétisation spatiale plus fine, à la représentation des sections de mécanismes en *cluster* pour les barres liquides ainsi qu'à l'augmentation de l'ordre de quadrature numérique permettant l'évaluation beaucoup plus précises des taux de réactions, mais également au passage de $\mathcal{B}_{\mathrm{comb}} = 4$ GWj/T$_{\mathrm{nl}}$ à $\mathcal{B}_{\mathrm{comb}} = p_{\mathrm{évo}} t_{\mathrm{statique}}$ (observable surtout pour $\delta\rho_\infty^{\mathrm{supercell}}$).

Tableau 5.9 Sections efficaces macroscopiques incrémentielles homogénéisées sur la supercellule et condensées à 2 groupes $\Delta\Sigma_x^G$ [cm^{-1}] et variation de la réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ [pcm] pour les sections BC3, BC5, BL10, BL32 et BA modélisées avec les modèle précis en présence du combustible de référence à $\mathcal{B}_{\text{comb}} = p_{\text{évo}} t_{\text{statique}}$.

Modèles	BC3	BC5	BL10	BL32	BA
$\Delta\Sigma^1$	1,3312E-3	4,0180E-4	2,0815E-2	1,5324E-2	7,3385E-4
$\Delta\Sigma_a^1$	3,0256E-5	9,4006E-6	3,8992E-5	2,9369E-5	3,5324E-5
$\Delta\Sigma_{\text{s},0}^{1\to1}$	1,2025E-3	3,5268E-4	1,9553E-2	1,4379E-2	6,5228E-4
$\Delta\Sigma_{\text{s},0}^{1\to2}$	4,5605E-6	1,6171E-6	-3,1083E-6	-2,0789E-6	3,5805E-5
$\Delta\Sigma^2$	8,5288E-4	3,0124E-4	1,1520E-1	9,3605E-2	-8,7115E-4
$\Delta\Sigma_a^2$	4,3510E-4	1,6166E-4	6,3874E-4	5,1929E-4	2,1588E-3
$\Delta\Sigma_{\text{s},0}^{2\to1}$	9,8389E-5	3,9727E-5	1,2224E-3	9,1567E-4	4,6234E-5
$\Delta\Sigma_{\text{s},0}^{2\to2}$	4,1324E-4	1,3798E-4	1,1456E-1	9,3088E-2	-3,0658E-3
$\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$	-7643	-2843	-10705	-8819	-37961

Les variations relatives des $\Delta\Sigma_x^G$ obtenues par le modèle grossier par rapport aux résultats précis présentés ci-dessus sont toutes négatives pour le groupe rapide avec une moyenne de -60%, alors que pour le groupe thermique les différences sont plus faibles et changent de signes selon la réaction et la section considérées. Par exemple, pour les sections BL, les variations relatives sont plutôt faibles (moins de -3,5%), sauf pour $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$ qui augmente de 13,7% et 31,1% pour BL10 et BL32 respectivement due aux remontées en énergie des neutrons. Pour les sections BC3 et BC5, les réactions de diffusion varient d'environ 120%, négativement pour $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$ et positivement pour $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to2}$. Pour la section BA, $\Delta\Sigma^2$, $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to1}$ et $\Delta\Sigma_{S,0}^{2\to2}$ changent de signe en passant du modèle grossier au modèle précis de supercellule. Dans tous les cas, les variations de $\Delta\Sigma_a^2$ sont toujours faibles, tandis que les variations de $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ sont toutes de l'ordre de 30% étant donné le changement de $\mathcal{B}_{\text{comb}}$.

CHAPITRE 6

MODÉLISATION DU CŒUR AVEC DONJON, OPTIMISATION DU RECHARGEMENT ET SÉLECTION DE CYCLES AVANCÉS

La simulation numérique précise d'un cœur complet est une tâche colossale. Bien que les méthodes stochastiques puissent y parvenir sans complexifier la chaîne de calculs, la géométrie à considérer est tellement grande ($\sim 10^2$-10^3 cm) par rapport au libre parcours moyen des neutrons dans un réacteur CANDU ($\sim 10^1$ cm (Rozon, 1998)) qu'il devient extrêmement long de propager les neutrons à travers tout le cœur et d'obtenir une solution convergée spatialement. Pour les méthodes déterministes, le nombre de régions et de groupes d'énergie à considérer est si grand que le système d'équations en résultant devient monstrueusement lourd à résoudre. De plus, le problème n'est pas uniquement défini à plusieurs échelles de grandeur spatialement, mais aussi temporellement, étant donné la grande variabilité des délais intrinsèques aux phénomènes régissant la population neutronique. Ainsi, des simplifications sont, encore aujourd'hui, nécessaires.

La résolution de l'équation de diffusion multigroupe est beaucoup plus simple que celle de l'équation de transport. Cette approximation est donc systématique pour passer du niveau des calculs de cellule et de supercellule au niveau du cœur entier pour les méthodes déterministes. En théorie de la diffusion, comme en transport, le traitement des sources de diffusion $Q_S^G(\vec{r})$ et de fission $Q_f^G(\vec{r})$ s'effectue par les itérations multigroupe et de puissance respectivement (Lajoie, 2010). Toutefois, le passage de l'opérateur d'advection (Reuss, 2003) appliqué au flux angulaire multigroupe ($\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}\Phi^G(\vec{r}, \vec{\Omega})$) à l'opérateur de diffusion appliqué au flux scalaire multigroupe ($-\vec{\nabla} \cdot D^G(\vec{r})\vec{\nabla}\phi^G(\vec{r})$), par intégration de l'équation de transport sur les angles solides, simplifie grandement les méthodes numériques pour l'itération spatiale. Deux approches peuvent alors être utilisées. La première consiste à discrétiser directement l'espace, ramenant ainsi l'opérateur différentiel de l'équation intégro-différentielle à des *différences finies* en chacun des points du domaine. La deuxième utilise une formulation intégrale de l'équation de diffusion pondérée ou non par une fonction poids adéquate, c'est-à-dire en considérant la forme intégrale faible ou forte de l'équation intégro-différentielle, menant aux méthodes des *éléments finis* (Johnson, 2009) ou des *volumes finis* (Reggio, 2008), respectivement. L'approximation de la diffusion facilite tellement la tâche, qu'il est également possible de considérer la cinétique espace-temps des neutrons sans difficulté, à condition d'investir l'effort de calcul nécessaire pour obtenir un couplage temporel adéquat menant à des solutions numériques stables (Rozon, 1998).

Étant donné que les méthodes numériques employées en diffusion sont largement utilisées pour la résolution de toutes sortes de problèmes, une panoplie de codes de diffusion neutronique ont vu le jour au cours des années. Parmi ceux-ci, certains ont été directement développés pour l'étude numérique des réacteurs CANDU pour des fins de conception et/ou d'exploitation. Le code HQSIMEX (Hotte *et al.*, 1993), développé par Hydro-Québec, est utilisé à la centrale Gentilly-2 pour effectuer le suivi du burnup des grappes et pour générer les distributions de flux et de puissance dans le cœur au fil de l'exploitation (Varin *et al.*, 2004). Le code de diffusion RFSP (Rouben, 1996) est également utilisé dans plusieurs centrales CANDU pour déterminer les canaux de combustible à recharger dans les prochains jours, mais également dans plusieurs études menées par le concepteur ÉACL. Ces codes sont toutefois limités à un modèle de diffusion à un groupe et demi, c'est-à-dire que les remontées en énergie des neutrons sont totalement ignorées de l'équation de diffusion ($\Sigma_{S,\ell}^{2\rightarrow 1}(\vec{r}) = 0$, $\forall \ell$). Généralement, la source de neutron thermique de fission est également négligée ($Q_f^2 = 0$).

Le code modulaire DONJON (Varin *et al.*, 2005) développé à l'ÉPM est en mesure de fournir la solution à l'équation de diffusion, adjointe ou de la cinétique espace-temps multigroupe dans des géométries cartésiennes, cylindriques ou hexagonales (Varin, 1995) en plus de permettre différentes options de gestion du combustible spécifiques aux CANDU. DONJON résulte du rassemblement du solveur de l'équation de diffusion TRIVAC-3 (Hébert, 1994), du simulateur de réacteur XSIMUL (Varin *et al.*, 1995) et du code d'optimisation OPTimization EXplicit (OPTEX) (Rozon *et al.*, 1981; Chambon, 2006). Tout comme le code DRAGON, les différents modules de DONJON agissent sur des structures de données (Varin et Hébert, 2005) gérées par le *GAN Generalized Driver* (Roy et Hébert, 2000), tandis que CLE-2000 (Roy, 1999) permet d'analyser la syntaxe des procédures liant les modules et les structures de données entre-eux et de les compiler.

Tous les codes déterministes de diffusion s'appuient sur des bases de données où sont stockées les sections efficaces macroscopiques $\Sigma_{x,i}^G$ (réaction x, région i) et les coefficients de diffusion D_i^G générées préalablement, généralement en transport, homogénéisés et condensés à peu de groupes. Ainsi, la précision d'un modèle de cœur est directement liée à celle des calculs antérieurs de transport. Toutefois, le passage à la diffusion (c.f. section 3.2.2) détériore la précision obtenue en transport. L'évaluation de l'erreur commise lors de ce passage demeurant difficile, nous omettrons toute analyse d'erreur des modèles de cœur en diffusion et nous nous appuyerons plutôt sur le soin apporté à la précision des calculs lors de la génération des bases de données aux chapitres 4 et 5 pour garder confiance en nos résultats. Une comparaison entre les résultats obtenus par les bases de données grossières et précises sera tout de même entreprise.

Ce chapitre présente d'abord les méthodes de modélisation du cœur CANDU avec le

code DONJON. L'accent est mis sur la définition de différentes régions et zones du cœur, mais également sur la modélisation des mécanismes de réactivité dans le cœur. Les aspects de gestion du combustible à l'équilibre du rechargement sont alors élaborées ce qui permet d'expliquer la méthode d'optimisation du rechargement développée spécifiquement pour cette étude. Une approche simplifiée pour évaluer la composante instantanée de la gestion du combustible dans les CANDU est également expliquée pour vérifier l'adéquation des cycles de combustible découlant des combustibles alternatifs sélectionnés au chapitre 4. Une analyse de la performance des cycles est d'abord menée avant de choisir les candidats qui seront considérés pour la modification des mécanismes de réactivité présentée aux chapitres 7 et 8.

6.1 Modélisation du CANDU avec DONJON

La modélisation du cœur dans DONJON s'effectue en trois étapes principales. La première consiste à discrétiser spatialement le réacteur en un réseau cartésien suffisament fin pour être en mesure de simuler les rechargements de grappes de combustible, les mécanismes de réactivité, le réflecteur et la frontière externe fidèlement. À ce stade, il est également primordial de définir un certain nombre de zones du cœur rassemblant plusieurs régions entre-elles pour des fins de simulation ou de représentation de la réalité physique du réacteur. Ensuite, les propriétés nucléaires contenues dans les bases de données doivent être associées adéquatement à chacune des régions du réseau pour chacun des états du cœur considérés pour la suite. Rappellons que toutes les propriétés d'intérêts ont été générées à deux groupes d'énergie aux chapitres 4 et 5. Finalement, une dernière étape rassemble toutes ces données de manière à former le système matriciel de diffusion qui sera ensuite résolu pour déterminer les caractéristiques globales des cycles de combustible.

6.1.1 Discrétisation spatiale

Réseau original

La géométrie du cœur CANDU étant particulièrement complexe, certaines simplifications sont nécessaires pour la représenter par un réseau utilisant qu'un seul système de coordonnées. D'une part, la disposition des canaux de combustible (orientés en z) et des mécanismes de réactivité (ici, orientés en y) suggère l'utilisation d'un réseau cartésien, d'autre part, la calandre externe est cylindrique (orientée en z) avec une réduction de rayon aux extrémités. D'abord, selon l'axe z, la discrétisation typique minimale consiste à utiliser une région jk par grappe de combustible (k^e grappe du canal j dans le sens du rechargement/caloporteur), définissant ainsi 12 plans d'épaisseur $L = 49,53$ cm. Notons qu'aucun réflecteur axial n'est présent, puisqu'il faut laisser la place aux tubes de force pouvant être débouchonnés par les MC lors d'un

rechargement. Alors, un réseau cartésien bidimensionnel non uniforme permet de respecter la configuration exacte des canaux (régions de combustibles carrées $l \times l = 28,575 \times 28,575$ cm^2), tout en approchant le mieux possible la frontière cylindrique par des régions de hauteur et largeur variables (allant de 23,475 cm à 41,9 cm) pour le réflecteur.

Demeure néanmoins le problème de l'imposition des conditions aux frontières sur le *cylindre cartésien* ainsi décrit. Pour simplifier la description de la frontière, le réseau décrivant les canaux et le réflecteur est complété par des régions fictives de dimensions imposées par celles des régions de combustible et/ou de réflecteur, de manière à former un prisme rectangulaire comptant 8112 régions, où des conditions de flux nuls sont imposées (option `ZERO` du module `GEOD:`). Ici, on approche les conditions aux frontières physiques de flux réentrant nul aux frontières externes du réflecteur, par une condition de flux nul au même endroit, en supposant qu'au-delà du réflecteur la densité neutronique est négligeable.

Notons que des conditions de flux extrapolés ou d'albédos nuls (c.f. section 3.2.1) représenteraient mieux la situation physique réelle que l'approximation brute du flux nul aux frontières. On aurait également pu ajouter une épaisse couche d'un absorbant neutronique (comme le ^{113}Cd) entourant la géométrie du cœur de manière à s'assurer que les neutrons qui y pénètrent ne reviendront pas dans le cœur, et ainsi imposer des conditions de flux nuls à la nouvelle frontière sans biais. Toutes ces conditions aux frontières approximatives en diffusion ne peuvent représenter parfaitement les conditions physiques réelles de flux réentrant nul, puisque la dépendance angulaire explicite du flux et du courant a été éliminées lors du passage à l'opérateur de transport à l'opérateur de diffusion. Dans DONJON, la meilleure approximation disponible consiste à imposer un courant entrant nul aux frontières externes du cœur (option `VOID` du module `GEOD:`). Ceci constitue le meilleur compromis possible pour représenter la physique du transport en diffusion. Toutefois, pour la simulation du réacteur CANDU, où une grande quantité d'eau lourde sert de réflecteur radial, les conditions aux frontières sont imposées loin des canaux de combustible périphériques et l'utilisation de conditions aux frontières de flux nul n'aura que très peu d'influence sur les résultats de cette étude, et aucune sur les conclusions des analyses qui suivront.

Tel que mentionné précédemment, les 2 plans à chacune des extrémités du cœur comptent moins de réflecteur que les 8 plans centraux par soucis d'économie d'eau lourde. Au total, 4560 régions de combustible, 1568 régions de réflecteur et 1984 régions fictives sont définies. La figure 6.1 présente les deux types de plans composant le cœur du réacteur, les différents types de région ainsi que l'équivalence cartésienne de la calandre cylindrique.

Cette géométrie est déclarée à DONJON grâce au module `GEOD:` (option `CAR3D`) produisant la structure de données `GEOMETRY` contenant les délimitations en x, y et z de chacune des régions et les numéros identifiants des mélanges (combustible, réflecteur, vide) allant s'y

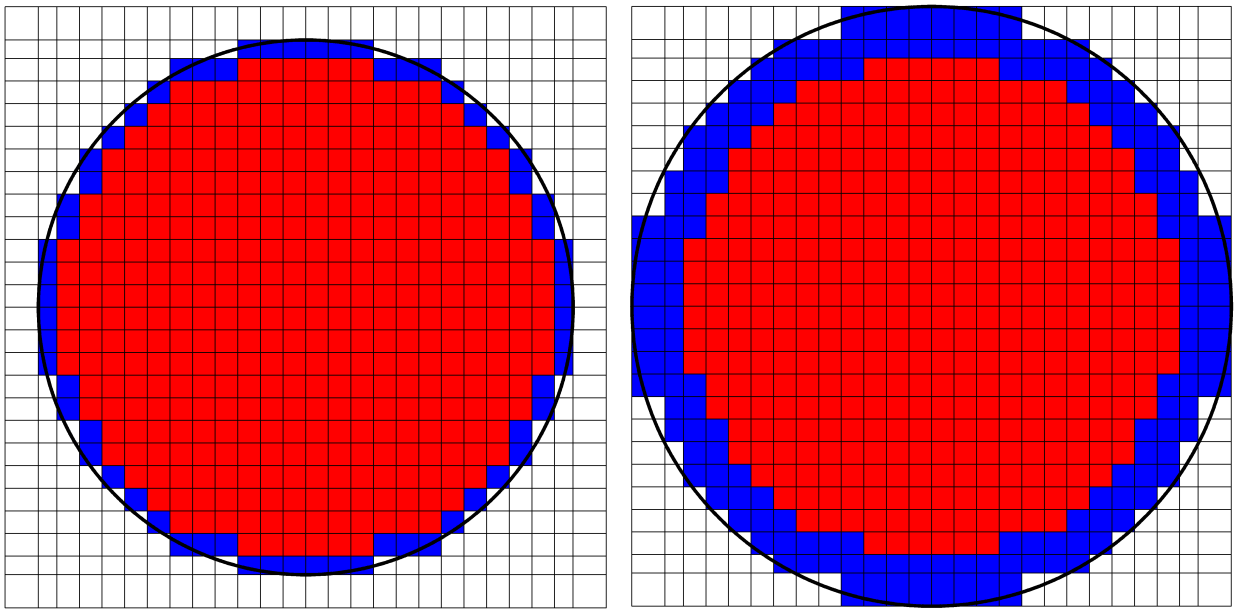

Figure 6.1 Discrétisation spatiale du cœur et types de régions (rouge : combustible, bleue : réflecteur, blanche : fictive) pour les plans xy aux extrémités (à gauche) et les plans xy centraux (à droite).

retrouver. La structure `GEOMETRY` est alors passée au module `USPLIT:` qui crée une nouvelle structure `GEOMETRY` analysée, ainsi qu'une structure `INDEX` contenant les numéros identifiants les mélanges de chacune des régions. Le module `TRIVAT:` analyse à son tour la nouvelle géométrie en la discrétisant (option `MCFD 1`) de manière à permettre un préconditionnement selon une méthode ADI (pour *Alternative Direction Implicit*). Hébert (1987) note que la méthode de collocation nodale linéaire est strictement équivalente à une méthode de différences finies centrées, où les propriétés associées à un noeud jk sont prises comme les moyennes spatiales des propriétés sur le volume du nœud. Ainsi, les volumes, les numéros identifiants de mélange et les indices des flux associés à chacun des nœuds de calcul sont rangés dans la structure `TRACK` produite par `TRIVAT:`.

Zones du cœur

Le module `INIRES:` permet de définir plusieurs types de zones du cœur qui sont rangées dans la structure `MAP`. La zone de combustible (mot clé `MIX`) rassemble toutes les régions où l'interpolation des sections efficaces macroscopiques doit être effectuée, c'est-à-dire les 4560 régions de combustible montrées à la figure 6.1. La zone de puissance (mot clé `CPPF-ZONE`) représente l'ensemble des canaux susceptibles de présenter des puissances élevées. Elle compte 176 canaux situés au centre du cœur, tel que montré à la figure 6.2. Les $N_c = 14$ zones de

contrôle sont déclarées (mot clé `CONTR-ZONE`) et comptent $N_{k,c}$ régions de combustible situées autour d'un même compartiment d'une barre liquide. Sept zones de contrôle couvrent chacun des plans xy du cœur discrétisé, tel que montré à la figure 6.2, et chacune des zones de contrôle s'étend sur 6 plans de manière à distinguer les deux extrémités du cœur.

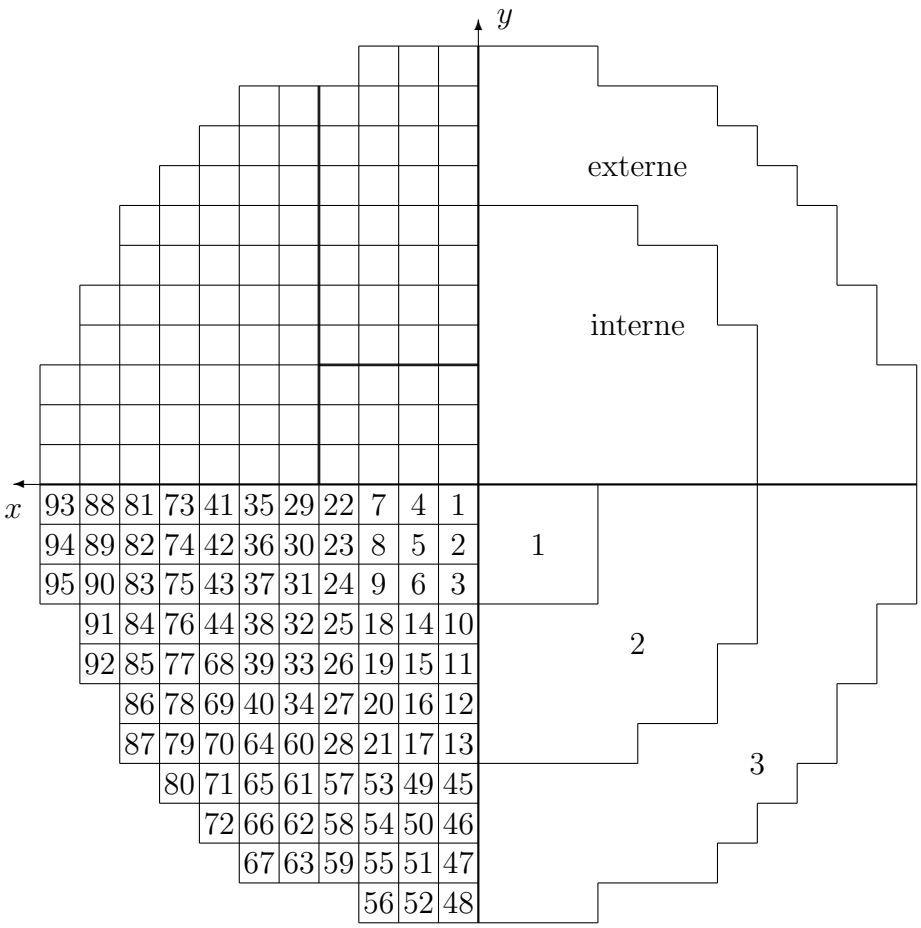

Figure 6.2 Zones de contrôle c (en haut à gauche), de puissance (en haut à droite), de rechargement r (en bas à gauche) et de combustion z (en bas à droite) du modèle de cœur.

Chacune des N_r zones de rechargement (mot clé `BURN-ZONE`) rassemble $N_{j,r}$ canaux disposés selon une symétrie radiale du cœur et comptant autant de canaux rechargés aux deux extrémités. Dans le modèle moyenné dans le temps à l'équilibre du rechargement, les $N_{j,r}$ canaux sont rechargés ensemble. Nous utiliserons ici une description à $N_r = 95$ zones de rechargement comptant chacune $N_{j,r} = 4$ canaux disposés dans le cœur selon une rotation $\frac{1}{4}$, tel que montré à la figure 6.2. Avec le schéma de rechargement en damier, ce choix assure que 2 des 4 canaux par zone de rechargement sont rechargés à chacune des extrémités du cœur et que l'environnement des $N_{j,r}$ canaux est pratiquement homogène, à l'exception de la position de chacun des canaux par rapport aux mécanismes de réactivité et du burnup des grappes

aux alentours. Ce modèle est une simplification de celui utilisé par Chambon (2006) qui se basait sur une symétrie de rotation $\frac{1}{2}$ pour définir $N_r = 190$ zones de rechargement coïncidant alors avec les zones de combustion. Les zones de rechargement serviront de domaines indépendants de calcul de la forme axiale du flux neutronique moyenne dans le temps

$$\bar{\varphi}^G_{rk} = \frac{\sum_{j\in r} \bar{\phi}^G_{jk}}{\sum_{j\in r}\sum_k \bar{\phi}^G_{jk}} = \bar{\varphi}^G_{jk},\ \forall j \in r \tag{6.1}$$

lors de la recherche numérique de l'équilibre du rechargement. Les symétries d'environnement et de rechargement propre aux canaux $N_{j,r}$ sont mises à profit pour le calcul de $\bar{\varphi}^G_{rk}$. Nous reviendrons sur les zones de rechargement lors du calcul du flux moyenné dans le temps.

Les N_z zones de combustion comptant $N_{j,z}$ canaux partageant la même stratégie de rechargement ne sont pas explicitement déclarées au module `INIRES:`, mais sont définies par l'union de zones de rechargement ($r \in z$), tel qu'illustré à la figure 6.2. Classiquement, le réacteur est divisé en deux zones radiales de combustion de manière à distinguer les canaux de haute puissance au centre, coïncidant alors avec la zone de puissance, et les canaux de faible puissance en périphérie (Rozon *et al.*, 1981). Pour cette étude, un modèle à $N_z = 3$ zones de combustion a été retenu pour accentuer légèrement la variabilité de la gestion du combustible et assurer une certaine souplesse pour les cycles de combustible avancés qui seront considérés, tout en demeurant minimaliste étant donné le grand nombre de cas traités. Ce modèle a été utilisé entre autre par Beaudet (1991) et Chambon (2006). Beaudet (1991) note que la description en $N_z = 3$ zones a l'avantage de créer une zone tampon permettant de lisser la transition entre la zone centrale de haute puissance et la zone périphérique de faible puissance. Pour la suite, les zones de combustion sont identifiées, du centre à la périphérie, par les indices $z = 1, 2, 3$. Pour ce modèle, $N_{j,1} = 36$, $N_{j,2} = 140$ et $N_{j,3} = 204$.

La distinction entre les zones de combustion et de rechargement prend tout son sens dans le cadre des calculs moyennés dans le temps à l'équilibre du rechargement qui se base sur les $\bar{\Sigma}^G_{x,jk}$ définie à l'équation 3.60, où la forme axiale moyenne dans le temps du flux neutronique $\bar{\varphi}^G_{rk}$ intervient implicitement par l'intermédiaire du profil axial de puissance

$$\bar{\Psi}_{rk} = \frac{\sum_{j\in r}\sum_G \bar{H}^G_{jk}\bar{\phi}^G_{jk}}{\sum_{j\in r}\sum_k\sum_G \bar{H}^G_{jk}\bar{\phi}^G_{jk}} = \frac{\sum_{j\in r}\bar{\mathcal{P}}_{jk}}{\sum_{j\in r}\sum_k \mathcal{P}_j} = \bar{\Psi}_{jk},\ \forall j \in r. \tag{6.2}$$

$\bar{\varphi}^G_{rk}$ et $\bar{\Psi}_{rk}$ sont des paramètres cruciaux devant être calculés avec minutie, surtout dans le cadre d'une étude sur des combustibles alternatifs considérant différents modes axiaux n_j.

Mécanismes de réactivité

Le réseau original est ensuite modifié en y superposant la configuration tridimensionnelle des mécanismes de réactivité. Les régions jk sur lesquelles l'effet des mécanismes se fait sentir sont déduites grâce à l'information fournie au module `INIDEV:`. Ce dernier permet de définir un ensemble de boîtes rectangulaires décrivant les emplacements des barres solides (BC, BS et BA) et des compartiments de barre liquide (BL) dans le réacteur. Une boîte est déclarée pour chacune des barres de compensation (21), des barres solides de réglage (4), des barres d'arrêt (28) et des compartiments (14) de barre liquide. Toutes ces boîtes sont larges (en x) de $l = 28,575$ cm, longues (en z) de $L = 49,53$ cm, mais de hauteurs (en y) variables selon le mécanisme particulier m considéré (par exemple, pour la barre d'arrêt #17 : $m =$ BA#17). Les boîtes sont toutes centrées entre deux régions de combustible du réseau original dans le plan xz. La figure 6.3 montre la disposition des boîtes dans le plan xz central du réseau.

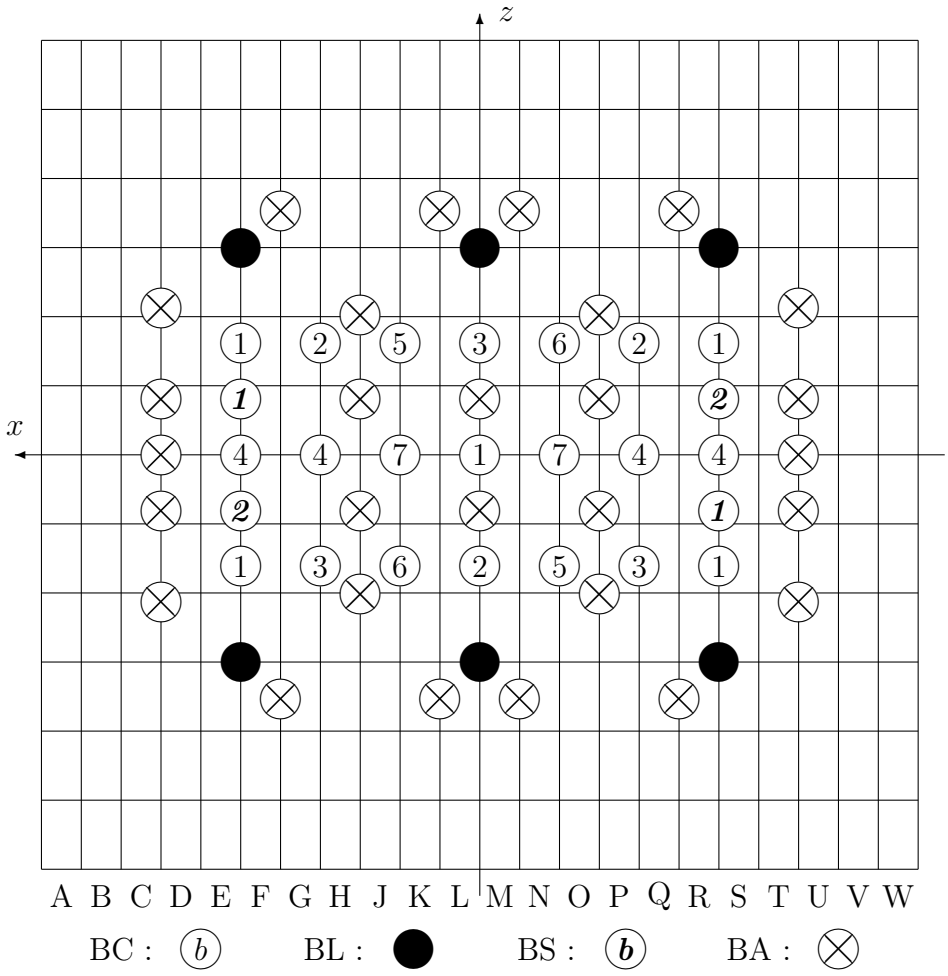

Figure 6.3 Disposition des mécanismes de réactivité dans le plan xz.

Rappellons qu'un mécanisme m appartient à une famille (BC, BL, BS ou BA) et peut

rassembler plusieurs types de section de mécanisme (c.f section 5.2.1), ou plusieurs compositions pour les compartiments de barres liquides (vides ou remplies). Pour réfléter cette réalité, une boîte contient une ou plusieurs parties p selon l'axe y pour délimiter ces variations de section ou de composition d'un mécanisme m. Par exemple, pour les barres de compensation qui sont profilées selon leur hauteur (9 sur les 21), leur boîtes associées comptent trois parties pour différencier les extrémités du centre des barres. Toutes les boîtes associées aux compartiments des barres liquides sont divisées en deux parties : dans la partie supérieure, le compartiment principal est rempli d'hélium, tandis qu'il est rempli d'eau légère dans la partie inférieure. Pour les barres solides de réglagles, les barres d'arrêt et les barres de compensation non profilées (12 sur les 21), une seule partie est nécessaire puisque toutes ces barres sont homogènes sur leur hauteur. Lors du mouvement d'une barre solide, toutes les parties p de la boîte associée subissent une translation solidaire dans le sens du mouvement, tandis que pour simuler le remplissage ou la vidange des compartiments des barres liquides, la frontière entre les parties inférieure et supérieure est modifiée, mais la boîte demeure immobile.

Pour chacune des parties p, en plus de leurs délimitations spatiales normales dans le cœur, deux numéros de mélange sont fournis au module `INIDEV:`. Ceux-ci serviront à identifier les sections efficaces macroscopiques condensées et homogénéisées sur la supercellule, $\Sigma^G_{x,\text{état}}$ (c.f. section 5.2.4), pour deux états distincts de la supercellule caractérisés par $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ et $\vec{\mathcal{M}}^{\text{état}}_{\text{famille}}$ (c.f. section 5.2.1). Ainsi, les perturbations aux sections efficaces macroscopiques du combustible dans les régions interceptées par une partie p sont directement proportionnelles à la différence des sections efficaces entre ces deux états. Par exemple, pour la partie supérieure d'un compartiment d'une barre liquide, les mélanges associés aux sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur la supercellule dans les états OUT et NO sont déclarés. Pour la partie inférieure, ce sont plutôt les mélanges associés aux états IN et NO. Pour les autres mécanismes, les mélanges associés aux états IN et OUT sont déclarés.

Notons également que les tubes guides associés à chacune des barres de compensation, des barres solides de réglages et des barres d'arrêt sont déclarés séparément par une boîte chacun, comptant une seule partie, notée t. Ces boîtes ont toutes la même hauteur, couvrant les 22 plans xz où se retrouvent les régions de combustible (c.f. figure 6.1), et chacune des boîtes est centrée (dans le plan xz) au même endroit que le mécanisme auquel elle est associée. En réalité, les tubes guides sont délimités dans le haut et le bas par la calandre. Pour ces boîtes, les mélanges associés aux états OUT et NO sont déclarés au module `INIDEV:`.

Ainsi, au total 120 boîtes contenant 152 parties en tout, sont déclarées et toutes les informations sont stockées dans la structure de données `DEVICE`. Le module `INIDEV:` modifie également la structure `INDEX` de manière à assurer la cohérence des identifiants des mélanges du réseau original et ceux associés aux mécanismes de réactivité. À partir de la structure

DEVICE, le module INPROC: crée la structure PROCEDE contenant plusieurs paramètres utiles comme le nom de chacune des barres, leur appartenance à un banc et leur vitesse pour les simulations cinétiques (Varin, 1995).

L'effet des mécanismes et des tubes guides dans une région jk de volume V_{jk} est interpolé en fonction des fractions de volume de la région interceptées par les parties de boîtes. Pour les tubes guides immobiles t, la pondération des sections efficaces macroscopiques incrémentielles $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}} = \Sigma^G_{x,\text{OUT}} - \Sigma^G_{x,\text{NO}}$ est V^t_{jk}/V_{jk}, où V^t_{jk} est le volume de la boîte (1 seule partie) associée au tube guide t dans la région jk. Pour un mécanisme m, la fraction de volume dépend directement de leur position verticale absolue $\mathcal{Y}_m$. Pour les compartiments des barres liquides, $\mathcal{Y}_{\text{BL}}$ sera indiqué en fraction de remplissage, tandis que pour les barres de compensation ($\mathcal{Y}_{\text{BC}}$), les barres solides de réglage ($\mathcal{Y}_{\text{BS}}$) et les barres d'arrêt ($\mathcal{Y}_{\text{BA}}$), les $\mathcal{Y}_m$ seront indiqués en fraction de pleine insertion dans le cœur. Ainsi, la pondération de $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}} = \Sigma^G_{x,\text{IN}} - \Sigma^G_{x,\text{OUT}}$ dans la région jk est de $V^{p,m}_{jk}(\mathcal{Y}_m)/V_{jk}$, où $V^{p,m}_{jk}(\mathcal{Y}_m)$ est le volume occupé dans la région jk par la partie p du mécanisme m en position absolue $\mathcal{Y}_m$. Il faut toutefois relever le cas particulier des compartiments des barres liquides où le tube guide est implicitement déclaré à INIDEV: i.e. la partie supérieure est uniquement associée à $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}} = \Sigma^G_{x,\text{OUT}} - \Sigma^G_{x,\text{NO}}$ tandis que la partie inférieure est associée à $\Delta\Sigma^G_{x,\text{total}} = \Sigma^G_{x,\text{IN}} - \Sigma^G_{x,\text{NO}}$ et donc simultanément à $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$ et $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$, puisque $\Delta\Sigma^G_{x,\text{total}} = \Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}} + \Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$. Enfin, le module LINKDS: permet de définir la position courante de tous les mécanismes (individuellement, par banc ou par famille) en modifiant les structures DEVICE et PROCEDE, tandis que le lien final entre le réseau original et les numéros identifiants de mélanges est assuré par le module REFRES: mettant à jour les structures INDEX et MAP.

6.1.2 Propriétés du réseau

L'importation dans le code DONJON des bases de données du combustible, du réflecteur et des mécanismes de réactivité calculés par DRAGON s'effectue à l'aide de modules spécifiques. Les bases de données indépendantes du burnup, c'est-à-dire les données du réflecteur radial et des mécanismes de réactivité, sont transigées d'un code à l'autre par le module CRE: de DONJON. Ce dernier associe chacune des structures COMPO à un numéro identifiant de mélange correspondant à ceux utilisés dans la description du réseau original et des mécanismes de réactivité. L'information est stockée dans une structure MACROLIB. Pour la base de données associée au combustible, qui est dépendante du burnup, une étape supplémentaire est nécessaire. Celle-ci s'effectue par le module XSCONS: qui crée un tableau des sections efficaces et coefficients de diffusion en fonction d'un pas constant de burnup spécifié. Le pas de burnup utilisé ici est de 0,03 GWj/T_{nl}, correspondant au plus petit pas $\Delta\mathcal{B}_n$ utilisé lors de l'évolution du combustible (c.f. tableau 4.2). Les propriétés du tableau rangé dans la structure TABLE

sont calculées par interpolation linéaire entre deux pas consécutifs de burnup $\mathcal{B}_n$ à partir des données contenues dans la structure de données `COMPO` fournie.

Ici, les propriétés des régions de réflecteur sont directement tirées de la base de données générées à cet effet (c.f. section 4.1.2). Certains tubes guides passent dans les régions de réflecteur, et leur effet est pris en compte de manière analogue à celui qu'ils ont sur les régions de combustible jk. Pour un calcul direct de diffusion, les propriétés de la région jk du réseau original sont interpolés en fonction du burnup courant $\mathcal{B}_{jk}$ de la grappe de combustible qui y est placée et des positions $\mathcal{Y}_m$ des mécanismes de réactivité :

$$\Sigma^G_{x,jk}(\mathcal{B}_{jk}, \mathcal{Y}_m) = \Sigma^G_{x,\text{cellule}}(\mathcal{B}_{jk}) + \Delta\Sigma^G_{x,jk,\text{supercellule}}(\mathcal{Y}_m), \tag{6.3}$$

où les indices «cellule» et «supercellule» indiquent la provenance des propriétés. Le premier terme est tiré des structures `TABLE` et `MAP` fournies au module `CRE:` selon le type de calcul de diffusion entrepris. Ici, l'option `DIRECTC` est choisie pour indiquer à DONJON qu'un calcul direct est entrepris. Le deuxième terme

$$\Delta\Sigma^G_{x,jk,\text{supercellule}}(\mathcal{Y}_m) = \sum_m \sum_{p\in m} \frac{V^{p,m}_{jk}(\mathcal{Y}_m)}{V_{jk}} \Delta\Sigma^{G,p}_{x,\text{méc}} + \sum_t \frac{V^t_{jk}}{V_{jk}} \Delta\Sigma^{G,t}_{x,\text{tube}} \tag{6.4}$$

pondère les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$ et $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$ par les fractions de volumes introduites à la section précédente. Ici, $\Delta\Sigma^{G,p}_{x,\text{méc}}$ désigne les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{méc}}$ associées à une partie p d'un mécanisme m, et $\Delta\Sigma^{G,t}_{x,\text{tube}}$ désigne les $\Delta\Sigma^G_{x,\text{tube}}$ associées à un tube guide t. Des expressions similaires sont définies pour les calculs moyennés dans le temps (option `TAVGC` du module `CRE:`), en tenant compte cette fois-ci, des moyennes temporelles (notation barrée) des propriétés du combustible selon l'équation 3.60. De plus, comme on considère que les modèles de supercellule utilisent une valeur moyenne $\mathcal{B}_{\text{comb}}$ du burnup des grappes alors $\Delta\Sigma^G_{x,\text{supercellule}}(\bar{\mathcal{Y}}_{\text{méc}}) = \Delta\bar{\Sigma}^G_{x,\text{supercellule}}(\bar{\mathcal{Y}}_{\text{méc}})$. Ainsi,

$$\bar{\Sigma}^G_{x,jk}(\mathcal{B}^{\text{initial}}_{jk}, \mathcal{B}^{\text{final}}_{jk}, \bar{\mathcal{Y}}_m) = \bar{\Sigma}^G_{x,jk,\text{cellule}}(\mathcal{B}^{\text{initial}}_{jk}, \mathcal{B}^{\text{final}}_{jk}) + \Delta\Sigma^G_{x,jk,\text{supercellule}}(\bar{\mathcal{Y}}_m) \tag{6.5}$$

avec

$$\Delta\Sigma^G_{x,jk,\text{supercellule}}(\bar{\mathcal{Y}}_m) = \sum_m \sum_{p\in m} \frac{V^{p,m}_{jk}(\bar{\mathcal{Y}}_m)}{V_{jk}} \Delta\Sigma^{G,p}_{x,\text{méc}} + \sum_t \frac{V^t_{jk}}{V_{jk}} \Delta\Sigma^{G,t}_{x,\text{tube}}, \tag{6.6}$$

où $\bar{\mathcal{Y}}_m$ sont les positions moyennes dans le temps, ou nominales, des mécansimes de réactivité : $\bar{\mathcal{Y}}_{\text{BC}} = 100\%$ pour toutes les barres de compensation, $\bar{\mathcal{Y}}_{\text{BL}} = 50\%$ pour tous les compartiments, $\bar{\mathcal{Y}}_{\text{BS}} = \bar{\mathcal{Y}}_{\text{BA}} = 0\%$ pour toutes les barres solides de réglage et d'arrêt. Pour la suite de ce chapitre, tous les mécanismes de réactivité sont dans leur position nominale.

À partir des positions $\mathcal{Y}_m$ (ou $\bar{\mathcal{Y}}_m$) indiquées au module `LINKDS:`, les $V_{jk}^{p,m}(\mathcal{Y}_m)$ sont déduits par DONJON. Rappellons que $\mathcal{B}_{jk}^{\text{initial}}$ et $\mathcal{B}_{jk}^{\text{final}}$ sont reliés par l'équation 3.56 et représentent les burnups initial et final de la grappe positionnée à la région jk.

6.1.3 Système matriciel

Une fois le réseau final établi par le module `REFRES:`, les structures `MACROLIB` générées à partir des structures `COMPO` sont ensuite rassemblées en une `MACROLIB` étendue par le module `INIMAC:`. Cette dernière est alors interpolée en fonction de la position des mécanismes et des burnups $\mathcal{B}_{jk}$ selon l'équation 6.3 (ou 6.5) par le module `NEWMAC:`. Il faut alors tenir compte du modèle de supercellule utilisé pour générer les propriétés homogénéisées des mécanismes et des tubes guides. Étant donné qu'une homogénéisation complète de la supercellule de volume $V_{\text{supercellule}} = 2l^2L$ a été utilisée au chapitre 5, mais que les boîtes associées aux mécanismes et aux tubes guides sont de volume $V_{\text{boîte}} = lLh$, où h est la hauteur d'une boîte, il faut alors indiquer à DONJON de multiplier par $V_{\text{supercellule}}/V_{\text{boîte}} = 2l/h$ les $\Delta\Sigma_{x,jk,\text{supercellule}}^{G}$ qui seront appliqués sur le volume des boîtes. La nouvelle structure obtenue est une autre `MACROLIB` étendue. C'est celle-ci, ainsi que la géométrie analysée `TRACK`, qui seront utilisées pour générer le système matriciel contenant toute l'information sur la composition et la géométrie du cœur. Le module `TRIVAA:` génère la structure `SYSTEM` contenant les matrices propres à la méthode des différences finies centrées qui seront utilisées pour résoudre l'équation de diffusion sur le cœur avec les conditions aux frontières imposées. La figure 6.4 présente l'algorithmique de définition du système matriciel de diffusion dans DONJON à partir des bases de données générées par DRAGON, où les coefficients de diffusion sont assimilés aux sections efficaces macroscopiques correspondantes.

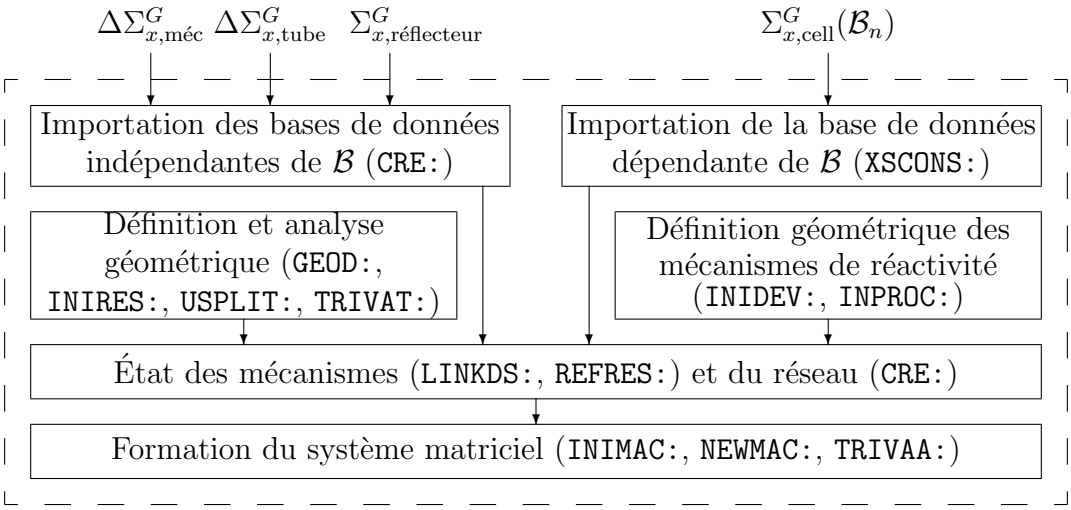

Figure 6.4 Algorithmique de la définition du système matriciel de diffusion.

6.2 Stratégie de rechargement

Tel qu'introduit à la section 1.1.4 et explicité aux sections 2.1.1 et 3.5.2, la stratégie de rechargement en marche des CANDU tient compte des modes axiaux n_j et des fréquences de rechargement $\mathcal{F}_j$ de tous les canaux j. Ici, nous nous intéresserons uniquement aux $\bar{\mathcal{F}}_j = \min_j \mathcal{F}_j$ obtenues à l'équilibre du rechargement.

6.2.1 Stratégie axiale de rechargement

Ici, nous avons choisi de garder la stratégie axiale, ou les modes axiaux n_j, fixe dans tous les canaux de sorte que $n_j = n_S$. Ce choix réducteur des stratégies de rechargement simplifie grandement les procédures à suivre en centrale, réduisant du même coup les risques d'erreurs. Cette approche a été systématique pour tous les auteurs ayant traités le problème en 3 dimensions (Beaudet, 1991; Chambon, 2006) et réflète la réalité dans les centrales CANDU en opération. Deux stratégies axiales de rechargement distinctes seront tout de même considérées pour profiter de cette option offerte par les MC : $n_S = 4$ et $n_S = 8$. La variation de la stratégie axiale aura comme principal effet de modifier les fréquences $\bar{\mathcal{F}}_j$ ainsi que les profils axiaux de flux $\bar{\varphi}^G_{rk}$ et de puissance $\bar{\Psi}_{rk}$. Toutefois, les profils attendus sont semblables pour un même combustible étant donné que ces deux stratégies axiales conservent une symétrie à 3 zones axiales distinctes dans le cœur : les 2 groupes de 4 grappes aux extrémités et les 4 grappes centrales.

L'option $n_S = 2$ a aussi été étudiée en détail, notamment par Rozon (1999), mais celle-ci change, en plus des profils axiaux $\bar{\varphi}^G_{rk}$ et $\bar{\Psi}^G_{rk}$ et la fréquence de rechargement $\bar{\mathcal{F}}$, l'efficacité

des mécanismes qui sont positionnés dans le cœur de manière à aplatir la distribution de flux de référence avec $n_S = 8$. En effet, pour $n_S = 2$, les profils axiaux présentent des pics à la 2e grappe de l'entrée du canal, alors que les barres de compensation sont disposées sur les plans beaucoup plus près du centre du cœur. L'effet global de cette modification importante du flux est un aplatissement excédentaire du flux au centre, où aucune grappe fraîche n'est placée si $n_S = 2$ ou 4, en plus d'un manque d'aplatissement aux extrémités. Il faudrait alors repositionner les barres de compensation et liquides vers les extrémités du cœur pour profiter de leur capacité de manière efficace. D'autre part, opérer le cœur avec $n_S = 10$ engendrerait le même type de profils axiaux que pour $n_S = 2$, puisque ces deux stratégies axiales montrent des symétries semblables. Toutefois, des problèmes supplémentaires dûs à la grande quantité de combustible non irradié inséré dans le cœur seraient à prévoir, nécessitant possiblement l'addition de mécanismes de réactivité dans le cœur. Il en va de même pour $n_S = 9$. Pour $n_S = 6$, le découplage axial complet du réacteur compliquerait la gestion de la distribution de puissance. Il en va de même avec $n_S = 3$, mais dans une moindre mesure. Pour toutes ces raisons, ces options ne seront pas considérées dans la suite de l'étude.

6.2.2 Stratégie radiale de rechargement

Pour une valeur fixée de n_S, les équations 3.57 et 3.59 permettent de relier directement les fréquences $\bar{\mathcal{F}}_j$ aux $\bar{\mathcal{B}}^e_j$. Les $\bar{\mathcal{B}}^e_j$ sont retenus ici pour décrire la stratégie radiale de rechargement du cœur, que nous noterons $\vec{\mathcal{R}}$. Tel qu'indiqué à la section 6.1.1, les $N_{j,z}$ canaux appartenant à une zone de combustion z partagent le même burnup moyen de sortie, i.e. $\bar{\mathcal{B}}^e_j = \bar{\mathcal{B}}^e_z$. Le burnup moyen de sortie du cœur $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ s'exprime alors simplement comme une moyenne d'ensemble sur les canaux :

$$\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle = \frac{1}{N_j} \sum_j \bar{\mathcal{B}}^e_j = \frac{1}{N_j} \sum_z N_{j,z} \bar{\mathcal{B}}^e_z. \tag{6.7}$$

La stratégie radiale de rechargement $\vec{\mathcal{R}}$ est définie ici comme le profil des burnups moyens de sortie des $N_z = 3$ zones de combustion par rapport à la zone centrale ($z = 1$). Pour simplifier la présentation, des notations vectorielles sont adoptées pour décrire les burnups moyens de sortie par zone $\vec{\mathcal{B}}$ et la stratégie radiale $\vec{\mathcal{R}}$ de sorte que :

$$\vec{\mathcal{B}} = [\bar{\mathcal{B}}^e_1 \ \bar{\mathcal{B}}^e_2 \ \bar{\mathcal{B}}^e_3]^T = \bar{\mathcal{B}}^e_1 [1 \ \mathcal{R}_2 \ \mathcal{R}_3]^T = \bar{\mathcal{B}}^e_1 \vec{\mathcal{R}}. \tag{6.8}$$

La stratégie de rechargement sera notée $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ pour la présentation de la recherche de l'équilibre du rechargement et sera considérée comme connue. Ensuite, nous présenterons une méthode d'optimisation de $\vec{\mathcal{R}}$, pour n_S connue, permettant une étude paramétrique de la stratégie de rechargement en fonction de n_S et du vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\mathrm{T}}, v_{\mathrm{D}})$.

6.3 Recherche de l'équilibre du rechargement

Les calculs moyennés dans le temps modélisent le comportement moyen du cœur durant la période d'équilibre du rechargement et servent à établir le comportement de référence du cycle de combustible utilisé dans le réacteur, caractérisé par la composition du combustible $\vec{\mathcal{X}}$ et une stratégie de rechargement $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$. L'équilibre du rechargement s'établit dans un réacteur critique lorsque les composantes de $\vec{\mathcal{B}}$ deviennent maximales et constantes après une période de croissance au cours de la phase d'approche à l'équilibre. Ainsi, à l'équilibre du rechargement, l'amplitude et la forme de la distribution de flux neutronique, résultant des propriétés du réseau moyennées dans le temps définies par les équations 6.5 et 6.6, sont constantes. L'atteinte de l'équilibre consiste non seulement à obtenir un état critique du cœur, assurant que la puissance globale du cœur demeure constante, mais également où les effets axiaux non-linéaires des rechargements discrets (c.f. équation 3.56) sont invariants en moyenne dans le temps. En effet, puisque les $\bar{\Sigma}^G_{x,jk}$ dépendent explicitement du profil axial de puissance $\bar{\Psi}_{rk}$ (c.f. équation 3.60), une quantité intimement liée à la forme axiale du flux $\bar{\varphi}^G_{rk}$, il est primordial de déterminer précisément $\bar{\varphi}^G_{rk}$, et donc $\bar{\Psi}_{rk}$, pour obtenir des $\bar{\Sigma}^G_{x,jk}$ cohérentes avec l'opération du réacteur.

L'idée générale de la recherche de l'équilibre du rechargement consiste d'abord à déterminer $\bar{\varphi}^G_{rk}$ pour des états du cœur qui ne sont pas nécessairement critiques. L'itération axiale a pour but de faire converger $\varphi^{G,n_{\text{axiale}}}_{rk}$ vers $\bar{\varphi}^G_{rk}$ à $\varepsilon^{\max}_{\text{axiale}}$ près, par une suite de calculs de diffusion. Le paramètre de convergence axiale

$$\varepsilon^{n_{\text{axiale}}}_{\text{axiale}} = \max_{r,k,G} \frac{|\varphi^{G,n_{\text{axiale}}}_{rk} - \varphi^{G,n_{\text{axiale}}-1}_{rk}|}{\varphi^{G,n_{\text{axiale}}}_{rk}} \tag{6.9}$$

est calculé à chacune des itérations.

Les états ayant des profils axiaux $\bar{\varphi}^G_{rk}$ et $\bar{\Psi}_{rk}$ convergés serviront alors de bornes d'initialisation pour le niveau d'itération supérieur, servant à rendre le cœur critique en moyenne dans le temps. Plus les canaux d'une zone de rechargement r sont rechargés souvent, moins les grappes s'y retrouvant ont le temps de fournir de l'énergie avant d'être déchargées et donc, plus $\bar{\mathcal{B}}^e_z$ est faible. C'est en utilisant ce principe que la recherche de la criticité sera menée. L'itération critique a donc pour but de déterminer numériquement la racine $\vec{\mathcal{B}}_{\text{critique}}$ de l'écart à la criticité $\delta k_{\text{eff}}(\vec{\mathcal{B}}) = k_{\text{eff}}(\vec{\mathcal{B}}) - 1$. Les profils axiaux doivent évidemment avoir convergés pour que la criticité déterminée soit cohérente avec la stratégie de rechargement. Étant donné que nous imposons la stratégie de rechargement $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ lors de la recherche de l'équilibre du rechargement, l'écart à la criticité ne dépend que de $\bar{\mathcal{B}}^e_1$, puisque $\vec{\mathcal{B}}_{\text{critique}} = \bar{\mathcal{B}}^e_{1,\text{critique}}\vec{\mathcal{R}}$ (c.f. équation 6.8), et donc $\delta k_{\text{eff}}(\vec{\mathcal{B}}) = \delta k_{\text{eff}}(\bar{\mathcal{B}}^e_1)$.

L'itération axiale se base sur un contrôle serré des paramètres d'entrée $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{axiale}}}$ et $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}-1}$ durant la suite de calculs des $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ pour faire converger les profils axiaux. Pour l'itération critique, la racine $\bar{\mathcal{B}}_{1,\text{critique}}^{e}$ est établie par la méthode de Brent (1973) servant à déterminer le zéro d'une fonction d'une variable implémentée dans le module `FINDO:` du *GAN Generalized Driver* (Roy et Hébert, 2000). En argument d'entrée, il faut fournir un intervalle $\mathcal{I}^{\pm} = [\bar{\mathcal{B}}_1^{e,-}, \bar{\mathcal{B}}_1^{e,+}]$, sur lequel on est assuré qu'il existe une racine $\bar{\mathcal{B}}_{1,\text{critique}}^{e}$ par continuité de $\delta k_{\text{eff}}(\bar{\mathcal{B}}_1^{e})$ sur $\mathcal{I}^{\pm}$; un nombre d'itération maximal $n_{\text{critique}}^{\max}$ et une tolérance numérique $\delta_{\bar{\mathcal{B}}_1^{e}} > 0$ sur la racine. Ici, nous avons utilisé une tolérance $\delta_{\bar{\mathcal{B}}_1^{e}}$ très faible et nous avons vérifié par une condition externe à la méthode de Brent que la convergence sur la criticité était belle et bien atteint.

Les bornes $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}$ seront déterminées de sorte que :

$$\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}} > \delta k_{\text{eff}}^{+} > \varepsilon_{\text{critique}}^{\max} > 0 > -\varepsilon_{\text{critique}}^{\max} > \delta k_{\text{eff}}^{-} > -\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}} \text{ avec } \delta k_{\text{eff}}^{\pm} = \delta k_{\text{eff}}(\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}). \quad (6.10)$$

Les conditions $\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}} > |\delta k_{\text{eff}}^{\pm}|$ sont imposées pour s'assurer que la méthode de Brent trouve la racine sans difficulté (en moins de $n_{\text{critique}}^{\max}$ itérations) une fois les bornes $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}$ trouvées en initialisant la méthode dans une région près de la racine, que nous nommerons le bassin des bornes. Les conditions $|\delta k_{\text{eff}}^{\pm}| > \varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$ indiquent simplement que l'équilibre n'est généralement pas trouvé lors de la recherche de bornes d'initialisation de l'itération critique. Lors de l'application du modèle moyenné dans le temps au CANDU rechargé avec l'uranium naturel, $\vec{\mathcal{B}}_{\text{critique}}$ est déjà connu approximativement par les observations faites en centrale. Il est alors facile de choisir des bornes $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}$ (par exemple, $\mathcal{I}^{\pm} = [7, 8]$ GWj/T$_{\text{nl}}$) permettant à la méthode de Brent de trouver rapidement $\bar{\mathcal{B}}_{1,\text{critique}}^{e}$. Pour des cycles avancés, bien qu'une indication puisse être fournie par $\bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e} = p_{\text{évo}} t_{\text{résidence}}$ (c.f. section 4.2.2), le choix des bornes est beaucoup plus difficile à faire *a priori* et c'est pourquoi une recherche de bornes sujettes à la condition 6.10 est exécutée préalablement à la méthode de Brent. Pour bien mettre en contexte l'explication qui suivra, le schéma algorithmique de la recherche de bornes est présenté à la figure 6.5. La signification des voies A à E sera expliquée subséquemment et détaillée à la figure 6.6.

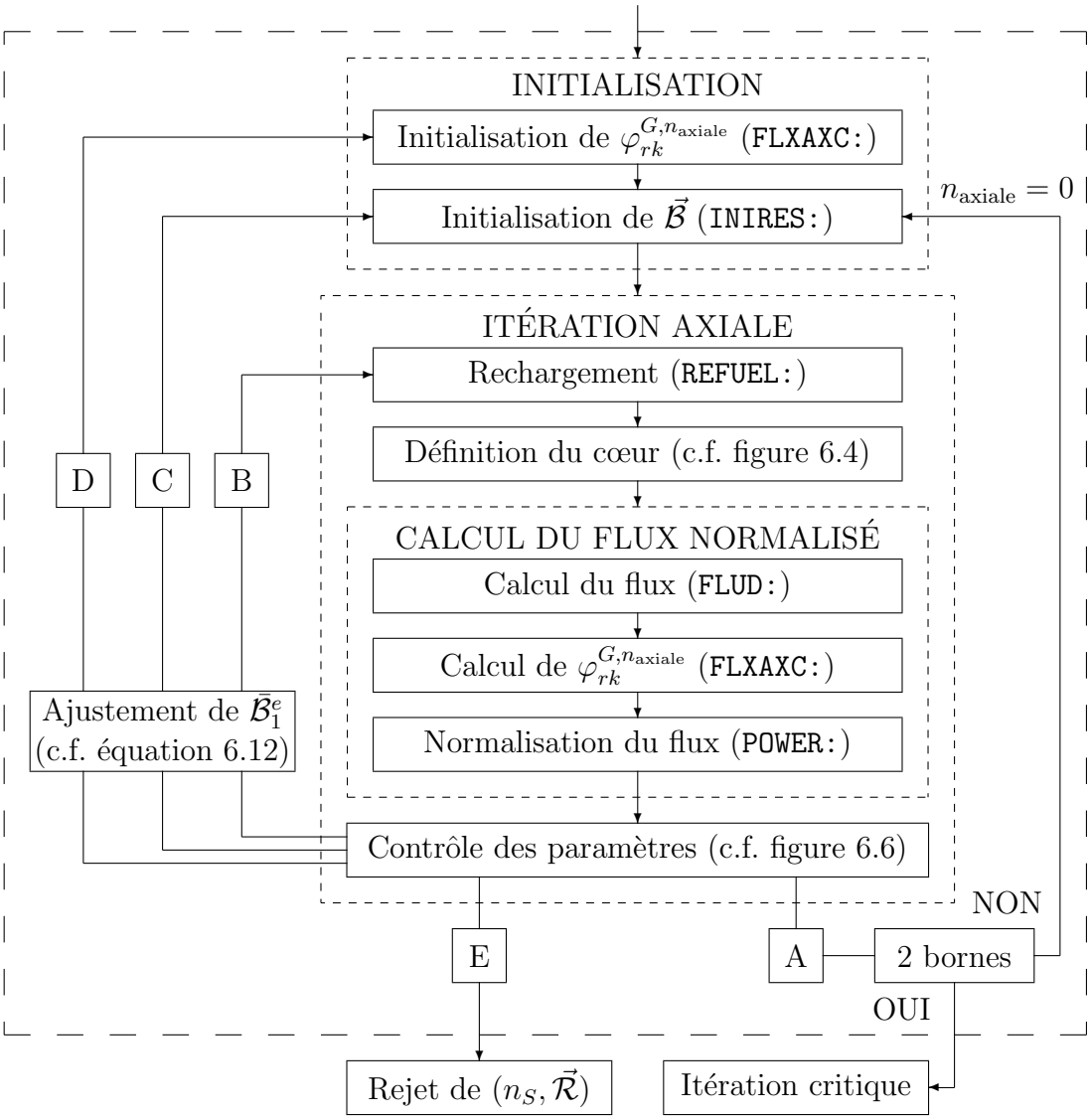

Figure 6.5 Schéma algorithmique de la recherche de bornes.

6.3.1 Initialisation

La séquence de calculs entreprise pour déterminer chacune des bornes $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}$ débute par une initialisation des structures de données nécessaires au processus itératif de calcul du flux de diffusion moyenné dans le temps. Après la discrétisation spatiale et la description géométrique du cœur en $N_z = 3$ zones de combustion et $N_r = 95$ régions de rechargement (c.f. figure 6.2), les propriétés du réseau moyennées dans le temps sont initialisées. Pour ce faire, on initialise d'abord les $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}=0}$ par des formes de cosinus sur les 95 zones de rechargement (option `AXIAL REFR ZONE COS`) par le module `FLXAXC:`. Une initialisation uniforme sur toute la longueur des canaux est également disponible (option `AXIAL REFR ZONE FLAT`), mais rend

généralement la convergence de la suite $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ plus difficile. Les burnups moyens de sortie sont ensuite initialisés sur les 3 zones de combustion du cœur par une valeur arbitraire de $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{critique}}=0}$ (ici, on utilise toujours 8 GWj/T_{nl}) et la stratégie radiale $\vec{\mathcal{R}}$ imposée. Par l'intermédiaire du module `INIRES:` (option `BURNUP-ZC`), la distribution $\mathcal{B}_{jk}^{n_{\text{axiale}}=0} = \mathcal{B}_{jk}^{\text{initial}} = \mathcal{B}_{jk}^{\text{final}}$ est initialisée pour toutes les régions jk du cœur dans la structure `MAP`, fixant ainsi les propriétés initiales du réseau et permettant d'exécuter la première itération axiale.

6.3.2 Itération axiale

La convergence de $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ vers $\bar{\varphi}_{rk}^{G}$ s'effectue par une séquence de rechargement suivi d'un calcul du flux de diffusion répétée jusqu'à ce que le critère d'arrêt de l'itération axiale ($\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} < \varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}$), qu'une convergence axiale jugée suffisante à ce stade ($\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} < \varepsilon_{\text{axiale}}^{\max}$) ou que le nombre maximal d'itération axiale ($n_{\text{axiale}} = n_{\text{axiale}}^{\max}$) soit rencontré. Cette séquence de calculs est d'abord présentée, puis le contrôle des paramètres d'entrée permettant la convergence de $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ est explicité. La marge accordée aux valeurs admissibles de $\varepsilon_{\text{axiale}}$, qui a une influence directe sur la qualité de l'équilibre du rechargement, sera prise en compte lors de l'optimisation de la stratégie de rechargement $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ à la section 6.4.2.

Rechargement

La structure `MAP` est modifiée par le module `REFUEL:` selon le modèle de rechargement discret (option `TAVGC`) en spécifiant la stratégie axiale n_S dans chacune des régions de rechargement. Ceci change les $\mathcal{B}_{jk}^{\text{final}}$ selon l'équation 3.56. C'est alors que la distinction entre les régions de rechargement et les zones de combustion prend tout son sens. En effet, étant donné que les canaux d'une même région de rechargement sont placés dans des environnements neutroniques semblables et qu'ils sont choisis en respectant des symétries radiale et axiale, le rechargement de combustible neuf dans les canaux d'une zone de rechargement (ici, tous rechargés en même temps) engendre toujours une modification symétrique et relativement faible des $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ par rapport à $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}-1}$, laissant ainsi converger l'algorithme même pour une stratégie de rechargement $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ peu adaptée au combustible.

Si une description différente est adoptée, par exemple en définissant une région de rechargement par canal ($N_r = N_j$), des oscillations divergentes des $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ d'un rechargement à l'autre sont observées, puisque les $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ sont calculés sans symétrie axiale (rechargement dans un seul sens pour chacune des zones de rechargement). Physiquement, dès que le burnup moyen de sortie imposé dans la zone de rechargement est trop élevé, comme dans le cas de la borne supérieure $\mathcal{B}_1^{e,+}$, il engendre une trop forte augmentation du flux dans la région rechargée par rapport au reste du canal. L'équilibre du rechargement ne peut alors

être déterminée puisque la suite $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ est divergente. À l'autre extrême, si les régions de rechargement sont confondues avec les zones de combustion ($N_r = N_z$), deux cas doivent être investigués. Si $N_r = N_z$ est grand, le travail des personnes chargées du rechargement en centrale et des concepteurs est complexifié puisque la stratégie de rechargement est définie sur de trop petites régions. Il devient alors difficile de suivre concrètement la stratégie radiale $\vec{\mathcal{R}}$ ainsi définie. Si $N_r = N_z$ est faible, la qualité des flux de diffusion $\phi_{jk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ est grandement déteriorée puisque les $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$, et donc les $\Psi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$, sont alors calculées sur des zones trop grandes et tous les détails des effets non-linéaires des rechargements sont perdus. En d'autres mots, dans ce dernier cas, les $\bar{\Sigma}_{x,jk}^{G}$ sont mal définies même à l'équilibre du rechargement obtenu lorsque $\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{critique}}}$ et $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ ont convergés.

Calcul du flux normalisé

Une fois le système matriciel en place, la résolution du système linéaire peut avoir lieu pour déterminer les flux $\phi_{jk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ et le facteur de multiplication effectif $k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}}$. Le processus itératif entrepris pour résoudre l'équation de diffusion dans le module `FLUD:` possède une structure à trois niveaux (Marleau *et al.*, 2008) : l'itération de puissance (traitement de Q_f^G), l'itération multigroupe (traitement de Q_S^G) et l'itération spatiale traitant le système linéaire déterminé. Chacune de ces boucles imbriquées de calcul traitent une partie de l'équation de diffusion moyennée dans le temps et nécessite la convergence de la solution avec une certaine précision représentée par le critère $\varepsilon_{\text{itération}}^{\max}$. De manière générale, la condition de convergence

$$\max_{jk} \frac{|\phi_{jk}^{n_{\text{itération}}+1} - \phi_{jk}^{n_{\text{itération}}}|}{|\phi_{jk}^{n_{\text{itération}}}|} \leq \varepsilon_{\text{itération}}^{\max} \tag{6.11}$$

doit être respectée pour un niveau d'itération donné, où $n_{\text{itération}}$ est l'itération courante, jk l'indice des régions spatiales (incluant le réflecteur) et $\varepsilon_{\text{itération}}^{\max}$ est le paramètre de convergence applicable. Pour les itérations multigroupe et de puissance, les valeurs de défaut de DONJON sont utilisées, tandis que pour l'itération spatiale $\varepsilon_{\text{spatiale}}^{\max} = 10^{-6}$ est spécifié à DONJON.

Une fois les solutions $\phi_{jk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ obtenues par `FLUD:`, les $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}+1}$ et donc $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}+1}$ peuvent être calculés par le module `FLXAXC:`. Notons qu'il est primordial d'effectuer au moins $n_{\text{axiale}}^{\min} = 2$ itérations axiales avant de pouvoir considérer $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}}$ comme représentant un état physique découlant de $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ et non pas simplement dû à l'initialisation arbitraire $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}=0}$. Enfin, pour déterminer la vraie valeur des $\phi_{jk}^{G,n_{\text{axiale}}}$, une normalisation à la puissance totale du réacteur $\mathcal{P}_{\text{réacteur}} = 2064$ MW est imposée et est effectuée par le module `POWER:`.

Méthodes de contrôle des paramètres d'entrée

Suite à ce premier calcul du flux de diffusion normalisé, tout est en place pour débuter la recherche de bornes d'initialisation de l'itération critique. On vérifie que la solution à l'équation de diffusion moyennée dans le temps est invariante d'un rechargement à l'autre en s'assurant que la suite $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ a convergée. Nous présentons ici la procédure de contrôle de la qualité de la solution de diffusion moyennée dans le temps de manière à initialiser convenablement l'itération critique. Le but premier de la procédure est de contrôler les paramètres d'entrée de l'itération axiale lors de la recherche de bornes en analysant à chacune des itérations axiales n_{axiale} le comportement de $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}}$ de manière à améliorer sa convergence, lorsque les paramètres d'entrée le permettent, ou d'éliminer les cas plus problématiques en utilisant des critères quantitatifs et comparables pour tous les combustibles et toutes les stratégies de rechargement considérées. Pour ce faire, à chaque itération axiale n_{axiale}, plusieurs conditions sont vérifiées de manière à déterminer les paramètres adéquats pour l'itération suivante. La figure 6.6 montre l'algorithme de contrôle des paramètres d'entrée dans le cadre de la recherche de bornes, tel que décrit par la suite.

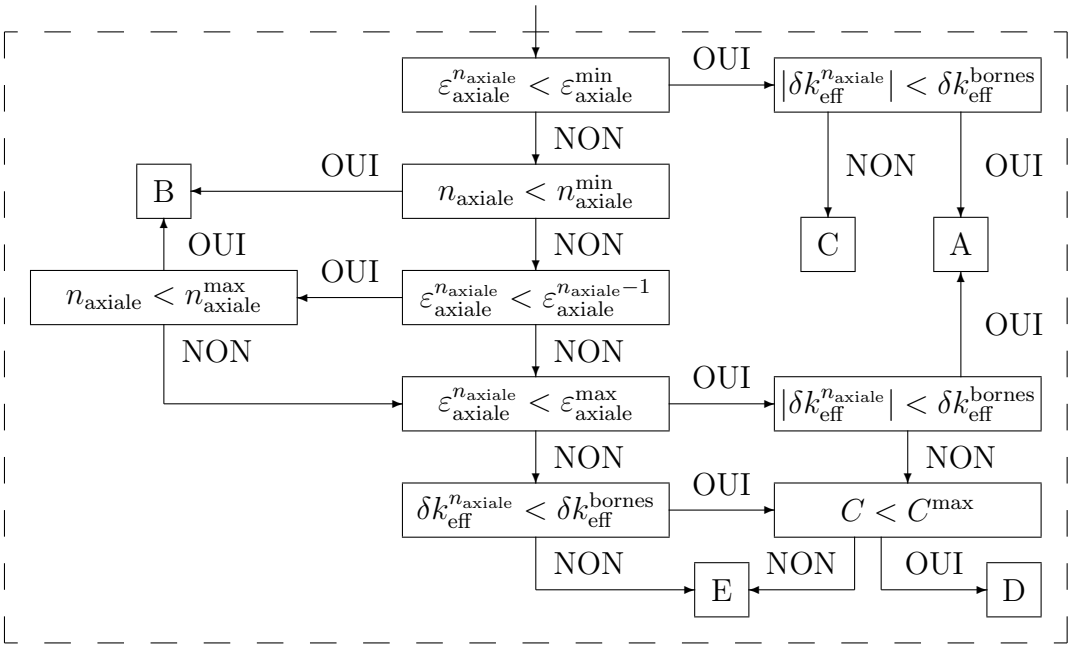

Figure 6.6 Contrôle des paramètres d'entrée lors de la recherche de bornes.

L'algorithme de contrôle vérifie d'abord si $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}}$ a rencontré le critère d'arrêt de l'itération axiale, c'est-à-dire si $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} < \varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}$. Si c'est le cas, on vérifie si l'écart à la criticité $\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}}$ est hors du bassin des bornes $|\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}}| \geq \delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}}$. Si c'est le cas, l'algorithme emprunte la voie C (c.f. figures 6.5 et 6.6), ajuste le paramètre $\bar{\mathcal{B}}_1^e$, réinitialise la distribution de burnup

$\mathcal{B}_{jk}$ et incrémente n_{axiale} de 1. Sinon, une borne $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,\pm}$ de l'itération critique a été trouvée (voie A) et $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ est ajusté (c.f. figure 6.5), $\mathcal{B}_{jk}$ réinitialisé et n_{axiale} rétabli à 0 de manière à chercher la deuxième borne. L'ajustement de $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ s'effectue de sorte que

$$\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{axiale}}+1} = \bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{axiale}}} + \Delta\bar{\mathcal{B}}_1^e(\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}}) \tag{6.12}$$

avec

$$\Delta\bar{\mathcal{B}}_1^e(\delta k_{\text{eff}}) = \frac{\delta k_{\text{eff}}}{|\delta k_{\text{eff}}|} \times \begin{cases} 10 \text{ GWj/T}_{\text{nl}} , & \text{si} & |\delta k_{\text{eff}}| > & 7500 \text{ pcm} \\ 5 \text{ GWj/T}_{\text{nl}} , & \text{si } 7500 \text{ pcm} & \geq |\delta k_{\text{eff}}| > & 5000 \text{ pcm} \\ 2 \text{ GWj/T}_{\text{nl}} , & \text{si } 5000 \text{ pcm} & \geq |\delta k_{\text{eff}}| > & 2500 \text{ pcm} \\ 1 \text{ GWj/T}_{\text{nl}} , & \text{si } 2500 \text{ pcm} & \geq |\delta k_{\text{eff}}| > & 1000 \text{ pcm} \\ 0,5 \text{ GWj/T}_{\text{nl}} , & \text{sinon} & & . \end{cases} \tag{6.13}$$

Si $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} \geq \varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}$ et que $n_{\text{axiale}} < n_{\text{axiale}}^{\min}$, le cœur n'a pas été rechargé au moins 2 fois depuis l'initialisation de φ_{rk}^G, alors $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ est non physique. Une nouvelle itération axiale est lancée avec les mêmes paramètres d'entrée par la voie B. Si l'itération $n_{\text{axiale}} \geq n_{\text{axiale}}^{\min}$, alors l'algorithme vérifie si $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} \geq \varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}-1}$, c'est-à-dire si la suite est croissante à l'itération n_{axiale}. Si ce n'est pas le cas et que l'itération axiale maximale n'est pas atteinte, la voie B est empruntée. Toutefois si la suite $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}}$ est croissante ($\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} \geq \varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}-1}$) ou que l'itération maximale est atteinte, il est alors naturel de s'interroger si un niveau de convergence acceptable, correspondant à la valeur maximale tolérée sur la définition des $\bar{\Sigma}_{x,jk}^G$, a été atteint en vérifiant si $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} < \varepsilon_{\text{axiale}}^{\max}$.

Si la dernière condition est respectée, l'algorithme vérifie alors que la solution se trouve dans le bassin des bornes : si c'est le cas, une borne vient d'être trouvée, et l'algorithme continue selon la voie A ; sinon un certain nombre de *chances* C sont accordées au cycle pour qu'il tombe dans un des autres cas déjà présentés. Si $C \geq C^{\max}$, la stratégie de rechargement imposée est rejettée définitivement pour ce combustible (voie E) ; sinon le paramètre $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{axiale}}}$ est réajusté selon les équations 6.12 et 6.13, les $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ et les $\mathcal{B}_{jk}$ sont réinitialisés avant de reprendre l'itération axiale (voie D). La réinitialisation complète des propriétés du réseau est nécessaire ici puisque la solution obtenue est alors très loin du comportement recherché pour les calculs moyennés dans le temps, et l'algorithme tentera de se rapprocher de l'équilibre du rechargement par une valeur plus réaliste de $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ qui permettra peut-être la convergence de $\varphi_{rk}^{G,n_{\text{axiale}}}$ et $k_{\text{eff}}^{n_{\text{critique}}}$.

Dans le cas où le critère de convergence axial maximal est dépassé, l'algorithme vérifie si la solution se trouve dans la partie positive du bassin des bornes ($\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}} \geq \delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}} \geq \varepsilon_{\text{critique}}^{\max} \geq 0$) et si ce n'est pas le cas, la stratégie de rechargement est rejetée via la voie E.

Il est important de souligner la différence entre cette vérification de la criticité et les autres qui ne distinguent habituellement pas les parties positive et négative du bassin des bornes. Dans le cas présent, $\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}}$ est supérieur à $\varepsilon_{\text{axiale}}^{\max}$ même après au moins $n_{\text{axiale}}^{\min}$ itérations, mais est toujours décroissante ce qui indique que la convergence est lente pour les paramètres d'entrée imposés. Alors, si la solution se retrouve dans la partie négative du bassin des bornes ($0 \geq -\varepsilon_{\text{critique}}^{\max} \geq \delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{axiale}}} \geq -\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}}$), il faudra diminuer $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ avant la prochaine itération ($\Delta\mathcal{B}_1^{e,n_{\text{axiale}}} < 0$), et ainsi réduire l'effet des rechargements et ralentir la convergence axiale pour les prochains paramètres d'entrée. Dans ce cas, la solution recherchée ne pourra pas être déterminée dans les limites du modèle (i.e. avant que $n_{\text{axiale}} = n_{\text{axiale}}^{\max}$) et c'est pourquoi elle est rejettée. Toutefois, si la solution trouvée est dans la partie positive du bassin des bornes, l'augmentation de $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ ($\Delta\mathcal{B}_1^{e,n_{\text{axiale}}} > 0$) accentuera l'effet des rechargements et la rapidité de la convergence axiale, ce qui laisse croire que la solution pourrait éventuellement être déterminée par des paramètres d'entrée plus adaptés au combustible et à la stratégie de rechargement considérés. Alors, la logique de chances accordées au cycle est activée de nouveau. Notons que peu importe le chemin de décision emprunté pour arriver à cette logique, le nombre de chances accordées est incrémenté de 1. Cette ultime étape pourrait être complètement retirée du processus de contrôle des paramètres, mais le rejet de la stratégie de rechargement pourrait alors être un peu prématuré. Nous avons préféré accorder plus de chances aux combustibles de converger au niveau de l'itération axiale en les discriminant plus tard (si requis), lors de la recherche de la stratégie de rechargement radiale optimale (présentée plus loin) plutôt que de les éliminer d'emblée à ce niveau.

L'algorithme de recherche de bornes est exécuté aussi souvent qu'il le faut (à moins d'un rejet) pour déterminer les 2 bornes (une sur-critique et une sous-critique) respectant les conditions 6.10. Lorsqu'une borne est trouvée, elle est comparée aux autres qui auraient éventuellement pu être trouvées antérieurement. Si la borne est plus près de la criticité et du même signe qu'une borne déjà calculée, cette dernière est remplacée de façon à faciliter la convergence de l'algorithme de Brent.

6.3.3 Itération critique

La figure 6.7 présente l'algorithme de l'itération critique. De manière générale, les méthodes de contrôle des paramètres d'entrée dans le cadre de l'itération critique ne devraient entrer en ligne de compte que pour les cas les plus exotiques, puisqu'à ce stade, la recherche s'effectue près de la criticité (dans le bassin des bornes) et que la forme axiale du flux a convergée ($\varepsilon_{\text{axiale}}^{n_{\text{axiale}}} < \varepsilon_{\text{axiale}}^{\max}$). Une fois les deux bornes acquises, elles sont transmises au module `FIND0:` qui retourne en valeur de sortie une approximation de la racine $\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{critique}}}$. Une itération axiale est alors exécutée, et si $\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{critique}}} \leq \varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$, la solution est acceptée comme

représentant l'équilibre du rechargement associé à la stratégie $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ pour le combustible $\vec{\mathcal{X}}$ (voie F). Dans le cas contraire ($\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{critique}}} > \varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$), $\mathcal{B}_1^{e,n_{\text{critique}}+1}$ est défini par les équations 6.12 et 6.13, les $\mathcal{B}_{jk}$ sont réinitialisés par l'intermédiaire de $\mathcal{B}_1^{e,n_{\text{critique}}+1}$ et $\vec{\mathcal{R}}$, puis une itération axiale est lancée. La méthode de Brent se rapproche de la criticité à chacune des itérations et permet de terminer la recherche de l'équilibre du rechargement. Si la méthode ne converge pas à la précision $\varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$ demandée, la stratégie de rechargement est rejettée pour ce combustible.

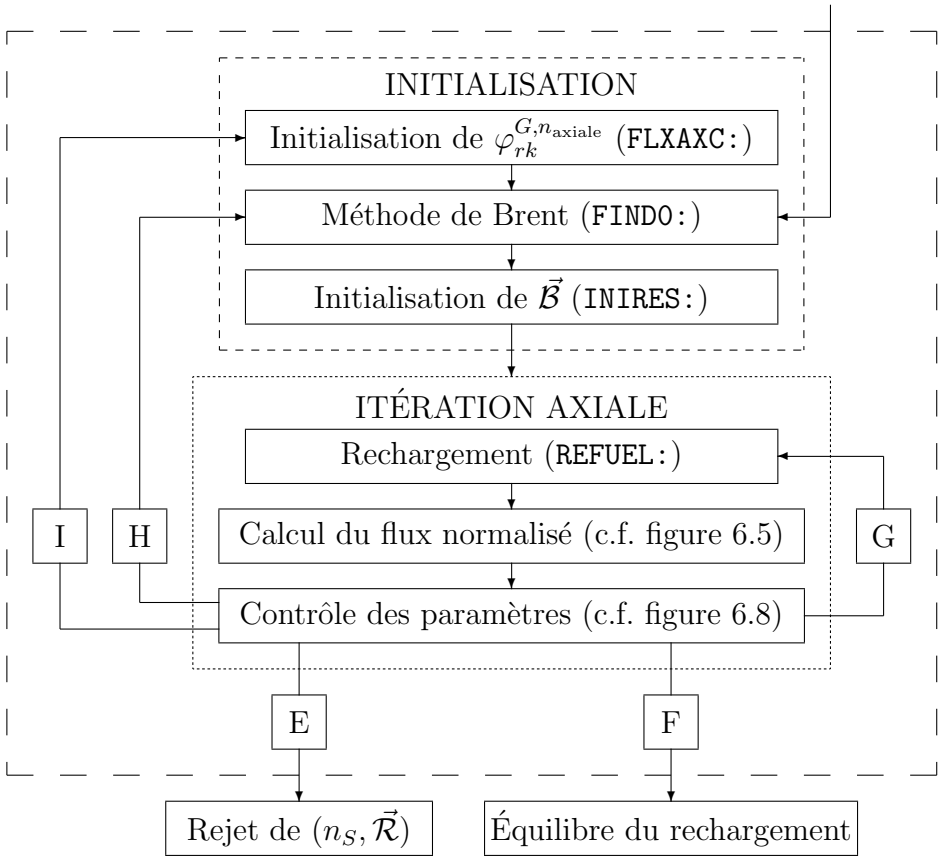

Figure 6.7 Schéma algorithmique de l'itération critique.

L'algorithme de contrôle des paramètres d'entrée décrit à la figure 6.8 qui gère l'approche vers la criticité est très semblable à celui déjà présenté à la figure 6.6. Les quelques différences notoires entre les deux algorithmes sont :

- le critère d'arrêt $\varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}$ est remplacé par $\varepsilon_{\text{axiale}}^{\diamond} = \max\{\varepsilon_{\text{axiale}}^{+}, \varepsilon_{\text{axiale}}^{-}, \varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}\}$, qui tient compte de la précision obtenue sur les bornes d'initialisation de l'itération critique ;
- la condition $n_{\text{axiale}} \geq n_{\text{axiale}}^{\min}$ est retirée, puisque de bonnes approximations de l'équilibre du rechargement sont déjà acquises ;
- la condition sur la criticité est alors donnée explicitement par $|\delta k_{\text{eff}}^{n_{\text{critique}}}| < \varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$.

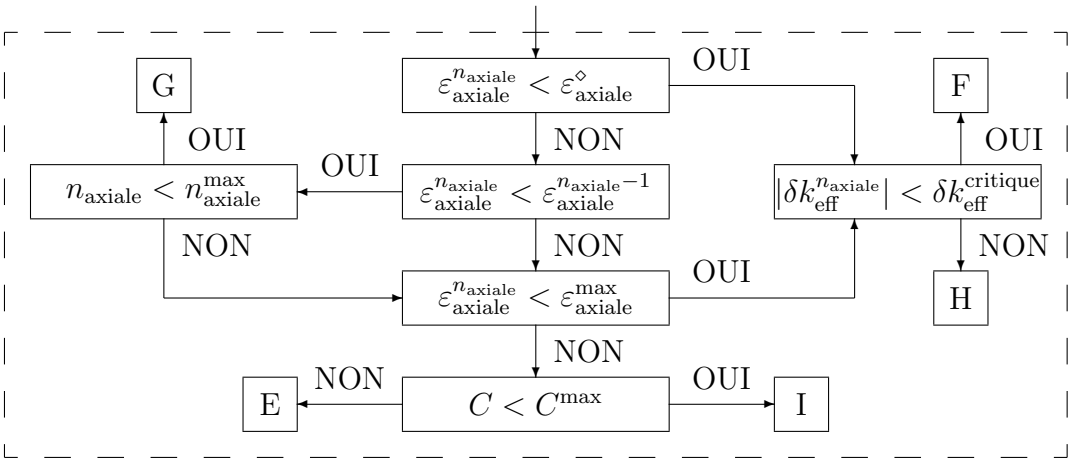

Figure 6.8 Contrôle des paramètres d'entrée lors de la recherche de l'équilibre du rechargement avec la méthode de Brent.

Le tableau 6.1 présente les paramètres de modélisation utilisés pour la recherche de l'équilibre du rechargement. Seulement 39 cycles de combustible sur les 400 étudiés n'ont pu trouver au moins une stratégie permettant à la fois la convergence axiale et la criticité. Dans tous les cas, notre algorithme permet de démontrer numériquement l'existence de l'équilibre du rechargement pour le combustible considéré, et de déterminer les principaux paramètres intégraux moyennés dans le temps avec une précision proportionnelle à l'effort de calcul.

Tableau 6.1 Paramètres du modèle de recherche de l'équilibre du rechargement.

$\delta k_{\text{eff}}^{\text{bornes}}$	500 pcm
$\varepsilon_{\text{axiale}}^{\min}$	5×10^{-4}
$\varepsilon_{\text{axiale}}^{\max}$	5×10^{-2}
$\varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$	1 ou 10 pcm
$n_{\text{axiale}}^{\max}$	20
$n_{\text{axiale}}^{\min}$	2
$n_{\text{critique}}^{\max}$	100
$\bar{\mathcal{B}}_1^{e,n_{\text{critique}}=0}$	8 GWj/T_{nl}

6.4 Optimisation de la stratégie radiale de rechargement

Maintenant que les caractéristiques du réacteur à l'équilibre du rechargement peuvent être obtenues pour une stratégie $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ imposée, il reste à déterminer la meilleure stratégie de rechargement pour une composition du combustible $\vec{\mathcal{X}}$ donnée. Étant donné que l'algorithme de recherche de l'équilibre du rechargement a été développé pour qu'il puisse agir de manière

autonome et décider lui-même s'il doit accepter ou rejeter la solution associée à la stratégie $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$, il est facile à implanter dans un schéma de calcul plus large recherchant la stratégie de rechargement radiale optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$. Cette recherche s'appuie sur plusieurs options de modélisation telles que : le choix de la stratégie axiale de rechargement n_S, la notion d'optimum de la stratégie de rechargement et la méthodologie de recherche de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$. La notion d'optimum se base sur les contraintes fondamentales de la gestion du combustible présentées au chapitre 2 et peut être quantifiée à l'aide d'une fonction objectif. Ici, la recherche de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$ est scindée en deux parties : la recherche du profil du burnup moyen de sortie et son raffinement. Toutefois, avant d'exposer la méthode d'optimisation développée, il est important d'établir le contexte propre à ce domaine de recherche qui a été grandement investigué, notamment à l'ÉPM. Ce contexte établira aussi une prémice aux méthodes de modification des mécanismes de réactivité qui seront présentées dans les prochains chapitres.

6.4.1 Méthodes d'optimisation

Rozon *et al.* (1981) ont développé une méthode d'optimisation basée sur la théorie de diffusion à 2 groupes d'énergie dans une première version unidimensionnelle du code OPTEX. Le flux était calculé seulement dans la direction radiale, en assumant une symétrie azimuthale et en négligeant les effets axiaux non-linéaires du rechargement en utilisant le modèle de rechargement continu (c.f. section 3.5.2) ainsi qu'une forme de cosinus pour le flux axial par l'intermédiaire d'un buckling B^2_{axiale}. Les travaux d'Alaoui (1985) généralisèrent la méthode de Rozon *et al.* (1981) en développant la gestion du combustible optimale à l'équilibre du rechargement pour un CANDU bidimensionnel dans le code OPTEX-2D en éliminant la symétrie azimuthale. Nguyen (1987) élimina ensuite partiellement les approximations axiales en considérant un modèle axial-symétrique. Ensuite, Beaudet (1991) considéra explicitement les effets axiaux non-linéaires du rechargement. Tajmouati (1993) utilisa ce modèle tridimensionnel pour y inclure une paramétrisation des sections efficaces macroscopiques en fonction de plusieurs paramètres locaux d'intérêts, permettant ainsi un couplage avec la thermique du cœur. Notons qu'en plus des zones de combustion, confondues alors avec les zones de rechargement, Rozon *et al.* (1981), Alaoui (1985) et Beaudet (1991) ont également défini un certain nombre de zones de barres de compensation dans lesquelles la géométrie des barres étaient optimisées en même temps que la gestion du combustible. Ceci permettait une optimisation en un seul bloc de la gestion du combustible et de l'épaisseur des barres.

La méthode d'optimisation du code OPTEX est restée la même au fil de ces développements. Elle consiste à minimiser, sous plusieurs contraintes, le coût en combustible par unité

de puissance thermique produite par l'intermédiaire d'une fonction objectif

$$F_C = \frac{\sum_j \frac{C_j(\vec{\mathcal{X}})}{\bar{\mathcal{B}}_j^e} \sum_k \sum_G \bar{H}_{jk}^G \bar{\phi}_{jk}^G}{\sum_j \sum_k \sum_G \bar{H}_{jk}^G \bar{\phi}_{jk}^G} = \frac{\sum_j \frac{C_j(\vec{\mathcal{X}})}{\bar{\mathcal{B}}_j^e} \bar{\mathcal{P}}_j}{\sum_j \bar{\mathcal{P}}_j} = \frac{\langle \frac{C(\vec{\mathcal{X}})}{\bar{\mathcal{B}}^e} \bar{H}(\vec{r}), \bar{\phi}(\vec{r}) \rangle_V}{\langle \bar{H}(\vec{r}), \bar{\phi}(\vec{r}) \rangle_V},$$

où $C_j(\vec{\mathcal{X}})$ est le coût d'une grappe de combustible de vecteur isotopique $\vec{\mathcal{X}}$ insérée dans le canal j. Le facteur $C_j(\vec{\mathcal{X}})/\bar{\mathcal{B}}_j^e$ est pondéré par la fraction de puissance du canal j ($\bar{\mathcal{P}}_j / \sum_j \bar{\mathcal{P}}_j$) de manière à refléter que les canaux de hautes puissances extraient plus rapidement l'énergie du combustible nucléaire. Beaudet (1987) considéra de plus un terme créditeur pour la vente du ^{60}Co générée dans les barres de compensation au ^{59}Co.

Le code OPTEX utilise la théorie des perturbations généralisées d'ordre 1 afin de linéariser F_C dans le voisinage d'un point réalisable $\vec{\mathcal{D}}_n$, où $\vec{\mathcal{D}}$ est le vecteur de décision du problème (burnup moyen de sortie par zones de combustion et épaisseur des barres par zone de barres de compensation). Le calcul du gradient $\vec{\nabla}_{\vec{\mathcal{D}}} F_C$ permet de se diriger par pas $\Delta\vec{\mathcal{D}}_n = \vec{\mathcal{D}}_{n+1} - \vec{\mathcal{D}}_n$ d'un point initial réalisable $\vec{\mathcal{D}}_0$ à $\vec{\mathcal{D}}_{opt}$, la solution optimale du problème. Cette recherche s'effectue toutefois sous plusieurs contraintes linéaires et une contrainte quadratique de normalisation. Cette dernière vise à ne privilégier aucune direction dans l'espace d'optimisation et à limiter le pas $\Delta\vec{\mathcal{D}}_n$ de manière à ce que le développement de F_C demeure valide (Alaoui, 1985). Les contraintes linéaires d'optimisation réfèrent au domaine de validité des variables de décision (par exemple, positives) ainsi qu'aux contraintes fondamentales d'exploitation d'un CANDU (c.f. section 2.4.1) : la criticité à l'équilibre du rechargement, les contraintes de puissance et la réserve de réactivité des barres de compensation. Ici, la dernière contrainte linéaire sera totalement ignorée et sera plutôt traitée au chapitre 7. La méthode utilisée dans OPTEX est basée sur l'hypothèse que chacun des $\vec{\mathcal{D}}_n$ constitue un point réalisable, c'est-à-dire que la distribution de flux en résultant ne viole aucune contrainte, et c'est pourquoi une attention particulière est portée à la contrainte quadratique (Chambon *et al.*, 2007). Ceci constitue une difficulté pratique d'implantation de l'algorithme. De plus, notons que pour un nouveau cycle de combustible, un point réalisable n'est pas nécessairement facile à déterminer (Chambon, 2006).

Chambon (2006) explora par la suite plusieurs méthodes pour optimiser la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement dans des réacteurs de type CANDU rechargés avec des combustibles d'uranium naturel ou enrichi. Diverses méthodes gradients (tel qu'utilisé dans OPTEX), gradients alternatives et métaheuristiques furent testées pour minimiser la fonction objectif en faisant varier le nombre de zones de combustion. Parmi les méthodes testées, la Méthode Multi-Étapes (MMÉ), la Méthode du Lagrangien Augmenté (MLA) et la Recherche TABOU (RT) sont particulièrement intéressantes et ont inspirées la méthode

utilisée dans cette étude qui se veut simple, mais suffisante pour mettre en œuvre les méthodes de modification des mécanismes de réactivité développées.

L'idée générale de la MMÉ consiste à résoudre plusieurs problèmes d'optimisation successivement de manière à respecter les contraintes, les unes après les autres (Chambon *et al.*, 2007). Pour la MLA, il s'agît d'inclure les contraintes dans la fonction objectif à optimiser et d'appliquer des pénalités si les contraintes sont violées (Chambon *et al.*, 2007). Ces méthodes se basent sur la linéarisation du problème autour de l'estimé courant et tentent à chacune des itérations d'améliorer la valeur de la fonction objectif, tout comme dans le code OPTEX. Le principal désavantage des méthodes gradients ou gradients alternatives est qu'elles peuvent se diriger vers un optimum local de la fonction objectif et n'ont aucun moyen d'en ressortir.

Les méthodes métaheuristiques, comme la RT, permettent à la fonction objectif de s'empirer au fil des itérations, ce qui permet de sortir d'un optimum local et, peut-être de tendre vers l'optimum global (Chambon et Varin, 2008). L'algorithme de la RT consiste à définir d'abord une fonction objectif incluant les contraintes (comme pour la MLA) et un ensemble de points de calcul parmi lesquels le point initial est choisi au hasard. L'équilibre du rechargement est déterminé pour tous les points de calcul de manière à estimer la fonction objectif, puis le point montrant la meilleure estimation de la fonction objectif est comparé au meilleur estimé précédent. Si une amélioration a été réalisée, alors l'ancien meilleur estimé est ajouté à une *liste tabou* de sorte que l'algorithme n'y retourne pas par la suite. Finalement, une phase de raffinement (ou d'intensification) est réalisée pour accroître la précision sur l'optimum préalablement trouvé dans la phase d'exploration. La convergence est atteinte si un nombre maximal de phase de raffinement est atteint ou si la valeur de la fonction objectif ne s'améliore plus durant la phase de raffinement. Finalement, Chambon et Varin (2008) note que la fiabilité de l'optimisation de l'enrichissement des combustibles à l'uranium est très mauvaise lorsqu'elle s'effectue en même temps que la maximisation du burnup moyen de sortie, et qu'une étude paramétrique est alors préférable.

Notons que ces méthodes utilisent toutes une contrainte de criticité, alors que nous nous en sommes débarrassée directement dans l'algorithme de recherche de l'équilibre du rechargement. Les méthodes développées par la suite suivent cette logique qui s'apparente à celle utilisée dans la MMÉ. Il en va de même pour la modification des mécanismes de réactivité.

6.4.2 Optimum de la stratégie radiale de rechargement

La recherche de la stratégie radiale de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$ sera effectuée ici pour chacune des deux stratégies axiales considérées : $n_S = 4$ et $n_S = 8$. On notera donc l'optimum $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. Pour définir cet optimum, des contraintes d'optimisation seront définies à partir des contraintes fondamentales (c.f. section 2.4.1) s'appliquant en tout temps durant

l'opération du CANDU, et en particulier lors de l'équilibre du rechargement. La stratégie de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ sera donc celle qui, pour un combustible $\vec{\mathcal{X}}$, offrira les meilleures performances relatives aux contraintes s'appliquant à l'équilibre du rechargement.

Contraintes d'optimisation

Le tableau 6.2 présente le lien entre les contraintes fondamentales et d'optimisation ainsi que les valeurs de références utilisées. Certaines contraintes seront considérées comme des contraintes post-optimisation et seront vérifiées *a posteriori*. En effet, les contraintes de fusion du combustible et d'assèchement de la gaine viennent en deux saveurs : à l'équilibre du rechargement et pour les états instantanés du cœur. Pour déterminer $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, seulement les versions moyennées dans le temps sont considérées et les versions instantanées seront utilisées uniquement comme des critères de sélection des meilleurs cycles de combustible. Contrairement à la méthode MMÉ, aucun problème d'optimisation supplémentaire ne sera résolu à cette étape. D'autre part, la contrainte sur la capacité de rechargement est plus difficile que les autres à évaluer, puisque DONJON ne fournit pas directement les puissances par zone de combustion $\bar{\mathcal{P}}_z = \sum_{j\in z} \bar{\mathcal{P}}_j$ nécessaire à l'évaluation de la fréquence des rechargements (c.f. équation 3.59). De plus, nous prendrons pour acquis que la résistance métallurgique des gaines à l'irradiation est suffisante pour tous les burnup de grappes rencontrés au cours de l'optimisation. Cette contrainte fût investiguée par Motoda (1970), mais ne fût plus reprise par la suite. Les puissances maximales de grappe et de canal, seront notées $\mathcal{P}_{jk}^{\max} = \max_{jk} \mathcal{P}_{jk}$ et $\mathcal{P}_{j}^{\max} = \max_{j} \mathcal{P}_{j}$ respectivement. Notons que la limite de puissance de grappe moyenne dans le temps présentée au tableau 6.2 a été établie en considérant que $\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} = (\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim}/\mathcal{P}_{j}^{\lim})\mathcal{P}_{jk}^{\lim} \approx 860$ kW.

Tableau 6.2 Contraintes d'optimisation de la stratégie de rechargement et contraintes fondamentales associées.

Contraintes		Valeurs de référence	Références
Fondamentales	Optimisation		
Criticité	$\lvert\delta k_{\text{eff}}\rvert \leq \varepsilon_{\text{critique}}$	$\varepsilon_{\text{critique}} = 0$	-
Fusion du combustible	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim}$	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} = 860$ kW	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} = (\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim}/\mathcal{P}_{j}^{\lim})\mathcal{P}_{jk}^{\lim}$
	$\mathcal{P}_{jk}^{\max} \leq \mathcal{P}_{jk}^{\lim}$	$\mathcal{P}_{jk}^{\lim} = 935$ kW	(Choi, 2008)
Assèchement de la gaine	$\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim}$	$\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim} = 6,7$ MW	(Chambon *et al.*, 2007)
	$\mathcal{P}_{j}^{\max} \leq \mathcal{P}_{j}^{\lim}$	$\mathcal{P}_{jk}^{\lim} = 7,3$ MW	(Choi, 2008)
Utilisation du combustible	$\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle \geq \langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$	$\langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$ =7,5 GWj/T_{nl}	(Rouben, 1984)
Capacité de rechargement	$\bar{\mathcal{F}} \leq \bar{\mathcal{F}}_{\text{réf}}$	$\bar{\mathcal{F}}_{\text{réf}} = 2$ j^{-1}	(Rouben, 1984)

Fonction objectif

À l'instar de la MLA, les contraintes d'optimisation relatives à l'état d'équilibre du rechargement sont intégrées à la fonction objectif comme des pénalités à l'objectif principal de maximiser l'utilisation du combustible. Pour tenir compte de toutes les contraintes applicables aux calculs moyennés dans le temps à l'équilibre du rechargement, l'approche préconisée sera de maximiser une fonction objectif Ξ quantifiant le taux de respect des contraintes d'optimisation de fusion du combustible, d'assèchement de la gaine et d'utilisation du combustible et définie comme la somme de termes de convergence axiale E, de puissance P et de burnup B :

$$\Xi(\varepsilon_{\text{axiale}}, \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}, \langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle) = E(\varepsilon_{\text{axiale}}) + P(\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}) + B(\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle) \tag{6.14}$$

avec

$$E(\varepsilon_{\text{axiale}}) = \begin{cases} -500\ , & \text{si } 5 \times 10^{-2} \leq \varepsilon_{\text{axiale}} \\ -10\ , & \text{si } 1 \times 10^{-2} \leq \varepsilon_{\text{axiale}} < 5 \times 10^{-2} \\ -4\ , & \text{si } 5 \times 10^{-3} \leq \varepsilon_{\text{axiale}} < 1 \times 10^{-2} \\ -1\ , & \text{si } 1 \times 10^{-3} \leq \varepsilon_{\text{axiale}} < 5 \times 10^{-3} \\ -0,5\ , & \text{si } 5 \times 10^{-4} \leq \varepsilon_{\text{axiale}} < 1 \times 10^{-3} \\ 0\ , & \text{si } \varepsilon_{\text{axiale}} < 5 \times 10^{-4}, \end{cases} \tag{6.15}$$

$$P(\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}) = \begin{cases} -200\ , & \text{si } \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max} > \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} \text{ et } \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max} > \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim} \\ -100\ , & \text{si } \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} \text{ et } \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max} > \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim} \\ -50\ , & \text{si } \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max} > \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} \text{ et } \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim} \\ 0\ , & \text{si } \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\lim} \text{ et } \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max} \leq \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\lim}, \end{cases} \tag{6.16}$$

$$B(\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle) = \frac{\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle}{\langle \bar{\mathcal{B}}^{e}_{\text{réf}} \rangle}. \tag{6.17}$$

Physiquement, la maximisation de Ξ revient à chercher le flux qui engendre une distribution de puissance dont les pics sont inférieurs aux limites d'exploitation et engendrant les fuites neutroniques minimales, maximisant ainsi le burnup moyen de sortie de cœur. En d'autres mots, il s'agît d'une fonctionnelle dépendante de la distribution de flux neutronique évaluant le niveau d'aplatissement de la distribution de puissance de grappe et de canal atteint dans le cœur par l'utilisation de la stratégie de rechargement $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$. Notons que la criticité moyenne dans le temps est assurée par l'algorithme de recherche de l'équilibre du rechargement. Si l'algorithme n'a pas été en mesure d'obtenir $|\bar{\delta}k_{\text{eff}}| \leq \varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$, alors $\Xi = -500$, sans être calculée explicitement. La valeur de $\varepsilon_{\text{critique}}^{\max}$ dépend des modèles de transport utilisés pour générer les bases de données de sections efficaces. Pour les modèles grossiers, $\varepsilon_{\text{critique}}^{\max,\text{grossier}} = 10$ pcm, alors que pour les modèles précis $\varepsilon_{\text{critique}}^{\max,\text{précis}} = 1$ pcm (c.f. tableau 6.1).

Le terme de convergence axiale E ne représente aucune contrainte du tableau 6.2, mais tient compte de la latitude offerte à $\varepsilon_{\text{axiale}}$ lors de la recherche de l'équilibre du rechargement. Cinq intervalles de convergence axiale sont définis à l'équation 6.15 et la pénalité à Ξ est plus grande si la convergence axiale est plus faible. Notons simplement que si $\varepsilon_{\text{axiale}}$ est supérieur à 5×10^{-2}, on considère que la recherche de l'équilibre du rechargement a échouée sous la stratégie $(n_S, \vec{\mathcal{R}})$ imposée. De plus, dès que $\varepsilon_{\text{axiale}}$ est inférieur à 5×10^{-4}, $E = 0$.

Le terme de puissance P est aussi une fonction définie «en escalier» qui dépend des puissances maximales de grappe et de canal en moyenne dans le temps et qui peut prendre 4 valeurs selon l'équation 6.16. D'abord, dans le cas où les puissances limites de grappe $\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\text{lim}}$ et de canal $\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\text{lim}}$ sont dépassées par les pics de puissance moyenne, l'état du cœur est tout à fait contraire à celui recherché et alors $P = -200$. Rozon (1985) note que la contrainte de fusion du combustible est généralement atteinte avant celle d'assèchement de la gaine, et c'est pourquoi une valeur intermédiaire de -100 est utilisée dans ce cas. Toutefois, si la contrainte de puissance de grappe est dépassée, mais celle de puissance de canal est respectée, alors $P = -50$. Si les deux conditions sont respectées, alors P est nul.

Finalement, le terme de burnup $B(\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle)$, est le seul terme qui prend des valeurs continues. Selon la définition de Ξ, B doit augmenter lorsque $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ croît pour rendre les cas avec B maximum les plus attrayants. Le terme de burnup est alors simplement défini selon le rapport 6.17, où la valeur de référence $\langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$ est le burnup moyen de sortie du cycle à l'uranium naturel avec la grappe standard avec la stratégie axiale $n_S = 8$. Soulignons que la valeur de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$ utilisée correspond à celle obtenue par le modèle grossier ou le modèle précis de cœur, de sorte que $\Xi = 1$ pour le cycle de référence indépendamment du modèle de cœur utilisé.

6.4.3 Recherche du profil du burnup moyen de sortie

Maintenant que la fonction objectif Ξ est définie, la stratégie développée dans le cadre de cette étude pour trouver la stratégie de rechargement radiale optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ peut être exposée. De manière phénoménologique, $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ peut être vue comme étant le profil de burnup moyen de sortie $\vec{\mathcal{B}}_{opt}(n_S)$ qui minimise les fuites hors du cœur, ou bien, qui conserve le plus de neutrons pour contrebalancer l'accumulation de produits de fission et la consommation des fissiles, et ainsi soutenir la réaction critique plus longtemps. Wight et Girouard (1978) ont calculé le profil de burnup moyen de sortie minimisant les fuites pour un réacteur unidimensionnel rechargé continûment. Selon Chambon (2006), la solution optimale pour un réacteur cylindrique tend vers le résultat de Wight et Girouard (1978) à mesure que le nombre de zone de combustion N_z augmente.

Les bases de la stratégie de recherche de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ sont établies à partir de cette analyse sommaire et des approches utilisées par Chambon (2006) et résumées à la section 6.4.1.

Dans un premier temps, l'idée consiste à définir le profil de burnup $\vec{\mathcal{B}}_{m_{n_{\text{radiale}=0}}}$, ou encore la stratégie radiale $\vec{\mathcal{R}}_m \in M_{n_{\text{radiale}=0}}$, qui maximise la fonction objectif dans le sous-espace $M_{n_{\text{radiale}=0}} \subset R = \{\mathcal{R}_2, \mathcal{R}_3\}$ (St-Aubin et Marleau, 2011b). Les éléments du sous-espace $M_{n_{\text{radiale}=0}}$ sont les points de calcul d'une phase d'exploration de l'espace R, un peu comme dans le cadre de la RT. En considérant les résultats de Wight et Girouard (1978) et Chambon (2006), on ne peut postuler *a priori* des contraintes d'inégalités entre $\mathcal{R}_2$ et $\mathcal{R}_3$, puisque le profil radial de burnup moyen de sortie optimal $\vec{\mathcal{B}}_{opt}(n_S)$ peut prendre des allures différentes selon le nombre de zones de combustion utilisé. Bien qu'il soit logique de croire que le burnup moyen de sortie en périphérie sera plus faible que celui au centre du cœur, étant donné la différence importante de puissance due à la proximité des frontières externes du cœur, les composantes $\mathcal{R}_2$ et $\mathcal{R}_3$ seront tout de même libres de varier au-delà de 1. L'idée consiste à discrétiser le sous-espace $M_{n_{\text{radiale}=0}}$ selon $\eta = 3^{\dim(R)} = 9$ différents profils radiaux imaginables pour un modèle à $N_z = \dim(R)+1 = 3$ zones de combustion. Les stratégies radiales explicites contenues dans la discrétisation de $M_{n_{\text{radiale}=0}}$ sont présentées à l'équation 6.18. L'asymétrie entre les sous-domaines $\mathcal{R}_z > 1$ et $\mathcal{R}_z < 1$ provient du fait que le choix de la zone de combustion de référence (ici $z_{\text{réf}} = 1$) pour définir les $\mathcal{R}_z = \bar{\mathcal{B}}_z / \bar{\mathcal{B}}_{z_{\text{réf}}}$ est arbitraire et que nous avons cherché à établir une certaines cohérences entre les points de calculs dans ces deux sous-domaines.

$$M_{n_{\text{radiale}=0}} = \left\{ \begin{bmatrix} \frac{7}{8} \\ \frac{7}{8} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{7}{8} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{5}{4} \\ \frac{7}{8} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{7}{8} \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{5}{4} \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{7}{8} \\ \frac{5}{4} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{5}{4} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{5}{4} \\ \frac{5}{4} \end{bmatrix} \right\} \quad (6.18)$$

Le sous-espace $M_{n_{\text{radiale}=0}}$ représente une suite de 9 calculs de recherche de l'équilibre du rechargement par stratégie axiale pour le combustible considéré. La suite des $\Xi_{m_{n_{\text{radiale}=0}}}$ renseigne sur la performance de chacun des profils testés, et permet par une simple comparaison des valeurs de la suite de déterminer l'optimal relatif à la suite particulière choisie. Le schéma algorithmique correspondant est présenté à la figure 6.9.

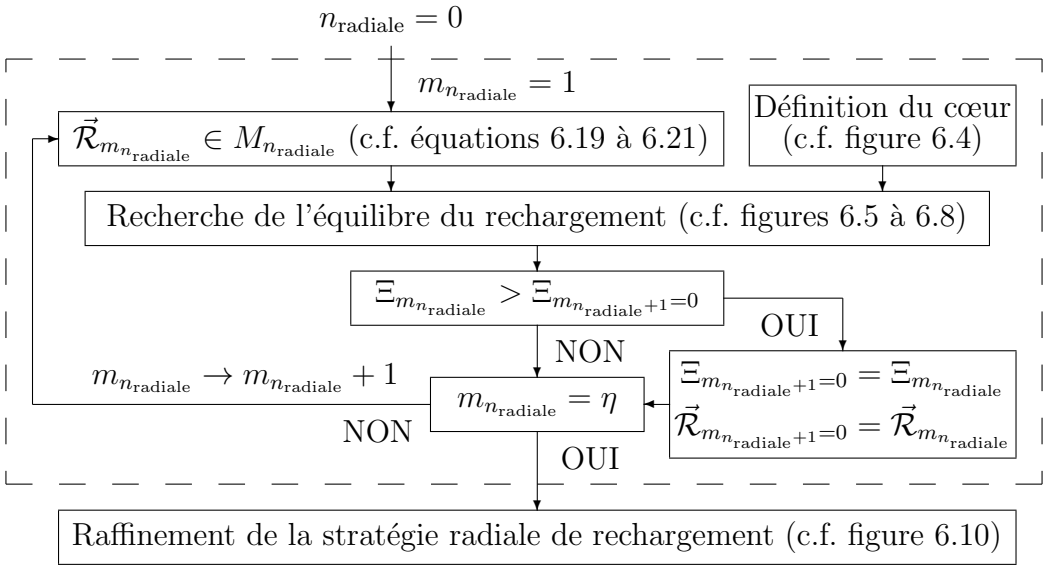

Figure 6.9 Schéma algorithmique pour la recherche du profil de la stratégie de rechargement radiale optimale.

6.4.4 Raffinement de la stratégie radiale

Le raffinement de l'approximation de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ donnée par le processus de recherche de profil s'effectue autour du maximum provisoire dans le sous-espace $M_{n_{\text{radiale}}=0}$ trouvé à l'étape précédente. L'idée consiste à effectuer $\eta - 1 = 8$ nouveaux calculs dans le voisinage de ce maximum selon un découpage cartésien explicité à l'équation 6.19, définissant de nouveaux sous-espaces $M_{n_{\text{radiale}}} \subset R$, puis de vérifier à chaque fois si la valeur de la fonction objectif $\Xi_{m_{n_{\text{radiale}}}}$ du calcul courant $m_{n_{\text{radiale}}}$ dépasse la valeur la plus élevée mise en mémoire jusqu'à présent. De cette façon, un nouveau maximum temporaire, plus précis que le premier, est déterminé. Cette intensification, ou raffinement, des recherches sur la zone d'intérêt est répétée $n^{\max}_{\text{radiale}} = 2$ fois en réduisant les pas $\Delta\mathcal{R}^{\pm}_z$ entre les points de calculs de moitié à chaque itération n_{radiale}, tel que spécifié aux équations 6.20 et 6.21. Notons toutefois que l'algorithme effectue des phases de raffinement seulement autour du maximun trouvé et que cela ne lui permet pas de sortir d'un optimum local, contrairement à la méthode RT. On peut toutefois discriminer un cycle particulier en imposant un critère de sélection post-optimisation sur la valeur minimale admissible de Ξ.

$$M_{n_{\text{radiale}}} = \left\{ \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} + \Delta\mathcal{R}^{+}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \dots \right.$$
$$\begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \dots$$
$$\left. \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} + \Delta\mathcal{R}^{+}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} - \Delta\mathcal{R}^{-}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} + \Delta\mathcal{R}^{+}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix}, \dots \right.$$
$$\left. \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{2,n_{\text{radiale}}-1} \\ \mathcal{R}_{3,n_{\text{radiale}}-1} + \Delta\mathcal{R}^{+}_{3,n_{\text{radiale}}-1} \end{bmatrix} \right\} \tag{6.19}$$

avec

$$\Delta\mathcal{R}^{+}_{z,n_{\text{radiale}}-1} = \begin{cases} 2^{-(2+n_{\text{radiale}})}, & \text{si } \mathcal{R}_{z,n_{\text{radiale}}-1} \geq 1 \\ 2^{-(3+n_{\text{radiale}})}, & \text{si } \mathcal{R}_{z,n_{\text{radiale}}-1} < 1 \end{cases} \tag{6.20}$$

et

$$\Delta\mathcal{R}^{-}_{z,n_{\text{radiale}}-1} = \begin{cases} 2^{-(2+n_{\text{radiale}})}, & \text{si } \mathcal{R}_{z,n_{\text{radiale}}-1} > 1 \\ 2^{-(3+n_{\text{radiale}})}, & \text{si } \mathcal{R}_{z,n_{\text{radiale}}-1} \leq 1. \end{cases} \tag{6.21}$$

De cette manière, la stratégie radiale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ qui maximise Ξ est obtenue avec une erreur maximale de $\varepsilon^{\max}_{\text{radiale},\mathcal{R}_z>1} = 2^{-(2+n^{\max}_{\text{radiale}})} = 1/16$ sur les $\mathcal{R}_z > 1$ et $\varepsilon^{\max}_{\text{radiale},\mathcal{R}_z<1} = 2^{-(3+n^{\max}_{\text{radiale}})} = 1/32$ sur les $\mathcal{R}_z < 1$. Au total, le processus de recherche et de raffinage du profil compte $\eta(n^{\max}_{\text{radiale}} + 1) - n^{\max}_{\text{radiale}} = 25$ recherches de l'équilibre du rechargement et permet de couvrir le domaine

$$\left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2^{3+n^{\max}_{\text{radiale}}}}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2^{2+n^{\max}_{\text{radiale}}}}\right]^2 = \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{32}, \frac{3}{2} - \frac{1}{16}\right]^2 = \left[\frac{25}{32}, \frac{23}{16}\right]^2 \subset R.$$

La figure 6.10 présente le schéma algorithmique de raffinement de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$.

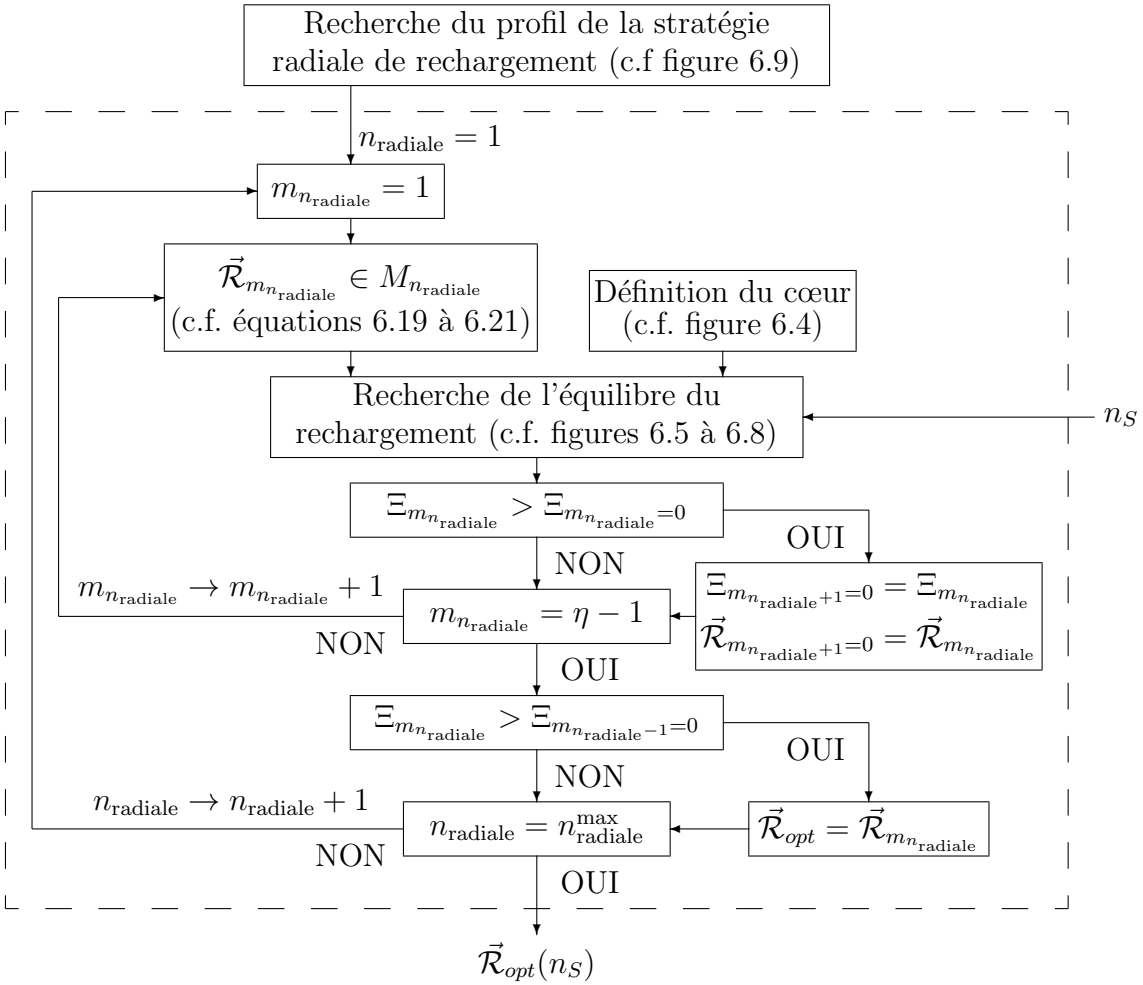

Figure 6.10 Schéma algorithmique du raffinement de la stratégie de rechargement radiale optimale.

La stratégie retenue par ce processus est, par définition, la stratégie radiale optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. Elle sera alors systématiquement associée au combustible $\vec{\mathcal{X}}$ lorsqu'il est opéré avec la stratégie axiale n_S. Ceci raffine la notion de cycle de combustible introduite à la section 1.1.4 pour cette étude : il s'agît de l'ensemble des états du cœur rechargé avec du combustible $\vec{\mathcal{X}}$ dans une configuration de grappe G_C opéré avec la stratégie radiale optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. Néanmoins, la description effectuée jusqu'à présent ne réfère qu'à une seule des deux composantes de la gestion du combustible dans le CANDU. Bien que le comportement de référence tiré de ce modèle est primordial, il doit nécessairement être comparé avec des états instantanés crédibles du cœur opéré dans un cycle particulier avant de pouvoir affirmer que les cycles sont prometteurs pour l'exploitation.

6.5 Composante instantanée de la gestion du combustible

Les calculs d'états instantanés sont beaucoup plus simples que les calculs moyennés dans le temps puisqu'il suffit de calculer la distribution de flux conséquente à la distribution de burnup $\mathcal{B}_{jk}$ et des positions $\mathcal{Y}_m$ des mécanismes de réactivité définissant les $\Sigma^G_{x,jk}(\mathcal{B}_{jk}, \mathcal{Y}_m)$ dans le cœur par les équations 6.3 et 6.4, et donc d'effectuer un seul calcul direct de diffusion par état instantané. Il s'agît alors de définir des distributions $\mathcal{B}_{jk}$ et $\mathcal{Y}_m$ crédibles pour qualifier les états instantanés d'un cycle par rapport au comportement de référence moyenné dans le temps. Les facteurs de pointes de puissance XPPF sont d'abord présentés. Par la suite, nous présentons deux états instantanés du combustible qui permettent d'analyser sommairement la composante instantanée des cycles simulés.

6.5.1 Facteurs de pointes de puissance

Les concepteurs et exploitants de réacteurs s'intéressent habituellement à l'écart de la distribution de puissance du cœur dans un état instantané *inst* par rapport à la distribution de référence moyenne dans le temps, puisqu'au cours de l'exploitation la puissance instantanée oscillera autour de la puissance de référence. Par exemple, si une grappe ou un canal doit être rechargé prochainement, sa puissance sera inférieure à la puissance moyenne, conformément aux règles du rechargement énoncées par Rouben (1984), alors que si la région vient d'être rechargée, sa puissance sera plus grande que la moyenne dans le temps. Les facteurs de pointe de puissance de grappe BPPF_{inst} (pour *Bundle Power Peaking Factor*), de canal CPPF_{inst} (pour *Channel Power Peaking Factor*) et de zone de contrôle ZPPF_{inst} (pour *Zonal Power Peaking Factor*) décrivent l'amplitude maximal de l'écart entre les distributions de puissance :

$$\mathrm{BPPF}_{inst} = \max_{jk}\left(\frac{\mathcal{P}^{inst}_{jk}}{\bar{\mathcal{P}}_{jk}}\right) \ , \ \mathrm{CPPF}_{inst} = \max_{j}\left(\frac{\mathcal{P}^{inst}_{j}}{\bar{\mathcal{P}}_{j}}\right) \ , \ \mathrm{ZPPF}_{inst} = \max_{c}\left(\frac{\mathcal{P}^{inst}_{c}}{\bar{\mathcal{P}}_{c}}\right). \quad (6.22)$$

Par soucis de conservatisme dans l'évaluation de ces paramètres cruciaux pour la sûreté du réacteur, les facteurs de pointe maximaux

$$\mathrm{BPPF} = \max_{inst}\mathrm{BPPF}_{inst} \ , \ \mathrm{CPPF} = \max_{inst}\mathrm{CPPF}_{inst} \ , \ \mathrm{ZPPF} = \max_{inst}\mathrm{ZPPF}_{inst} \quad (6.23)$$

obtenus au cours d'une suite de calculs d'états instantanés crédibles sont habituellement utilisés. Ceci permet alors de déterminer des valeurs conservatrices des puissances maximales

$$\mathcal{P}^{\mathrm{MAX}}_{jk} = \mathrm{BPPF}\max_{jk}\bar{\mathcal{P}}_{jk} \ , \ \mathcal{P}^{\mathrm{MAX}}_{j} = \mathrm{CPPF}\max_{j}\bar{\mathcal{P}}_{j} \ , \ \mathcal{P}^{\mathrm{MAX}}_{c} = \mathrm{ZPPF}\max_{c}\bar{\mathcal{P}}_{c} \quad (6.24)$$

susceptibles de se présenter lors de l'exploitation. La différence entre les $\mathcal{P}^{\text{MAX}}_{jk,j,c}$ et les $\mathcal{P}^{\text{max}}_{jk,j,c}$ réside dans le fait que l'évaluation des $\mathcal{P}^{\text{MAX}}_{jk,j,c}$ considère que les pics de puissances des états instantanés et d'équilibre du rechargement se produisent aux mêmes endroits, ce qui n'est généralement pas le cas et tend donc à surestimer les pics réels de puissance instantanée. C'est pourquoi cette approche est jugée conservatrice. Ici, nous considérerons uniquement les $\mathcal{P}^{\text{max}}_{jk,j,c,inst} = \max_{jk,j,c} \mathcal{P}_{jk,j,c,inst}$ pour l'évaluation des contraintes de puissance instantanée.

6.5.2 Cœur frais

Le premier état instantané considéré est le cœur frais, caractérisé par un burnup nul pour toutes les grappes ($\mathcal{B}_{jk} = 0$), visant à modéliser le comportement du réacteur lors de sa mise en marche. Cet état est simulé par DONJON en fournissant les $\mathcal{B}_{jk}$ au module `INIRES:` (option `IMOD 4 BURN-FUEL`) pour initialiser la structure de donné `MAP`. Le besoin d'empoisonnement au démarrage par des poisons solubles et/ou l'introduction de grappes de combustible appauvri dans le chargement initial de chacun des cycles pourra être déterminé par les résultats obtenus avec cette simulation et comparé en utilisant les résultats obtenus avec les modèles de cellule au chapitre 4. La grande symétrie du cœur frais permet de relier directement les pics de puissance à l'aplatissement supplémentaire (à celui fourni par les barres de compensation) qui est requis au centre du réacteur par l'introduction de grappes de combustible appauvri. Notons que le cœur frais dépend uniquement du combustible et est indépendant de n_S et de $\vec{\mathcal{R}}(n_S)$.

6.5.3 Cœur âgé

Âge de canal

Pour déterminer des états crédibles du cœur soumis aux rechargements, les distributions de burnup doivent être représentatives d'états de l'âge du combustible susceptibles de se présenter durant l'exploitation. La notion d'âge

$$\mathcal{A}^{inst}_{jk} = \frac{\mathcal{B}^{inst}_{jk} - \bar{\mathcal{B}}^{\text{initial}}_{jk}}{\bar{\mathcal{B}}^{\text{final}}_{jk} - \bar{\mathcal{B}}^{\text{initial}}_{jk}} = \frac{\mathcal{B}^{inst}_{jk} - \bar{\mathcal{B}}^{\text{initial}}_{jk}}{\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk}} = \frac{\mathcal{B}^{inst}_{jk} - \bar{\mathcal{B}}^{\text{initial}}_{jk}}{n_S \bar{\mathcal{B}}^{e}_{j} \bar{\Psi}_{jk}} \tag{6.25}$$

d'une grappe jk dans un état instantané $inst$ se base sur l'équilibre du rechargement déterminé préalablement. Rozon (1999) note qu'en supposant que $\mathcal{B}_{jk}$ varie linéairement dans le temps, c'est-à-dire que les $\bar{\mathcal{P}}_{jk}$, les $\bar{\Psi}_{jk}$ et les $\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk}$ sont constantes, les âges $\mathcal{A}^{inst}_{jk}$ devraient être les mêmes pour toutes les grappes $k \leq n_S$ du canal j lorsque l'équilibre du rechargement est atteint. Rozon (1999) propose alors de considérer l'âge de canal $\mathcal{A}^{inst}_{j} = \mathcal{A}^{inst}_{jk}$ comme une fraction de la période $\bar{\mathcal{T}}_j$ représentative du temps écoulé depuis le dernier rechargement du

canal j dans cet état, de sorte que $0 \leq \mathcal{A}_j^{inst} \leq 1$. De plus, en considèrant que $\mathcal{P}_{jk}^{inst}$ varie linéairement autour de $\bar{\mathcal{P}}_{jk}$ par un comportement en «dents de scie», $\mathcal{P}_j^{inst} > \bar{\mathcal{P}}_j$ pour les canaux pour lesquels $\mathcal{A}_j^{inst} < \frac{1}{2}$, alors que $\mathcal{P}_j^{inst} < \bar{\mathcal{P}}_j$ si $\mathcal{A}_j^{inst} > \frac{1}{2}$. De cette façon, n'importe quel état instantané du cœur obtenu une fois l'équilibre atteint (dans l'hypothèse que les conditions d'obtention de cet équilibre demeurent) pourrait être représenté par une distribution d'âge des canaux $\mathcal{A}_j^{inst}$ en imposant que

$$\mathcal{B}_{jk}^{inst} = \bar{\mathcal{B}}_{jk}^{\text{initial}} + \mathcal{A}_{jk}^{inst}\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk} \approx \bar{\mathcal{B}}_{jk}^{\text{initial}} + \mathcal{A}_{j}^{inst}\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk}. \tag{6.26}$$

Dans l'hypothèse d'une variation linéaire de l'âge des canaux, les $\Sigma_{x,jk}^{G,inst}(\mathcal{B}_{jk}^{inst}, \mathcal{Y}_m)$ devraient alors mener à des $k_{\text{eff}}^{inst} \approx 1$, si $\langle \mathcal{A}_j^{inst} \rangle = \frac{1}{N_j}\sum_{j=1}^{N_j} \mathcal{A}_j^{inst} = \frac{1}{2}$. Pour générer de telles distributions d'âges de canal, deux méthodes différentes ont été développées.

Approche statistique

L'approche statistique consiste à distribuer aléatoirement les $\mathcal{A}_j$ (ou directement les $\mathcal{A}_{jk}$) selon une loi uniforme $U[0,1]$, à déterminer un très grand nombre d'estimés XPPF_{inst} ($\text{X} \in \{\text{B}, \text{C}, \text{Z}\}$) des facteurs de pointes de puissance et à analyser les variances σ^2_{XPPF} des distributions obtenues. En supposant que les XPPF_{inst} suivent également une loi uniforme, on obtient que $\text{XPPF} = 1 + \sqrt{3}\sigma_{\text{XPPF}}$. Wight suggère plutôt d'utiliser $\text{XPPF} = 1 + 2,28\sigma_{\text{XPPF}}$ puisque la distribution uniforme sous-estime légèrement le maximum de la distribution réelle des XPPF_{inst} (Rozon, 1999) tendant vers une gaussienne au fur et à mesure que le nombre d'estimés augmente. Dans tous les cas, la valeur obtenue est habituellement conservatrice car cette approche ne tient aucunement compte des règles du rechargement (c.f. section 2.4.2). En effet, les symétries axiale et radiale des rechargements ne sont généralement pas respectées (et donc celles du flux non plus), et il est possible que l'approche statistique regroupe des canaux (ou grappes) d'âges faibles, provoquant des points chauds dans le cœur. En fait, cette approche n'accorde aucun crédit à l'opérateur qui évitera d'aller à l'encontre de ces règles, mais du point de vue de la sûreté, elle sera privilégiée pour obtenir des résultats conservateurs.

Approche déterministe

L'approche déterministe consiste à distribuer les $\mathcal{A}_j$ dans le cœur en appliquant un patron d'âge de canal $\mathcal{O}_j \in \mathbb{N}^*$, prédéterminé selon les règles du rechargement, de sorte que

$$\mathcal{A}_j^{inst} = \frac{\mathcal{O}_j^{inst} - \langle \mathcal{A}_j^{inst} \rangle}{N_j} = \frac{\mathcal{O}_j^{inst} - \frac{1}{2}}{N_j}, \tag{6.27}$$

où $1 \leq \mathcal{O}_j \leq N_j$ et donc $\mathcal{O}_j$ représente l'ordre du rechargement des canaux. Pour s'assurer que $\langle \mathcal{A}_j^{inst} \rangle = \frac{1}{2}$, nous avons choisi d'allouer tous les entiers de 1 à $N_j = 380$ dans le patron $\mathcal{O}_j$. Rozon (1999) propose de déterminer un grand nombre de patron d'âge de canal puis d'utiliser celui qui minimise les XPPF lors de l'optimisation économique d'un cycle.

Pour générer les patrons d'âge, la méthode des blocs (Rozon, 1999) consiste à subdiviser les canaux du cœur en 16 blocs B d'au plus 36 canaux, tel qu'illustré au tableau 6.3. Une séquence de blocs est d'abord imposée, c'est-à-dire l'ordre $\mathcal{O}_B$ dans laquelle chacun des blocs est rechargé de manière à éviter les points chauds dans le cœur. La séquence $\mathcal{O}_B$ utilisée ici est tirée directement des travaux de Rozon (1999). Lorsqu'un bloc doit être rechargé, on choisit un canal dans deux séquences de rechargement $\mathcal{O}_j^{\text{paire/impaire}}$ selon la parité du bloc courant. Les séquences $\mathcal{O}_j^{\text{paire/impaire}}$ sont construites par un générateur de nombres pseudo-aléatoires qui rempli une matrice 6×6 avec les nombres entiers de 1 à 36 selon certaines contraintes découlant des règles du rechargement. Notons que les séquences $\mathcal{O}_j^{\text{paire/impaire}}$ sont reliées via une permutation cyclique $(1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3, ..., 36 \rightarrow 1)$ de sorte qu'une seule matrice est choisie aléatoirement par le générateur de nombre pseudo-aléatoire et l'autre en est déduite. Pour empêcher l'apparition de points chauds dans le cœur au cours des rechargements, nous avons contraint les $\mathcal{O}_j^{\text{paire/impaire}}$ à séparer d'au moins un pas de réseau, deux canaux rechargés successivement dans le même bloc. Même s'il y aura possiblement 15 autres rechargements dans les autres blocs entre les deux rechargements successifs pour un même bloc, cette précaution supplémentaire reflète bien l'attitude de l'opérateur de manière générale. De plus, nous avons porté une attention particulière aux canaux adjacents à un ou plusieurs autres blocs de manière à ne pas créer de points chauds à ces endroits. Lorsque le canal qui doit être rechargé selon $\mathcal{O}_j^{\text{paire/impaire}}$ est en fait une région de réflecteur ou une région fictive de modélisation, l'algorithme passe au prochain canal selon les séquences de blocs/rechargements. Ceci aura tendance à augmenter les XPPF et des contraintes supplémentaires doivent être ajoutées pour éviter cet effet. Le patron $\mathcal{O}_j$ généré est présenté au tableau 6.3 et les calculs instantanés s'effectue en déclarant ce patron au module `REFUEL:` (option `CELL`) de DONJON.

Toutefois, les patrons d'âge de canal générés par la méthode des blocs sont généralement très dispersés et sous-estiment donc les XPPF. En effet, en centrale, la cadence des rechargements est souvent dictée par des raisons pratiques, comme les congés du personnel, ce qui tend à augmenter les XPPF. Par exemple, plus de canaux sont habituellement rechargés les vendredis pour prévenir la perte de réactivité du combustible durant la fin de semaine, et donc, les pointes de puissance sont plus nombreuses, et potentiellement plus importantes. Cependant, nous nous restreingnons ici à l'étude d'un seul patron d'âge que nous n'avons pas tenté d'optimiser. Cela nous permettra de garder un peu de conservatisme pour l'évaluation des XPPF et surtout de restreindre le temps des calculs.

Tableau 6.3 Patron d'âge $\mathcal{O}_j$ généré par les méthode des blocs.

	(A)	(B)	(C)	(D)	(E)	(F)	(G)	(H)	(J)	(K)	(L)	(M)	(N)	(O)	(P)	(Q)	(R)	(S)	(T)	(U)	(V)	(W)
(1)									290	183	174	342	159	331								
(2)						7	314	246	216	80	236	1	308	242	210	75	231					
(3)				15		50	302	125	325	267	16	43	296	118	319	263	11	49				
(4)				101	57	356	280	29	91	103	58	350	273	22	85	95	53	355	279			
(5)			68	191	364	154	204	258	69	192	366	146	197	251	62	187	359	153	203	257		
(6)		114	377	136	223	36	140	110	373	131	229	41	144	116	379	138	225	38	142			
(7)	338	292	184	176	343	161	333	287	180	170	348	167	340	294	185	178	345	163	335	289		
(8)	247	218	81	238	3	310	243	212	77	233	9	317	249	220	83	240	5	312	245	214		
(9)	304	127	327	269	18	45	298	120	321	264	12	51	306	128	329	271	20	47	300	122	323	266
(10)	282	31	92	105	59	351	275	24	87	97	54	357	284	33	93	107	60	353	277	26	89	99
(11)	206	260	71	193	368	148	199	253	64	188	361	157	208	261	73	195	370	150	201	255	66	190
(12)	27	133	100	363	123	221	34	139	108	371	129	213	25	132	98	362	121	219	32	137	106	369
(13)	151	324	278	172	164	341	158	330	285	179	168	334	149	322	276	171	162	339	156	328	283	177
(14)	301	235	202	67	226	380	307	241	209	74	230	374	299	234	200	65	224	378	305	239	207	72
(15)		112	313	256	6	42	295	117	318	262	10	37	288	111	311	254	4	40	293	115	316	
(16)		14	79	90	48	349	272	21	84	94	52	344	265	13	78	88	46	347	270	19	82	
(17)			56	182	354	145	196	250	61	186	358	141	189	244	55	181	352	143	194	248		
(18)			102	365	124	211	23	130	96	360	119	217	30	135	104	367	126	215	28	134		
(19)				173	165	332	147	320	274	169	160	337	155	326	281	175	166	336	152			
(20)					227	372	297	232	198	63	222	376	303	237	205	70	228	375				
(21)						35	286	109	309	252	2	39	291	113	315	259	8					
(22)									76	86	44	346	268	17								

6.6 Sélection des cycles avancés

6.6.1 Enveloppe initiale des cycles avancés

L'enveloppe initiale des cycles avancés est définie à partir de l'enveloppe de combustibles alternatifs réduite par les critères de sélection 4.11, 4.13 et 4.15 (c.f. sections 4.2.2 et 4.3.2) et des deux stratégies axiales n_S considérées. Tel qu'indiqué au tableau 4.5, 200 combustibles, dont 127 en configuration homogène et 73 dans l'une dans trois configurations hétérogènes, ont passées les critères de sélection des combustibles alternatifs. Ainsi, l'enveloppe initiale des cycles avancés comptent 400 éléments $(\vec{\mathcal{X}}, n_S)$, c'est-à-dire 2 cycles par combustible alternatif sélectionné.

Ainsi, après avoir effectué les calculs d'évolution à puissance constante avec fuites par les modèles de cellule grossiers (c.f. section 4.1.2), les calculs de supercellule pour les mécanismes nominaux par les modèles grossiers (c.f. section 5.2) pour chacun des 200 combustibles alternatifs sélectionnés, les trois états de cœur fini considérés (équilibre du rechargement, cœur frais et cœur âgé) sont simulés dans DONJON pour les 400 cycles en découlant. Alors, des critères de sélection en milieu fini sont instaurés et serviront à choisir les meilleurs cycles parmi l'enveloppe initiale des cycles avancés.

6.6.2 Critères de sélection

Pour déceler les meilleurs cycles, nous allons tenter d'évaluer leur *qualité*, c'est-à-dire leur taux de respect des contraintes fondamentales de la gestion du combustible (c.f. section 2.4.1), qui ont été traduites en contraintes d'optimisation au tableau 6.2. Les critères utilisés ici sont regroupés en deux parties : la sûreté et l'économie, puis l'exploitabilité. Notons qu'une sélection finale supplémentaire est effectuée pour restreindre le nombre de cycles admissibles à la modification des mécanismes de réactivité.

Sûreté et économie

Les critères de sûreté visent à garder le cœur dans un régime loin des contraintes fondamentales liées à la thermohydraulique. Ils s'expriment donc en terme de limites de puissance sur les grappes et les canaux tenant compte des composantes moyennée dans le temps et instantanée de la gestion du combustible dans les CANDU, tel que présenté au tableau 6.2. L'unique critère économique utilisé ici est le burnup moyen de sortie du combustible $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$. Celui-ci devra être supérieur à celui du cycle de référence pour devenir suffisamment intéressant pour justifier un changement du combustible utilisé, et éventuellement des mécanismes de réactivité. Notons que le coût de fabrication des combustibles de l'enveloppe initiale $C(\vec{\mathcal{X}})$

aurait également pu être utilisé pour pondérer le $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, tout comme dans l'approche d'OPTEX, mais l'estimation de ces coûts est difficile à faire compte tenu que l'utilisation du thorium et du DUPIC qui restent à ce jour très limitée et ne reflète en rien un déploiement de masse nécessaire à l'exploitation envisagée dans cette étude.

La fonction objectif Ξ a été spécialement conçue pour rassembler les critères de sûreté et d'économie relatifs à la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement, en plus de tenir compte d'un facteur de confiance en le modèle moyenné dans le temps, i.e. le terme de convergence axiale $E(\varepsilon_{\text{axiale}})$. Ainsi, pour qu'un cycle avancé soit admissible à la modification des mécanismes de réactivité, nous devons avoir :

$$\Xi \geq 1 \tag{6.28}$$

où Ξ est la fonction objectif sortante du processus de recherche de la stratégie de rechargement radiale optimale (c.f. figure 6.10). L'imposition d'une valeur limite unitaire restreint grandement les cycles qui passeront le critère 6.28 par rapport à tous ceux qui trouveront effectivement une stratégie $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. En effet, selon les équations 6.14 à 6.17, les pénalités associées à un dépassement des puissances limites de grappe et/ou de canal moyennes dans le temps ne pourront pas être compensées par une augmentation du terme de burnup $B(\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle)$. Toutefois, il est possible pour des cycles où la conversion du thorium est très efficace ou des cycles très réactifs, que le terme $B(\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle)$ compense les pénalités associées au terme de convergence axiale $E \leq 5 \times 10^{-3}$, ce qui est jugé acceptable.

La composante instantanée de la sûreté est vérifiée pour les deux états instantanés considérés à ce stade. Pour le cœur âgé, nous avons étendu les limites de puissances maximales de 10% pour tenir compte que nous n'avons pas suivi les recommandations de Rozon (1999) concernant l'optimisation du patron d'âge de canal. De plus, les cœurs frais et âgés sont simulés avec les barres liquides remplies à 50%, ce qui ne correspond pas nécessairement aux positions idéales pour atténuer les pics de puissance instantanée de ces états. Nous reviendrons sur ce point plus loin dans cette section, ainsi qu'au chapitre 8.

$$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\text{frais}} \leq \mathcal{P}^{\lim}_{jk} \text{ et } \mathcal{P}^{\max}_{j,\text{frais}} \leq \mathcal{P}^{\lim}_{j} \tag{6.29}$$

$$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\text{âgé}} \leq 1,1 \times \mathcal{P}^{\lim}_{jk} = 1028,5 \text{ kW et } \mathcal{P}^{\max}_{j,\text{âgé}} \leq 1,1 \times \mathcal{P}^{\lim}_{j} = 8030 \text{ kW} \tag{6.30}$$

Exploitabilité

L'exploitabilité des cycles avancés passent avant tout par la capacité des MC à recharger le cœur à la fréquence $\bar{\mathcal{F}}$. Comme nous n'avons pas tenu compte de cette contrainte

d'optimisation dans la recherche de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, nous imposons alors le critère :

$$\bar{\mathcal{F}} \leq \bar{\mathcal{F}}_{\text{réf}}. \tag{6.31}$$

Choix final

Après l'imposition des critères 6.28 à 6.31 à l'enveloppe initiale des cycles avancés, on se retrouve avec des cycles respectant l'ensemble des contraintes fondamentales vérifiées dans le cadre de cette étude. Il est alors possible de profiter de l'introduction du thorium dans le CANDU en examinant la génération de ressources fissiles au cours du cycle. Tel que discuté aux chapitres 1 et 3, la génération d'^{233}U et autres noyaux fissiles durant l'irradiation du combustible pourrait mener à la régénération de ressources fissiles en plus de produire la puissance nominale du réacteur. Toutefois, la maximisation de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, équivalente à la minimisation de $\bar{\mathcal{F}}$, poursuivie dans l'optimisation de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ est un objectif incompatible avec la maximisation de la production d'^{233}U par conversion du ^{232}Th. En effet, pour maximiser le nombre total de noyaux d'^{233}U récoltés il faut considérer deux phénomènes en compétition : l'accumulation croissante du ^{233}Th et du ^{233}Pa jusqu'à leur valeur de saturation $\mathcal{N}^{\infty}_{^{233}\text{Th}}$ et $\mathcal{N}^{\infty}_{^{233}\text{Pa}}$, et la consommation croissante dans le temps de l'^{233}U par fission. Cette consommation grandissante d'^{233}U est le résultat de la diminution de la quantité totale de noyaux fissiles dans les grappes. Ainsi, il faudrait fixer $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle / p_{\text{évo}}$ à une valeur inférieure au temps de saturation du ^{233}Pa, mais supérieure au temps du pic du plutonium (ou à $t = 0$) pour chacun des cycles. Par contre, en maximisant $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, ce moment optimal peut être largement dépassé et donc mener à une consommation accrue des noyaux d'^{233}U qui autrement auraient été disponibles à la sortie du combustible. Notons qu'avec les effets non-linéaires dû aux rechargements et aux fuites neutroniques, un modèle plus complet que le modèle ponctuel présenté à la section 3.3.3 et utilisé ici pour illustrer la problématique, devrait être mis en place pour évaluer correctement les phénomènes en compétition.

Toutefois, tel que mentionné à la section 1.3.1, l'objectif de cette étude est plutôt d'informer sur la faisabilité d'introduire des cycles avancés à base de thorium dans les CANDU. Ainsi, une approche décisionnelle globale est adoptée, plutôt que de trouver le meilleur compromis entre conversion fertile et burnup moyen de sortie. Nous tenterons de choisir les meilleurs cycles respectant les contraintes imposées, mais en privilégiant des solutions qui pourraient être adoptées par les exploitants en fonction de leur besoins. Par exemple, favoriser l'utilisation des ressources alternatives ou les meilleures performances économiques permettrait le développement graduel de l'exploitation des ressources nucléaires alternatives, tout en ouvrant la porte à d'autres cycles où la production d'^{233}U serait priorisée pour alimenter d'éventuels cycles ^{232}Th/^{233}U auto-suffisants.

6.6.3 Analyse du comportement des cycles avancés en milieu fini

L'enveloppe initiale des cycles avancés a été modélisée en utilisant les bases de données provenant des modèles grossiers de cellule et de supercellule. Cette évaluation grossière des caractéristiques globales des cycles sera utilisée ici pour sélectionner ceux pour lesquels la modification des mécanismes de réactivité sera entreprise dans les prochains chapitres. Les caractéristiques des cycles dans l'état d'équilibre du rechargement et les états instantanés seront présentés explicitement pour les cycles utilisant les combustibles d'analyse ayant respecté les critères de sélection des combustibles alternatifs (c.f. section 4.3.2). Ensuite, la sélection des cycles avancés sera présentée en montrant l'application successive des critères de sélection 6.28 à 6.31 sur l'enveloppe initiale.

Équilibre du rechargement

Les principales caractéristiques à l'équilibre du rechargement pour les 22 cycles sélectionnés au chapitre 4 sont présentés au tableau 6.4. D'abord, pour le cycle de référence, on observe que les contraintes de puissance sont aisément respectées et que la convergence axiale est excellente. Toutefois, $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ et $\bar{\mathcal{F}}$ sont respectivement légèrement supérieur et inférieure aux valeurs largement répandues de 7,5 GWj/$\mathrm{T_{nl}}$ et 2 jour^{-1} (Rouben, 1984). Ceci peut être dû à de multiple facteurs, incluant : la modélisation du cœur, les options de calcul utilisées en transport, le nombre de zone de combustion plus élevé que dans les modèles habituels (3 au lieu de 2) qui laisse plus de place à l'optimisation des fréquences de rechargement localement (Chambon, 2006) et aussi la distinction entre zones de rechargement et zones de combustion, ou encore la méthode d'optimisation de la stratégie radiale.

Plus globalement, on observe l'effet de la maximisation de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ sur les $\bar{\mathcal{P}}_j^{\max}$ qui sont toujours très près de $\bar{\mathcal{P}}_j^{\lim} = 6,7$ MW ($\bar{\mathcal{P}}_j^{\max} \geq 6,5$ MW). Ceci est dû au fait que, pour une contrainte $\bar{\mathcal{P}}_j^{\lim}$ donnée, $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ sera maximal si $\bar{\mathcal{P}}_j = \bar{\mathcal{P}}_j^{\lim}$, c'est-à-dire pour une distribution de puissance de canal plate. Ceci n'est pas possible ici, puisque les fuites neutroniques des canaux périphériques ne peuvent être compensées par des fréquences $\bar{\mathcal{F}}_j$ suffisamment élevées, étant donné le nombre restreint de zones de combustion utilisé dans le modèle, mais surtout par la proximité des frontières externes du cœur. Il en va de même pour les pics de puissance de grappe $\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}$ (≥ 771 kW), mais où les effets axiaux des rechargements entrent cette fois directement en ligne de compte. Les contraintes de puissance ont donc comme effet de limiter le burnup moyen de sortie et de maintenir $\bar{\mathcal{F}}$ relativement élevée. Les travaux de Chambon (2006) montrent clairement que pour un combustible donné, l'augmentation des contraintes de puissance augmente $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ et diminue $\bar{\mathcal{F}}$. Les contraintes particulières utilisées ici discriminent les cycles les plus attrayants du simple point de vue économique, comme les cas H. Ceci

reflète bien les compromis nécessaires en gestion du combustible.

Tableau 6.4 Principales caractéristiques des cycles avancés d'analyse à l'équilibre du rechargement.

Cycles		Ξ	$\varepsilon_{\text{axiale}}$	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}$	$\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}$	$\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$	$\bar{\mathcal{F}}$
Combustibles	n_S			[kW]	[kW]	[GWj/T_{nl}]	[jour^{-1}]
0	8	1,000	7,483E-5	854	6686	7,702	1,68
	4	-48,989	7,832E-5	885	6676	7,788	3,32
A	8	3,260	4,109E-4	854	6500	25,108	0,53
	4	3,116	2,254E-4	813	6679	24,002	1,10
B	8	2,640	9,818E-5	859	6653	20,332	0,69
	4	2,564	1,487E-4	771	6669	19,746	1,41
C	8	-45,911	9,882E-4	895	6661	35,348	0,40
	4	4,383	2,509E-4	815	6650	33,756	0,83
D	8	-47,414	3,673E-3	864	6550	27,516	0,51
	4	3,345	4,300E-4	846	6549	25,763	1,08
E	8	-1,383	9,510E-3	857	6698	19,954	0,66
	4	2,418	4,212E-4	844	6584	18,625	1,41
F	8	1,669	6,750E-4	856	6491	16,709	0,78
	4	2,071	1,106E-4	809	6687	15,949	1,64
G	8	-55,735	1,396E-2	874	6678	32,853	0,42
	4	-195,711	4,647E-4	1215	9273	33,031	0,98
H	8	-196,784	7,182E-3	906	6959	55,576	0,24
	4	-197,450	7,922E-3	905	6806	50,446	0,53
I	8	-56,319	1,891E-2	912	6678	28,353	0,49
	4	-47,637	1,218E-3	870	6694	25,901	1,06
J	8	-47,583	2,848E-3	898	6659	26,316	0,51
	4	3,218	3,168E-4	842	6542	24,783	1,07

De plus, on observe que plus $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ est grand, plus $\bar{\mathcal{F}}$ est faible, ce qui confirme que la maximisation de $\bar{\mathcal{F}}$ est cohérente avec l'objectif imposé de la maximisation de $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$. En fait, en considérant les équations 3.57, 3.59 et 6.7, puis en supposant que la distribution des $\bar{\mathcal{P}}_j$ est la même pour les cycles utilisant $n_S = 4$ et $n_S = 8$ pour un même combustible, alors : $n_S\bar{\mathcal{F}}\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle = n'_S\bar{\mathcal{F}}'\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle'$. En considérant de plus que $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ est principalement dicté par la composition du combustible plutôt que par la stratégie de rechargement employée, ce qui est directement observable au tableau 6.4 (variation maximale de $\sim$10% pour les cas H), alors ceci explique que $\bar{\mathcal{F}}(n_S = 4, \vec{\mathcal{X}}) \approx 2\bar{\mathcal{F}}(n_S = 8, \vec{\mathcal{X}})$ pour tous les combustibles présentés. Toutefois, les critères de sélection des combustibles alternatifs n'ont conservé que des combustibles très réactifs ($k_\infty^{\text{réf}}(0) < k_\infty(0) \leq 1,4$) et rend les cycles utilisant $n_S = 8$ difficiles à gérer sous les mêmes contraintes de puissance que le cycle de référence, et c'est pourquoi plusieurs des cycles présentés dépassent les $\bar{\mathcal{P}}_{jk,j}^{\lim}$ lorsque $n_S = 8$. Pour le combustible G, le cycle avec la

stratégie axiale $n_S = 8$ semble mieux se comporter que celui avec $n_S = 4$. Il faut toutefois tenir compte des facteurs de convergence axiale $\varepsilon_{\text{axiale}}$ qui est 30 fois plus élevé pour $n_S = 8$ que pour $n_S = 4$. Ceci indique que l'équilibre du cas G avec $n_S = 8$ est mal déterminé. Les cycles associés au combustible D, E, H, I et J avec $n_S = 8$ montrent également une mauvaise convergence axiale. Ceci indique aussi que la marge (jusqu'à 5×10^{-2}) laissée à $\varepsilon_{\text{axiale}}$ lors de la recherche de l'équilibre du rechargement est probablement trop élevée pour ces cycles. Toutefois, ceci ne change rien en définitive, puisque ces cycles aurait été éliminés de l'enveloppe des cycles avancés par le terme $E(\varepsilon_{\text{axiale}})$ au lieu du terme $P(\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max})$ de Ξ, et donc toujours par le critère 6.28. Il faut quand même spécifier que le terme E de Ξ permet, à lui seul, de discriminer certains cas, comme pour le combustible E opéré avec $n_S = 8$.

À partir des résultats des tableaux 4.4 et 6.4 et de la puissance massique $p_{\text{évo}}$ utilisée dans les modèles de cellule en évolution à puissance constante, on peut comparer l'estimé $\bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e} = p_{\text{évo}} t_{\text{résidence}}$ du burnup moyen de sortie du cœur obtenu en transport en milieu infini corrigé à celui obtenu en milieu fini et tenant compte des rechargements par l'approche moyennée dans le temps $\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$. Pour les cycles utilisant la stratégie axiale $n_S = 8$, $\bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e}$ sous-estime toujours $\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$ de 8,3% (cas G) à 17,3% (cas B), tandis que pour les cas avec $n_S = 4$, $\mathcal{B}_{\infty}^{e}$ sur-estime $\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$ pour les cas H (0,4%) et I (0,8%), mais sous-estime tous les autres cas de 2,9% (cas D) à 15,4% (cas B). Le fait que $\bar{\mathcal{B}}_{\infty}^{e}$ soit presque toujours inférieur à $\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$ s'explique par la différence entre le niveau de fuites neutroniques modélisé par la correction δk_{fuites} (c.f. section 4.2.2) en milieu infini et les fuites réelles en milieu fini. Puisque la maximisation de Ξ minimise les fuites hors du cœur, le crédit revient principalement à l'optimisation de la stratégie radiale de rechargement qui vient maximiser le potentiel de résidence des grappes dans le cœur. Pour les cas H et I utilisant $n_S = 4$, au moins une contrainte de puissance est dépassée ce qui tend à augmenter $\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$ artificiellement.

États instantanés

Le tableau 6.5 présente l'écart à la criticité $\delta k_{\text{eff}}^{inst} = k_{\text{eff}}^{inst} - 1$ et les pics de puissance de grappe $\mathcal{P}_{jk,inst}^{\max}$ et de canal $\mathcal{P}_{j,inst}^{\max}$ pour les cœurs instantanés frais et âgé. Pour le cœur frais, on remarque que les limites de puissance $\mathcal{P}_{jk,j}^{\lim}$ sont aisément respectées par tous les cycles analysés. De plus, les pointes de puissances sont très semblables d'un cycle à l'autre, ne variant que de ∼2,1% et de ∼1,7% pour $\mathcal{P}_{jk,\text{frais}}^{\max}$ et $\mathcal{P}_{j,\text{frais}}^{\max}$ respectivement. Ce comportement indique qu'à l'instant initial, aucune charge supplémentaire de combustible appauvri n'est nécessaire au centre du cœur pour aplatir la distribution de puissance. Pour confirmer cette affirmation, il faudrait simuler explicitement les premiers rechargements durant la phase d'approche à l'équilibre qui engendreraient possiblement des pics de puissance plus importants que pour le cycle de référence. La distribution de puissance pourrait alors franchir les limites

d'exploitation et il faudrait alors prévoir des grappes de combustible appauvri positionnées de manière à éviter les points chauds, surtout au centre, là où les puissances de grappe et de canal sont les plus importantes. Dans tous les cas, la concentration de poison neutronique en solution dans le modérateur devrait être augmentée (d'un facteur supérieur à $\delta k_{\text{eff}}/\delta k_{\text{eff}}^{\text{réf}}$ étant donné l'effet d'écrantage) de manière à contrebalancer l'écart à la criticité plus important pour les cycles avancés. En comparant les $\delta k_{\infty}(0)$ du tableau 4.4 aux $\delta k_{\text{eff}}^{\text{frais}}$ du tableau 6.5, on remarque que le besoin d'empoisonnement initial est très bien estimé par $\delta k_{\infty}(0)$. En effet, $\delta k_{\infty}(0) - \delta k_{\text{eff}}^{\text{frais}}$ varie de -629 pcm (cas F) à 216 pcm (cas 0) pour les cas d'analyse, alors que de manière relative tous les résutats sont compris entre -3,7% (cas B) et 3,2% (cas 0). Ces ressemblances s'expliquent par le fait que les approximations de la chaîne d'évolution quasistatique en transport et de l'approche moyennée dans le temps en diffusion ne sont pas utilisées pour l'état initial. Ceci confirme que les corrections apportées au modèle de cellule en milieu infini sont adéquates, bien qu'elles pourraient être améliorées par les résultats obtenus en milieu fini.

Pour les cœurs âgés, on confirme que le modèle d'âge de canal (c.f. section 6.5.3) est valide, puisque $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}}$ est faible, en autant que le facteur de convergence axiale $\varepsilon_{\text{axiale}}$ du cycle associé soit également faible. En effet, pour les 12 cas pour lesquels $\varepsilon_{\text{axiale}} \leq \varepsilon_{\text{axiale}}^{\min} = 5 \times 10^{-4}$, $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}} \leq 270$ pcm (pour le cas A avec $n_S = 8$) et $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}} = 87$ pcm en moyenne sur ces cas. Toutefois, $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}}$ est plus grand pour les autres cas, allant jusqu'à 1097 pcm pour le cas H avec $n_S = 8$. Il semble également que le fait d'utiliser $n_S = 4$ plutôt que $n_S = 8$ tend à diminuer $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}}$ d'un facteur $\sim$5 à 10 pour un même combustible. En considérant des distributions de puissance de canal identiques, le fait de passer de $n_S = 8$ à $n_S = 4$ diminue l'incrément de burnup moyen dans le temps des grappes $\delta\bar{\mathcal{B}}_{jk}$. Ceci diminue alors l'effet de l'approximation à la base du modèle d'âge de canal $\mathcal{A}_{jk} \approx \mathcal{A}_j$ (c.f. équation 6.26), et augmente l'effet de la distribution de burnup $\bar{\mathcal{B}}_{jk}^{\text{initial}}$ dans la détermination de la distribution de burnup du cœur âgé $\mathcal{B}_{jk}^{\hat{\text{a}}\text{gé}}$, ce qui fait globalement diminuer l'erreur sur la criticité $\delta k_{\text{eff}}^{\hat{\text{a}}\text{gé}}$ du modèle d'âge de canal.

D'autre part, les puissances maximales de grappe et de canal justifient la relaxation des contraintes $\mathcal{P}_{jk,j}^{\lim}$ de 10% car, avec le patron d'âge utilisé, qui n'a pas été optimisé pour minimiser les XPPF, même le cycle de référence ne respecte pas la contrainte de puissance de grappe. En fait, parmi les cycles d'analyse, seuls les cas B et F avec $n_S = 4$ respectent la contrainte de grappe non relaxée, tandis que pour la contrainte de puissance de canal, seulement les cas associées à l'uranium naturel et le cas B avec $n_S = 4$ la respecte. De plus, même avec la majoration de 10% des contraintes de puissance, aucun cycle avancé d'analyse avec $n_S = 8$ les respectent, ce qui indique que la sélection des cycles sera tout de même très discriminatoire par le critère 6.30.

Finalement, on remarque que pour les cas où $\delta k_{\text{eff}}^{\text{âgé}}$ est élevé, les $\mathcal{P}_{jk,j}^{\max}$ sont également élevées puisque la distribution statique du flux présente d'importants pics non désirables. Toutefois, même si $\delta k_{\text{eff}}^{\text{âgé}}$ est faible, les $\mathcal{P}_{jk,j}^{\max}$ peuvent tout de même être très élevés (le cas G avec $n_S = 4$ par exemple), ce qui renforce les observations sur le problème relié aux niveaux nominaux d'eau légère dans les barres liquides pour les états instantanés. Ceci illustre indirectement la différence entre le contrôle global de la réactivité d'un cycle (ici, directement lié au modèle d'âge de canal) et du contrôle spatial de la distribution de puissance. Ces aspects seront investigués en détail au chapitre 8.

Tableau 6.5 Écart à la criticité et pointes de puissance de grappe et de canal des cycles d'analyse pour les cœurs frais et âgé.

Cycles		ÂGÉ			FRAIS		
Combustibles	n_S	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]
0	8	51	945	7241	6851	821	6949
	4	13	941	6870			
A	8	270	1327	8920	19194	836	7007
	4	45	939	7503			
B	8	110	1094	7844	14209	832	7015
	4	19	865	7172			
C	8	409	1607	10704	21586	832	7042
	4	69	943	7488			
D	8	532	1617	10563	23326	834	7055
	4	89	1010	7726			
E	8	474	1592	10364	23490	838	7021
	4	80	1009	7681			
F	8	226	1307	8805	18401	838	6995
	4	37	932	7470			
G	8	756	1830	11670	26392	835	7066
	4	179	2026	14820			
H	8	1097	2067	12542	31760	835	7064
	4	226	1387	7907			
I	8	833	2011	12459	27968	835	7036
	4	147	1119	8432			
J	8	530	1754	11508	23036	836	7049
	4	87	1000	7728			

Sélection finale

Les critères de sélection 6.28 à 6.31 ont été appliqué séquentiellement à l'enveloppe initiale des cycles avancés. L'enveloppe initiale des cycles avancés est composée de 400 cycles dont 128 utilisant la configuration locale du combustible S_H, 74 avec $S_{I,II,III}$, 126 avec C_H et 72 avec $C_{I,II,III}$ (c.f. tableau 4.5). Le tableau 6.6 présente les nombres de cycles éliminés par chacun des critères, ainsi que les nombres de cycles admissibles et sélectionnés pour la modification des mécanismes de réactivité en fonction de la disposition locale G_C et de la stratégie axiale n_S.

Tableau 6.6 Application des critères de sélection à l'enveloppe initiale des cycles de combustible avancés en fonction de la disposition locale du combustible G_C et de la stratégie axiale n_S.

G	S				C				TOTAUX
C	Homogène		Hétérogènes		Homogène		Hétérogènes		
n_S	4	8	4	8	4	8	4	8	
Critère 6.28	21	38	16	26	21	34	17	25	198
Critère 6.29	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Critère 6.30	9	25	4	10	8	29	4	10	99
Critère 6.31	4	0	10	0	12	0	9	0	35
Admissibles	30	1	7	1	22	0	6	1	68
Sélectionnés	2	1	1	0	2	0	1	0	7

D'abord, le critère de sûreté et d'économie 6.28 élimine à lui seul 198 cycles sur les 400 considérés. Parmi ceux-ci

- 39 cycles sont éliminés puisque les méthodes d'optimisation de la stratégie radiale et de recherche de l'équilibre du rechargement n'ont pu déterminer au moins un état d'équilibre pour lequel $\varepsilon_{\text{axiale}} \leq \varepsilon_{\text{axiale}}^{\max} = 5 \times 10^{-2}$ ou $\delta k_{\text{eff}} \leq \varepsilon_{\text{critique}}^{\max,\text{grossier}} = 10$ pcm ;
- 154 cycles sont éliminés en raison des contraintes de puissance de grappe et/ou de canal à l'équilibre du rechargement ($P(\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}) < 0$)(c.f. équation 6.16) ;
- 5 cycles sont éliminés puisque le terme $B(\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle)$ (c.f. équation 6.17) est incapable de compenser la pénalité à la fonction objectif Ξ due au terme $E(\varepsilon_{\text{axiale}})$ (c.f. équation 6.15), c'est-à-dire que $E(\varepsilon_{\text{axiale}}) + B(\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle) < 0$, mais $P(\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}, \bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}) = 0$.

Ensuite, les limites de puissance instantanée associées au cœur frais n'entrent pas en ligne de compte durant le processus de sélection et donc aucun cycle de l'enveloppe initiale n'est discriminé par le critère 6.29. Toutefois, le critère 6.30 élimine 99 cycles des 202 restants. Enfin, le critère 6.31 élimine 35 des 103 cycles restants, et ils utilisent tous la stratégie axiale $n_S = 4$. Ceci s'explique par le fait que les objectifs de maximiser le burnup moyen de sortie et de minimiser la fréquence de rechargement sont compatibles, et donc les cycles pour lesquels

$\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle < \langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$ ont déjà été éliminés par le critère 6.28. Toutefois, $\bar{\mathcal{F}}(n_S = 4, \vec{\mathcal{X}}) \approx 2\bar{\mathcal{F}}(n_S = 8, \vec{\mathcal{X}})$ (c.f. section 6.6.3), et donc les cas les plus sensibles au critère 6.31 sont ceux avec $n_S = 4$.

Parmi les 68 cycles ayant respecté tous les critères de sélection, seulement 3 utilisent $n_S = 8$: le cycle de référence et les cycles utilisant un combustible d'entraînement composé à 10%v. de DUPIC et à 90%v. d'uranium naturel dans les dispositions locales S_I ou C_I (crayon central rempli de dioxyde de thorium). Ainsi, pour $n_S = 8$, seulement le cycle de référence est sélectionné pour la suite de cette étude. Parmi les 65 cas utilisant la stratégie axiale $n_S = 4$, 6 sont sélectionnés, c'est-à-dire ceux utilisant les combustibles A, B, C, D, E ou F. Pour la suite, les cycles A à F réfèreront implicitement à l'utilisation de la stratégie axiale $n_S = 4$, et $n_S = 8$ pour le cycle 0.

6.7 Modèle de cœur précis pour les cycles avancés

La modélisation des cycles sélectionnés par les modèles grossiers de cœur a été reprise avec les bases de données associées aux modèles précis de cellule en évolution à puissance constante (c.f. section 4.4) et de supercellule des mécanismes de réactivité (c.f. section 5.4). Au niveau des calculs de cœur en tant que tel, la seule différence entre les modèles grossier et précis est l'imposition d'un facteur de convergence de l'itération critique à $\varepsilon^{\max}_{\text{critique}} = 1$ pcm (c.f. tableau 6.1). Les calculs directs de diffusion pour les états instantanés sont demeurés les mêmes, mais avec les bases de données associées aux modèles précis.

6.7.1 Équilibre du rechargement

Le tableau 6.7 présente les principales caractéristiques des cycles avancés sélectionnés à l'équilibre du rechargement, en plus des $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. On observe d'abord que la convergence axiale des cycles est excellente dans tous les cas puisque $\varepsilon_{\text{axiale}} < \varepsilon^{\min}_{\text{axiale}} = 5 \times 10^{-4}$ et que toutes les contraintes de puissance moyenne dans le temps sont respectées. De plus, en comparant les $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ obtenus avec les modèles précis à ceux présentés au tableau 6.4, on s'aperçoit que les modèles grossiers surestiment $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ de 2,1% (cycle D) à 6,2% (cycle 0). Ceci est cohérent avec la comparaison des modèles grossiers et précis de cellule menés à la section 4.4. Il en va de même pour les $\bar{\mathcal{F}}$ qui sont sous-estimées par les modèles grossiers de 2,0% (cycle D) à 5,8% (cycle 0) par rapport aux modèles précis, comme on est en droit de s'y attendre en imposant la puissance du réacteur. En ce qui concerne la stratégie radiale de rechargement $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, on observe que $\mathcal{R}_3 \leq \mathcal{R}_2 \leq 1$ étant donné que le nombre de zones de combustion est insuffisant pour approcher la distribution continue obtenue par Wight et Girouard (1978). Pour une modélisation avec plus de zones de combustion, les composantes

$\mathcal{R}_z$ des zones intermédiaires auraient été moins élevées que celle des zones périphériques. Les travaux de Chambon (2006) montre que la contrainte de puissance de canal $\bar{\mathcal{P}}_j^{\text{lim}} = 6,7$ MW très restrictive augmente également la difficulté d'obtenir le profil continu optimal de burnup moyen de sortie avec $N_z = 3$. On aurait pu alors tenter de raffiner davantage le sous-domaine $\mathcal{R}_z \leq 1$ durant la recherche de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ en diminuant l'attention portée au sous-domaine $\mathcal{R}_z > 1$. Toutefois, nous verrons au chapitre 7 que ce dernier domaine est tout de même exploité lors de la modification des barres de compensation.

Tableau 6.7 Principales caractéristiques des cycles avancés sélectionnés à l'équilibre du rechargement avec les modèles précis.

Cycles	$\varepsilon_{\text{axiale}}$	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}$ [kW]	$\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ [GWj/T_{nl}]	$\mathcal{R}_2$	$\mathcal{R}_3$	$\bar{\mathcal{F}}$ [jour^{-1}]
0	4,254E-5	838	6685	7,254	0,9375	0,875	1,78
A	2,645E-4	802	6653	23,059	0,96875	0,90625	1,14
B	3,474E-4	771	6666	18,614	1	0,90625	1,50
C	2,925E-4	818	6681	32,701	0,96875	0,90625	0,85
D	2,161E-4	853	6592	25,224	1	0,9375	1,10
E	2,963E-4	845	6690	18,228	0,90625	0,875	1,44
F	3,552E-4	790	6618	15,264	0,9375	0,875	1,72

La figure 6.11 présente les distributions de puissance de canal $\bar{\mathcal{P}}_j$ pour les cycles 0 et E à l'équilibre du rechargement. Notons que les distributions de puissance de canal des autres cycles sélectionnés sont comprises entre celles des cycles 0 et E. On observe que pour le cycle de référence, la distribution est très plate avec une légère dépression au centre due principalement à la présence des barres de compensation qui engendrent une différence relativement forte entre $\bar{\mathcal{B}}_1^e$ et $\bar{\mathcal{B}}_2^e$ (i.e. $\mathcal{R}_2^0 = 0,9375$). Pour le cycle E, la dépression est accentuée puisque $\mathcal{R}_2^E = 0,90625$. Nous verrons au chapitre 7 l'impact d'une telle dépression sur la valeur en réactivité des barres de compensation. Finalement, notons que la composante $\mathcal{R}_3$ est très peu sensible aux barres de compensation et est plutôt dictée par la proximité des frontières externes du cœur qui impose $\mathcal{R}_3 < \mathcal{R}_2 \leq 1$, car N_z est faible.

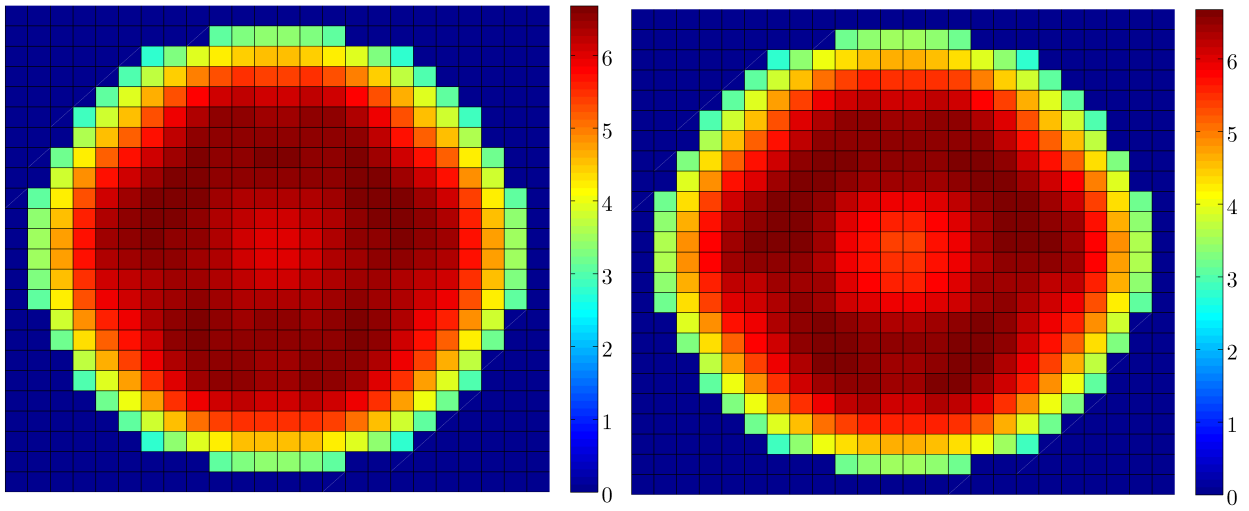

Figure 6.11 Distributions de puissance de canal $\bar{\mathcal{P}}_j$ pour les cycles 0 (gauche) et E (droite) à l'équilibre du rechargement [MW].

6.7.2 États instantanés

La tableau 6.8 présente l'écart à la criticité $\delta k_{\text{eff}}^{inst}$, les puissances maximales de grappe $\mathcal{P}_{jk,inst}^{\max}$ et de canal $\mathcal{P}_{j,inst}^{\max}$ ainsi que les facteurs de pointes de puissance de grappe BPPF_{inst} et de canal CPPF_{inst} pour les cœurs frais et âgé (c.f. équation 6.22). La figure 6.12 présente les distributions de puissance de canal $\mathcal{P}_{j,inst}$ pour les cycles 0 et E dans les deux états instantanés. Notons que les CPPF_{inst} sont calculés sur la zone de puissance, alors que les BPPF_{inst} sont mesurés sur l'ensemble du cœur étant donné que les profils axiaux de puissance peuvent être beaucoup plus piqués que les distributions de puissance de canal. À cet effet, on remarque que $\text{BPPF}_{\text{frais}} > \text{BPPF}_{\text{âgé}}$ (sauf pour le cycle B où ils sont très semblables), puisque le cœur âgé découle de l'état d'équilibre du rechargement via le modèle d'âge de canal. L'optimisation sous des contraintes de puissance plus sévères de l'état d'équilibre que pour les états instantanés laisse donc les $\text{BPPF}_{\text{âgé}}$ relativement faibles comparativement aux $\text{BPPF}_{\text{frais}}$ qui réflètent une symétrie axiale complètement différente de celle obtenue après l'atteinte de l'équilibre du rechargement. Nous reviendrons sur ce point à la section 6.7.3. Toutefois, le patron d'âge $\mathcal{O}_j$ présenté au tableau 6.3 n'a pas été optimisé et laisse donc certains points chauds apparaîtrent dans la distribution de puissance de canal $\mathcal{P}_{j,\text{âgé}}$, tel que montré à la figure 6.12, et c'est pourquoi les $\text{CPPF}_{\text{âgé}}$ ne sont pas nécessairement plus faibles que les $\text{CPPF}_{\text{frais}}$.

Tableau 6.8 Principales caractéristiques des cycles avancés sélectionnés pour les états instantanés du cœur avec les modèles précis.

Cycles	ÂGÉ					FRAIS				
	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]	BPPF	CPPF	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]	BPPF	CPPF
0	39	913	7092	1,123	1,089	6520	801	6987	1,411	1,114
A	38	902	7268	1,317	1,145	18740	806	7008	1,444	1,121
B	15	837	7127	1,230	1,096	13798	806	7027	1,222	1,081
C	60	938	7355	1,330	1,156	21161	807	7043	1,555	1,120
D	80	1010	7562	1,354	1,198	23179	808	7068	1,612	1,114
E	71	993	7670	1,402	1,189	23121	806	7027	1,867	1,256
F	32	882	7273	1,318	1,138	17934	805	6997	1,496	1,168

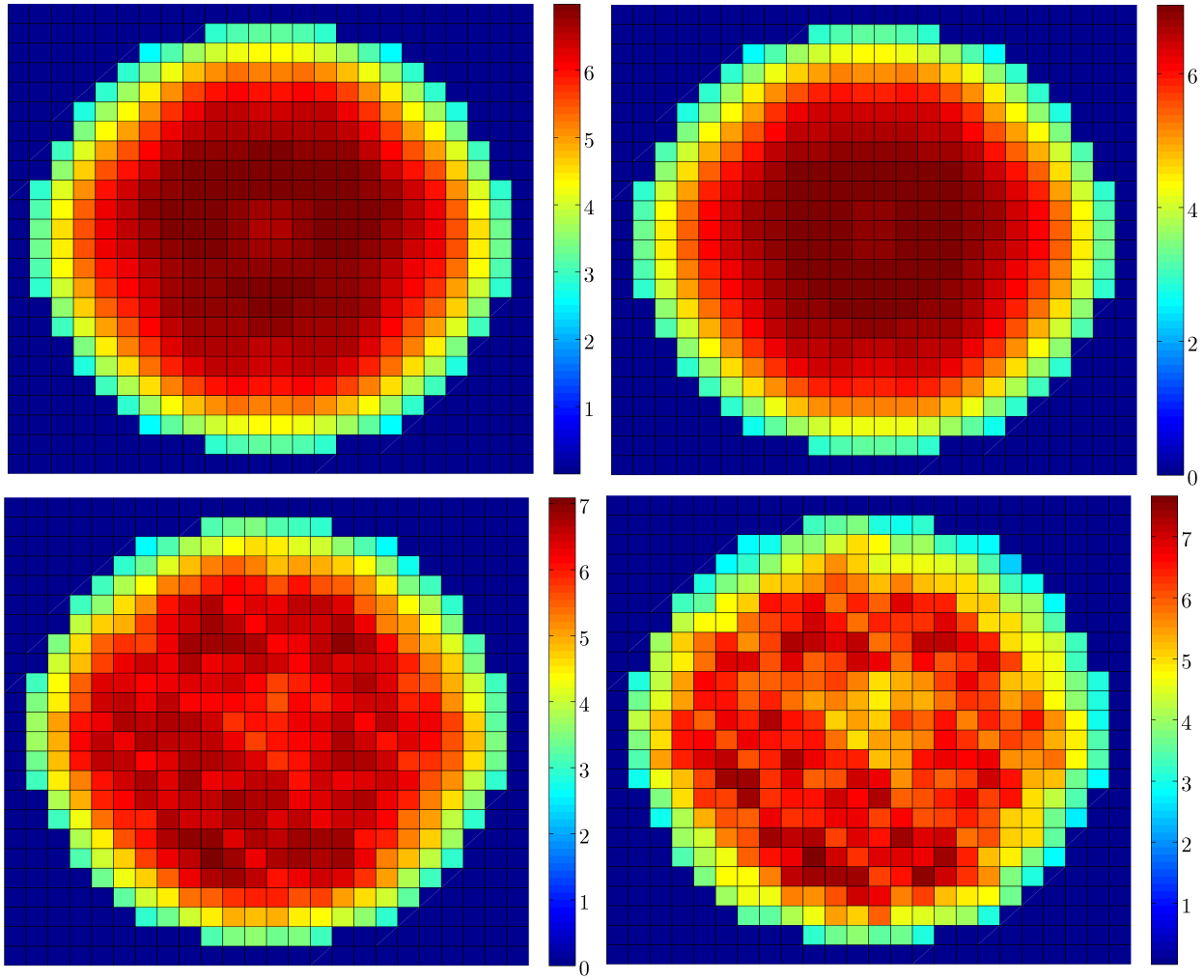

Figure 6.12 Distributions de puissance de canal $\mathcal{P}_{j,inst}$ du cœur frais (haut) et du cœur âgé (bas) pour les cycles 0 (gauche) et E (droite) [MW].

Notons également le cas particulier du cycle E, présentant les XPPF_{inst} les plus élevés de tous les cycles sélectionnés dans les deux états instantanés (sauf pour le $\text{CPPF}_{\text{âgé}}$). Pour le cœur frais, ceci est dû à la dépression de puissance de canal moyenne dans le temps $\bar{\mathcal{P}}_j$ au centre du cœur observée à la figure 6.11 et par symétrie, les $\mathcal{P}^{\max}_{j,jk,\text{frais}}$ sont également située au centre du cœur, tel que montré à la figure 6.12. En fait, le $\text{CPPF}^{E}_{\text{frais}}$ survient au canal M-11, et il en va de même pour le $\text{BPPF}^{E}_{\text{frais}}$ (position axiale $k = 7$). Toutefois, pour le cœur âgé, le déplacement des canaux de haute puissance du centre vers la périphérie (c.f. figure 6.11) tend à diminuer les $\text{XPPF}_{\text{âgé}}$ survenant au canal J-5 pour le $\text{CPPF}_{\text{âgé}}$, et à la position canal B-12-$k = 9$ pour le $\text{BPPF}_{\text{âgé}}$. La comparaison entre les XPPF_{inst} des états instantanés pour le cycle E montre bien la confusion possible dans l'interprétation des facteurs de puissance, et c'est pourquoi nous nous restreindrons dès lors à l'évaluation des $\mathcal{P}^{\max}_{j,jk}$ qui sont des mesures plus directes et révélatrices de la qualité réelle des $\mathcal{P}_{j,jk,inst}$.

En ce qui concerne les autres paramètres ayant été évalués avec les modèles grossiers, on remarque que le passage aux modèles précis de cœur permet, en général, de les améliorer. En effet, les $\delta k^{\text{âgé}}_{\text{eff}}$ se rapproche de la criticité de 5 (cycle F) à 12 (cycle 0) pcm avec les modèles précis. Les puissances maximales de grappes et de canal diminuent également, de 0 (cycle D) à 50 (cycle F) kW pour les $\mathcal{P}_{jk,\text{âgé}}$ et de 11 (cycle E) à 235 (cycle A) kW pour les $\mathcal{P}_{j,\text{âgé}}$. Pour les cœurs frais, les $\delta k^{\text{frais}}_{\text{eff}}$ diminuent entre 0,6% (cycle D) et 5,1% (cycle 0), les $\mathcal{P}_{jk,\text{frais}}$ diminuent également entre 20 (cycle 0) et 33 (cycle F) kW. Pour les $\mathcal{P}_{j,\text{frais}}$, les résultats sont moins sensibles au modèle pour les cycles A à F, n'augmentant que de 1 à 13 kW, tandis que pour le cycle 0 une diminution de 62 kW est observée. Notons finalement la grande ressemblance, pour tous les cycles, des distributions de puissance du cœur frais, conséquence directe de la géométrie du réacteur et de la disposition des mécanismes de réactivité. On observe également à la figure 6.12 la forte ressemblance de forme entre les $\mathcal{P}_{j,\text{âgé}}$ des cycles 0 et E (due au patron $\mathcal{O}_j$), bien que l'amplitude varie d'un cycle à l'autre en fonction de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$.

6.7.3 Profils axiaux de puissance

Finalement, il est important d'investiguer les différents profils axiaux obtenus pour les états instantanés et d'équilibre du rechargement. Les profils axiaux de puissance Ψ^{inst}_{1k} (et $\bar{\Psi}_{1k}$) moyenné sur les 4 canaux centraux du cœur (correspondant à la zone de rechargement $r = 1$) sont présentés pour les cycles 0 et E et les trois états considérés à la figure 6.13. D'abord, pour le cœur frais, on remarque que les profils des deux cycles sont pratiquement identiques puisqu'ils sont obtenus avec les mêmes distributions $\mathcal{B}_{jk}$ et $\mathcal{Y}_m$. On note toutefois que $\Psi^{\text{frais},E}_{1k}$ est légèrement plus piqué au centre des canaux et légèrement moins aux positions intermédiaires $k = 3, 10$ que $\Psi^{\text{frais},0}_{1k}$. Ceci s'explique principalement par une détérioration de

l'efficacité des mécanismes de réactivité présents dans le cycle E, tel qu'expliqué au chapitre 5. Nous confirmerons cette affirmation aux chapitres 7 et 8.

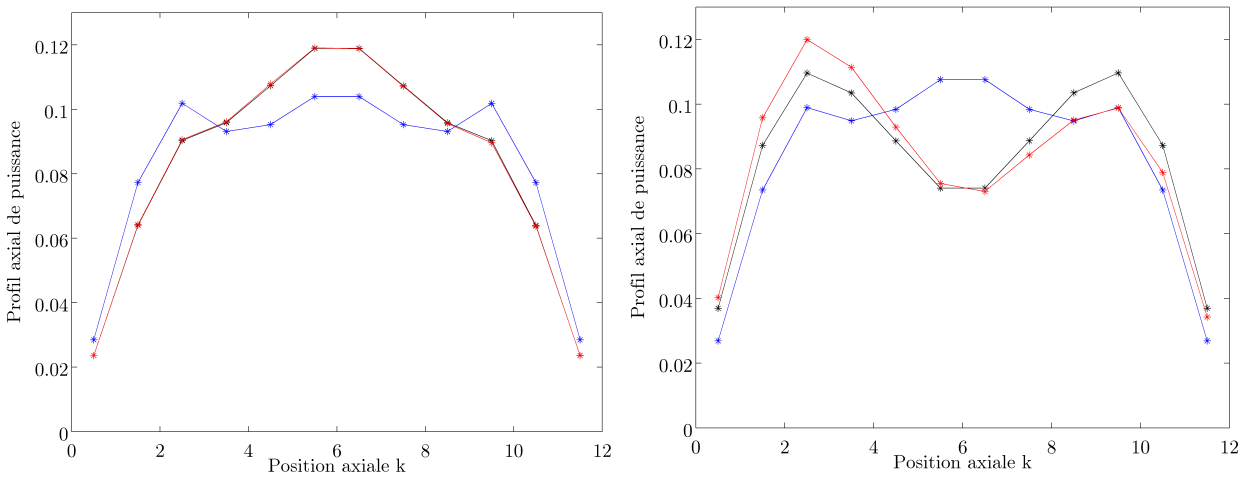

Figure 6.13 Profils axiaux de puissance $\bar{\Psi}_{1k}$ sur la zone de rechargement $r = 1$ pour les états d'équilibre du rechargement (noir), le cœur frais (bleu) et le cœur âgé (rouge) pour les cycles 0 (gauche) et E (droite).

Pour l'état d'équilibre, $\bar{\Psi}^0_{1k}$ est piqué au centre étant donné qu'avec la stratégie axiale $n_S = 8$ du combustible frais se retrouve aux positions centrales, ce qui n'est pas le cas pour $n_S = 4$ utilisée pour le cycle E. La dépression de $\bar{\Psi}^E_{1k}$ est donc dictée par l'irradiation préliminaire du combustible aux extrémités des canaux avant le dernier rechargement. Notons toutefois que les profils axiaux de puissance dans les états d'équilibre et du cœur frais sont parfaitement symétriques par rapport au plan xy central du cœur et que la symétrie à 3 zones axiales est également respectée. Toutefois, une dépression de Ψ^{E}_{1k} est observée aux positions centrales pour l'état d'équilibre du rechargement, tandis qu'un renflement du flux est présent au centre du cœur frais. La symétrie axiale est toutefois perdue pour le cœur âgé du cycle E qui présente un basculement vers l'avant ($k \leq 6$) du profil de puissance. Ceci s'explique par deux raisons. D'une part, le cycle E présente un burnup moyen de sortie environ 2,5 fois plus élevé que le cycle de référence qui ne présente aucune asymétrie axiale pour le cœur âgé. Ceci a tendance à accentuer l'effet des rechargements, ou de l'âge des canaux, pour le cycle E. D'autre part, en observant le patron d'âge $\mathcal{O}_j$ présenté au tableau 6.3, les canaux rechargés de l'avant vers l'arrière (M-11 et L-12) possèdent un âge moyen deux fois plus faibles que ceux rechargés de l'arrière vers l'avant (L-11 et M-12), et donc le combustible est en moyenne plus réactif à l'avant des canaux considérés. Notons toutefois que si la moyenne avait été effectuée sur toutes les zones de rechargement, la symétrie axiale serait à nouveau respectée étant donné que la méthode déterministe de génération du patron d'âge est explicitement

conçue dans ce but, en imposant $\langle \mathcal{A}_j^{inst} \rangle = \frac{1}{2}$.

6.7.4 Conversion fertile et utilisation des fissiles

Tel que discuté à la section 6.6.2, nous avons choisi d'optimiser l'économie des cycles plutôt que la production d'un stock d'^{233}U pour une seconde strate de réacteur dans un scénario symbiotique. Nous pouvons tout de même quantifier la conversion fertile dans un cycle en évaluant le $FIR(t)$ défini à l'équation 3.44 après la période de résidence moyenne dans le cœur $\bar{t}^e = \langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle / p_{\text{évo}}$ par interpolation dans les résultats des modèles de cellule précis en évolution à puissance constante avec fuites. Ici, nous avons considéré uniquement les isotopes fissiles du DUPIC en plus de l'^{233}U :

$$FIR(\bar{t}^e) \approx \frac{m_{^{233}\text{U}}(\bar{t}^e) + m_{^{235}\text{U}}(\bar{t}^e) + m_{^{239}\text{Pu}}(\bar{t}^e) + m_{^{241}\text{Pu}}(\bar{t}^e) + m_{^{242m}\text{Am}}(\bar{t}^e)}{m_{^{233}\text{U}}(0) + m_{^{235}\text{U}}(0) + m_{^{239}\text{Pu}}(0) + m_{^{241}\text{Pu}}(0) + m_{^{242m}\text{Am}}(0)}. \tag{6.32}$$

D'autre part, nous quantifions l'utilisation des noyaux fissiles par deux mesures évaluant l'énergie extraite d'un cycle normalisée, au contenu fissile initial total du combustible, i.e. l'enrichissement équivalent normalisé EEN défini à l'équation 4.6, ou à la quantité de ressources traditionnelles, i.e. la quantité d'uranium normalisé QUN définie à l'équation 4.7. Dans les deux cas, on peut se baser sur le rapport de la fonction objectif Ξ et de EEN ou QUN pour évaluer la quantité relative d'énergie extraite d'un combustible. Le tableau 6.9 présente $FIR(\bar{t}^e)$, Ξ/EEN et Ξ/QUN pour les cycles de combustibles sélectionnés.

D'abord, concernant la conversion des noyaux fertiles, on remarque que le cycle de référence présente le $FIR(\bar{t}^e)$ le plus élevé et que tous les cycles sont très loin du régime surgénérateur, comme on était en droit de s'en attendre après une maximisation du $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$. Toutefois ceci ne signifie pas que l'^{233}U n'est pas bien utilisé dans les cycles avancés. En effet, on remarque que pour les cycles A à F, Ξ/EEN est toujours supérieur au cas de référence (de 7,2% pour le cas B à 56,3% pour le cas C) indiquant que plus d'énergie est produite par noyau fissile présent initialement. Une grande partie de la différence de Ξ/EEN par rapport à 1 est due à la transmutation de ^{232}Th en ^{233}U, mais également d'^{238}U en ^{239}Pu. En comparant les cycles B et C, on remarque que le remplacement de 10%v. d'uranium enrichi à 5%m. par du DUPIC (c.f. tableau 4.3) fait décroître EEN de 17,0%, mais que Ξ/EEN diminue de 31,4%. Ceci indique l'utilisation du DUPIC dans une configuration G_C homogène est pénalisante du point de vue de l'utilisation des ressources fissiles, étant donné que le rapport du flux thermique sur le flux rapide est plus élevé vers le centre de la cellule pour le même combustible placé dans une configuration hétérogène. En effet, en comparant les cycles E et F contenant uniquement du ^{232}Th et du DUPIC en proportion semblable, mais dans les configurations S_{II} et S_H respectivement, on remarque que Ξ/EEN est beaucoup plus élevé

pour le cycle E. Ceci est également confirmé par le cycle D, utilisant la configuration C_{III} et contenant à peu près le même proportion de DUPIC initialement que les cycles E et F, qui présente un Ξ/EEN de 1,458 en raison de la grande proportion initiale de ^{232}Th.

Tableau 6.9 Facteur d'inventaire fissile en fin de cycle $FIR(\bar{t}^e)$ et mesures normalisées Ξ/EEN et Ξ/QUN de l'utilisation des noyaux fissiles pour les cycles sélectionnés avec les mécanismes de réactivité nominaux.

Cycles	0	A	B	C	D	E	F
$FIR(\bar{t}^e)$	0,709	0,569	0,683	0,544	0,513	0,479	0,587
Ξ/EEN	1	1,357	1,072	1,563	1,458	1,371	1,163
Ξ/QUN	1	2,262	1,217	1,604	1,810	∞	∞

D'autre part, l'utilisation des ressources naturelles d'uranium, quantifiée ici par Ξ/QUN est meilleure pour les cycles avancés A à D que pour le cycle de référence. Les cycles E et F ne peuvent être comparés directement avec les autres sur ce point puisque l'uranium présent initialement provient entièrement du DUPIC. Le cycle A utilisant 40,6% plus d'^{235}U que le cycle de référence permet, grâce à des proportions de ^{232}Th et de DUPIC de 40%v., de produire 217,9% plus d'énergie par noyau d'^{235}U. Ainsi, du point de vue de l'utilisation des ressources naturelles, le cycle A surpasse le cycle C qui présentait le Ξ/EEN maximal des cycles considérés ici. Notons toutefois la performance du cycle D qui présente d'excellents résultats pour les deux mesures. Globalement, on peut conclure que tous les cycles sélectionnés utilisent mieux les noyaux fissiles et les ressources naturelles fissiles que le cycle de référence, mais pour conclure sur l'économie effective des cycles avancés, il faut tenir compte des coûts de fabrication des combustibles alternatifs et également des modifications qui seront apportées aux mécanismes de réactivité.

CHAPITRE 7

OPTIMISATION DES BARRES DE COMPENSATION

Jusqu'à présent, nous avons évalué les propriétés des cycles de combustible sans se soucier de la capacité des mécanismes de réactivité à remplir leurs rôles dans ces environnements neutroniques. Le présent chapitre, ainsi que le suivant, ont comme objectif commun d'évaluer la compatibilité des mécanismes de contrôle de la réactivité avec les cycles avancés sélectionnés et d'optimiser leurs propriétés, si besoin est. Pour ce faire, nous utiliserons des méthodes novatrices, mais avant de procéder, il est primordial d'établir *a priori* une stratégie conjointe d'optimisation des mécanismes, étant donné le couplage entre les familles de mécanismes normalement insérées dans le cœur et entre les mécanismes de chacune des familles, en plus des effets de la gestion du combustible. En effet, les géométries, compositions et positions des barres de compensation et des barres liquides ont un impact direct sur $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, qui lui-même influence les capacités des mécanismes en modifiant la distribution de flux dans le cœur, i.e. la pondération des propriétés nucléaires des mécanismes. Par conséquent, le problème abordé ici est hautement non-linéaire et c'est pourquoi une stratégie conjointe d'optimisation efficace visant à minimiser l'accumulation d'erreur dans un processus aussi complexe sera d'abord présentée pour bien mettre en contexte ce chapitre dans le processus global d'optimisation de la compatibilité des mécanismes de réactivité avec les cycles de combustible sélectionnés.

7.1 Optimisation des mécanismes de réactivité

Chacune des familles de mécanismes de réactivité présentées aux sections 2.2 et 2.3 remplit plusieurs exigences fonctionnelles relatives à certains aspects de l'exploitation des CANDU dans différentes conditions normales, ou dans des situations d'urgence nécessitant l'arrêt prolongé du réacteur (Rouben, 1984). L'adéquation des mécanismes de réactivité pour un cycle donné, réfère à leur capacité à remplir l'ensemble des exigences fonctionnelles établies durant la conception du réacteur. Dans cette étude, nous tentons de leur apporter le moins de modifications possibles, de manière à simplifier au maximum la transition du cycle de référence à l'un des cycles sélectionnés. Donc, cette modification ne sera considérée que dans les cas où leurs capacités sont insuffisantes pour respecter les exigences ou que des avantages économiques sont espérés à la suite des modifications. Notons que les méthodes d'optimisation suggérées sont également appliquées au cycle de référence pour des fins de comparaison.

Par le passé, certains auteurs se sont intéressés à la modification des mécanismes de

réactivité des CANDU pour certains cycles à l'uranium enrichi avec le code OPTEX (Rozon *et al.*, 1981; Alaoui, 1985; Beaudet, 1987, 1991) et pour le cycle DUPIC (Jeong et Choi, 2000). D'une part, l'approche d'OPTEX, résumée à la section 6.4.1, consiste à optimiser uniquement les barres de compensation en ajustant leur épaisseur, sur un domaine discrétisé choisi *a priori*, en même temps que la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement. Les barres liquides sont alors considérées comme des matériaux fixes et ne font pas partie du vecteur de décision $\vec{\mathcal{D}}$. L'idée consiste à définir un certain nombre de zone de barres de compensation N_{bc} dans chacune desquelles la géométrie des BC est gardée unique au cours de l'optimisation. Beaudet (1991) a utilisé un pas d'épaisseur de 0,05 cm pour des barres d'acier pleines puisqu'alors, les capacités de DRAGON ne permettaient pas la modélisation annulaire explicite des BC. Pour les barres de compensation au ^{59}Co, Beaudet (1987) a ajusté le nombre de crayons de ^{59}Co dans chacune des N_{bc} zones. Notons que dans tous les cas, seulement la variation $\delta\bar{k}_{\text{eff}}^{\text{BC}} = \bar{k}_{\text{eff}}^{\text{sans BC}} - \bar{k}_{\text{eff}}^{\text{avec BC}}$ due à l'extraction de toutes les barres entre deux états d'équilibre du rechargement était considérée comme mesure de la capacité des BC à remplir leurs fonctions. D'autre part, l'approche de Jeong et Choi (2000) consistait simplement à évaluer leur adéquation à remplir leurs exigences fonctionnelles pour le cycle DUPIC utilisant la stratégie axiale $n_S = 2$ simulé avec RFSP, utilisant les propriétés du réseau produite par WIMS-AECL. Toutefois, Jeong et Choi (2000) considérèrent non seulement les BC, mais également les BL et les BS dans leur étude. Cette approche plus étendue et globale, mais moins rigoureuse que celle d'OPTEX, permet d'établir plusieurs points importants à vérifier dans le cadre de notre étude, bien qu'elle ne renseigne aucunement sur la façon de modifier les mécanismes nominaux dans le cas où ils ne remplissent pas toutes leurs exigences.

7.1.1 Stratégie conjointe

La stratégie conjointe d'optimisation des mécanismes de réactivité employée dans cette étude s'inspire à la fois de celle utilisée dans OPTEX, de celle utilisée par Jeong et Choi (2000), mais également de la MMÉ (c.f. section 6.4.1). De surcroît, des méthodes novatrices d'optimisation sont proposées pour rencontrer les exigences fonctionnelles des barres de compensation et des barres liquides. L'idée générale consiste à résoudre successivement des problèmes d'optimisation propres à chacune des familles de manière à rencontrer leurs exigences les unes après les autres. Néanmoins, le problème du couplage entre les familles de mécanismes et de chacune des familles avec la gestion du combustible demeure. Notons d'emblée que les BS et les BA, normalement extraites du cœur, n'influencent pas la gestion du combustible ni la capacité des BC et des BL à remplir leurs fonctions. De plus, en traitant les BS et les BA en dernier, un traitement explicite du couplage inhérent de la gestion du combustible, des BC et des BL sur les BS et les BA peut être considéré. Pour notre étude

sur les BC et les BL, il y a donc trois interactions potentiellement problématique dont le traitement reste à expliciter, à savoir : entre la gestion du combustible et les barres de compensation, entre la gestion du combustible et les barres liquides, et entre les barres liquides et les barres de compensation. On distinguera donc six composantes de couplage à analyser :

- l'effet de la gestion du combustible sur les BC (GC/BC) ;
- l'effet des BC sur la gestion du combustible (BC/GC) ;
- l'effet de la gestion du combustible sur les BL (GC/BL) ;
- l'effet des BL sur la gestion du combustible (BL/GC) ;
- l'effet des BC sur les BL (BC/BL) ;
- l'effet des BL sur les BC (BL/BC).

À ce stade, nous allons seulement analyser les composantes BC/BL et BL/BC, ce qui justifiera le traitement de GC/BC et de BC/GC à la section 7.4, puis celui de BL/GC et de GC/BL au chapitre 8. Le traitement de BC/BL et BL/BC a pour objectif de minimiser l'effet parasite d'un type de mécanisme pendant la procédure d'optimisation de l'autre. D'abord, en considérant que les banques de réactivité totale des BC et des BL valent $\delta\rho_{\mathrm{BC}} \approx$1700 pcm et $\delta\rho_{\mathrm{BL}} \approx \pm$350 pcm pour le cycle de référence (Rouben, 1984), la composante BC/BL est plus intense que la composante BL/BC, et il est donc tout indiqué de débuter l'optimisation des mécanismes par celle des BC. Par la suite, pour tenir compte de BL/BC, il faut comprendre que les composantes BC/GC et BL/GC peuvent augmenter la dépression du flux au centre du cœur observée pour les cycles D, E et F (c.f. section 6.7 et figure 6.11) s'il devient nécessaire d'augmenter fortement le taux d'absorption des BC et des BL pour rencontrer les exigences fonctionnelles. Le même effet pourrait également apparaître pour les cycles A, B et C. Pour éviter ceci, plusieurs solutions ont été envisagées :

1. optimiser simultanément les BC, les BL et la gestion du combustible, c'est-à-dire tenir compte explicitement de toutes les composantes de couplage, un peu comme OPTEX permet de le faire pour la gestion du combustible et les BC ;
2. optimiser les BC d'abord en anticipant une éventuelle dépression supplémentaire du flux lors de l'optimisation des BL en imposant une contrainte temporaire sur les distributions de puissance des états d'équilibre du rechargement et instantanés entre les deux procédures ;
3. optimiser les BC en présence des BL obtenues par les modèles grossiers, sachant qu'ils surestiment l'effet des BL, puis optimiser les BL obtenus avec les modèles précis ;
4. optimiser les BC, puis les BL, sans traitement supplémentaire, i.e. négliger BL/BC.

L'option 1 demanderait un grand effort de développement et de calculs et est donc jugée trop complexe pour le gain obtenu. Pour l'option 2, l'établissement de contraintes temporaires adéquates nécessiterait une longue phase d'exploration préliminaire et repose sur une

hypothèse qui n'est pas valide pour tous les cycles. D'autre part, des calculs préliminaires ont discréditées l'option 3, puisque le passage des modèles grossiers aux modèles précis pour les BL a un grand impact sur les BC, ce qui ajoute un effet non souhaitable. Ainsi, l'option 4 est retenue. Pour le reste de ce chapitre, les BL, les BS et les BA sont toujours dans leurs positions nominales : $\bar{\mathcal{Y}}_{\text{BL}} = 50\%$ et $\bar{\mathcal{Y}}_{\text{BS}} = \bar{\mathcal{Y}}_{\text{BA}} = 0\%$.

Ce chapitre présente donc la procédure d'optimisation des barres de compensation. La configuration géométrique des BC dans le cœur, leur regroupement logique pour le SRR et la méthode de mesure de $\delta\rho_{\text{BC}}$ sont d'abord présentées pour bien établir le problème qui est analysé et résolu par la suite. Ensuite, des modèles simplifiés d'événements crédibles sont développés et analysés dans le but d'évaluer les capacités des barres de compensation nominales pour les cycles avancés sélectionnés. Ces modèles simplifiés servent à établir les objectifs d'optimisation des barres de compensation pour chacun des cycles. Les fondements théoriques et l'algorithmique de la méthode développée pour optimiser les BC sont ensuite présentés en détail. Enfin, l'analyse des résultats est menée, tant du point de vue des modifications aux barres de compensation, que du point de vue des changements aux deux composantes de la gestion du combustible, i.e. moyenne dans le temps et instantanée.

7.2 Barres de compensation

La figure 7.1 présente la configuration géométrique des barres dans le plans xy en explicitant la position des types de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ décrites au chapitre 5. La disposition des barres de chacun des bancs b est illustrée à la figure 6.3.

Pour cette étude nous considérerons qu'un banc b est, soit complèment inséré ($\mathcal{Y}_b = 100\%$) soit complètement extrait ($\mathcal{Y}_b = 0\%$) du cœur et que l'extraction s'effectue instantanément. Ceci est équivalent à considérer les équations du mouvements des bancs b de BC :

$$\mathcal{Y}_b(t) = 100\% \times [1 - \mathcal{H}(t - t_b)]\,, \tag{7.1}$$

où

$$\mathcal{H}(t - t_b) = \begin{cases} 0\,, & \text{si } t < t_b \\ 1\,, & \text{si } t \geq t_b \end{cases}$$

est la fonction unité échelon et t_b est le moment où le banc b est retiré du cœur ($t_b \geq t_{b-1}$). Pour ce chapitre, nous négligerons la variation de la composition du combustible entre l'extraction des bancs. Ainsi, pour la suite de ce chapitre, les positions $\mathcal{Y}_b(t)$ définissent les équations d'état des barres de compensation. Toutefois, les bancs sont toujours retirés dans l'ordre croissant de sorte que la variation de la réactivité statique du cœur, ou simplement la banque de réactivité $\delta\rho_b^{\text{état}}$ d'un banc, est définie par la différence de réactivité du cœur à l'état final

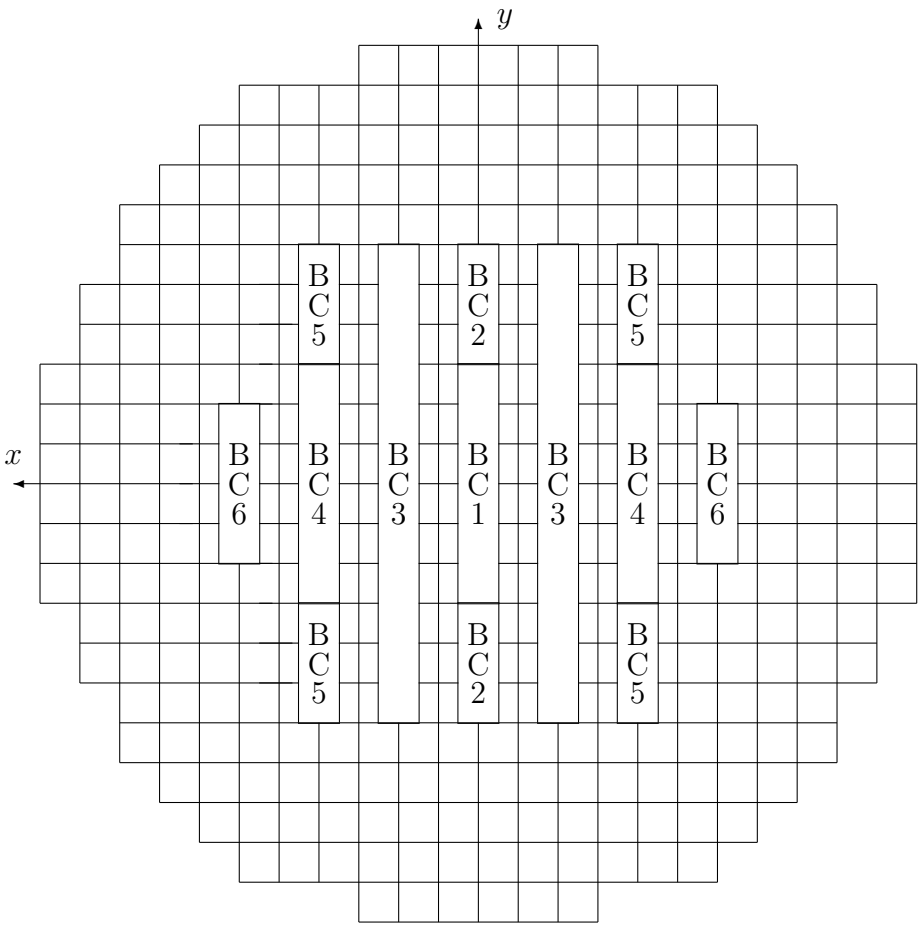

Figure 7.1 Configuration géométrique des barres de compensation dans le plan xy avec le type de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$.

$\rho_b^{\text{état}}$, où le banc est retiré du cœur, et la réactivité de l'état initial $\rho_{b-1}^{\text{état}}$ du banc, alors qu'il est inséré. Ici, nous considérerons comme états initiaux l'équilibre du rechargement, le cœur frais et le cœur âgé. La banque de réactivité totale $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{état}}$ s'exprime alors comme la somme des $\delta\rho_b^{\text{état}}$ sur tous les bancs :

$$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{état}} = \sum_{b=1}^{7} \delta\rho_b^{\text{état}} = \sum_{b=1}^{7} (\rho_b^{\text{état}} - \rho_{b-1}^{\text{état}}) = \sum_{b=1}^{7} \left(\frac{1}{k_{\text{eff,état}}^{b-1}} - \frac{1}{k_{\text{eff,état}}^{b}} \right). \tag{7.2}$$

Donc, ici la mesure des $\delta\rho_b^{\text{état}}$ s'effectue par une séquence de 7 calculs directs de diffusion où la distribution $\mathcal{B}_{jk}$ est celle de l'état initial considéré. Cette technique de mesure est très importante du point de vue numérique. En effet, puisque nous allons mesurer une suite de $k_{\text{eff,état}}^{b}$ strictement croissante, l'erreur intrinsèque de modélisation commise sur les $k_{\text{eff,état}}^{b}$ s'annulera en grande partie lors du calcul de $\delta\rho_b^{\text{état}}$, ne laissant qu'une erreur de deuxième

ordre. Ceci n'aurait pas été le cas si nous avions adopté une stratégie de mesure de la réactivité des BC faisant apparaître des mouvements de bancs (ou des bonds de réactivité) dans les 2 sens. Notons que si nous avions choisi $\delta k^b_{\text{eff,état}}$ pour tenir compte de l'effet des mécanismes sur le cœur, comme l'ont fait Beaudet (1987), Tajmouati (1993) et Chambon (2006) entre autre, l'erreur systématique de modélisation aurait été complètement détruite lors de l'opération de différence. Bien que $\delta\rho_b^{\text{état}}$ et $\delta k^b_{\text{eff,état}}$ contiennent la même information sur la variation de la valeur propre de l'équation de diffusion, nous avons préféré utiliser $\delta\rho_b^{\text{état}}$ à $\delta k^b_{\text{eff,état}}$ puisque la réactivité est une donnée d'entrée des études cinétiques de sûreté. Le tableau 7.1 présente les $\delta\rho_b^{\text{état}}$ et $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{état}}$ obtenus avec les barres de compensation nominales dans les cycles avancés sélectionnés dans les états initiaux du cœur frais, âgé et de l'équilibre du rechargement.

Tableau 7.1 Banques de réactivité statique $\delta\rho_b^{\text{état}}$ et $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{état}}$ des barres de compensation nominales pour le cœur frais, l'équilibre du rechargement et le cœur âgé [pcm].

Cycles	États	$b=1$	$b=2$	$b=3$	$b=4$	$b=5$	$b=6$	$b=7$	TOTAL
0	Frais	146	201	201	237	261	265	384	1695
	Équilibre	146	200	201	243	258	262	385	1694
	Âgé	149	199	200	241	258	262	386	1694
A	Frais	96	133	133	154	172	174	248	1111
	Équilibre	90	141	141	132	181	185	204	1073
	Âgé	93	138	141	130	181	185	203	1071
B	Frais	105	145	145	168	187	189	271	1210
	Équilibre	101	151	151	156	195	199	247	1200
	Âgé	105	150	150	155	195	199	247	1201
C	Frais	96	134	134	155	173	175	250	1117
	Équilibre	84	136	136	119	176	179	184	1014
	Âgé	86	133	137	116	175	179	183	1009
D	Frais	92	129	129	148	165	167	238	1068
	Équilibre	85	139	139	116	182	185	183	1029
	Âgé	86	133	141	113	180	186	181	1022
E	Frais	91	127	127	146	163	165	235	1053
	Équilibre	82	134	133	117	167	170	166	969
	Âgé	84	129	135	113	166	170	165	963
F	Frais	97	134	134	155	173	175	250	1119
	Équilibre	90	140	140	135	179	182	204	1070
	Âgé	94	138	140	133	178	182	203	1069

L'analyse du tableau 7.1 révèle d'abord que les $\delta\rho_b^{\text{état}}$ sont pratiquement indépendantes de l'état initial, i.e. de la distribution $\mathcal{B}_{jk}$ pour un cycle donné, sauf pour les cycles C et E. En effet, en comparant les $\delta\rho_b^{\text{état}}$ entre les trois états initiaux considérés, on remarque que

les variations $\Delta\delta\rho_b^{\text{frais/âgé}} = \delta\rho_b^{\text{frais/âgé}} - \delta\rho_b^{\text{équilibre}}$ sont toujours comprises entre -18 pcm (cas D pour $b = 6$) et 69 pcm (cas E pour $b = 7$) et que $\Delta\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{frais/âgé}} = \sum_{b=1}^{7} \Delta\delta\rho_b^{\text{frais/âgé}}$ sont comprises entre -7 pcm (cas D âgé) et 103 pcm (cas C frais). Ceci découle entre autre de l'approximation 5.2 largement justifiée par Dahmani *et al.* (2008), mais surtout de la nature de $\delta\rho_b^{\text{état}}$ qui comme $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ élimine complètement les effets directs de la source de neutrons pour ne garder que l'impact des mécanismes. De plus, on remarque une diminution variant entre -42,8% (cas E) et -29,2% (cas B) de $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{équilibre}}$ pour les cycles avancés à l'équilibre par rapport au cycle de référence. Cet effet s'explique en grande partie par les $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}$ qui présentaient, déjà au niveau des modèles grossiers de supercellule (c.f. tableau 5.4), des diminutions de l'ordre de -28% (cas E) à -24% (cas B) pour tous les types de section de BC par rapport au combustible de référence en raison du contenu fissile plus élevé pour les cycles avancés que pour la référence. Le reste de la diminution s'explique principalement par l'utilisation de la stratégie axiale $n_S = 4$ pour les cycles A à F provoquant une diminution du niveau de flux ressenti par les BC due à l'irradiation préliminaire dans les parties extrêmes du cœur (c.f. section 6.7.3). Enfin, en considérant les valeurs relatives des banques de réactivité des bancs $\delta\rho_b^{\text{équilibre}}/\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{équilibre}}$, on observe une diminution (d'au plus 4,95%, pour le cas D avec $b = 7$) des cycles A à F par rapport au cycle 0 pour les bancs $b = 1, 4$ et 7, et une augmentation (d'au plus 2,51%, pour le cas D avec $b = 6$) pour les bancs $b = 2, 3, 5$ et 6. Encore une fois, la stratégie axiale est en cause puisque les bancs $b = 4$ et 7, ainsi que la plus longue barre du banc 1, sont situés à mi-longueur en z du cœur, là où le rapport $\bar{\phi}(n_S = 4)/\bar{\phi}(n_S = 8)$ est le plus faible. Pour la suite de ce chapitre, nous noterons $\delta\rho_b = \delta\rho_b^{\text{équilibre}}$ et $\delta\rho_{\text{BC}} = \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{équilibre}}$.

7.3 Modèles simplifiés d'événements crédibles

La capacité des barres de compensation à remplir leurs exigences fonctionnelles pour un cycle donné peut être vérifiée numériquement en simulant les conditions du réacteur lorsque les BC doivent être retirées du cœur. Ici, nous utiliserons les modèles précis de cellule corrigés en milieu infini développés au chapitre 4 pour évaluer $\delta\rho_{\text{comb}}(t)$, tandis que les $\delta\rho_b$ seront évalués par les modèles précis de cœur à l'équilibre du rechargement par la méthode décrite à la section 7.2. Nous négligerons complètement les composantes de la réactivité due au caloporteur et au modérateur ainsi qu'aux effets de température et de densité du combustible (c.f. section 3.5.1), de manière à demeurer consistant avec la modélisation utilisée au chapitre 4 et de sorte que

$$\delta\rho_{\text{local}}(t) = \delta\rho_{\text{comb}}(t) = \delta\rho_{\text{isotopes}}(t) \approx \delta\rho_\infty^{\text{corr}}(t). \tag{7.3}$$

De plus, nous considérerons que $\delta\rho_{\mathrm{SAU}}(t) = 0$ et que

$$\delta\rho_{\mathrm{SRR}}(t) = \delta\rho_{\mathrm{BC}}(t). \tag{7.4}$$

Notons que cette modélisation des mécanismes de réactivité dans les modèles précis de cœur est cohérente avec les corrections apportées aux modèles de cellule en milieu infini. À l'aide de ces approximations, nous allons maintenant modéliser les deux situations particulières dans lesquelles les barres de compensation doivent être extraites du cœur, à savoir : la panne d'une machine à combustible et le déclenchement du réacteur. À partir des résultats obtenus, nous déterminerons les objectifs d'optimisation des barres de compensation.

7.3.1 Panne d'une machine à combustible

Les MC sont d'une grande complexité ce qui les rend vulnérables à des défaillances fréquentes ainsi qu'à de longues périodes de remise en service. Malgré leur rôle crucial, ce sont pratiquement les seuls équipements d'une centrale CANDU qui ne sont pas soumis au principe généralisé de redondance des équipements. En effet, plusieurs systèmes associés en parallèle sont généralement responsables d'une fonction particulière, de sorte que même si l'un de ces systèmes devient indisponible, la fonction puisse toujours être remplie par des systèmes alternatifs. Ainsi, dès que l'une des deux MC est indisponible, le rechargement du réacteur devient impossible et, pour éviter d'avoir à arrêter la réaction en chaîne, il faut alors profiter de la réserve de réactivité positive offerte par les barres de compensation (et par les barres liquides), pour contrebalancer la perte de réactivité du combustible. Ici, nous négligerons totalement la réactivité des barres liquides pour évaluer la période d'ajustement $t_{\infty}^{\mathrm{ajustement}}$ (pour *shim mode*) offerte uniquement par les barres de compensation.

Cette période d'ajustement a un grand impact économique puisqu'elle permet de conserver le réacteur en marche pour plus d'un mois à pleine puissance lors d'une panne d'une MC. L'avantage économique soutiré est proportionnel à $\mathcal{P}_{\text{réacteur}} t_{\infty}^{\mathrm{ajustement}}$, mais une pénalité de production en opération normale du réacteur proportionnelle à

$$(\langle \bar{\mathcal{B}}^{e}_{\text{sans BC}} \rangle \bar{\mathcal{F}}_{\text{sans BC}} - \langle \bar{\mathcal{B}}^{e}_{\text{avec BC}} \rangle \bar{\mathcal{F}}_{\text{avec BC}}) n_S m_{\mathrm{nl}}$$

doit également être prise en compte. Les constantes de proportionnalité de gain et de perte économique sont directement liées à la fiabilité des MC à remplir leur fonction. Notons que certains auteurs proposent de réduire le nombre de BC dans l'EC6 (Ovanes *et al.*, 2012), ou de totalement les supprimer dans le CANDU-900 (Morreale *et al.*, 2012), et de plutôt gérer l'aplatissement du cœur par une stratégie axiale appropriée, comme $n_S = 2$, et d'ignorer

partiellement ou totalement les exigences concernant la période d'ajustement de la réactivité, le déclenchement du réacteur et le redémarrage subséquent. Nous avons préféré conserver la période d'ajustement pour demeurer dans l'esprit de cette étude visant à minimiser les changements au mode opératoire des CANDU actuels.

Période d'ajustement de la réactivité

Pour déterminer $t_\infty^{\text{ajustement}}$, nous définissons la variation de réactivité statique en milieu infini corrigé par rapport à un réacteur critique

$$\delta\rho_\infty^{\text{corr}}(t) = 1 - \frac{1}{k_\infty^{\text{corr}}(t)} = 1 - \frac{1}{k_\infty(t) + \delta k_{\text{corr}}(t)}, \tag{7.5}$$

où le terme de correction $\delta k_\infty^{\text{corr}}(t)$ est défini à l'équation 4.9. Ainsi, en supposant que la panne survienne à l'instant t_{panne}, la banque de réactivité des barres de compensation sera en mesure de compenser l'accumulation des produits de fission et la consommation des isotopes fissiles dans le combustible jusqu'à $t_{\text{panne}} + t_\infty^{\text{ajustement}}$. Nous supposerons ici que la panne survient au moment le plus probable, c'est-à-dire quand les BC situées au centre des canaux, sont entourées de grappes ayant le burnup moyen dans le temps $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle / 2$, ce qui correspond à l'équilibre du rechargement. Dans le modèle de cellule, cet instant est équivalent à $t_{\text{panne}} = t_{\text{statique}}$. Ainsi, nous définissons $t_\infty^{\text{ajustement}}$ par l'équation de criticité

$$\rho(t) \approx \delta\rho_{\text{comb}}(t) + \delta\rho_{\text{SRR}}(t) \approx \delta\rho_\infty^{\text{corr}}(t_{\text{statique}} + t_\infty^{\text{ajustement}}) + \delta\rho_{\text{BC}} = 0. \tag{7.6}$$

Pour conserver l'exigence fonctionnelle associée à la période d'ajustement pour les cycles avancés, nous chercherons donc à avoir

$$t_\infty^{\text{ajustement}} \geq t_{\infty,\text{réf}}^{\text{ajustement}}. \tag{7.7}$$

Le tableau 7.2 présente explicitement les $t_\infty^{\text{ajustement}}$ obtenus par l'équation 7.6 ainsi que

$$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}} = -\delta\rho_\infty^{\text{corr}}(t_{\text{statique}} + t_{\infty,\text{réf}}^{\text{ajustement}}), \tag{7.8}$$

la banque de réactivité minimale que les BC des cycles avancés devrait avoir pour conserver la période d'ajustement de la réactivité pour les cycles avancés. Une analyse détaillée du comportement des principaux isotopes responsable des résultats observés est présentée à l'annexe A.

Le tableau 7.2 révèle que même si l'impact sur la réactivité statique des barres de compensation $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{équilibre}}$ est significativement plus faible pour les cycles avancés que pour le cycle de

Tableau 7.2 Période d'ajustement de la réactivité $t_{\infty}^{\text{ajustement}}$ pour les cycles avancés sélectionnés avec barres de compensation nominales et banque de réactivité $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}}$.

Cycles	0	A	B	C	D	E	F
$t_{\infty}^{\text{ajustement}}$ [jour]	31,864	32,022	43,221	34,006	20,488	16,881	23,042
$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}}$ [pcm]	1694	1068	886	951	1604	1824	1474

référence, ceci ne signifie pas nécessairement une période d'ajustement plus courte, puisque les $\partial\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t - t_{\text{statique}})/\partial t < 0$ varient considérablement, de ∼-57 pcm/jour (cas E) à ∼-28 pcm/jour (cas B), par rapport à ∼-54 pcm/jour pour la référence. Ainsi, seulement les cycles D, E et F nécessitent une augmentation de $\delta\rho_{\text{BC}}$ pour conserver $t_{\infty,\text{réf}}^{\text{ajustement}}$, tandis que pour les cycles A, B et C nous pourrions diminuer $\delta\rho_{\text{BC}}$ jusqu'à $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}}$. Nous statuerons plus précisément sur les objectifs d'optimisation des barres de compensation à la section 7.3.3.

7.3.2 Déclenchement du réacteur

Les SAU sont responsables des arrêts d'urgences du réacteur qui peuvent survenir pour toutes sortes de raisons, telles qu'une augmentation trop rapide de la puissance au démarrage, une puissance trop élevée, une perte de caloporteur, une température ou une pression anormale, ou encore une perte d'alimentation des instruments de mesure (Glasstone et Sesonke, 1967). Dans tous ces cas, on assiste au déclenchement du réacteur (pour *reactor trip*) signifiant que les SAU entrent en action, provoquant ainsi une diminution forte et rapide du niveau de flux ($\phi \to 0$). Toutefois, les isotopes accumulés dans le combustible, notamment les produits de fission comme l'^{135}I et le ^{135}Xe, continuent à se désintégrer de façon naturelle à des taux variables. Puisque le ^{135}Xe possède une demi-vie supérieure à celle de ses précurseurs et une section efficace d'absorption très élevée, une transitoire de réactivité fortement négative est initiée au déclenchement du réacteur, atteignant ∼-10 000 pcm après environ 10 heures pour le cycle de référence (Rozon, 1998).

La banque de réactivité positive des barres de compensation laisse alors quelques précieuses minutes à l'opérateur pour analyser la situation ayant provoquée le déclenchement et décider s'il peut reprendre l'opération en toute sûreté. Le cas échéant, l'opérateur doit retirer les barres d'arrêt et/ou éliminer la solution de gadolinium dans le modérateur par les échangeurs d'ions, puis retirer les bancs de barres de compensation nécessaires pour rendre le cœur critique à nouveau. Dans l'éventualité où l'opérateur juge que la criticité ne peut être reprise, ou si le temps de décision et d'action est supérieur à la marge fournie par les BC (et les BL), la transitoire d'antiréactivité initiée empêche le redémarrage du cœur pour plus de 35 heures provoquant des pertes de production de près de 1,5 M$. Étant donné cette pénalité

économique importante, une période de décision et d'action de l'opérateur lors du déclenchement du réacteur d'au moins 30 minutes est l'une des exigences fonctionnelles associée aux BC prise en compte dès la conception du SRR (Rouben, 1984). En pratique toutefois, le déclenchement du réacteur est considéré comme un événement suffisament grave, peu importe sa cause, pour que les investigations se poursuivent au-delà de la période de décision et d'action de l'opérateur. Ceci reflète bien la culture de sûreté du personnel d'une centrale nucléaire et les marges de manœuvre imposées à la conception.

Modélisation de l'arrêt et du redémarrage du réacteur

Tout comme pour la modélisation de la période d'ajustement de la réactivité, nous évaluerons la période de décision et d'action de l'opérateur $t_{\infty}^{\text{compensation}}$ à l'aide des modèles précis de cellule en milieu infini corrigé. Toutefois, la simulation du déclenchement du réacteur ne peut être menée dans les mêmes conditions neutroniques que précédemment, pour refléter la décroissance rapide du flux lors de la mise en marche des SAU à partir des conditions normales à l'instant $t_{\text{déclenchement}}$. Nous considérerons également le redémarrage du réacteur à $t_{\text{redémarrage}} > t_{\text{déclenchement}}$ pour illustrer le comportement des principaux isotopes dans ces conditions. Ainsi, le modèle d'évolution du combustible à puissance constante $p_{\text{évo}}$ présenté à la section 4.1.2 est inadapté.

Nous simulons alors la période d'arrêt du réacteur $t \in]t_{\text{déclenchement}}, t_{\text{redémarrage}}[$ par une évolution du combustible à puissance nulle (option `FLUX 0.0` du module `EVO:` de DRAGON) laissant les isotopes présent dans le combustible à $t_{\text{déclenchement}}$ évoluer de façon naturelle, c'est-à-dire en supprimant tous les termes induits par neutrons des équations de Bateman 3.24. Nous considérons que le passage de l'évolution à pleine puissance $p_{\text{évo}}$ à 0 à l'instant $t_{\text{déclenchement}}$, et de 0 à $p_{\text{évo}}$ à l'instant $t_{\text{redémarrage}}$, s'effectuent instantanément de sorte que

$$p(t) = \begin{cases} 0 & , \text{ si } t_{\text{déclenchement}} < t < t_{\text{redémarrage}} \\ p_{\text{évo}} & , \text{ sinon} \end{cases} , \tag{7.9}$$

où $p(t)$ est la constante de normalisation pour l'évolution du combustible dans le modèle de cellule. Ainsi, de $t = 0$ à $t = t_{\text{déclenchement}}$, la discrétisation des pas de burnup $\Delta\mathcal{B}_n = p_{\text{évo}}\Delta t_n$ du tableau 4.2 est utilisée. Après le redémarrage du réacteur, les mêmes pas de temps (à partir de $t = t_{\text{redémarrage}}$) sont réutilisés pour tenir compte précisément de la remise à l'équilibre des isotopes existant avant l'arrêt. Pour la période d'arrêt, nous définissons une nouvelle échelle de temps t_0, de sorte que $t_0 = 0$ lorsque $t = t_{\text{déclenchement}}$, qui est discrétisée selon les pas indiqués au tableau 7.3.

Des pas Δt_0^n courts sont choisis au début de la transitoire pour bien prendre en compte la décroissance des isotopes de faible demie-vie, comme l'^{135}I et le ^{135}Xe, et pour déterminer

précisément $t_{\infty}^{\text{compensation}}$ qui est de l'ordre de 30 minutes pour le cycle de référence. Ensuite, le pas Δt_0^n est augmenté légèrement jusqu'à 20 minutes (de 3 h à 12 h) pour conserver une certaine précision sur la détermination du pic de la réactivité $t_{\infty,0}^{\text{min}}$ ($\sim$10 h). Les effets samarium et neptunium (c.f. section 3.3.2) se produisent au cours des 300 premières heures suivant l'arrêt environ, et donc Δt_0^n est gardé suffisamment faible pour bien suivre les variations des concentrations de ces isotopes. Après les deux premières semaines d'arrêt, le ^{233}Pa est le seul isotope d'intérêt qui continue alors à se désintégrer en ^{233}U avec $t_{1/2}^{^{233}\text{Pa}} = 26,987$ jours. Le pas Δt_0^n est alors augmenté à 1 jour. Ici, puisque l'effet protactinium prend plusieurs mois à se faire sentir complètement, nous nous restreindrons à observer la moitié de l'effet, c'est-à-dire que nous considérons un arrêt d'une durée de $t_{1/2}^{^{233}\text{Pa}}$: $t_{\text{redémarrage}} = t_{\text{déclenchement}} + t_{1/2}^{^{233}\text{Pa}}$.

Tableau 7.3 Discrétisation temporelle t_0^n pour l'évolution du combustible à puissance nulle.

t_0^{initial}	0 h	1 h	3 h	12 h	2 j	7 j	14 j	26 j
Δt_0^n	5 min	10 min	20 min	1 h	6 h	12 h	1 j	0,987 j
t_0^{final}	1 h	3 h	12 h	2 j	7 j	14 j	26 j	26,987 j

Période de décision et d'action de l'opérateur

Pour déterminer $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$, nous définissons la réactivité statique en milieu infini corrigé dans des conditions de flux nul par rapport à un réacteur critique

$$\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}) = 1 - \frac{1}{k_{\infty,0}(t_0) + \delta k_{\text{corr}}(t_{\text{déclenchement}})}, \tag{7.10}$$

où le terme de correction $\delta k_{\text{corr}}(t)$ est évalué au moment du déclenchement. Tout comme pour la panne d'une machine à rechargement, nous considérons que le déclenchement du réacteur survient au moment le plus probable, i.e. $t_{\text{déclenchement}} = t_{\text{statique}}$ dans le modèle de cellule, correspondant à l'équilibre du rechargement dans le modèle de cœur. Ainsi, la période de décision et d'action de l'opérateur $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$ est définie par l'équation de criticité

$$\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_{\infty,0}^{\text{compensation/poison}}, t_{\text{statique}}) + \delta\rho_{\text{BC}} = 0, \tag{7.11}$$

qui possède deux racines de sorte que $t_{\infty,0}^{\text{compensation}} < t_{\infty,0}^{\text{min}} < t_{\infty,0}^{\text{poison}}$, où $t_{\infty,0}^{\text{min}}$ est le moment du pic de la réactivité. La période $t_{\infty,0}^{\text{poison}}$ définie à l'équation 7.11 réfère donc à la période d'empoisonnement du cœur, c'est-à-dire l'instant lorsque $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{statique}})$ est redevenue suffisamment près de zéro pour que le retrait des barres de compensation soit en mesure de rétablir la criticité. Pour conserver la période de décision et d'action de l'opérateur pour les

cycles avancés, nous chercherons donc à avoir

$$t_{\infty,0}^{\text{compensation}} \geq t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{compensation}}. \tag{7.12}$$

Le tableau 7.4 présente explicitement les $t_{\infty,0}^{\text{compensation/poison}}$ obtenus par l'équation 7.11, la valeur minimale de la réactivité $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$ et le moment du pic $t_{\infty,0}^{\text{min}}$, ainsi que

$$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{compensation}} = -\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{compensation}}, t_{\text{statique}}), \tag{7.13}$$

la banque de réactivité minimale que les BC des cycles avancés devrait avoir pour conserver la période de décision et d'action de l'opérateur du cycle de référence pour les cycles avancés. Une analyse détaillée du comportement des principaux isotopes à l'arrêt et au redémarrage du réacteur est présentée à l'annexe B.

Tableau 7.4 Période de décision et d'action de l'opérateur $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$, période d'empoisonnement $t_{\infty,0}^{\text{poison}}$, variation maximale de réactivité à l'arrêt $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$, moment du pic d'antiréactivité $t_{\infty,0}^{\text{min}}$ et banque de réactivité statique $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{compensation}}$ équivalente à $t_{\infty,\text{réf}}^{\text{compensation}}$ pour les cycles sélectionnés avec barres de compensation nominales.

Cycles	0	A	B	C	D	E	F
$t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$ [min]	38,5	46,3	51,1	45,4	37,7	35,0	41,8
$t_{\infty,0}^{\text{min}}$ [h]	10,10	9,47	9,51	9,44	9,72	9,67	9,55
$t_{\infty,0}^{\text{poison}}$ [h]	35,24	29,20	29,02	29,12	32,02	31,89	30,23
$\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$ [pcm]	10578	5401	5554	5183	6383	6402	5926
$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{compensation}}$ [pcm]	1694	904	923	870	1051	1061	993

Le tableau 7.4 révèle que la période de décision et d'action de l'opérateur $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$ des cycles avancés varient de -9,1% (cycle E) à 32,7% (cycle B) par rapport à $t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{compensation}}$, tandis que les $t_{\infty,0}^{\text{min}}$ varient de -6,5% (cycle C) à -3,8% (cycle D) par rapport à $t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{min}}$ et que les variations de $t_{\infty,0}^{\text{poison}}$ par rapport à $t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{poison}}$ sont de -17,7% (cycle B) à -9,1% (cycle D). La valeur minimale de la réactivité à l'arrêt $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$ est également amoindrie de -51,0% (cycle C) à -39,5% (cycle E). Tous ces résultats s'expliquent par les transitoires importantes des principaux isotopes dans les conditions de puissance nulle imposée qui sont présentées à l'annexe B. En général, c'est l'effet xénon qui domine la transitoire, tout comme pour le cycle de référence. Toutefois, la variation du contenu fissile des combustibles alternatifs par rapport au combustible de référence fait diminuer la quantité d'^{135}I à saturation, provoquant ainsi un empoisonnement moins intense et donc de fortes diminutions de $\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr,min}}$ et $t_{\infty,0,\text{réf}}^{\text{poison}}$ par rapport à la référence. Par contre, l'augmentation relative du contenu fissile des cycles avancés ainsi que la diminution relative du rapport du flux au centre du cœur sur le flux moyen dans

le cœur en raison de l'utilisation de la stratégie axiale $n_S = 4$ diminuent fortement $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$, ce qui se traduit par une diminution effective de $t_{\infty,0}^{\mathrm{compensation}}$ pour les combustibles D et E. Toutefois, $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{compensation}}$ demeure beaucoup plus faible pour tous les cycles avancés que pour la référence.

7.3.3 Objectifs de l'optimisation

L'évaluation du comportement des cycles par les modèles simplifiés de la panne d'une MC et du déclenchement du réacteur présentés aux sections 7.3.1 et 7.3.2 permet maintenant de déterminer des objectifs d'optimisation des barres de compensation. Tel qu'indiqué précédemment, nous tenterons de conserver les avantages des barres de compensation dans ces deux modes d'opération pour les cycles avancés. Ayant établi les banques de réactivité minimales requises pour conserver la période d'ajustement de la réactivité, $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{ajustement}}$, et la période de décision et d'action de l'opérateur, $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{compensation}}$, nous définissons maintenant l'objectif d'optimisation de la banque de réactivité totale des barres de compensation

$$\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}} = \max\left\{\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{ajustement}}, \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{compensation}}\right\} \tag{7.14}$$

de manière à respecter les conditions 7.7 et 7.12 simultanément. La procédure d'optimisation des barres de compensation décrite à la section 7.4 prend en compte explicitement la banque de réactivité $\delta\rho_b$ de chacun des bancs. Ainsi, nous devons définir les objectifs d'optimisation des banques de réactivité par banc. Pour ce faire, nous imposons que les $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}}/\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$ soient égales aux valeurs relatives obtenues pour le cycle de référence avec les barres de compensation nominales $\delta\rho_b^{\mathrm{réf}}/\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{réf}}$ pour tous les bancs de sorte que

$$\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}} = \left(\frac{\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}}{\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{réf}}}\right)\delta\rho_b^{\mathrm{réf}}. \tag{7.15}$$

Le principal argument justifiant ce choix est que les $\delta\rho_b^{\mathrm{réf}}/\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{réf}}$ ont été optimisées dans la conception initiale des CANDU. Ainsi, même si les $\delta\rho_b/\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ présentés au tableau 7.1 pour les cycles avancés diffèrent de -4,95% à 2,51% par rapport aux $\delta\rho_b^{\mathrm{réf}}/\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{réf}}$ (c.f. section 7.2), nous tenterons de minimiser les différences relatives entre les banques relatives de réactivité des barres de compensation optimisées pour les cycles avancés et celles des barres nominales pour le cycle de référence. Le tableau 7.5 présente, pour chacun des cycles sélectionnés, le type d'objectif poursuivi pour l'optimisation des BC (ajustement ou compensation), tel que déterminé par l'équation 7.14, ainsi que les banques de réactivité par banc $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}}$ et la banque de réactivité totale $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$, tirés du tableau 7.2 ou 7.4 selon l'objectif d'optimisation poursuivi. Notons que pour le cycle de référence, les $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$ pour deux types

d'objectifs sont équivalents à $\delta\rho_b^{\text{réf}}$ et $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{réf}}$.

Pour les cas considérés, on remarque que la conservation de la période d'ajustement de la réactivité requiert une banque de réactivité $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{ajustement}}$ plus élevée que pour la conservation de la période de décision et d'action de l'opérateur $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{compensation}}$, à l'exception du cycle B. Ceci souligne l'importance de simuler les deux cas pour un cycle particulier, contrairement à ce qui a été fait par le passé par Beaudet (1991) et St-Aubin et Marleau (2011a), pour bien s'assurer de la conformité des BC avec leurs exigences fonctionnelles, d'autant plus que la période d'ajustement de la réactivité est plus probable que le déclenchement du réacteur.

Tableau 7.5 Type d'objectif d'optimisation des barres de compensation à l'équilibre du rechargement et banques de réactivité objectif [pcm].

Cycles	Objectif	$b=1$	$b=2$	$b=3$	$b=4$	$b=5$	$b=6$	$b=7$	TOTAL
0	Nominal	146	200	201	243	258	262	385	1694
A	Ajustement	92	126	126	153	162	165	243	1068
B	Compensation	80	109	109	132	140	143	210	923
C	Ajustement	82	113	113	136	145	147	216	951
D	Ajustement	138	190	190	230	244	248	365	1604
E	Ajustement	157	216	216	261	277	282	415	1824
F	Ajustement	127	174	175	211	224	228	335	1474

7.4 Optimisation géométrique et dopage au cadmium

En considérant la 3.47 appliquée aux banques de réactivité des bancs, on remarque qu'en négligeant les faibles variations de production de neutrons par fission et diffusion dues à l'extraction d'un banc ($\delta\hat{\mathbf{F}}_b \approx \hat{\mathbf{0}}$), une dépendance directe de $\delta\rho_b$ au taux d'absorption des barres (fortement dominé par le taux de capture) demeure, lui-même dicté par leur section, leur longueur, leur composition isotopique et leur position dans le cœur. Tel que mentionné précédemment, les positions des barres, ainsi que leur longueur, ne seront pas remise en question ici. Pour minimiser les modifications au réacteur, nous tenterons dans un premier temps de modifier uniquement la section des BC, qui est déjà fortement variable d'une barre à l'autre et selon la longueur des barres profilées. Pour les cycles pour lesquels l'optimisation géométrique s'avèrera insuffisante pour rencontrer l'objectif

$$\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{modifié}} \geq \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}, \tag{7.16}$$

nous considérerons en plus un dopage de l'acier des BC par un fort absorbant neutronique déjà utilisé dans les BS et les BA, le ^{113}Cd.

7.4.1 Optimisation géométrique

En considérant la configuration des barres de compensation dans le plan xy présentée à la figure 7.1, on remarque que les 6 types de section de BC, $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC1}}$ à $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC6}}$, sont couplés aux 7 bancs (c.f. figure 6.3) d'une façon qu'il est impossible d'isoler l'impact d'un type de section particulier sur les $\delta\rho_b$ pour les 7 équations d'états des BC définies par les équations du mouvement 7.1. Par exemple, les trois équations d'états $b = 5, 6$ et 7 sont associées à $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC3}}$, et les équations $b = 2$ et 3 sont associées toutes deux à $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC1}}$, $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC2}}$, $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC4}}$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BC5}}$. Pour éviter le couplage inhérent entre les $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ et les $\delta\rho_b$, la configuration xy sera simplifiée, de manière à définir un seul type de section $\vec{\mathcal{S}}_b$ par banc. Dans l'approche d'OPTEX, ceci revient à confondre les $N_{bc} = 7$ zones de barres de compensation avec les 7 bancs.

Les conséquences de cette modification sont diverses. D'abord, en rendant les barres homogènes sur toute leur longueur, on modifie le taux d'absorption introduit par les BC localement autour des barres, et en particulier le rapport d'absorption qu'elles introduisent entre la partie centrale et la partie périphérique du cœur. On peut alors s'attendre à un aplatissement plus ou moins efficace du flux de la part des barres modifiées, ce qui aura tendance à augmenter ou à diminuer la dépression observée pour les cycles avancés utilisant $n_S = 4$ (c.f. figures 6.11 et 6.13). La distribution de puissance est aussi modifiée, ce qui remet en doute le respect des critères 6.28 à 6.31 vérifiés au chapitre 6. Nous nous appuyons donc ici sur l'hypothèse qu'une modification adéquate de la stratégie radiale de rechargement $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ fournira un aplatissement convenable de la distribution de puissance en présence des BC modifiées.

D'un autre point de vue, l'adoption d'une seule section par banc simplifie grandement la tâche de l'ajustement du taux d'absorption des BC comparativement à la description originale. En effet, nous pouvons alors modifier le taux d'absorption d'un banc b en modifiant seulement les dimensions $r_{i,b}$ de sa section annulaire dans les modèles précis de supercellule. Ici, en plus de conserver la longueur et la position dans le plan xz des barres, nous allons également conserver la dimension des tubes guides qui leur sont associés et de la région annulaire de modérateur les entourant de sorte que : $r_{i,b} = r_{i,\text{BC}}$ pour $i = 4, 5, 6$. De plus, la limite externe de l'enveloppe cylindrique $r_{3,\text{BC}}$ sera également écartée des dimensions variables pour la modification des BC étant donné qu'elle est la même pour tous les types de BC et assure une mobilité adéquate des BC dans les tubes guides. Avec ces contraintes et approximations, la perturbation $\Delta\Sigma^G_{a,\text{méc}}$ à la section efficace macroscopique d'absorption Σ^G_a dans les volumes $V^{p,m}_{jk}(\mathcal{Y}_m) = V^m_{jk}(\mathcal{Y}_m)$ (c.f. équations 6.4 et 6.6) est directement liée au volume d'acier $A^m_{\text{type}}l$ dans la supercellule, où l est le pas de réseau et A^m_{type} l'aire d'acier de la section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$. De plus, nous avons que $A^m_{\text{type}} = A^m_b = A_b, \forall m \in b$, où

$$A_b(r_{1,b}, r_{2,b}) = \pi(r^2_{1,b} - r^2_{2,b} + r^2_{3,\text{BC}}), \tag{7.17}$$

est l'aire d'acier des barres d'un banc qui dicte la section efficace macroscopique d'absorption homogénéisée sur le volume de la supercellule. Les aires d'acier $A_b(r_{1,b}, r_{2,b})$ seront maintenant utilisées pour interpoler les sections $\vec{\mathcal{S}}_b$ optimale pour chacun des bancs et pour chacun des cycles.

Interpolation de la section des bancs

Pour respecter les contraintes mentionnées tout en résolvant le problème géométrique posé, nous allons maintenant définir les sections $\vec{\mathcal{S}}_b$ par une procédure d'interpolation en fonction de l'aire d'acier des BC du banc. Comme dans tous les calculs d'interpolation, il faut d'abord procéder à l'évaluation de la fonction d'intérêt (ici, $\delta\rho_b$) aux points limites du domaine d'interpolation de manière à pouvoir déterminer les coefficients de la forme imposée. Dans notre cas bidimensionnel, l'évaluation de $\delta\rho_b$ devrait s'effectuer en 3 ou 4 points de l'espace $\{r_{1,b}, r_{2,b}\}$ pour une interpolation bilinéaire sur un domaine triangulaire ou rectangulaire respectivement, ou plus de points encore pour une interpolation de degré plus élevé. À chacun de ces points correspond des sections efficaces macroscopiques incrémentielles découlant d'une géométrie de supercellule, et donc un calcul précis de supercellule dans l'état IN coûteux en temps de calcul. Nous avons donc tout avantage à restreindre au minimum le degré de la forme d'interpolation et ainsi que le nombre de points où évaluer la fonction. Pour ce faire, nous adoptons une paramétrisation unidimensionelle de l'espace $\{r_{1,b}, r_{2,b}\}$ permettant de considérer une interpolation linéaire ne nécessitant que 2 points d'évaluation de $\delta\rho_b$. Il s'agît alors de choisir convenablement un segment de droite de $\{r_{1,b}, r_{2,b}\}$ sur lequel l'unique paramètre d'interpolation τ_b est défini. De façon générale, ceci revient à poser que

$$\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b) = \vec{\mathcal{S}}_{\min}(1 - \tau_b) + \vec{\mathcal{S}}_{\max}\tau_b, \tag{7.18}$$

où $\vec{\mathcal{S}}_{\min} = [r_{1,\min}\ r_{2,\min}]^T$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\max} = [r_{1,\max}\ r_{2,\max}]^T$ sont les sections présentant les aires d'acier minimale et maximale respectivement et délimitant le segment de droite dans l'espace $\{r_{1,b}, r_{2,b}\}$. En considérant l'équation 7.17, nous avons $r_{1,\min} < r_{1,\max}$ et $r_{2,\min} > r_{2,\max}$. Physiquement, cette paramétrisation néglige complètement les variations d'amplitude et de spectre du flux par rapport à l'aire d'acier d'une barre et par rapport à la position des barres d'un même banc dans le cœur. Ceci revient à négliger les effets d'écrantage de l'enveloppe externe d'acier sur la tige centrale des barres et à considérer une amplitude moyenne du flux de diffusion sur toutes les barres du banc.

Pour déterminer $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$, il faut s'assurer que la résistance mécanique et la dynamique des barres lors d'un mouvement soient convenables et répondent aux mêmes contraintes que la conception originale pour toutes les sections $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b)$. Il est donc tout indiqué de choisir $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$

et $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$ parmi les $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$ originales qui répondent déjà à ces contraintes. Ceci est aussi très pratique du point de vue calculatoire, puisqu'ainsi les bornes d'interpolation auront déjà été calculées pour définir le réacteur original. Il se trouve que les sections BC3 et BC5 répondent exactement à ces critères puisque

$$r_{1,\text{BC3}} = \max_{\text{type}} r_{1,\text{type}} \text{ et } r_{2,\text{BC3}} = \min_{\text{type}} r_{2,\text{type}},$$

$$r_{1,\text{BC5}} = \min_{\text{type}} r_{1,\text{type}} \text{ et } r_{2,\text{BC5}} = \max_{\text{type}} r_{2,\text{type}}.$$

Ainsi, nous choisissons $\vec{\mathcal{S}}_{\min} = \vec{\mathcal{S}}_{\text{BC5}}$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\max} = \vec{\mathcal{S}}_{\text{BC3}}$.

En notant $\delta\rho_b^{\min/\max}$ la banque de réactivité du banc b lorsque la section est remplacée par la section $\vec{\mathcal{S}}_{\min/\max}$ d'aire $A_{\min/\max}$, l'interpolation linéaire de $\delta\rho_b$ en fonction de A_b s'écrit

$$\delta\rho_b(A_b) = \alpha_b A_b + \beta_b = \left(\frac{\delta\rho_b^{\max} - \delta\rho_b^{\min}}{A_{\max} - A_{\min}}\right) A_b + \left(\frac{\delta\rho_b^{\min} A_{\max} - A_{\min}\delta\rho_b^{\max}}{A_{\max} - A_{\min}}\right), \tag{7.19}$$

où α_b et β_b sont les coefficients d'interpolation linéaire. En introduisant la paramétrisation 7.18 dans l'équation 7.17, nous avons

$$A_b(\tau_b) = \pi(\Delta r_1^2 - \Delta r_2^2)\tau_b^2 + 2\pi(r_{1,\min}\Delta r_1 - r_{2,\min}\Delta r_2)\tau_b + A_{\min} = \mu_b\tau_b^2 + \zeta_b\tau_b + A_{\min}, \tag{7.20}$$

avec $\Delta r_i = r_{i,\max} - r_{i,\min}$ pour $i = 1, 2$. Ainsi, on peut relier directement $\delta\rho_b$ au paramètre τ_b par l'équation quadratique

$$\delta\rho_b(\tau_b) = \alpha_b A_b(\tau_b) + \beta_b = \alpha_b(\mu_b\tau_b^2 + \zeta_b\tau_b + A_{\min}) + \beta_b = \alpha_b\mu_b\tau_b^2 + \alpha_b\zeta_b\tau_b + \delta\rho_b^{\min}. \tag{7.21}$$

En considérant que plus l'absorption des barres de compensation est grande, plus le burnup moyen de sortie du cycle sera faible, la contrainte 7.16 est ramenée à l'équation $\delta\rho_b(\tau_b) = \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ de façon à optimiser globalement les performances des barres de compensation et de la gestion du combustible. Puisque $\alpha_b, \mu_b, \zeta_b > 0$, la seule solution τ_b potentiellement positive à l'équation $\delta\rho_b(\tau_b) = \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ est

$$\tau_b = \frac{-\alpha_b\zeta_b + \sqrt{\alpha_b^2\zeta_b^2 - 4\alpha_b\mu_b(\delta\rho_b^{\min} - \delta\rho_b^{\text{objectif}})}}{2\alpha_b\mu_b}. \tag{7.22}$$

Cette solution doit tout de même être vérifiée à la sortie du calcul pour bien s'assurer qu'une interpolation est effectuée entre les géométries limites et non pas une extrapolation. Il suffit alors de vérifier que τ_b se situe bien dans l'intervalle $[0, 1]$. Trois cas doivent alors être investigué : soit $\tau_b \in [0, 1]$ et la racine est convenable pour le banc et le cycle considérés ; soit

$\tau_b < 0$, et alors $\delta\rho_b^{\min}$ est trop élevé ; soit $\tau_b > 1$, et alors $\delta\rho_b^{\max}$ est trop faible. Dans chacun de ces deux derniers cas, nous remplaçons la solution par la borne la plus proche, c'est-à-dire en effectuant la correction

$$\tau_b^{\text{corr}} = \begin{cases} 0\ , & \text{si } \tau_b < 0 \\ 1\ , & \text{si } \tau_b > 1 \\ \tau_b\ , & \text{sinon.} \end{cases} \tag{7.23}$$

7.4.2 Algorithmique

Maintenant que nous avons choisi et expliqué une méthode systématique de modification de la section d'un banc de BC, nous pouvons considérer l'algorithme complet de calcul pour ajuster la banque de réactivité de toutes les BC pour un cycle donné. En plus de décrire comment la procédure d'interpolation se traduit dans l'algorithme de calcul, nous discutons également du traitement des composantes de couplage BC/GC, GC/BC et BC/BC, inhérente à la méthode choisie. La présentation est scindée en trois parties : les calculs de bornes d'interpolation avec les sections $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$ et $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$, l'itération géométrique couplant DRAGON et DONJON par la procédure d'interpolation des sections des BC, et finalement l'utilisation de la recherche de la stratégie de rechargement radiale optimale décrite au chapitre 6.

Calculs de bornes

La figure 7.2 illustre l'algorithme de calcul de bornes d'interpolation pour un banc donné. Nous considérerons pour l'instant la procédure de mesure des banques de réactivité $\delta\rho_b^{\min/\max}$ dans le but de modifier un banc donné, sans se soucier de la procédure de modification globale qui sera expliquée par la suite. L'idée générale derrière ces calculs est simple : il suffit d'effectuer la mesure de la banque de réactivité d'un banc par 2 calculs directs de diffusion (à partir de l'état d'équilibre du rechargement trouvée au chapitre 6) en remplaçant toutes les barres du banc par des barres homogènes de section $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$ ou $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$.

Ainsi, la première étape consiste à établir la solution de l'équation de diffusion pour l'état de référence pour la banque de réactivité correspondant à $\vec{\mathcal{S}}_{\min}$. On lance alors la procédure de recherche de l'équilibre du rechargement décrite à la section 6.3, avec la stratégie de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ choisie durant la sélection des cycles, de manière à déterminer rapidement l'état moyen dans le temps du cycle avec $\vec{\mathcal{S}}_b = \vec{\mathcal{S}}_{\min}$. À partir de cet état, tous les bancs sont extraits du cœur, un à un, selon la procédure décrite à la section 7.2. On mesure alors les valeurs propres $k_{\text{eff}}^{b'}$ associées à chacun des états. Une fois tous les bancs retirés, les banques de réactivité $\delta\rho_{b'}$ des 7 bancs sont connues, alors que seulement celle du banc b nous intéresse dans le cadre de ce calcul de limite. La procédure est ensuite reprise en entier, mais en remplaçant cette fois le banc par des barres homogènes de section $\vec{\mathcal{S}}_{\max}$. Le résultat

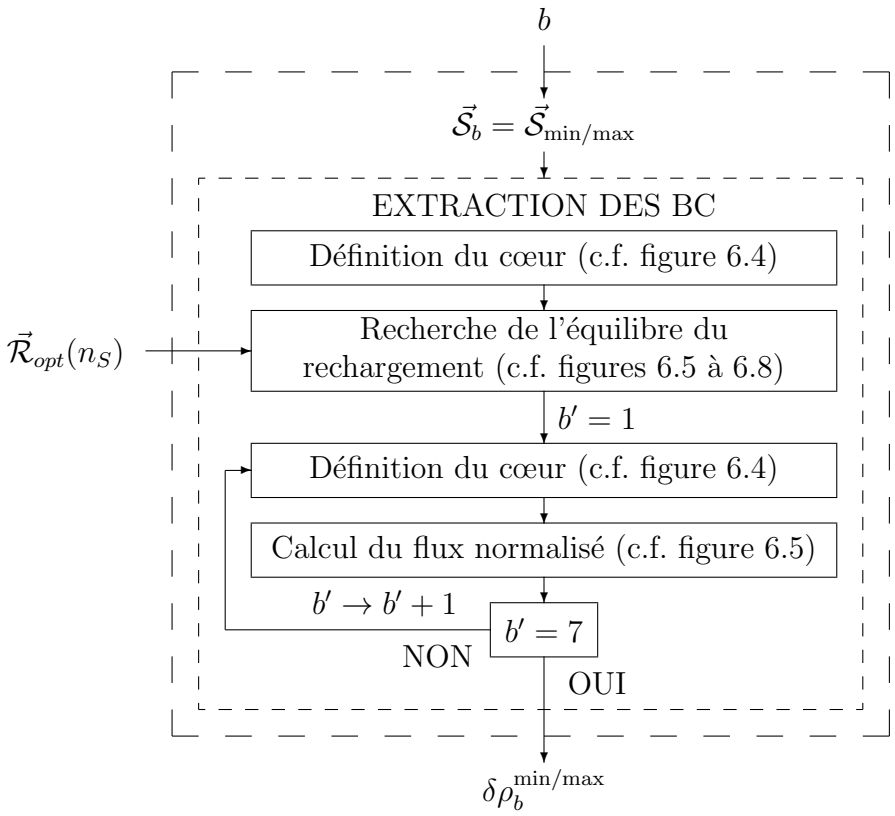

Figure 7.2 Schéma algorithmique de calcul de bornes d'interpolation pour les barres de compensation.

de ce processus est la connaissance des banques de réactivité $\delta\rho_b^{\min/\max}$, mais également des banques $\delta\rho_{b,b'\neq b}^{\min/\max}$ des autres bancs influencés par le changement de la distribution spatiale de flux engendré par la modification du banc b, ce qui constitue la mesure de la composante de couplage BC/BC.

Itération géométrique

Avant de décrire l'algorithme de l'itération géométrique de modification des BC présenté à la figure 7.3, il faut considérer l'aspect crucial de l'ordre de modification des bancs. Contrairement à la mesure de la banque de réactivité des BC qui s'effectue toujours en extrayant les bancs dans l'ordre croissant, plusieurs raisons justifient de modifier les bancs dans l'ordre décroissant. D'abord, $\delta\rho_b$ ne dépend que faiblement de la géométrie des bancs $b' < b$ étant donné qu'ils sont déjà extraits du cœur. Une dépendance indirecte demeure, puisque l'équilibre du rechargement et la stratégie de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ dictant la distribution de flux moyenne dans le temps ont été déterminées avec tous les bancs insérées dans le cœur. De manière générale, la banque de réactivité $\delta\rho_b$, même une fois modifiée ne dépendra (di-

rectement) que de la géométrie des bancs $b'' \geq b$. D'autre part, en observant les banques de réactivité des BC au tableau 7.1, on remarque qu'en général plus b est élevé, plus $\delta\rho_b$ est grand. Durant l'extraction des bancs, on modifie la forme de la distribution de flux, mais on augmente également le niveau de flux local irradiant les bancs $b'' > b$ toujours insérés, augmentant ainsi leur taux d'absorption $\langle \Sigma_a, \phi \rangle_{V_{b''},E}$ et donc $\delta\rho_{b''}$. Cet argument vient appuyer le choix de modifier les bancs de 7 à 1, étant donné que cet ordre minimise l'effet de la variation de la géométrie sur $\delta\rho_{b,b'\neq b}^{\min/\max}$ dans un état donné, c'est-à-dire le couplage BC/BC. En d'autres mots, l'ordre décroissant est celui qui accorde le plus d'importance (indépendance) aux paramètres d'interpolation que nous avons choisi (les aires d'acier) dans le contrôle des banques de réactivité des bancs.

Après avoir effectué les calculs de bornes d'interpolation pour un banc, les 4 structures de données `FLUXUNK` contenant les solutions de l'équation de diffusion dans les états initial $(b-1)$ et final (b) pour chacune des bornes d'interpolation sont passées au code DRAGON. En fait, seulement les 4 valeurs propres $k_{\text{eff}}^{b-1,\min/\max}$ et $k_{\text{eff}}^{b,\min/\max}$ contenues dans les structures de données sont récupérées par DRAGON grâce au module `GREP:` de CLE-2000 de manière à calculer $\delta\rho_b^{\min/\max}$ et τ_b^{corr} par les équations 7.22 et 7.23. La nouvelle section $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}})$ est alors définie par l'équation 7.18. On exécute ensuite un calcul de transport 3D sur la supercellule définie par $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}})$ (et $r_{3,\text{BC}}, r_{4,\text{BC}}, r_{5,\text{BC}}, r_{6\text{BC}}$) dans l'état IN avec les modèles précis de supercellule. Toutefois, si $\tau_b^{\text{corr}} = 0$ ou $\tau_b^{\text{corr}} = 1$, aucun calcul n'est nécessaire puisque $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}}) = \vec{\mathcal{S}}_{\min}$ ou $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}}) = \vec{\mathcal{S}}_{\max}$, et leurs propriétés sont déjà connues. Le calcul des $\Delta\Sigma_{x,\text{méc},b}^G = \Sigma_{x,\text{IN},b}^G - \Sigma_{x,\text{OUT}}^G$ est alors effectué en comparant les sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur toute la supercellule et condensées à deux groupes d'énergie de l'état IN associé à $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}})$ avec l'état OUT déjà calculé. Une nouvelle base de données de mécanismes comprenant tous les mécanismes de référence, en plus du nouveau type de BC est alors générée et passée à DONJON. Le réseau du cœur est alors redéfini avec les $\Delta\Sigma_{x,\text{méc},b}^G$ et $V_{jk}^{p,m}(\mathcal{Y}_m)$, puis on recommence la mesure de réactivité de tous les bancs en établissant d'abord le nouvel état moyen dans le temps avec les nouvelles barres, mais sans changer la stratégie de rechargement $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$. En extrayant les bancs, on détermine alors $\delta\rho_b^{\text{modifié}}$ qui devrait alors être près de $\delta\rho_b^{\text{objectif}}$, si les bornes d'interpolation s'avèrent adéquates pour le cycle considéré. Finalement, nous recommençons la séquence de calculs de limites, d'interpolation, de supercellule et d'extraction pour le banc précédent, et ainsi de suite jusqu'à ce que tous les bancs aient été modifiés.

Une fois cette tâche terminée, l'environnement du cœur n'est plus du tout le même que pendant la sélection préliminaire des cycles avancés, constituant l'effet principal du couplage BC/GC. On lance alors la procédure de recherche de la stratégie de rechargement radiale optimale (c.f. section 6.4). Notons que nous aurions pu nous contenter de procéder à la recherche

fine autour de la stratégie radiale optimale initiale ($\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$) qui sera dorénavant notée $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}=0}(n_S)$. La nouvelle stratégie de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}=1}(n_S)$ trouvée est alors celle qui maximise la fonction objectif Ξ définie à l'équation 6.14 avec la nouvelle configuration des BC. Toutefois, le changement de stratégie de rechargement modifie l'environnement moyen dans le temps dans lequel les mécanismes agissent et à partir duquel on mesure leur effet. Ainsi, toutes les banques de réactivité $\delta\rho_b^{\text{modifié}}$ sont modifiées de nouveau par le passage de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}=0}(n_S)$ à $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}=1}(n_S)$, ce qui constitue l'effet parasite GC/BC inhérent au processus itératif mis en place pour modifier les BC.

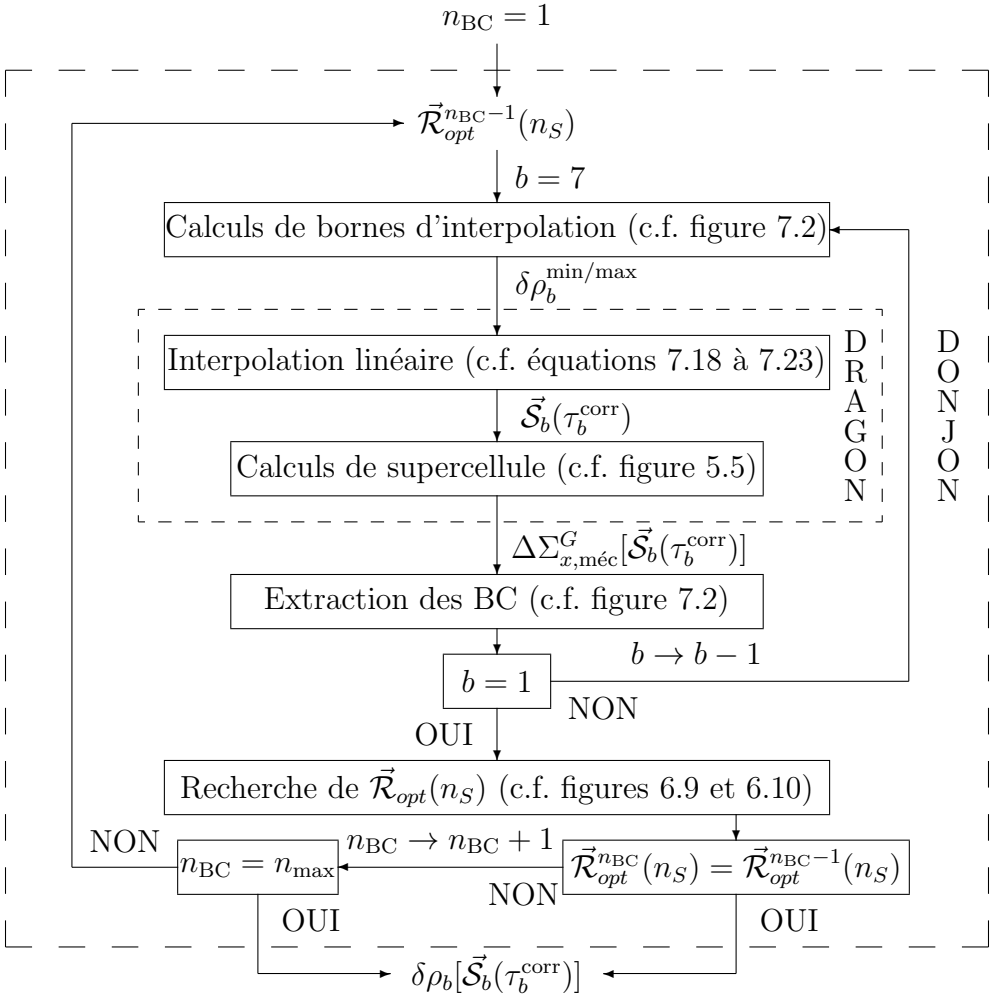

Figure 7.3 Schéma algorithmique de l'itération géométrique.

L'itération géométrique est alors reprise en entier, mais cette fois en imposant $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}=1}(n_S)$. Ce processus itératif est répété jusqu'à la convergence de la stratégie radiale de rechargement, i.e. $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}}(n_S) = \vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}-1}(n_S)$, ou bien que le nombre maximale d'itération géométrique $n_{\mathrm{BC}}^{\max} = 5$ soit rencontré. Ce processus itératif calculant tour à tour la stratégie de rechargement

optimale, puis la géométrie des barres en fixant le deuxième paramètre permet, en principe, de se rapprocher des objectifs d'optimisation à chaque itération n_{BC}, tout en maximisant les performances du cycle. En tout, 147 calculs directs de diffusion, 46 recherches de l'équilibre du rechargement et 7 calculs de supercellule (si $0 < \tau_b < 1$) sont effectués par itération n_{BC}.

Dans le cas où l'un des critères d'arrêt est rencontré et que $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{modifié}} < \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{objectif}}$, alors la modification de la section des barres dans les limites imposées est insuffisante pour le cycle considéré, et il faut alors considérer un autre moyen pour parvenir à augmenter le taux d'absorption des barres pour le cycle considéré. Un dopage de l'acier au ^{113}Cd est alors considéré.

7.4.3 Dopage au cadmium

Tel que présenté aux tableaux 7.1 et 7.5, les $\delta\rho_b^{\text{objectif}}$ sont plus faibles que les $\delta\rho_b$ mesurées pour les barres de compensation nominales pour les cycles A, B et C, tandis que $\delta\rho_b^{\text{objectif}} > \delta\rho_b$ pour les cycles D, E et F. Ainsi, pour les cycles A, B et C, l'interpolation géométrique des sections des BC entre les sections BC5 et BC3 devraient permettre de réduire la banque de réactivité $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ jusqu'au niveau souhaité, avec une possibilité d'augmenter le burnup moyen de sortie $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ des cycles étant donné la diminution du taux d'absorption dans le cœur. Toutefois, pour les cycles D, E et F, il est probable que les limites $\vec{\mathcal{S}}_{\text{min/max}}$ soient insuffisantes pour atteindre les objectifs liés aux exigences fonctionnelles des BC. Ainsi, pour augmenter le taux d'absorption des barres, et donc leur banque de réactivité, la seule option envisageable avec les contraintes énoncées plus tôt, est de modifier leur composition en la rendant plus absorbante. Nous considérerons donc un dopage uniforme $c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ (en %m.) de l'acier des BC au ^{113}Cd. En considérant que la densité du ^{113}Cd et de l'acier inoxydable sont respectivement $d_{^{113}\mathrm{Cd}} = 1,16$ g/cm^3 et $d_{\text{acier}} = 7,8894$ g/cm^3 (Marleau *et al.*, 2008), la fraction volumique de ^{113}Cd dans l'acier (en %v.) est

$$v_{^{113}\mathrm{Cd}}(c_{^{113}\mathrm{Cd}}) = 100\%\text{v.} \times \left[\left(\frac{d_{^{113}\mathrm{Cd}}}{d_{\text{acier}}}\right)\left(\frac{1}{c_{^{113}\mathrm{Cd}}} - 1\right) + 1\right]^{-1}. \tag{7.24}$$

Du point de vue algorithmique, la seule différence à apporter à la méthode présentée à la section précédente est qu'il faut effectuer les calculs des bornes d'interpolation défini par l'équation 7.24 dans les géométries associées aux sections BC5 et BC3 avant de lancer la première itération géométrique. De plus, chacune des géométries interpolées $\vec{\mathcal{S}}_b(\tau_b^{\text{corr}})$ est maintenant définie avec ce nouveau mélange. Mathématiquement, le dopage de l'acier augmente $\delta\rho_b^{\text{min/max}}$ ce qui permet de considérer des $\delta\rho_b^{\text{objectif}}$ plus élevés pour l'interpolation (St-Aubin et Marleau, 2011a). Cet effet est directement observable à partir des variations de réactivité statique $\delta\rho_\infty^{\text{supercell}}(c_{^{113}\mathrm{Cd}})$ dans les modèles précis de supercellule. La figure 7.4 présente

$\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}(c_{^{113}\text{Cd}})$ pour les sections BC5 et BC3 en présence des combustibles 0, D, E et F pour des dopages $c_{^{113}\text{Cd}} \in [0, 10]$%m..

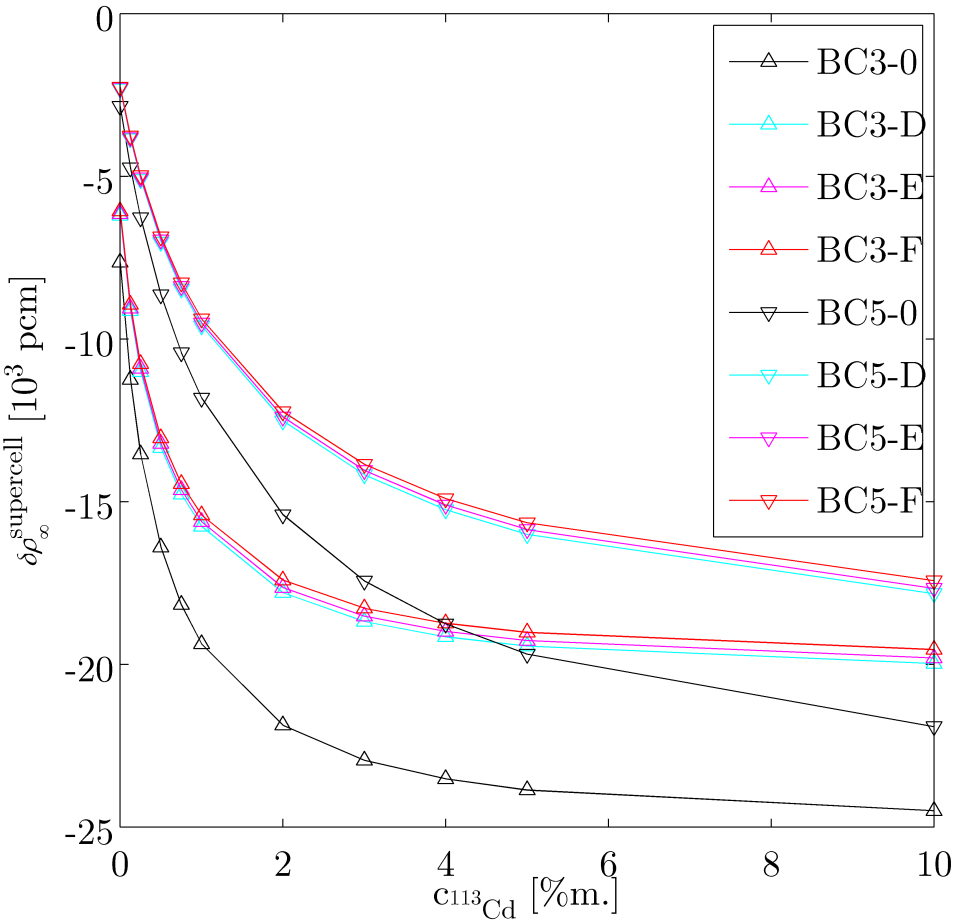

Figure 7.4 Variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}$ en fonction de $c_{^{113}\text{Cd}}$ la concentration de ^{113}Cd pour les sections $\vec{\mathcal{S}}_{\text{max}}$ (BC3) et $\vec{\mathcal{S}}_{\text{min}}$ (BC5) en présence des combustibles 0, D, E et F.

La figure 7.4 montre clairement l'effet en réactivité du dopage au ^{113}Cd de l'acier inoxydable des sections BC5 et BC3 qui est très semblable pour tous les combustibles considérés. Notons que les courbes $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}(c_{^{113}\text{Cd}})$ associées aux sections BC1, BC2, BC4 et BC6 seraient comprises entre celles associées à BC5 et BC3 pour un combustible donné. Pour les combustibles D, E et F, les courbes associées à $\vec{\mathcal{S}}_{\text{max}}$ (BC3) et celles associées à $\vec{\mathcal{S}}_{\text{min}}$ (BC5) sont très proches les unes des autres, mais ressemblent également à celles obtenues pour le combustible de référence, à un facteur multiplicatif près. Tel que discuté à la section 5.2.6, c'est surtout l'augmentation du contenu fissile qui est responsable de la forte diminution d'amplitude de $\delta\rho_{\infty}^{\text{supercell}}(c_{^{113}\text{Cd}}, \vec{\mathcal{S}}_{\text{min/max}})$ observées pour les combustibles alternatifs D, E et F par rapport à l'uranium naturel. Toutefois, on note que $\delta\rho_{\infty,\text{D}}^{\text{supercell}}(0, \vec{\mathcal{S}}_{\text{min/max}}) >$

$\delta\rho_{\infty,\mathrm{E}}^{\mathrm{supercell}}(0,\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min/max}}) > \delta\rho_{\infty,\mathrm{F}}^{\mathrm{supercell}}(0,\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min/max}})$ pour les modèles annulaires, alors que l'inverse se produit avec les modèles précis, mais les différences demeurent toujours très faibles. Bien que l'amplitude soit différente, les rapports $\delta\rho_{\infty}^{\mathrm{supercell}}(c_{^{113}\mathrm{Cd}},\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min/max}})/\delta\rho_{\infty}^{\mathrm{supercell}}(0,\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min/max}})$ sont pratiquement identiques pour tous les combustibles étant donné qu'ils ne dépendent que de la section des barres et de $c_{^{113}\mathrm{Cd}}$. À cet effet, on observe une saturation de $\delta\rho_{\infty}^{\mathrm{supercell}}$ lorsque $c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ augmente, qui est plus prononcée pour $\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{max}}$, puisque l'enveloppe externe et la tige centrale sont plus volumineuses que pour $\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min}}$. Ainsi, l'effet d'écrantage, négligé dans la procédure d'interpolation, apparaît ici clairement en comparant les courbes associées à $\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{min}}$ à celles associées à $\vec{\mathcal{S}}_{\mathrm{max}}$.

Notons que si la procédure d'optimisation avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0\%\mathrm{m}.$ ne permet pas d'atteindre les objectifs fixés, c'est-à-dire $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{modifié}}(c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0\%\mathrm{m}.) < \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$ ou que $\vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}} \neq \vec{\mathcal{R}}_{opt}^{n_{\mathrm{BC}}-1}$ pour $n_{\mathrm{BC}} \leq n_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{max}}$, alors $c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ est augmenté au prochain point de dopage. Les conséquences du dopage au cadmium seront analysés en détail à la section 7.5.1.

7.5 Analyse des résultats

La procédure d'optimisation géométrique des barres de compensation décrite à la section 7.4 a été appliquée aux cycles sélectionnés pour les objectifs du tableau 7.5. D'abord, nous présentons l'optimisation des BC pour cycle E présentant l'objectif d'optimisation le plus difficile à atteindre, à savoir $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}} = 1824$ pcm $> \delta\rho_{\mathrm{BC,réf}} = 1694$ pcm. Les composantes de couplages BC/BC, BC/GC et GC/BC sont alors analysées. Ensuite, les résultats de l'optimisation et l'impact sur la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et dans les états instantanés sont présentés. Finalement, la sélection des barres de compensation optimales pour chacun des cycles est effectuée selon les critères de performances des cycles établis au chapitre 6, ainsi qu'en vérifiant leur adéquation.

7.5.1 Optimisation des barres de compensation pour le cycle E

À chacun des niveaux de l'algorithme de modification des BC est associé une ou plusieurs composantes de couplage qui sont maintenant analysées dans des cas particuliers se voulant représentatifs des comportements observés lors de l'optimisation des BC pour ce cycle, mais également pour d'autres cycles.

Couplage BC/BC

Le tableau 7.6 présente les $\delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_{b}^{\mathrm{objectif}}$ et les $\sum_{b'}\delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_{b}^{\mathrm{objectif}}$ pour la première itération géométrique ($n_{\mathrm{BC}} = 1$) rendant les barres homogènes sur leur longueur à tour de rôle, pour le cycle E et de l'acier dopée à $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%\mathrm{m}.$. Ce cas particulier a été choisi

pour l'analyse non pas en raison de son adéquation avec le comportement recherché lors de l'optimisation des BC, mais plutôt parce qu'il reflète certaines difficultés générales pouvant survenir selon les cycles et les dopages considérés.

Tableau 7.6 $\delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ et $\sum_{b'} \delta\rho_{b,b'} - \delta\rho_b^{\text{objectif}}$ pour $n_{\text{BC}} = 1$ avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%$m. pour le cycle E.

	$b'=1$	$b'=2$	$b'=3$	$b'=4$	$b'=5$	$b'=6$	$b'=7$	TOTAL
Nominal	-75	-82	-83	-144	-110	-112	-249	-855
$b=7$	-78	-86	-88	-150	-121	-122	-148	-794
$b=6$	-79	-92	-93	-151	-122	-29	-148	-714
$b=5$	-79	-97	-99	-152	-32	-27	-149	-636
$b=4$	-86	-104	-106	7	-32	-27	-146	-495
$b=3$	-88	-104	20	7	-29	-25	-146	-365
$b=2$	-89	21	18	8	-27	-22	-147	-238
$b=1$	12	21	19	9	-26	-22	-146	-133

L'examen du tableau 7.6 révèle le couplage BC/BC durant une itération géométrique. D'abord, une fois le banc 7 modifié, $\delta\rho_7$ demeure assez éloigné de $\delta\rho_7^{\text{objectif}}$ puisque le dopage $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%$m. est insuffisant pour atteindre cet objectif ($\tau_7 > 1$). Toutefois, on observe une augmentation de $\delta\rho_7$ de 101 pcm, alors que $\delta\rho_{\text{BC}}$ n'augmente que de 61 pcm, puisque le rapport local du flux sur le flux moyen dans le cœur diminue par l'augmentation du taux d'absorption du banc 7 situé au centre du cœur, diminuant ainsi $\delta\rho_{b<7}$ de 3 pcm ($b'=1$) à 11 pcm ($b'=5$). Ensuite, après la modification du banc $b=6$, $\delta\rho_7$ demeure constant (jusqu'à la modification du banc $b=5$), tandis que l'effet sur $\delta\rho_{b<6}$ est plus faible (entre -1 et -6 pcm) que lors de la modification du banc 7. Par conséquent, la différence entre les augmentations de $\delta\rho_6$ (93 pcm) et de $\delta\rho_{\text{BC}}$ (80 pcm) diminuent également. Cette tendance est maintenue au fur et à mesure que b décroît, puisque les $\delta\rho_{b,b'<b}$ varient très peu. Ceci confirme que l'ordre décroissant de la modification des bancs de BC mène à un couplage faible entre les bancs lors de leur modification. Notons tout de même que la proximité spatiale d'un banc b' avec le banc modifié b tend à augmenter ce couplage par un effet d'écrantage (pour *shadowing*), mais demeure tout de même toujours sous les 7 pcm (cas $b=4, b'<4$) en valeur absolue pour le cas présenté. Dans le même ordre d'idée, la variation de $\delta\rho_{b'}$, entre leur état nominal et la modification du banc $b=b'+1$, est toujours plus importante en valeur absolue que la variation de $\delta\rho_{b'}$, entre la modification du banc b' et celle du banc $b=1$, puisqu'en général, $\delta\rho_b \geq \delta\rho_{b-1}$. Ceci explique également que les banques de réactivité des bancs 1, 2 et 3 ont tendance à être plus vulnérables à la variation des autres que les bancs 4, 5 et 6.

L'incapacité de la méthode à rencontrer l'objectif $\delta\rho_7^{\text{objectif}}$ est généralisé pour presque tous les cas étudiés ici, indépendamment du dopage $c_{^{113}\text{Cd}}$ considéré et même si $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$ est

plus faible que $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ mesurée avec les barres nominales (cycles A, B et C). Ceci s'explique par l'imposition de l'équation 7.15 pour déterminer les objectifs d'optimisation par banc. En effet, les valeurs des banques de réactivité relatives $\delta\rho_b/\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ sont principalement dictées par la stratégie de rechargement optimale propre à chacun des cycles, dictant la distribution de flux dans le cœur. Tel que présenté aux figures 6.11 et 6.13, la stratégie de rechargement axiale $n_S = 4$ crée une dépression du flux au centre du cœur et des renflements en périphérie, modifiant ainsi la pondération des sections efficaces des barres de compensation, et donc les banques de réactivité relatives des bancs. Ainsi, un choix plus judicieux, du point de vue de la méthode d'optimisation, aurait été d'imposer $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}} = (\delta\rho_b/\delta\rho_{\mathrm{BC}})\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$ au lieu de l'équation 7.15, de manière à respecter la tendance naturelle des cycles avancés à modifier les valeurs relatives des banques de réactivité par rapport aux cycles de référence.

Couplages BC/GC et GC/BC

Le tableau 7.7 présente la stratégie radiale de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, le burnup moyen de sortie $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ et la banque de réactivité totale $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ pour chacune des 5 itérations n_{BC} effectuées pour optimiser les BC du cycle E avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%\mathrm{m}$.. Les valeurs pré-optimisation ($n_{\mathrm{BC}} = 0$) tirées des tableaux 6.7 et 7.1 sont également présentées. Le tableau 7.8 présente, quant à lui, les valeurs du paramètre corrigé d'interpolation $\tau_{b,n_{\mathrm{BC}}}^{\mathrm{corr}}$ pour $n_{\mathrm{BC}} = 1$ à 5.

Tableau 7.7 Principales caractéristiques de la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et des barres de compensation en fonction des itérations n_{BC} pour le cycle E avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%\mathrm{m}$..

n_{BC}	$\mathcal{R}_2^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\mathcal{R}_3^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle^{n_{\mathrm{BC}}}$ [GWj/T$_{\mathrm{nl}}$]	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{n_{\mathrm{BC}}}$ [pcm]
0	0,90625	0,875	18,228	969
1	1,0625	1	17,204	1855
2	1,0625	0,96875	17,229	1717
3	1,0625	1	17,194	1861
4	0,96875	0,9375	17,285	1744
5	1	0,96875	17,258	1817

D'abord, on remarque une diminution de -1,024 GWj/T$_{\mathrm{nl}}$ de $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle^1$ par rapport à $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle^0$ puisque $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^1$ augmente de 886 pcm par rapport à $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^0$ pour remplir l'objectif $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$. Pour $n_{\mathrm{BC}} \geq 2$, les $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle^{n_{\mathrm{BC}}}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{n_{\mathrm{BC}}}$ varient en valeur absolue d'au plus 0,091 GWj/T$_{\mathrm{nl}}$ et 144 pcm respectivement d'une itération à l'autre, puisque l'optimisation s'effectue alors dans le voisinage des $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}}$. Puisque $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^1 > \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$, on pourrait croire que le dopage $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%\mathrm{m}$. est suffisant pour atteindre les objectifs de l'optimisation. Cependant, on remarque également que $\tau_{7,1}^{\mathrm{corr}} = \tau_{6,1}^{\mathrm{corr}} = \tau_{5,1}^{\mathrm{corr}} = 1$, indiquant que les $\delta\rho_{5,6,7}^{\mathrm{max}}$ sont insuffisants

Tableau 7.8 Paramètre corrigé d'interpolation $\tau^{\text{corr}}_{b,n_{\text{BC}}}$ en fonction des itérations n_{BC} pour le cycle E avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%\text{m}$..

n_{BC}	$b=1$	$b=2$	$b=3$	$b=4$	$b=5$	$b=6$	$b=7$
1	0,668	0,542	0,574	0,898	1	1	1
2	0,661	0,441	0,448	0,958	0,872	0,837	1
3	0,724	0,550	0,555	1	1	0,953	1
4	0,661	0,441	0,448	0,958	0,872	0,838	1
5	0,646	0,471	0,501	0,895	1	0,984	1

pour atteindre $\delta\rho^{\text{objectif}}_{5,6,7}$. Tel que spécifié précédemment, pour le banc 7 cette situation est courante, mais ce n'est pas le cas pour les bancs 6 et 5 (ni pour le banc 4 à $n_{\text{BC}} = 3$) lorsqu'un dopage adéquat pour le cycle courant est utilisé.

D'autre part, la stratégie radiale de rechargement ne converge pas en $n^{\max}_{\text{BC}}$ itérations ou moins. On observe plutôt une forte augmentation de $\mathcal{R}^{n_{\text{BC}}}_{2,3}$ à la première itération, due à la forte variation de $\delta\rho_{\text{BC}}$, puis une oscillation de $\mathcal{R}^{n_{\text{BC}}}_{2,3}$ et de $\delta\rho^{n_{\text{BC}}}_{\text{BC}}$ pour $n_{\text{BC}} = 1$ à 3, de sorte que $\mathcal{R}^{3}_{2,3} = \mathcal{R}^{1}_{2,3}$, $\delta\rho^{3}_{\text{BC}} \approx \delta\rho^{1}_{\text{BC}}$ et par conséquent, $\tau^{\text{corr}}_{b,n_{\text{BC}}=4} \approx \tau^{\text{corr}}_{b,n_{\text{BC}}=2}$. Ce comportement, s'apparente à un comportement *bistable* et peut être attribuable à la méthode d'optimisation de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ procédant d'abord à la recherche du profil radial du burnup moyen de sortie par zone de combustion, puis à son raffinement (c.f. sections 6.4.3 et 6.4.4). En effet, si lors de la recherche du profil du burnup moyen de sortie, un profil différent de celui de l'itération précédente est choisi comme optimal, le raffinement de la stratégie radiale peut alors se diriger vers une stratégie $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ différente de celle de l'itération précédente sans possibilité d'y retourner, et ce même s'il existe de très faibles différences entre les deux cas. On aurait alors avantage à considérer plus de $\eta = 3^{\dim(R)}$ points de calculs lors de la recherche du profil, de manière à laisser un plus grand chevauchement des sous-espaces discrétisés $M_{n_{\text{radiale}}=0}$ et $M_{n_{\text{radiale}}>0}$ lors du raffinement. Notons que ce comportement a également été observé pour $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,50\%\text{m}$. pour le cycle E, ainsi que pour le cycle D avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,25\%\text{m}$. et le cycle F avec $c_{^{113}\text{Cd}} = 0,125\%\text{m}$.. Ceci illustre bien l'effet parasite potentiel des composantes de couplages BC/GC et GC/BC. Pour éviter les oscillations observées, nous nous appuyons seulement sur l'hypothèse que l'augmentation de $c_{^{113}\text{Cd}}$ permettra la convergence de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, par une éventuelle relaxation des objectifs d'optimisation ($\tau_b < 0$).

Dopage au cadmium

Le tableau 7.9 présente la stratégie radiale de rechargement optimale $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, le burnup moyen de sortie $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ et la banque de réactivité totale $\delta\rho_{\text{BC}}$ pour l'itération $n^{\text{convergence}}_{\text{BC}}$ ou $n^{\max}_{\text{BC}}$ pour les dopages $c_{^{113}\text{Cd}}$ considérés pour l'optimisation des BC du cycle E. On remarque

premièrement que, bien que $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ converge en seulement 2 itérations pour les cas sans dopage et avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,125\%$m., les $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ obtenues sont insuffisantes pour respecter la contrainte 7.16. Les $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ diminue conséquemment à l'augmentation de $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$. D'autre part, les cas avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%$m. et $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,50\%$m. ne permettent pas de faire converger $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, tel que discuté précédemment. Toutefois, pour $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,75\%$m., $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$ converge rapidement et $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{modifié}} > \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$. Notons toutefois que l'augmentation du dopage jusqu'à $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,75\%$m. fait sortir l'objectif $\delta\rho_2^{\mathrm{objectif}}$ de la plage d'interpolation $\delta\rho_2^{\mathrm{min/max}}$ de sorte que $\tau_2^{\mathrm{corr}} = 0$ lorsque $n_{\mathrm{BC}} = 2$. Le même comportement est observé pour les bancs 2 et 3 pour certaines itérations d'optimisation des BC du cycle F avec $c_{^{113}\mathrm{Cd}} = 0,25\%$m.. Finalement, pour le cycle E, on remarque que $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ varie faiblement lorsque le dopage $c_{^{113}\mathrm{Cd}} \geq 0,25\%$m., indiquant que ce paramètre est uniquement lié à $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$ lorsque les τ_b^{corr} sont à l'intérieur (ou presque) des plages d'interpolation.

Tableau 7.9 Principales caractéristiques de la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et des barres de compensation en fonction du dopage $c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ pour le cycle E.

$c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ [%m.]	$n_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{convergence}}$	$\mathcal{R}_2^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\mathcal{R}_3^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle^{n_{\mathrm{BC}}}$ [GWj/T$_{\mathrm{nl}}$]	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{n_{\mathrm{BC}}}$ [pcm]
0	2	0,96875	0,9375	17,868	1313
0,125	2	1	0,96875	17,467	1659
0,25	5	1	0,96875	17,258	1817
0,50	5	1,0625	1	17,153	1888
0,75	2	0,9375	0,9375	17,194	1886

7.5.2 Barres de compensation optimisées pour les cycles avancés

À la lumière des analyses de l'optimisation des BC pour le cycle E, nous sommes maintenant à même de replacer le problème résolu dans son contexte global. Le tableau 7.10 présente les banques de réactivité $\delta\rho_b^{\mathrm{modifié}}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{modifié}}$ pour les cycles sélectionnés, ainsi que le dopage au cadmium de l'acier inoxydable considéré dans chacun des cas, tandis que les tableaux 7.11 et 7.12 présentent les principales caractéristiques des cycles à l'équilibre du rechargement et dans les états instantanés, respectivement.

D'abord pour le cycle de référence, on remarque que l'optimisation des BC surestime de 63 pcm l'objectif global de retrouver la même banque de réactivité totale que pour la conception originale des barres. En investiguant davantage, on remarque que $\delta\rho_{b=1,2,3,4}^{\mathrm{modifié}}$ sont surestimé de 12 à 19 pcm, tandis que les bancs 5 et 6 sont sous-estimés de -2 et -1 pcm respectivement. Sans suprise, le banc 7 trouve exactement son objectif, puisque les deux barres de ce banc possèdent nominalement une section uniforme ($\vec{\mathcal{S}}_{\max}$) sur toute leur longueur. La tendance de $\delta\rho_b(\tau_b^{\mathrm{corr}})$ à surestimer $\delta\rho_b^{\mathrm{objectif}}$ est généralisée pour tous les cycles, sauf pour

Tableau 7.10 Banque de réactivité des barres de compensation optimisées [pcm] et dopage au cadmium pour les cycles sélectionnés.

Cycles	$c_{^{113}\mathrm{Cd}}$ [%m.]	$b=1$	$b=2$	$b=3$	$b=4$	$b=5$	$b=6$	$b=7$	TOTAL
0	0	158	217	217	262	256	261	385	1757
A	0	100	137	137	163	167	170	203	1077
B	0	82	114	114	138	151	154	219	970
C	0	89	121	122	146	151	153	175	956
D	0,50	145	215	209	250	255	260	336	1671
E	0,75	161	236	228	285	300	305	373	1886
F	0,25	132	177	176	238	241	245	342	1551

$b=7$ pour lequel $\delta\rho_7^{\max}$ est généralement insuffisante pour atteindre $\delta\rho_7^{\text{objectif}}$, tel que discuté précédemment. Cette tendance est directement attribuable aux approximations utilisées pour construire les fonctions $\delta\rho_b(\tau_b)$. En effet, l'interpolation linéaire de $\delta\rho_b$ en fonction de l'aire d'acier $A_b(r_{1,b}, r_{2,b})$ néglige complètement la variation du niveau et du spectre du flux neutronique en fonction de la position radiale r par rapport au centre de la barre. L'enveloppe externe est irradiée par un spectre plus dur et une intensité plus élevée que la tige centrale des BC. Ainsi, pour tenir compte plus précisément de la dépression du flux vers le centre de la barre, il faudrait tenir compte explicitement du taux d'absorption et de diffusion neutronique, et non pas seulement du domaine d'intégration. Le résultat de cette approximation est que nous tentons d'approcher une fonction convexe par une droite définie par deux points de cette fonction. Ceci mène inévitablement à une surestimation des $\delta\rho_b$ par les paramètres τ_b^{corr}, qui est d'autant plus grande que l'écrantage spatial est intense (i.e. que l'acier est dopée au ^{113}Cd) et que τ_b^{corr} est éloigné de 0 ou 1.

Tableau 7.11 Principales caractéristiques des cycles sélectionnés à l'équilibre du rechargement avec les barres de compensation optimisées.

Cycles	n_{BC}	$\varepsilon_{\text{axiale}}$	$\bar{\mathcal{P}}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\bar{\mathcal{P}}_{j}^{\max}$ [kW]	$\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ [GWj/T$_{\text{nl}}$]	$\mathcal{R}_2^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\mathcal{R}_3^{n_{\mathrm{BC}}}$	$\bar{\mathcal{F}}$ [jour^{-1}]
0	2	4,792E-4	827	6678	7,103	1	0,875	1,82
A	2	1,206E-4	812	6661	22,934	1	0,90625	1,15
B	3	1,771E-4	772	6691	18,703	1,1875	0,875	1,50
C	2	3,745E-5	813	6622	32,595	0,96875	0,875	0,85
D	4	2,590E-4	849	6681	24,331	0,90625	0,90625	1,15
E	2	4,389E-4	843	6681	17,194	0,9375	0,9375	1,53
F	3	2,467E-4	818	6673	14,704	1	0,96875	1,78

Pour les cycles A, B et C, utilisant des barres en acier inoxydable non dopée, les $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{modifié}} - \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{objectif}}$ valent 9, 47 et 5 pcm respectivement, tandis que les $\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{modifié}} - \delta\rho_{\mathrm{BC}}$ valent 4, -230

et -58 pcm. Ainsi, pour les cycles A et C, l'algorithme a légèrement surévalué l'objectif de diminuer la banque de réactivité totale, mais celle-ci a effectivement été diminuée en modifiant les barres. En fait tous les bancs sont surestimés (de 5 à 11 pcm) par rapport à leur objectif, sauf le banc $b = 7$ qui est sous-estimé de -40 pcm, et les deux effets se compensent presque parfaitement. Des diminutions de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ de 0,125 et 0,106 GWj/T_{nl} pour les cycles A et C respectivement sont observées. Pour le cycle B, présentant $\delta\rho_{BC}^{objectif}$ le moins élevé, on remarque que la diminution de $\delta\rho_{BC}$ est suffisante pour augmenter $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ de 0,089 GWj/T_{nl} par rapport aux barres nominales (c.f. tableau 6.7). Toutefois, l'aplatissement du cœur frais devient problématique puisque $\mathcal{P}_{j,\text{frais}}^{max}$ dépasse la limite imposée par le critère 6.29.

Tableau 7.12 Principales caractéristiques des cycles sélectionnés pour les états instantanés du cœur avec les barres de compensation optimisées.

Cycles	ÂGÉ			FRAIS		
	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{max}$ [kW]	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{max}$ [kW]
0	41	886	6905	6438	796	7156
A	38	916	7344	18710	794	7223
B	19	839	7181	13996	828	7486
C	61	939	7298	21173	797	7300
D	75	1006	7923	22266	751	6593
E	68	1017	7908	21947	754	6577
F	29	937	7252	17410	756	6702

Pour les cycles D, E et F, nécessitant le dopage au cadmium, l'optimisation des BC surestiment $\delta\rho_{BC}^{objectif}$ de 67, 62 et 77 pcm respectivement, alors que les banques de réactivité totales ont augmenté de 642, 917 et 481 pcm par rapport à la conception originale. Les erreurs similaires à celle du cycle de référence indiquent que l'erreur est intrinsèque à la méthode d'optimisation, et non pas liée à l'ampleur des modifications apportées aux BC. Conséquemment à l'augmentation de $\delta\rho_{BC}$, les $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ diminuent de 0,893, 1,034 et 0,560 GWj/T_{nl} respectivement. Ceci constitue le principal prix à payer pour conserver la période d'ajustement de la réactivité pour ces cycles avancés. Notons tout de même que les $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ sont encore largement supérieurs à celui du cycle de référence, ce qui justifie l'effort de dopage supplémentaire requis.

Globalement, on remarque, à l'exception du cycle B déjà discuté, que tous les critères de sélection imposés au chapitre 6 sont respectés par les cycles dotés de nouvelles barres de compensation. Notons également que pour le cycle F, la fréquence $\bar{\mathcal{F}}$ augmente jusqu'à $\sim\bar{\mathcal{F}}_{\text{réf}}$, i.e. tout près de la limite imposée par le critère 6.31, par la diminution de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ jusqu'à $\sim 2\langle \bar{\mathcal{B}}^e_{\text{réf}} \rangle$. Les variations de puissance maximales de grappe et de canal, du facteur de convergence axiale et de la stratégie radiale de rechargement dues à la modification des BC sont

généralement faibles. Notons toutefois que l'écart à la criticité $\delta k_{\text{eff}}^{\text{frais}}$ varie fortement avec $\delta\rho_{\text{BC}}$ ce qui engendre une diminution jusqu'à -1174 pcm pour le cycle E, diminuant ainsi le besoin d'empoisonnement au démarrage du réacteur.

7.5.3 Sélection des barres de compensation optimales

La violation des critères de sûreté des états instantanés du cycle B et la diminution de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, malgré la diminution de $\delta\rho_{\text{BC}}$, pour les cycles A et C, indiquent que les barres de compensation nominales sont meilleures du point de vue économique et des exigences fonctionnelles propres aux BC. Pour les cycles D, E et F, les barres de compensation optimisées sont considérées comme étant meilleures, malgré la diminution de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$, puisqu'elles permettent de respecter la contrainte 7.16. Pour le cycle de référence, les barres nominales sont conservées pour la suite de l'étude. Les tableaux 7.13, 7.14 et 7.15 présentent respectivement les banques de réactivité $\delta\rho_b$ et $\delta\rho_{\text{BC}}$, les principales caractéristiques des cycles à l'équilibre du rechargement et dans les états instantanés pour les barres de compensation sélectionnées. Ainsi, les lignes associées aux cycles 0, A, B et C sont reprises aux tableaux 6.7, 6.8 et 7.1, tandis que les lignes associées aux cycles D, E et F sont reprises des tableaux 7.10, 7.11 et 7.12.

Tableau 7.13 Banques de réactivité $\delta\rho_b$ et $\delta\rho_{\text{BC}}$ des barres de compensation sélectionnées.

Cycles	$b=1$	$b=2$	$b=3$	$b=4$	$b=5$	$b=6$	$b=7$	TOTAL
0	146	200	201	243	258	262	385	1694
A	90	141	141	132	181	185	204	1073
B	101	151	151	156	195	199	247	1200
C	84	136	136	119	176	179	184	1014
D	145	215	209	250	255	260	336	1671
E	161	236	228	285	300	305	373	1886
F	132	177	176	238	241	245	342	1551

Tableau 7.14 Principales caractéristiques des cycles avancés à l'équilibre du rechargement avec les barres de compensation sélectionnées.

Cycles	$\varepsilon_{\text{axiale}}$	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]	$\langle \bar{\mathcal{B}}^{e} \rangle$ [GWj/T_{nl}]	$\mathcal{R}_2$	$\mathcal{R}_3$	$\bar{\mathcal{F}}$ [jour^{-1}]
0	4,254E-5	838	6685	7,254	0,9375	0,875	1,78
A	2,645E-4	802	6653	23,059	0,96875	0,90625	1,14
B	3,474E-4	771	6666	18,614	1	0,90625	1,50
C	2,925E-4	818	6681	32,701	0,96875	0,90625	0,85
D	2,590E-4	849	6681	24,331	0,90625	0,90625	1,15
E	4,389E-4	843	6681	17,194	0,9375	0,9375	1,53
F	2,467E-4	818	6673	14,704	1	0,96875	1,78

Tableau 7.15 Principales caractéristiques des cycles avancés pour le cœur frais et le cœur âgé avec les barres de compensation sélectionnées.

Cycles	ÂGÉ			FRAIS		
	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}_{jk}^{\max}$ [kW]	$\mathcal{P}_{j}^{\max}$ [kW]
0	39	913	7092	6520	801	6987
A	38	902	7268	18740	806	7008
B	15	837	7127	13798	806	7027
C	60	938	7355	21161	807	7043
D	75	1006	7923	22266	751	6593
E	68	1017	7908	21947	754	6577
F	29	937	7252	17410	756	6702

CHAPITRE 8

OPTIMISATION DES BARRES LIQUIDES

8.1 Stratégie de modification des barres liquides

Au chapitre 7, nous avons traité les composantes de couplage BC/GC et GC/BC, ainsi que BC/BC, en ne tenant aucunement compte de l'effet sur les barres liquides. Dans tous les cas, nous avons $\delta\rho_{\mathrm{BC}} \geq \delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\mathrm{objectif}}$. Ainsi, en tentant maintenant de maintenir les exigences fonctionnelles des BL pour les cycles avancés, nous avons une légère marge de manœuvre quant à la composante de couplage BL/BC pouvant potentiellement abaisser $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$. Pour les BL, contrairement à l'approche adoptée pour les BC, nous allons traiter explicitement les couplages GC/BL, BL/GC et BL/BC *a priori*, en mesurant les caractéristiques des cycles à l'équilibre du rechargement et dans les états instantanés avec des BL modifiées. Ceci permet de déterminer le domaine admissible des modifications des BL pour chacun des cycles avant d'évaluer leur capacité à remplir leurs exigences fonctionnelles. Nous nous assurerons donc d'emblée que l'ajustement des BL ne met pas en défaut la capacité des BC à remplir leurs rôles et n'engendre pas de violation des contraintes liées à la gestion du combustible.

Tout comme les barres de compensation, la banque de réactivité totale des barres liquides $\delta\rho_{\mathrm{BL}}^{\mathrm{état}}$ est dictée par le taux d'absorption neutronique total s'y produisant. Toutefois, contrairement au barres de compensation, les exigences fonctionnelles des barres liquides ne sont pas directement liées à leur banque de réactivité, mais bien à leur capacité à gérer la distribution de puissance du réacteur. Évidemment, un lien indirect demeure avec la banque de réactivité des barres liquides, qui évalue en quelque sorte le potentiel des barres liquides à agir sur la distribution de puissance. Ainsi, un premier raisonnement sur la stratégie de modification des barres liquides peut être mené en considérant leur taux d'absorption neutronique. Or, compte tenu de la grande complexité de la géométrie des BL (c.f. chapitre 5), une optimisation géométrique comme celle utilisée pour les BC serait difficile à mettre en place, d'autant plus que les modèles de supercellule en géométrie exacte peinent à fournir des résultats fiables, même en y investissant un grand effort de calcul (St-Aubin et Marleau, 2012). De plus, dans ce contexte, il faudrait aussi potentiellement repenser le système d'injection des fluides, et éventuellement le couplage entre les compartiments situés les uns au-dessus des autres via les tubulures d'alimentation et de vidange d'eau légère et d'hélium. Ainsi, nous ne tenterons aucunement de modifier la géométrie des BL, ni leurs systèmes sous-jacents pour rester dans l'esprit de cette étude (c.f. section 1.3.1). Pour modifier le taux d'absorption neutronique des

BL, il ne demeure alors qu'une seule option, consistant à modifier la composition isotopique du liquide absorbant $\mathcal{M}_{3,\mathrm{BL}} = \mathcal{M}_{5,\mathrm{BL}}$, en dopant l'eau légère. Deux avenues peuvent alors être empruntées : augmenter le taux d'absorption des BL en y insérant des molécules composées de noyaux plus absorbants que l'hydrogène, ou diminuer le taux d'absorption des BL par un dopage avec des noyaux moins absorbants.

Dans le premier cas, l'utilisation d'acide borique (H_3BO_3) mis en solution dans l'eau légère des BL augmentera la réaction de capture neutronique s'y produisant. L'acide borique possède une masse molaire $M_{H_3BO_3} = 61,833$ g/mol, une densité $d_{H_3BO_3} = 1,435$ g/cm^3 à 15°C, une solubilité maximale de 47,2 g/L à 20°C ; contient 17,48%m. de bore naturel et est déjà utilisé pour empoisonner le modérateur d'eau lourde dans les centrales CANDU (Rouben, 1984; Roy et Varin, 1999; Harper *et al.*, 2012). Pour des neutrons thermiques d'énergie $E = 0,025$ eV, $\sigma_{\alpha,^{10}\mathrm{B}} = 3,84$ kb (réaction (n,α)) comparativement à $\sigma_{\gamma,^{1}\mathrm{H}} = 333$ mb, mais surtout à $\sigma_{\gamma,^{2}\mathrm{H}} = 0,506$ μb pour les noyaux de deutérium du modérateur (Shultis et Faw, 2008). La concentration d'acide borique doit toutefois demeurer inférieure à un certain seuil dicté par sa solubilité, mais aussi par le phénomène de décomposition des molécules chimiques sous un rayonnement intense : l'H_3BO_3 et l'H_2O forment du péroxyde d'hydrogène H_2O_2 accentuant les effets de la corrosion déjà importants en présence d'acide. Nous considérerons une concentration de H_3BO_3 dans l'eau légère du circuit des barres liquides $c_{H_3BO_3} \leq 2500$ ppm, ce qui est bien en-deça de la limite de solubilité et correspond à des concentrations typiques utilisées dans les REP (Reuss, 2003). Même si cette limite semble énorme par rapport aux concentrations utilisées dans le modérateur, principalement lors de l'approche à l'équilibre ($\sim$-860 pcm/ppm à $t = 0$), il faut tenir compte ici de la taille très limitée des BL dans le cœur. L'étendue spatiale restreinte des BL limite également la composante positive supplémentaire au coefficient de température du cœur dû à la présence d'acide borique (Reuss, 2003).

D'autre part, il est possible que les BL ne nécessitent pas un taux de d'absorption neutronique aussi élevé que celui offert par l'eau légère pour parvenir à leurs fins dans des cycles avancés. Un dopage volumique v_{D_2O} à l'eau lourde D_2O peut alors être considéré, en espèrant augmenter et diminuer légèrement $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ et $\bar{\mathcal{F}}$ respectivement. Ici, nous considérerons un dopage maximal de $v_{D_2O} = 90\%$v.. La pureté (ou dopage) maximale d'eau lourde pourrait être augmentée jusqu'à $v_{D_2O} = 99,92\%$v. comme pour le modérateur, mais des tests préliminaires ont montrés qu'au-delà de $v_{D_2O} = 90\%$v., le remplissage et la vidange des BL mènent respectivement à une diminution et une augmentation de la réactivité, ce qui est contraire au comportement attendu. Ceci s'explique par un ralentissement effectif des neutrons plus efficace dans les barres liquides fortement dopées à l'eau lourde, augmentant ainsi le taux de fission dans le combustible.

Ici, le domaine des dopages considérés pour les barres liquides est discrétisé et compte

20 mélanges $\mathcal{M}_{3,\mathrm{BL}} = \mathcal{M}_{5,\mathrm{BL}}$ (c.f. tableau 5.1) différents : 10 dopés à l'acide borique, 9 dopés à l'eau lourde et 1 non dopé, contenant de l'eau légère pure. Ici, nous utiliserons une discrétisation à pas fixe de $\Delta c_{\mathrm{H_3BO_3}} = 250$ ppm de $\mathrm{H_3BO_3}$ du domaine des dopages à l'acide borique, et un pas de discrétisation $\Delta v_{\mathrm{D_2O}} = 10\%\mathrm{v.}$ pour les dopages à l'eau lourde. Notons que 2 calculs de supercellule précis (dans les états IN et OUT) par type de section de BL, par dopage et par cycle doivent être effectués pour définir les modèles de cœur précis associés à chacun des dopages. Ainsi, 120 calculs sont nécessaires par cycle, dont 6 associés aux BL à l'eau légère pure ont déjà été effectués pour définir les BL nominales. Dans tous les cas, l'option `COMB` du module `LIB:` de DRAGON permet d'effectuer le dopage uniforme de l'eau légère. Pour l'acide borique, on utilise la fraction volumique d'acide borique

$$v_{\mathrm{H_3BO_3}}(c_{\mathrm{H_3BO_3}}) = 100\%\mathrm{v.} \times \left[\left(\frac{d_{\mathrm{H_3BO_3}}}{d_{\mathrm{H_2O}}} \right) \left(\frac{M_{\mathrm{H_2O}}}{M_{\mathrm{H_3BO_3}}} \right) \left(\frac{10^6}{c_{\mathrm{H_3BO_3}}} - 1 \right) + 1 \right]^{-1} . \tag{8.1}$$

Pour simplifier la présentation, nous considérerons le dopage généralisé normalisé des BL

$$c_{\mathrm{BL}} = \begin{cases} -\frac{v_{\mathrm{D_2O}}}{1\%\mathrm{v.}}, & \text{pour un dopage à l'eau lourde} \\ 0, & \text{en absence de dopage} \\ \frac{c_{\mathrm{H_3BO_3}}}{25\ \mathrm{ppm}}, & \text{pour un dopage à l'acide borique} \end{cases} , \tag{8.2}$$

de sorte que $c_{\mathrm{BL}} \in [-90, 100]$.

Ce chapitre présente le processus d'ajustement de la composition des barres liquides pour chacun des cycles. D'abord, la configuration géométrique des barres liquides dans le cœur par rapport aux zones de contrôle, les exigences fonctionnelles et les équations simplifiées du mouvement des barres liquides sont présentées. Ensuite, les suites de perturbations normales considérées ici pour évaluer la capacité des BL à agir convenablement dans chacun des cycles sont expliquées, à savoir : la période d'ajustement de la réactivité et la période normale de rechargement. Un modèle itératif basé sur l'approximation quasistatique d'évolution du combustible et des calculs directs de diffusion neutronique permettant d'évaluer la réponse idéale des BL à des perturbations normales de la distribution de puissance du cœur est ensuite développé. Plusieurs mesures de l'efficacité des BL à remplir leurs fonctions sont alors définies de manière cohérente avec la modélisation du SRR utilisée. Une analyse détaillée des barres liquides nominales dans le cycle de référence à l'uranium naturel est menée avant d'investiguer l'effet des différents combustibles sur la capacité des BL. L'analyse des différentes mesures définies plutôt est alors menée pour tous les cycles sélectionnés. Ensuite, la stratégie de dopage des barres liquides et les domaines de dopages admissibles sont établis pour chacun des cycles avancés. La sélection des barres liquides optimales est faite pour chacun des cycles, puis les principales caractéristiques des mécanismes de réactivité sélectionnés et les composantes

moyennée dans le temps et instantanée de la gestion du combustible sont présentées.

8.2 Barres liquides

La figure 8.2 illustre la configuration géométrique d'un plan xy de barres liquides, le type de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{BL,type}}$ décrites au chapitre 5 pour chacun des compartiments, ainsi que la disposition et la numérotation des zones de contrôle c du CANDU.

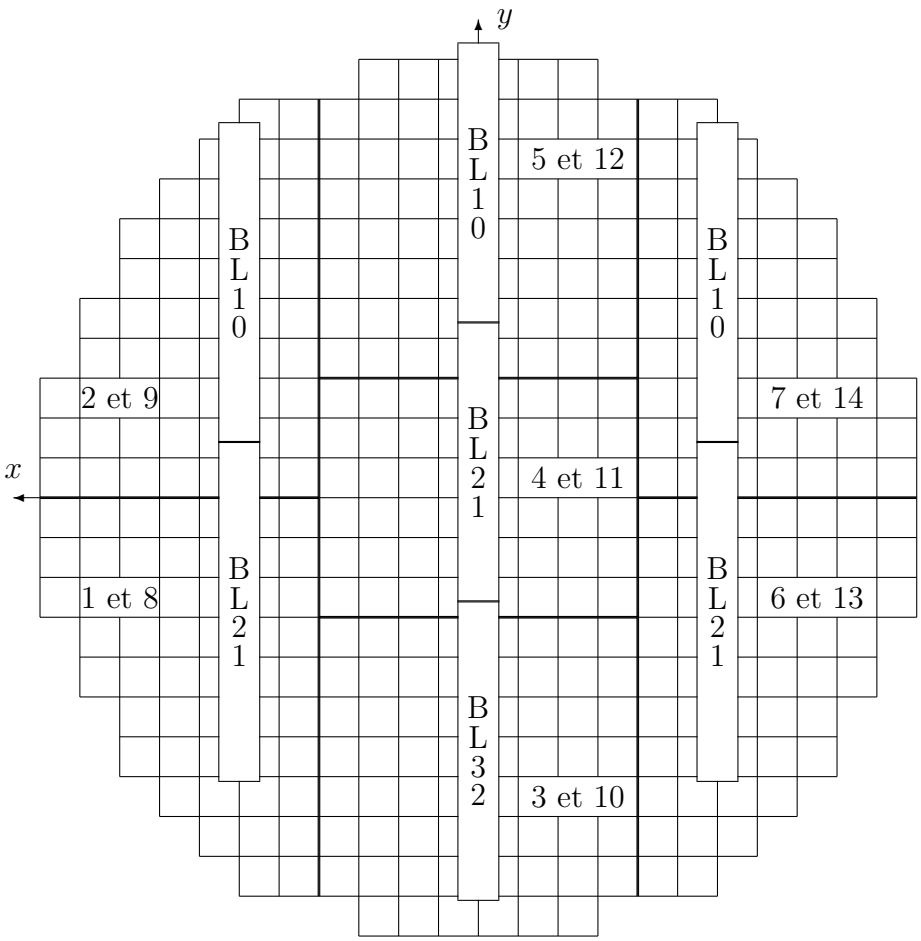

Figure 8.1 Configuration géométrique des barres de liquides et des zones de contrôle dans le plan xy du cœur et emplacement des types de section $\vec{\mathcal{S}}_{\text{type}}$.

Les barres liquides doivent remplir deux exigences fonctionnelles durant l'exploitation normale du réacteur : la gestion de la puissance totale du réacteur $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$ et le contrôle spatial de la forme de la distribution de puissance (c.f. section 2.2.2). Nous utiliserons ici la puissance des 14 zones de contrôle c dans un état instantané du réacteur, noté ici par l'instant t correspondant à des distributions $\mathcal{B}_{jk}$ et $\mathcal{Y}_m$, pour représenter la forme de la distribution de puissance : $\mathcal{P}_c(t) = \sum_{jk \in c} \mathcal{P}_{jk}(t)$. Rozon *et al.* (1997) définissent alors les

équations du mouvement des niveaux d'eau $\mathcal{Y}_\ell(t)$ des compartiments 1 à 14 comme la somme d'une composante spatiale (1er terme) et d'une composante globale (2e terme) :

$$\frac{d}{dt}\mathcal{Y}_\ell(t) = S_{\ell,c}\left[\mathcal{P}_c(t) - \mathcal{P}_c^{\text{consigne}}(t)\right] + G_\ell \sum_{c=1}^{14}\left[\mathcal{P}_c(t) - \mathcal{P}_c^{\text{consigne}}(t)\right], \tag{8.3}$$

où les $\mathcal{P}_c^{\text{consigne}}(t)$ sont les puissances de consigne des zones de contrôle c. En centrale, les $\mathcal{P}_c(t)$ sont mesurées par 28 détecteurs au platine (2 par zone de contrôle) sensibles aux rayons γ produits par fission ou à la suite de la désintégration des produits de fission. Connaissant les constantes $S_{\ell,c}$ et G_ℓ par des mesures d'étalonnage (Varin *et al.*, 2004), le SRR tentera d'annuler les équations 8.3 en activant les électrovannes d'alimentation et de vidange d'eau légère et d'hélium de chacun des compartiments. À ce moment, les niveaux d'eau sont stationnaires et les effets de rétroaction entre les variations de puissance de zone $\Delta\mathcal{P}_c(t) = \mathcal{P}_c(t) - \mathcal{P}_c^{\text{consigne}}(t)$ et l'absorption neutronique dans les barres liquides auront tendance à amortir graduellement les variations de puissance et des niveaux d'eau par rapport à leurs valeurs nominales, et ainsi à tendre vers un nouvel équilibre dicté par les $\mathcal{P}_c^{\text{consigne}}(t)$ et la composition c_{BL} du liquide absorbant. En réalité, l'activation des vannes est programmée de sorte que les niveaux d'eau $\mathcal{Y}_\ell(t)$ dépendent également d'eux-mêmes, de manière à ce qu'un compartiment ℓ près d'être totalement rempli ($\mathcal{Y}_\ell(t) \geq 80\%$) ou vidé ($\mathcal{Y}_\ell(t) \leq 10\%$) soit moins sollicité que les autres pour remplir la fonction de contrôle de la puissance totale du réacteur (Varin, 1995). Ici, nous ne tiendrons pas compte de cette composante non-linéaire de la réponse des BL.

8.2.1 Suites de perturbations normales

Pour évaluer la capacité des barres liquides à gérer la distribution de puissance en amplitude et en forme dans les cycles avancés, il est primordial de simuler explicitement l'opération du réacteur soumis à différentes perturbations durant son fonctionnement normal. Ici, deux situations dans lesquelles le cœur est gardé en opération seront investiguées : la période d'ajustement de la réactivité survenant lors d'une panne d'une MC et la période normale de rechargement du cœur à pleine puissance.

Période d'ajustement de la réactivité

Pour la période d'ajustement de la réactivité, le modèle simplifié présenté et utilisé au chapitre 7 tenait compte qu'indirectement des barres liquides qui sont alors responsables d'atténuer les pointes de puissance engendrées par l'extraction des bancs de BC et de l'ajustement fin de la réactivité. Ici, nous simulerons explicitement l'évolution quasisatique du combustible immobile dans le cœur et la variation des niveaux d'eau des barres liquides dictant l'extrac-

tion des bancs b aux instants $t = t_b$ selon les algorithmes de contrôle du SRR présentés à la prochaine section.

Toutefois, notre modélisation est limitée ici par la méthode de génération des bases de données du combustible utilisée au chapitre 4. En effet, la paramétrisation des sections efficaces macroscopiques du combustible en fonction du burnup $\mathcal{B}$ uniquement est insuffisante pour tenir compte de l'effet des variations de puissance totale du réacteur imposées par l'opérateur lors d'une panne d'une MC. En effet, au fur et à mesure que les bancs de BC sont extraits du cœur, la puissance totale $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$ est réduite de manière à s'assurer que les oscillations spatiales de la puissance, dues au changement du niveau de flux et donc de la concentration à saturation $\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\text{Xe}}$ du ^{135}Xe, n'engendrent pas de pointes dépassant les limites de puissance. En réduisant $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$ à $t = t_b$, on atténue alors l'amplitude absolue des oscillations spatiales subséquentes et on allonge la durée réelle de la période d'ajustement de la réactivité, que nous noterons $t_{\text{ajustement}}$. Pour tenir compte de cet effet important, il aurait fallu paramétriser les sections efficaces macroscopiques du combustible (minimalement) en fonction de la puissance perçue par les grappes de combustible, au lieu d'adopter une approche moyennée en considérant un seul niveau $p_{\text{évo}}$ pour toutes les grappes du cœur.

Ici, pour palier en partie à cette lacune, nous imposerons la même rampe de puissance totale du réacteur que celle utilisée à la centrale Gentilly-2, mais nous imposerons simultanément des contraintes de puissance $\mathcal{P}^{\text{lim}}_c(t)$ de plus en plus restrictives au fur et à mesure que $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$ diminue. Cette modélisation ne réflète en rien la réalité de la dynamique non-linéaire des isotopes lors d'une variation de puissance, mais laisse tout de même une place pour des pointes de puissance plus grandes que celles qui seront simulées ici, dans un modèle plus exact du réacteur.

Période normale de rechargement

La simulation de la période normale de rechargement fût investiguée par plusieurs auteurs par des méthodes bien différentes (Rozon *et al.*, 1997; Choi, 2000; Choi et Kim, 2005). L'idée générale consiste à déterminer un patron de rechargement explicite $\mathcal{E}_j$ permettant aux barres liquides de remplir pleinement leurs fonctions tout en gardant les niveaux d'eau dans des limites acceptables. Le patron $\mathcal{E}_j$ est caractérisé par le choix des canaux à recharger, leur ordonancement dans le temps et la fréquence des rechargements $\mathcal{F}_j$ et donc le choix du patron $\mathcal{E}_j$ adéquat pour un cycle particulier n'est pas une mince affaire. L'approche générale utilisée consiste à optimiser simultanément $\mathcal{E}_j$ et $\mathcal{F}_j$, mais également la réponse des barres liquides à ces perturbations en couplant un programme d'optimisation, cherchant le patron $\mathcal{E}_j$, à un code de diffusion neutronique capable de déterminer la réponse idéale des BL à une perturbation donnée.

Rozon *et al.* (1997) ont proposé une méthode basée sur la théorie des perturbations généralisées pour calculer la réponse spatiale idéale des barres liquides suite à une perturbation p de la distribution de puissance zonale $\Delta\mathcal{P}_c(t_p)$, comme le rechargement d'un canal. Mahjoub (2011) a également utilisé cette méthode pour modifier la composition du réflecteur radial des CANDU. L'idée consiste à déterminer les variations des niveaux d'eau $\Delta\mathcal{Y}_\ell(t_p)$ par rapport à leur moyenne spatiale en déterminant les solutions aux équations

$$Q_{\ell,c}(t_p)\Delta\mathcal{Y}_\ell(t_p) + \Delta\mathcal{P}_c(t_p) = 0, \tag{8.4}$$

où $Q_{\ell,c}$ est la variation de puissance induite dans la zone c par une variation unitaire du niveau du compartiment ℓ. Les $Q_{\ell,c}(t_p)$ et les $\Delta\mathcal{P}_c(t_p)$ sont calculées au deuxième ordre ($O(\Delta\phi^2)$) en résolvant l'équation de diffusion adjointe à sources fixes et en pondérant la solution par le flux de diffusion non perturbé, au lieu de résoudre l'équation de diffusion à $t = t_p^+$.

Par la suite, Choi (2000) a développé le programme déterministe AUTOREFUEL, basé sur l'expérience des opérateurs de centrales CANDU, pour déterminer un patron $\mathcal{E}_j$ à partir de l'état d'équilibre du rechargement. L'approche de Choi (2000) est divisée en trois niveaux : l'élimination de canaux, l'ordonancement des canaux choisis et la sélection finale du patron. L'élimination des canaux consiste à éliminer des candidats potentiels tous les canaux dont le rechargement selon un mode axial n_S spécifié engendrerait des pointes de puissance $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t_j) > \mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(t_j)$, ou un $\mathrm{CPPF}(t_j) > \mathrm{CPPF}^{\lim}(t_j)$, ou un burnup de sortie de canal

$$\mathcal{B}^e_j(t_j) = \frac{1}{m_{\mathrm{nl}} n_S} \sum_{k=1}^{12} \frac{\mathcal{P}_{jk}(t_j)}{\mathcal{F}_j(t_j)} \tag{8.5}$$

trop faible par rapport à $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$. La corrélation

$$\mathcal{P}'_{j'j} = \mathcal{P}^0_j \left[1 + \frac{C\bar{\mathcal{P}}_j \delta\rho_j}{\mathcal{P}^0_j(1 + l_{j'j})}\right] \tag{8.6}$$

est utilisée pour prédire la variation des puissances dans les canaux j' due au rechargement du canal j de manière à accélérer la sélection des candidats. Ici, $\mathcal{P}^0_j$ est la puissance du canal avant le rechargement, $\bar{\mathcal{P}}_j$ est la puissance moyenne dans le temps du canal j, $\delta\rho_j$ est l'insertion de réactivité calculée par le code RFSP due au rechargement de j, $l_{j'j}$ est la distance (mesurée en pas de réseau l) entre les canaux j' et j et C est un facteur de correction. Une fois les candidats prometteurs choisis, leur priorité dans le patron de rechargement est établie selon le besoin en réactivité de la zone de contrôle à laquelle ils appartiennent, conformément aux règles du rechargement de Rouben (1984). Un second niveau de priorisation, basé sur la maximisation de $\mathcal{B}^e_j(t_j)$, est appliqué pour distinguer les candidats appartenant à la même

zone de contrôle et pour maximiser l'économie du cycle. Finalement, le candidat présentant la priorité la plus élevée après l'étape d'ordonancement est rechargé le premier, éliminant alors tous les canaux j' situés à une distance de $l_{j'j} \leq \sqrt{10}$ pour $\mathcal{E}_{j+1}$, et les canaux plus proches voisins ($l_{j'j} = 1$) pour $\mathcal{E}_{j+2}$. Cette approche de pénalisation s'apparente aux contraintes que nous avions ajoutées à l'approche déterministe lors de l'établissement du patron d'âge $\mathcal{O}_j$ (c.f. section 6.5.3).

Choi et Kim (2005) proposèrent ensuite le programme GENOVA fondé sur la même approche que celle proposée par Rozon *et al.* (1997). La théorie des perturbations généralisées est mise à profit pour déterminer plus précisément la réponse optimale des barres liquides lors d'un rechargement, de façon à éviter que la corrélation 8.6 mène à un patron $\mathcal{E}_j$ engendrant des niveaux d'eau excédant les limites prescrites une fois le canal rechargé. L'élimination des canaux est alors menée par une MLA, où une fonction objectif tenant compte à la fois de la puissance des zones de contrôle et du niveau moyen des 14 barres liquides par rapport à leur niveau de référence est utilisée pour quantifier la qualité des candidats pour $\mathcal{E}_{j+1}$. Contrairement à AUTOREFUEL, aucun suivi explicite des pointes de puissance de canal et de grappe n'est effectué. Les prédictions de la réponse des niveaux d'eau des barres liquides par GENOVA demeurent dans une marge de 5% par rapport aux résultats de AUTOREFUEL lors du rechargement simultané des canaux M-9 et G-4. Notons que les deux programmes négligent complètement la période entre les rechargements de canaux successifs et se basent plutôt sur une réévaluation journalière des besoins de réactivité du cœur pour choisir le bon nombre de canaux à recharger. Ceci réflète très bien le travail effectué en centrale et à l'avantage de générer des distributions de burnup $\mathcal{B}_{jk}(t)$, et donc de puissance $\mathcal{P}_{jk}(t)$, très symétriques pour le calcul de la réponse des BL. Notons qu'une distribution aléatoire des burnups de grappe $\mathcal{B}_{jk}(0)$ a été utilisée par Choi et Kim (2005) comme état initial (avant le rechargement des canaux M-9 et G-4), de manière similaire à l'approche statistique pour générer des patrons d'âge de canal $\mathcal{A}_j$ (c.f. section 6.5.3).

D'autre part, Do *et al.* (2006) proposèrent une méthode basée sur le couplage d'un algorithme génétique, du programme AUTOREFUEL, ainsi que d'une fonction objectif de type MLA combinant des contraintes de burnup moyen de sortie du cœur (c.f. équation 8.5)

$$\langle \mathcal{B}^e(t_j) \rangle = \frac{1}{N_{\text{rechargé}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{rechargé}}} \mathcal{B}_j^e(t_j), \tag{8.7}$$

des pointes de puissances de canal $\mathcal{P}_j^{\max}(t_j)$ et de l'amplitude des variations des niveaux des barres liquides $\sum_\ell [\mathcal{Y}_\ell(t_j^+) - \mathcal{Y}_\ell(t_j^-)]$. Les avantages des algorithmes génétiques sont mis à profit pour réduire la taille de la population choisie par AUTOREFUEL en imposant une stratégie

élitiste *a priori*, considérant la dominance de chacun des candidats initiaux par rapport à la fonction objectif. Ensuite, l'étape de *crossover* génère des candidats fils en mélangeant les positions en x et y des canaux parents. Une dernière étape de mutation consiste à modifier aléatoirement une des positions (x ou y) des canaux fils avec un probabilité relativement faible. Ici aussi, le nombre de canal rechargé par jour est fixé à 0, 1, 2 ou 3 selon les besoins de réactivité du cœur. Do *et al.* (2006) notent que les algorithmes déterministes utilisés dans AUTOREFUEL et GENOVA sont plus efficaces que l'algorithme génétique du point de vue du temps de calculs, mais en revanche, ce dernier est en mesure de contrôler l'ensemble des contraintes actives lors de la sélection de $\mathcal{E}_j$.

Ici, pour évaluer la capacité des barres liquides dans différents cycles de combustible, nous ne tenterons pas d'optimiser $\mathcal{E}_j$ par l'une ou l'autre des méthodes présentées. En fait, nous choisissons un patron $\mathcal{E}_j$ unique de manière à pouvoir comparer directement les résultats pour différents cycles et différentes composition des barres liquides. Cette approche est privilégiée par Rozon (1999) pour l'établissement des patrons d'âge déterministe $\mathcal{O}_j$. Ainsi, nous ne tiendrons pas compte directement de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}(n_S)$, puisque ceci engendrerait des $\mathcal{E}_j$ généralement différents d'un cycle à l'autre, et même d'une composition des barres liquides à l'autre. Pour définir $\mathcal{E}_j$, nous allons plutôt utiliser une stratégie de rechargement unitaire $\vec{\mathcal{R}} = \vec{1} = [111]$ et la distribution de puissance par zone de combustion $\bar{\mathcal{P}}_z^{\text{réf}}$ du cycle de référence ($\bar{\mathcal{P}}_1^{\text{réf}} = 224,4$ MW, $\bar{\mathcal{P}}_2^{\text{réf}} = 902,1$ MW et $\bar{\mathcal{P}}_3^{\text{réf}} = 937,5$ MW) qui varie peu pour les cycles considérés, puisqu'ils sont soumis aux mêmes contraintes d'optimisation de $\vec{\mathcal{R}}$ (c.f. tableau 6.2). En considérant les équations 3.57, 6.7 et 6.8 avec $\vec{\mathcal{R}} = \vec{1}$, nous avons $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle = \bar{\mathcal{B}}_z^e = \bar{\mathcal{B}}_j^e = \bar{\mathcal{B}}_1^e$. Alors, à partir de l'équation 3.59, les fréquences de rechargement de la zone de combustion z à l'équilibre du rechargement sont $\bar{\mathcal{F}}_z = \bar{\mathcal{P}}_z/(m_{\text{nl}} n_S \langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle)$. Ainsi, la fraction de canaux dans chacune des zones de combustion dans $\mathcal{E}_j$ doit correspondre à $\bar{\mathcal{P}}_z^{\text{réf}} / \sum_z \bar{\mathcal{P}}_z^{\text{réf}}$.

Pour sélectionner explicitement $\mathcal{E}_j$, nous imposons alors plusieurs contraintes découlant des règles du rechargement de Rouben (1984), mais faisant également en sorte que les barres liquides aient de la difficulté à y répondre, de manière à évaluer le plein potentiel du dopage des BL. Le nombre de canaux rechargés est pris égal au plus petit commun multiple du nombre de zones de contrôle par extrémité du cœur (i.e. $N_c/2 = 7$) engendrant des $N_{\mathcal{E}_j} \bar{\mathcal{P}}_z / \sum_z \bar{\mathcal{P}}_z$ presqu'entier, où i.e. $N_{\mathcal{E}_j}$ est la cardinalité de l'ensemble $\mathcal{E}_j$. Ici, nous avons choisi $N_{\mathcal{E}_j} = 28$ de sorte que $N_{\mathcal{E}_j} \bar{\mathcal{P}}_1 / \sum_z \bar{\mathcal{P}}_z = 3,044 \approx 3$, $N_{\mathcal{E}_j} \bar{\mathcal{P}}_2 / \sum_z \bar{\mathcal{P}}_z = 12,238 \approx 12$ et $N_{\mathcal{E}_j} \bar{\mathcal{P}}_3 / \sum_z \bar{\mathcal{P}}_z = 12,718 \approx 13$. Ainsi, la période normale de rechargement sera d'une durée $t_{\text{normale}} = 29\bar{\mathcal{T}}$, puisque la suite des pertubations s'arrêtera, en principe, juste avant le rechargement du 29e canal. Ensuite, les canaux de $\mathcal{E}_j$ sont choisis de manière à respecter les fractions imposées par les $\bar{\mathcal{P}}_z^{\text{réf}}$, les contraintes de symétrie axiale et radiale des rechargements et une dispersion dans le plan xy testant équitablement tous les compartiments. Les canaux sont choisis, dans

la mesure du possible, de manière à se trouver à des positions relatives par rapport aux compartiments rendant leur réponse difficile, i.e. à la frontière entre deux compartiments liquides adjacents. Concrètement, nous avons choisi :

- 14 canaux rechargés par extrémité du cœur par alternance (symétrie axiale) ;
- des canaux à toutes les positions radiales du cœur (symétrie radiale) ;
- 2 canaux rechargés dans chacune des zones de contrôle (dispersion des rechargements) ;
- 3, 12 et 13 canaux dans les zones de combustion centrale ($z = 1$), intermédiaire ($z = 2$) et périphérique ($z = 3$), respectivement.

Le patron de rechargement explicite $\mathcal{E}_j$ généré est présenté à la figure 8.2, où sont également représentés les limites des zones de combustion et de contrôle.

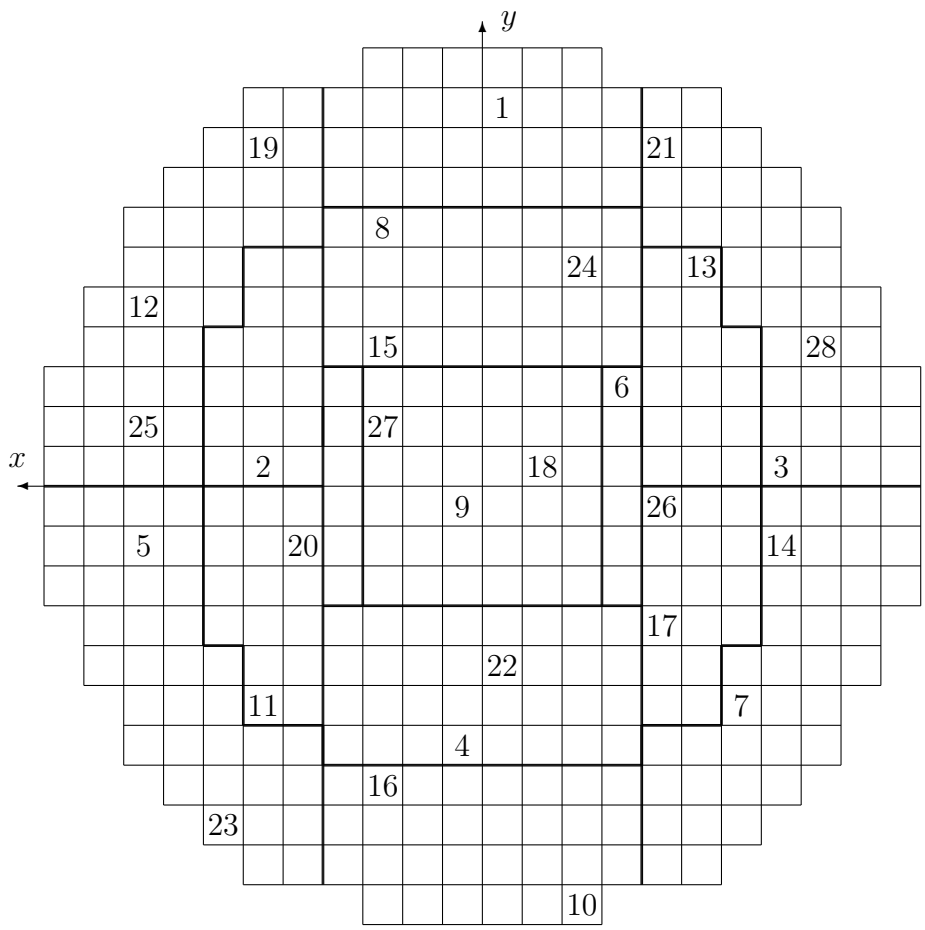

Figure 8.2 Patron de rechargement explicite $\mathcal{E}_j$.

8.3 Modélisation de la réponse des barres liquides

Pour évaluer la réponse des barres liquides, nous proposons une méthode d'optimisation contrainte itérative basée sur des calculs explicites du flux de diffusion neutronique permettant de tenir compte à la fois de la réponse spatiale et globale des BL. De plus, le modèle de réponse des BL est couplé à une méthode d'évolution quasistatique dans le modèle de cœur fini permettant de simuler l'exploitation du réacteur dans le temps. Ainsi, dans cette section, l'accent est mis sur la modélisation du SRR et les algorithmes itératifs développés. Finalement, différents paramètres d'intérêt qui permettent d'évaluer la performance des BL pour chacun des cycles sélectionnés sur des bases communes sont présentés.

8.3.1 Modélisation du Système de Régulation du Réacteur

Contrairement à l'hypothèse employée pour l'optimisation des BC à la section 7.3, ici le modèle du SRR s'appuie uniquement sur les modèles de cœur précis instantanés définis au chapitre 6. Nous considérons toujours les SAU inactifs dans ce chapitre, de sorte que $\mathcal{Y}_{\mathrm{BA}}(t) = 0\%$ et $\delta\rho_{\mathrm{SAU}}(t) = 0$. De plus, nous omettrons complètement l'intervention des barres solides de réglage : $\mathcal{Y}_{\mathrm{BS}}(t) = 0\%$ et $\delta\rho_{\mathrm{BS}}(t) = 0$. Notons toutefois qu'en réalité les BS pourraient être activées durant les suites de perturbations. Varin (1995) indique que les règles d'entraînement des BS stipulent que si le niveau moyen des barres liquides

$$\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle = \frac{1}{14} \sum_{\ell=1}^{14} \mathcal{Y}_\ell(t) \tag{8.8}$$

dépasse 80%, ou que l'erreur relative de puissance dépasse 1,5%, l'insertion du premier banc de BS est commandé par le SRR. Ici, nous ne simulerons pas explicitement le système de détection, et donc l'erreur relative de puissance est toujours considérée nulle, i.e. la puissance du réacteur est la constante de normalisation fournie au module `POWER:` de DONJON.

En reprenant les approximations de modélisation adoptées au chapitre 4, la variation de réactivité statique de rétroaction du système

$$\delta\rho_{\mathrm{rétro}}(t) = \delta\rho_{\mathrm{local}}(t) + \delta\rho_{\mathrm{SRR}}(t) = [\delta\rho_{\mathrm{isotopes}}(t) + \delta\rho_{\mathrm{forme}}(t)] + [\delta\rho_{\mathrm{BC}}(t) + \delta\rho_{\mathrm{BL}}(t)], \tag{8.9}$$

où $\delta\rho_{\mathrm{forme}}(t)$ est la composante de la réactivité statique tenant compte de la disposition du combustible dans le réacteur à l'instant t et de la différence de réactivité statique entre les fuites du modèle de cœur fini et du modèle de fuites B_1 homogène utilisé pour générer les propriétés du combustible. La composante $\delta\rho_{\mathrm{BC}}(t)$ associée aux barres de compensation correspond à l'insertion de réactivité due à l'extraction de bancs au temps t. En considérant

l'équation 7.1 et que la banque de réactivité du banc b, $\delta\rho_b^{\text{état}} = \delta\rho_b(t)$ pour l'état du cœur à l'instant t, est en fait le coefficient de réactivité statique associé à la position $\mathcal{Y}_b(t)$, alors

$$\frac{\partial\delta\rho_{\text{BC}}(t)}{\partial t} = \sum_{b=1}^{7} \frac{\partial\delta\rho_{\text{BC}}(t)}{\partial\mathcal{Y}_b}\frac{\partial\mathcal{Y}_b(t)}{\partial t} = \sum_{b=1}^{7} \delta\rho_b(t)\delta(t-t_b) \tag{8.10}$$

où $\delta(t-t_b)$ est le delta de Dirac. Rappelons que t_b est l'instant où le banc b est extrait du cœur, et que $t_{b-1} \leq t_b$. Ici, au lieu de considérer que $t_b = t_{\text{BC}}$ comme au chapitre 7, nous utilisons les règles d'entraînement des BC (Varin, 1995) pour définir les instants t_b de sorte que

$$\langle\mathcal{Y}_\ell(t_b)\rangle = 20\%. \tag{8.11}$$

Une fois que le banc est extrait du cœur, $\langle\mathcal{Y}_\ell(t)\rangle$ augmente pour rétablir la criticité, laissant ainsi un certain temps avant l'extraction du prochain banc, si la réactivité décroissante du combustible ne peut être compensée par des rechargements en marche. Toutefois, si les MC sont disponibles, une réactivité externe

$$\delta\rho_{\text{externe}}(t) = \delta\rho_{\text{MC}}(t) \tag{8.12}$$

peut être insérée dans le cœur pour compenser l'usure du combustible et éviter le retrait de barres de compensation. Ainsi, en général, la réactivité du cœur

$$\rho(t) = \delta\rho_{\text{rétro}}(t) + \delta\rho_{\text{externe}}(t). \tag{8.13}$$

Dans le but de déterminer à la fois la réponse spatiale et globale des barres liquides, nous décomposons chacun des $\mathcal{Y}_\ell(t)$ en une composante globale $\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t)$, commune à tous les compartiments, et une composante spatiale $\delta\mathcal{Y}_\ell(t)$, propre à chacun des compartiments ℓ :

$$\mathcal{Y}_\ell(t) = \mathcal{Y}_{\text{globale}}(t) + \delta\mathcal{Y}_\ell(t). \tag{8.14}$$

Alors, en considérant $\delta\rho_{\text{BL}}(t)$ comme un coefficient de réactivité statique associé aux $\mathcal{Y}_\ell(t)$,

$$\frac{\partial\delta\rho_{\text{BL}}(t)}{\partial t} = \sum_{\ell=1}^{14} \frac{\partial\delta\rho_{\text{BL}}(t)}{\partial\mathcal{Y}_\ell}\frac{\partial\mathcal{Y}_\ell(t)}{\partial t} = \sum_{\ell=1}^{14} \frac{\partial\delta\rho_{\text{BL}}(t)}{\partial\mathcal{Y}_\ell}\left[\frac{\partial\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t)}{\partial t} + \frac{\partial\delta\mathcal{Y}_\ell(t)}{\partial t}\right]. \tag{8.15}$$

Avec ce modèle du SRR, l'état du cœur à l'instant t est complètement déterminé par la puissance totale du réacteur $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$, la distribution de burnup des grappes $\mathcal{B}_{jk}(t)$, les positions des barres de compensation $\mathcal{Y}_b(t)$ et les niveaux d'eau des barres liquides $\mathcal{Y}_\ell(t)$. Les principales caractéristiques de l'état du cœur peuvent alors être déduites par un calcul

direct de diffusion, à savoir : la distribution de puissance des grappes $\mathcal{P}_{jk}(t)$ et la réactivité du cœur $\rho(t)$ définie par les équations 8.9, 8.12 et 8.13. Le modèle de réponse des barres liquides consiste à calculer itérativement chacun des termes de l'équation 8.15 de manière à annuler l'équation 8.3 et de déterminer ainsi les niveaux stationnaires des BL pour une suite de perturbations p faisant varier $\delta\rho_{\mathrm{MC}}(t)$ ou $\delta\rho_{\mathrm{BC}}(t)$. Ces deux cas seront nommés, la période normale de rechargement et la période d'ajustement de la réactivité, respectivement. La présentation débute par l'itération globale qui permet de déterminer $\partial\mathcal{Y}_{\mathrm{global}}(t)/\partial t$ nécessaire pour que la puissance totale du réacteur demeure égale à sa valeur de consigne durant toute la suite de perturbations. Ensuite, l'itération spatiale est explicitée en calculant les $\partial\delta\mathcal{Y}_{\ell}(t)/\partial t$ de manière à conserver la forme de la distribution de puissance du cœur dans des limites imposées. Enfin, un modèle d'évolution quasistatique est présenté.

8.3.2 Itération globale

Comme tous types de détecteur, les chambres d'ionisation responsables de la mesure de la puissance totale du réacteur possèdent un certain seuil de sensibilité, en-deça duquel les mesures effectuées sont considérées comme du bruit et ne sont pas révélatrices d'une situation physique pouvant éventuellement justifier une rétroaction du SRR. Rozon *et al.* (1997) et Do *et al.* (2006) insistent sur le fait que le contrôle de la puissance totale du réacteur s'effectue en fait par le contrôle de la réactivité $\rho(t)$ du cœur. En utilisant un modèle de cinétique ponctuelle à un groupe de neutron retardé, on peut montrer que

$$\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t) \propto \left(\frac{\beta}{\beta-\rho_0}\right) e^{\left(\frac{\lambda\rho_0}{\beta-\rho_0}\right)t} - \left(\frac{\rho_0}{\beta-\rho_0}\right) e^{-\left(\frac{\beta-\rho_0}{\Lambda}\right)t},$$

pour un saut de réactivité ρ_0 lorsque $|\rho_0-\beta| \geq \beta/2$, où β et λ sont la fraction de neutrons retardés et la constante de désintégration des précurseurs de neutrons retardés respectivement, et Λ est le temps de génération moyen des neutrons prompts ($\sim 10^{-3}$ s pour le CANDU à l'uranium naturel) (Rozon, 1998). Ainsi, si $|\rho(t)|$ n'est pas gardée à tout instant t dans des marges très inférieures à β, un emballement exponentiel ou une extinction de la puissance sont inévitables.

Pour calculer la réponse globale des barres liquides, la stratégie utilisée est de conserver $|\rho(t)|$ à l'intérieur des seuils de détection des chambres d'ionisation que nous modélisons par une constante $\tilde{\rho}_{\mathrm{seuil}} > 0$. Cette approche correspond à considérer que

$$\frac{\partial\mathcal{Y}_{\mathrm{globale}}(t)}{\partial t} = \sum_r \Delta\mathcal{Y}_{\mathrm{globale}}(t)\delta(t-t_r), \tag{8.16}$$

où les instants t_r, auxquels surviennent les réponses globales des BL, sont définis tels que

$$|\rho(t_r)| > \tilde{\rho}_{\text{seuil}}, \tag{8.17}$$

et où $\Delta\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t)$ est l'amplitude de la réponse globale à $t = t_r$. L'itération globale a comme objectif de ramener la réactivité dans la bande critique $[-\tilde{\rho}_{\text{seuil}}, \tilde{\rho}_{\text{seuil}}]$ pour les instants $t = t_r$ pour lesquels $\rho(t_r) > \tilde{\rho}_{\text{seuil}} > 0$. Les cas $\rho(t_r) < -\tilde{\rho}_{\text{seuil}} < 0$ seront traités lors de l'évolution quasistatique du combustible à la section 8.3.4. Ainsi, l'idée consiste à déterminer $\Delta\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t_r) = \mathcal{Y}_{\text{globale}}(t_r^+) - \mathcal{Y}_{\text{globale}}(t_r^-)$, connaissant les $\delta\mathcal{Y}_\ell(t)$, tel que $\rho(t_r^+)$, la réactivité après la réponse globale des BL, soit égale à $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$. Nous cherchons donc la racine de l'équation

$$\rho[\Delta\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t_r)] - \tilde{\rho}_{\text{seuil}} = 0. \tag{8.18}$$

La méthode Brent est utilisée pour résoudre l'équation 8.18 en fournissant au module `FIND0:` des bornes $\rho^\pm$ (déterminées de sorte que $\mathcal{Y}_\ell^-(t_r) = 0\%$ et $\mathcal{Y}_\ell^+(t_r) = 100\%$), la tolérance sur la solution $\varepsilon_{\text{globale}} > 0$ et un nombre maximal d'itération $n_{\text{globale}}^{\max}$. Ainsi, mathématiquement, on considèra la réactivité dans la marge critique si $|\rho(t)| < \tilde{\rho}_{\text{seuil}} + \varepsilon_{\text{globale}}$ en moins de $n_{\text{globale}}^{\max}$ itérations. La figure 8.3 présente le schéma algorithmique de l'itération globale.

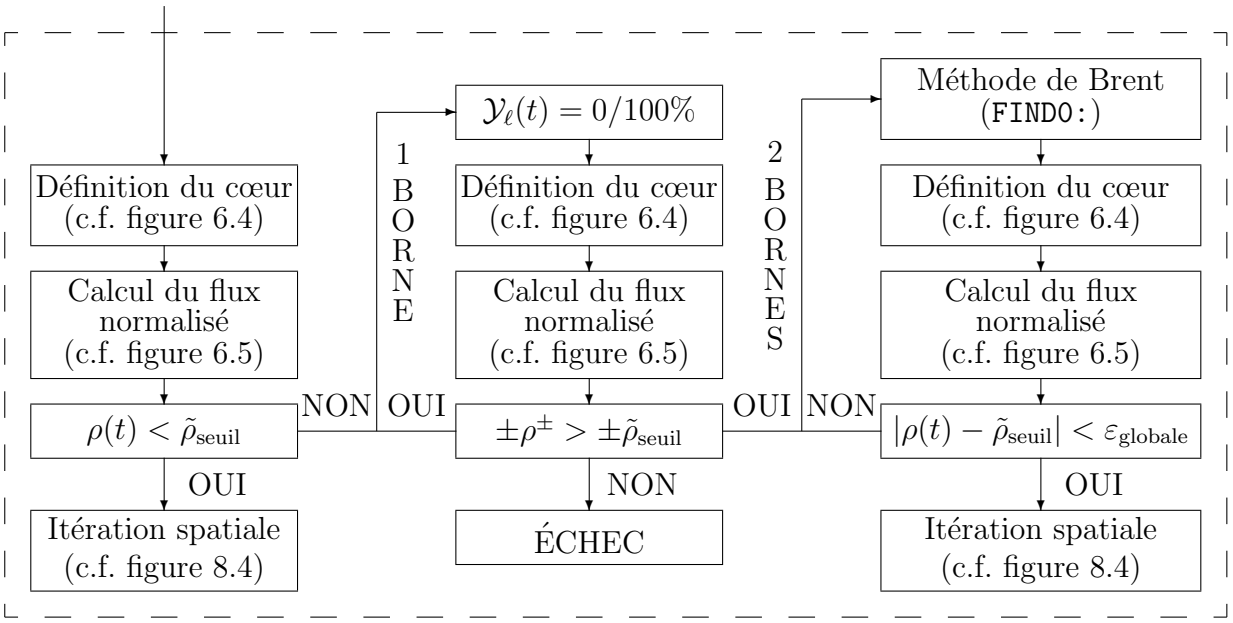

Figure 8.3 Schéma algorithmique de l'itération globale.

Notons que pour le calcul de l'état initial de l'itération globale (pour lequel $\rho(t_r) > \tilde{\rho}_{\text{seuil}}$), l'évaluation des bornes $\rho^\pm$ et chacune des itérations de la méthode de Brent, la définition du cœur tenant compte de $\mathcal{B}_{jk}(t)$, $\mathcal{Y}_b(t)$, $\mathcal{Y}_\ell[\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t), \delta\mathcal{Y}_\ell(t)]$ est effectuée par la procédure

décrite à la section 6.1. Si l'algorithme ne parvient pas à déterminer $\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t_r^+) < 100\%$, on peut alors conclure que la banque de réactivité des BL est insuffisante pour contrôler la puissance globale du réacteur au temps $t = t_r$, et qu'ainsi, les barres liquides ne sont pas adéquates pour la suite de perturbations considérée. La suite de calculs est alors arrêtée.

8.3.3 Itération spatiale

Une fois que la réactivité du cœur $\rho(t)$ se trouve sous le seuil de détection des chambres d'ionisation, le traitement de la forme spatiale de la distribution de puissance peut avoir lieu, puisque son amplitude est déjà contrôlée. Il s'agît alors de modéliser la rétroaction du SRR aux lectures des détecteurs au platine, i.e. la régulation spatiale de la puissance. Ces détecteurs indiquent au SRR le niveau local du flux (et donc la puissance locale) et ce dernier actionne les électrovannes d'alimentation et de vidange des fluides de chacun des compartiments de façon à annuler le premier terme de droite de l'équation 8.3. Ainsi, de façon analogue à la régulation globale, nous avons

$$\frac{\partial \delta \mathcal{Y}_\ell(t)}{\partial t} = \sum_r \Delta \mathcal{Y}_\ell(t) \delta(t - t_r), \tag{8.19}$$

mais cette fois-ci, nous modélisons les amplitudes spatiales de la régulation par

$$\Delta \mathcal{Y}_\ell(t) = \Delta \mathcal{Y}_\ell[\mathcal{I}_{\ell,c}(t) + \mathcal{I}_{\ell,jk}(t) + \mathcal{I}_{\ell,j}(t)], \tag{8.20}$$

où les $\mathcal{I}_{\ell,\{c,jk,j\}}(t)$ sont les fonctions indicatrices de l'activation de la régulation spatiale du compartiment ℓ relatives à l'état de la puissance dans les zones de contrôle c, de la puissance maximale de grappe $\mathcal{P}_{jk}^{\max}(t)$ et de canal $\mathcal{P}_j^{\max}(t)$ respectivement :

$$\mathcal{I}_{\ell,c}(t) = \begin{cases} 1\ , & \text{si } \mathcal{P}_{\ell=c}(t) > \mathcal{P}_{\ell=c}^{\lim}(t) \\ 0\ , & \text{si } \mathcal{P}_{\ell=c}(t) \leq \mathcal{P}_{\ell=c}^{\lim}(t), \end{cases} \tag{8.21}$$

$$\mathcal{I}_{\ell,jk}(t) = \begin{cases} 1\ , & \text{si } \mathcal{P}_{jk}^{\max}(t) > \mathcal{P}_{jk}^{\lim}(t) \\ 0\ , & \text{si } \mathcal{P}_{jk}^{\max}(t) \leq \mathcal{P}_{jk}^{\lim}(t), \end{cases} \tag{8.22}$$

$$\mathcal{I}_{\ell,j}(t) = \begin{cases} 1\ , & \text{si } \mathcal{P}_j^{\max}(t) > \mathcal{P}_j^{\lim}(t) \\ 0\ , & \text{si } \mathcal{P}_j^{\max}(t) \leq \mathcal{P}_j^{\lim}(t). \end{cases} \tag{8.23}$$

Par cette approche, nous tenons compte que d'un seul canal et que d'une seule grappe à la fois (ceux présentant les puissances maximales), même si plusieurs grappes et plusieurs canaux peuvent franchir les limites $\mathcal{P}^{\lim}(t)$. Les contraintes instantanées de puissance de grappe et de canal n'étaient pas tenues en compte explicitement dans le modèle de Rozon

et al. (1997), puisqu'elles ne réflètent pas la réalité du fonctionnement du SRR. Toutefois, elles permettent de tenir compte des contraintes fondamentales de la gestion du combustible durant une séquence de perturbations, et non pas de laisser ces paramètres cruciaux du point de vue de la sûreté être dilués dans le contrôle des puissances zonales $\mathcal{P}_c(t)$. Les études de Choi (2000), Choi et Kim (2005) et Do *et al.* (2006) abondent également en ce sens. Les amplitudes spatiales sont déterminées par une méthode itérative fort simple : si les limites de puissance $\mathcal{P}^{\text{lim}}(t)$ sont dépassées dans la zone $c = \ell$, $\delta\mathcal{Y}_\ell(t)$ est incrémenté d'un nombre entier de fois $\Delta\tilde{\mathcal{Y}} > 0$, selon le nombre de fonctions indicatrices non nulles à l'itération n_{spatiale}. $\Delta\tilde{\mathcal{Y}}$ représente, dans une certaine mesure, l'incertitude maximale sur le niveau d'eau des BL. Notons que pour la contrainte de puissance de canal, l'algorithme développé ne distingue pas les deux extrémités du cœur, de sorte que deux compartiments (ℓ et $\ell' = \ell + 7$) sont activés si $\mathcal{P}_j^{\max}(t) > \mathcal{P}_j^{\text{lim}}(t)$. Ainsi, les amplitudes de réponses spatiales $\Delta\mathcal{Y}_\ell = \alpha_\ell \Delta\tilde{\mathcal{Y}}$, où α_ℓ est l'$\alpha \in \mathbb{N}$ minimal qui annule l'équation 8.20, c'est-à-dire que l'algorithme augmente $\delta\mathcal{Y}_\ell(t)$ pour lesquels $\mathcal{I}_{\ell,\{c,jk,j\}}(t) \neq 0$ jusqu'à ce que les 16 contraintes de puissance soient respectées dans le cœur. Les contraintes de puissance sont

$$\mathcal{P}_c^{\text{lim}}(t) = \tilde{f}_c(t)[\tilde{\mathcal{P}}_{c,\text{réf}}^{\text{lim}}(t) + \Delta\tilde{\mathcal{P}}_{c,\text{forme}}^{\text{lim}}] \tag{8.24}$$

$$\mathcal{P}_{jk}^{\text{lim}}(t) = \tilde{f}_{jk}(t)\mathcal{P}_{jk,\text{réf}}^{\text{lim}}(t), \tag{8.25}$$

$$\mathcal{P}_j^{\text{lim}}(t) = \tilde{f}_j(t)\mathcal{P}_{j,\text{réf}}^{\text{lim}}(t), \tag{8.26}$$

où nous avons défini des paramètres d'entrée du modèle de réponse spatiale des BL. Les $\tilde{f}(t)$ sont des facteurs de relaxation de zones, de grappes et de canaux, fonction de la puissance globale du réacteur $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$; les $\mathcal{P}_{\text{réf}}^{\text{lim}}(t)$ sont les limites de puissance de zones, de grappes et de canaux associées au cycle de référence, et les $\Delta\tilde{\mathcal{P}}_{c,\text{forme}}^{\text{lim}}$ sont des corrections à la forme de la distribution de puissance zonale de référence pour tenir compte de la dépression centrale de la distribution de puissance de canal observée pour certains cycles (c.f. section 6.7).

Notons qu'il est possible que certains niveaux d'eau atteignent leur valeur maximale et que certaines contraintes de puissance ne soient toujours pas respectées puisque nous n'avons porté aucun soin à contrôler l'effet des perturbations, contrairement à Choi (2000), Choi et Kim (2005) et Do *et al.* (2006). Lorsque cette situation survient, on pourrait tenter de déplacer les pointes de puissance vers d'autres régions du cœur par une diminution simultanée des niveaux d'eau des compartiments pour lesquels $\mathcal{Y}_\ell < 100\%$. Ce faisant, on laisse diffuser plus aisément les neutrons vers les régions du cœur où la puissance locale est plus loin des limites, afin de diminuer la puissance dans les régions où les compartiments sont remplis. Toutefois, nous avons préféré relâcher complètement les contraintes associées aux compartiments remplis ($\mathcal{I}_\ell(t) = 0$ si $\mathcal{Y}_\ell(t) \geq 99\%$). Cette relaxation des contraintes se traduira potentiellement

par des dépassements des puissances limites $\mathcal{P}^{\text{lim}}(t)$, indiquant l'incapactié de la régulation spatiale à remplir sa fonction à l'instant t. Il faudra tenir compte des limites de la modélisation présentée ici lors de l'évaluation de la capacité des BL à la section 8.4. Il faut garder à l'esprit que nous avons cherché à tester le plein potentiel des barres liquides à gérer la forme de la distribution de puissance, et ainsi, nous ne pourrons conclure sur la complète inadéquation des BL pour le cycle considéré, même si les limites de puissance sont dépassées. Dans le cas où, malgré les suites de pertubations atypiques, les barres liquides parviennent à maintenir les niveaux d'eau dans des limites raisonnables, nous pourrons alors conclure que le cycle et le dopage des BL considérés sont à coup sûr en mesure de répondre aux perturbations normales du cœur, même dans l'éventualité improbable où l'opération du cœur est aussi peu soignée que notre modélisation du rechargement normal.

Notons que le relâchement des contraintes de puissance lorsque $\mathcal{Y}_\ell(t) \geq 99\%$, permet d'éviter des basculements entre les itérations spatiale et globale, ce qui peut s'avérer très coûteux en temps de calcul tout en gardant $\mathcal{Y}_\ell(t) \in [99, 100]\%$. De plus, un nombre maximal d'itération spatiale $n^{\max}_{\text{spatiale}}$ est fixé *a priori* de sorte que $n^{\max}_{\text{spatiale}}\Delta\mathcal{Y} \geq 100\%$ pour laisser la chance à tous les niveaux d'eau de s'ajuster à la forme de la distribution de puissance avec leur plein potentiel. Enfin, une fois la réponse spatiale des BL déterminée, rien ne nous assure que la réactivité du cœur se trouve toujours dans la bande critique, et c'est pourquoi une itération globale est effectuée. Ce processus est répété aussi souvent que nécessaire pour obtenir une amplitude et une forme de la distribution de puissance conformes aux hypothèses du modèle. La figure 8.4 présente le schéma algorithmique de l'itération spatiale.

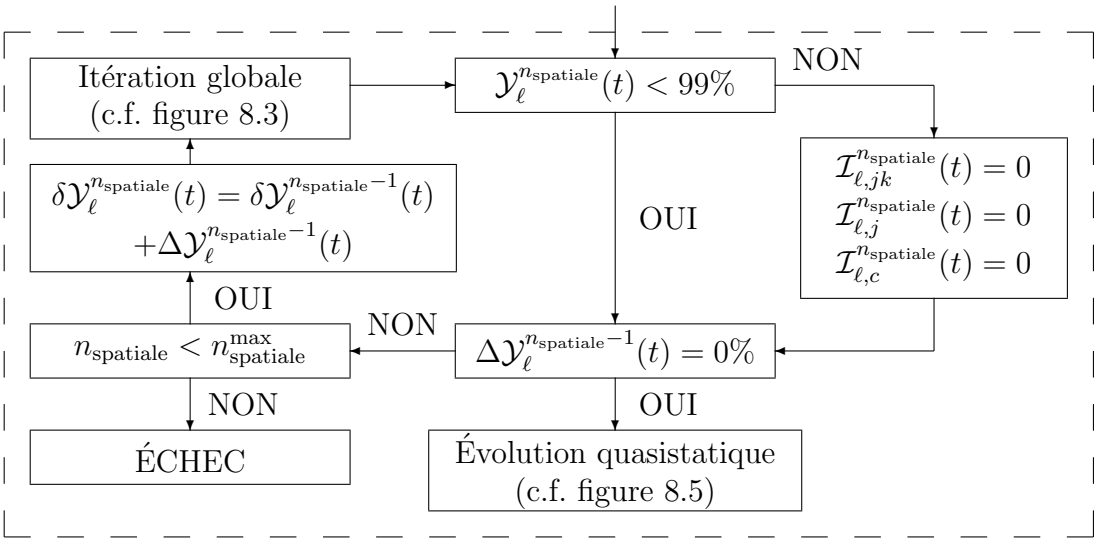

Figure 8.4 Schéma algorithmique de l'itération spatiale.

8.3.4 Évolution quasistatique

Une fois que la distribution de puissance a été contrôlée en amplitude et en forme par des actions appropriées du SRR, l'évolution du combustible peut avoir lieu dans des conditions crédibles. Il s'agît ici de simuler l'évolution du burnup des grappes du cœur $\mathcal{B}_{jk}(t)$ à puissance constante $\mathcal{P}_{jk}(t)$, pour des positions de mécanismes $\mathcal{Y}_b(t)$ et $\mathcal{Y}_\ell(t)$ connues et constantes, sur un intervalle de temps $t_{r+1}^- - t_r^+$ de sorte que

$$\mathcal{B}_{jk}(t_{r+1}^-) = \mathcal{B}_{jk}(t_r^+) + \frac{\mathcal{P}_{jk}(t_r^+)(t_{r+1}^- - t_r^+)}{m_{\mathrm{nl}}}. \tag{8.27}$$

Ici, pour conserver la cohérence avec la modélisation du système de détection de la puissance globale du réacteur, nous n'utiliserons pas un pas de temps $t_{r+1}^- - t_r^+$ fixé. L'évolution s'effectuera plutôt de $t = t_r^+$, i.e. de la dernière réponse des BL, jusqu'à

$$t_{r+1}^- = \min\{t_{r+1}^{-,\mathrm{seuil}}, t_{p+1}^-\}, \tag{8.28}$$

où $t_{r+1}^{-,\mathrm{seuil}}$ est le moment où la réactivité du cœur franchît la limite inférieure (sous-critique) de la bande de détection des chambres d'ionisation, i.e. $\rho(t_{r+1}^{-,\mathrm{seuil}}) + \tilde{\rho}_{\mathrm{seuil}} \leq 0$, et t_{p+1}^- est le moment où la prochaine perturbation p doit survenir. Ici, étant donné que nous avons négligé l'action des barres solides de réglage, les seules perturbations qui peuvent se produire sont un rechargement ou l'extraction d'un banc de barres de compensation, de sorte que

$$t_{p+1}^- = \min\{t_{r+1}^{-,\mathrm{rechargement}}, t_{b+1}^-\}. \tag{8.29}$$

Le pas de temps de l'évolution quasistatique est contrôlé par trois phénomènes en compétition : la décroissance de la réactivité du combustible, la variation du niveau moyen des barres liquides $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ pouvant activer le retrait d'un banc de BC selon l'équation 8.11 et le rechargement du cœur de période

$$t_{r+1}^{\mathrm{rechargement}} - t_r^{\mathrm{rechargement}} = \bar{\mathcal{T}}. \tag{8.30}$$

Lorsque l'une des MC est indisponible, nous supposerons que la période de remise en service est égale à la période d'ajustement de la réactivité offerte par les BC. Toutefois, nous ne simulerons pas la période transitoire de réinsertion des BC une fois que les MC sont redevenues disponibles. Ainsi, $t_{\mathrm{ajustement}} = t_{b=8}^-$. De plus, nous ne tenterons pas de calculer explicitement le moment où l'équation 8.11 est vérifiée, nous vérifierons plutôt si le niveau moyen des barres liquides $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ est inférieur ou égal à 20% à $t = t_{r+1}^{-,\mathrm{seuil}}$, et alors le banc $b+1$ sera extrait avant de considérer une réponse des BL. Notons qu'il est possible d'utiliser la méthode de

Brent pour déterminer t_b avec une précision choisie en considérant deux boucles imbriquées une fois que l'on sait que $\langle \mathcal{Y}_\ell(t_{r+1}^{-,\text{seuil}}) \rangle$ est inférieur ou égal à 20%. Une itération externe cherche le dernier pas de temps avant l'extraction du banc, $t_{b+1}^- - t_r^+$ en fonction de $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$, en sachant que $\langle \mathcal{Y}_\ell(t_r^+) \rangle > 20\%$ et en connaissant la deuxième borne $\langle \mathcal{Y}_\ell(t_{r+1}^{-,\text{seuil}}) \rangle < 20\%$ à partir de l'itération interne. Toutefois, l'erreur commise par notre approche est faible si $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$ est également faible, puisqu'alors $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ varie peu entre t_r^+ et $t_{r+1}^{-,\text{seuil}}$.

Il suffit alors de vérifier si $t_{r+1}^{-,\text{rechargement}}$ est plus faible que $t_{r+1}^{-,\text{seuil}}$ déterminé par la méthode de Brent en trouvant la racine de l'équation

$$\rho(t_{r+1}^{-,\text{seuil}}) + \tilde{\rho}_{\text{seuil}} = 0, \tag{8.31}$$

avec une tolérance $\varepsilon_{\text{globale}} > 0$ et en fournissant au module `FIND0:` les bornes $\rho_{\text{évolution}}^- = \rho(t_r^+) > -\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$ et $\rho_{\text{évolution}}^+ = \rho(t_{r+1}^{-,\text{seuil},+}) < -\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$. Notons qu'ici, nous posons toujours $t_{r+1}^{-,\text{seuil},+} = 4$ jours de manière à être bien certain que $t_{r+1}^{-,\text{seuil},+} > \tilde{\rho}_{\text{seuil}}/(\partial\delta\rho_{\text{local}}(t_r^+)/\partial t)$, la limite inférieure théorique de la borne supérieure de la méthode de Brent. Notons finalement que si la réponse spatiale des BL à $t = t_r$ a fait en sorte que $\rho(t_r)$ soit inférieure à $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$, mais supérieure à $-\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$, il est possible que l'évolution ne s'effectue que sur un intervalle de temps relativement court, étant donné qu'aucune réponse globale des BL n'est activée lorsque $|\rho(t)| < \tilde{\rho}_{\text{seuil}}$. La figure 8.5 illustre le schéma algorithmique de l'évolution quasistatique.

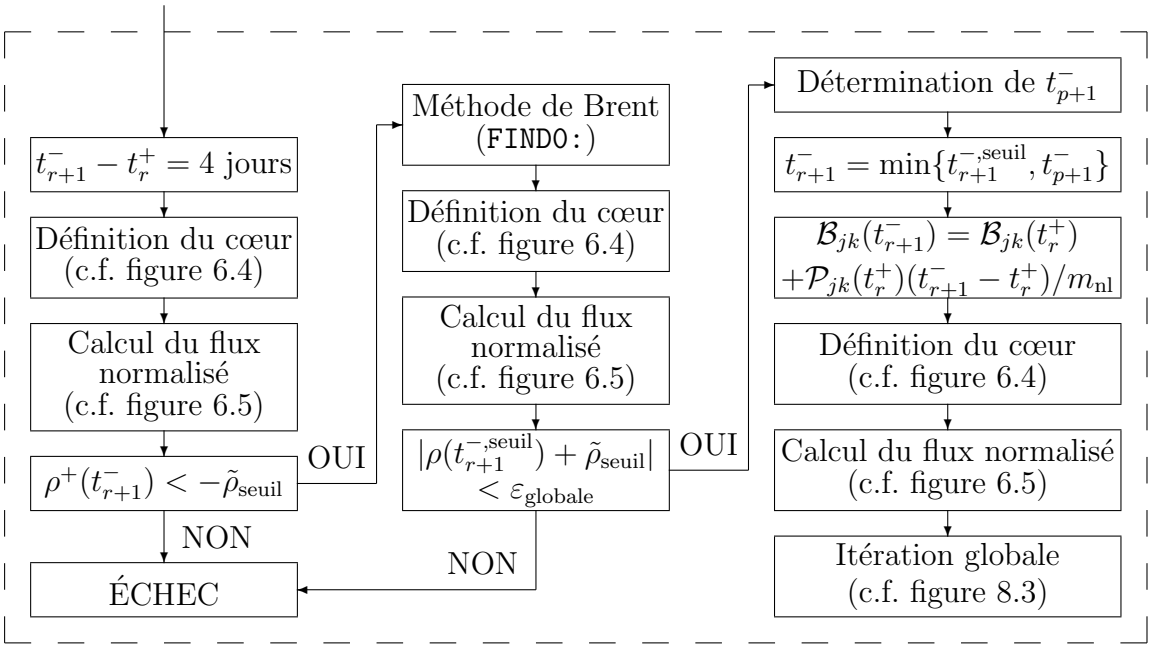

Figure 8.5 Schéma algorithmique de l'évolution quasistatique.

8.3.5 Mesures de l'efficacité des barres liquides

L'efficacité des barres liquides à gérer la distribution de puissance et la réactivité du cœur ne peut être évaluée par un seul paramètre comme pour les barres de compensation, surtout durant la période normale de rechargement. Même si les niveaux d'eau $\mathcal{Y}_\ell(t)$ varient indépendamment dans chacun des compartiments sous la gouverne du SRR, la mesure des banques de réactivité est, la plupart du temps, effectuée sur l'ensemble des BL pour deux raisons principales. D'une part, la mesure de la banque de réactivité d'un seul compartiment s'effectuerait dans un état où la distribution de flux est asymétrique, et d'autre part, l'erreur numérique relative deviendrait plus importante pour un seul compartiment, ce qui ferait décroître notre confiance en les résultats. Ici, trois états instantanés seront considérés pour mesurer l'amplitude de la banque de réactivité bidirectionnelle des BL dans un certain état du cœur, i.e. 0%, 50% et 100% d'eau, avec les BC toujours complètement insérées dans le cœur. On distingue alors deux composantes à la banque de réactivité totale des BL

$$\delta\rho_{\mathrm{BL}}^{\text{état}} = \delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}} - \delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}} = \left(\frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{\uparrow}} - \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{\downarrow}} \right), \tag{8.32}$$

à savoir : la banque de réactivité lors du remplissage

$$\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}} = \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{50\%}} - \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{100\%}} = \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}} - \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{\uparrow}} \tag{8.33}$$

et de la vidange

$$\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}} = \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{50\%}} - \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{0\%}} = \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}} - \frac{1}{k_{\mathrm{eff,état}}^{\downarrow}}. \tag{8.34}$$

On peut faire une analogie entre les BL et les BC, en considérant comme des bancs chacune des deux moitiés des BL pouvant agir différemment sur la réactivité du cœur : en vidant les parties inférieures on insère une réactivité positive dans le cœur ($\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}} > 0$) et en remplissant les parties supérieures on insère une réactivité négative ($\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}} < 0$). Notons également que puisque l'état de référence (50%) se trouve entre les deux autres états considérés, le calcul des valeurs propres $k_{\mathrm{eff,état}}^{\downarrow,\uparrow}$ et $k_{\mathrm{eff,état}}$, ne peut s'effectuer en imposant des bonds de réactivité toujours dans le même sens comme pour les BC (c.f. section 7.2). Ainsi, la partie «directionnelle» de l'erreur de modélisation sur $\delta\rho_{\downarrow,\uparrow}^{\text{état}}$ s'additionne lors de l'évaluation de $\delta\rho_{\mathrm{BL}}^{\text{état}}$ et donc, la mesure de la réactivité des BL est forcément moins précise que celle des BC.

Il est primoridal de définir des mesures révélatrices de la capacité des barres liquides à gérer les états crédibles du cœur survenant dans deux modes d'exploitation, modélisés ici par des suites de perturbations de durée t_{mode} (t_{normale} ou $t_{\mathrm{ajustement}}$). Étant donné que l'itération

globale et le modèle d'évolution quasistatique sont programmés de manière à s'arrêter dès que les barres liquides deviennent incapables de ramener la réactivité du cœur dans la bande critique ($|\rho(t)| \leq \tilde{\rho}_{\text{seuil}} + \varepsilon_{\text{globale}}$), on est assuré du contrôle global de la distribution de puissance $\mathcal{P}_{jk}(t)$ si toutes les pertubations ont eu lieu. On peut alors effectuer la sélection des dopages admissibles en considérant le critère

$$\max_t \langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle < 100\%. \tag{8.35}$$

La forme de la distribution de puissance demeure tout de même à investiguer. Étant donné que l'itération spatiale tentera par tous les moyens à sa disposition de rencontrer les 16 contraintes de puissances imposées, une mesure naturelle du contrôle spatial obtenu lors d'une suite de pertubations de durée t_{mode} est la moyenne temporelle du niveau moyen des barres liquides :

$$\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle = \frac{1}{t_{\text{mode}}} \int_0^{t_{\text{mode}}} \langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle dt. \tag{8.36}$$

On peut également quantifier la distorsion de la réponse des barres liquides en considérant la variation maximale des niveaux d'eau des 14 compartiments :

$$\mathcal{Y}_{\text{amp}}^{\max} = \max_t \mathcal{Y}_{\text{amp}}(t) = \max_t [\max_\ell \mathcal{Y}_\ell(t) - \min_\ell \mathcal{Y}_\ell(t)]. \tag{8.37}$$

Ces deux dernières mesures représentent l'effet des perturbations sur les niveaux des barres liquides dans la modélisation du SRR adoptée. Il est également primordial de considérer l'effet des barres liquides sur la distribution de puissance. Pour ce faire, nous définissons le contrôle spatial zonal, de grappe et de canal par

$$\mathcal{C}_{c,jk,j}(t) = 100\% \times \left[\frac{\mathcal{P}_{c,jk,j}^{\max}(t) - \mathcal{P}_{c,jk,j}^{\lim}(t)}{\mathcal{P}_{c,jk,j}^{\lim}(t)} \right] \times \mathcal{H} \left[\mathcal{P}_{c,jk,j}^{\max}(t) - \mathcal{P}_{c,jk,j}^{\lim}(t) \right], \tag{8.38}$$

où $\mathcal{P}_c^{\max}(t) = \mathcal{P}_c(t)$. Les fonctions $\mathcal{C}_{c,jk,j}(t)$ renseignent sur le dépassement relatif des limites de puissance applicables à l'instant t et sont nulles dès que ces limites sont respectées. On s'intéressera donc aux valeurs moyennées dans le temps des $\mathcal{C}_{c,jk,j}(t)$, mais en excluant les contributions aux instants $t = t_r$. Ainsi,

$$\bar{\mathcal{C}}_{c,jk,j} = \frac{1}{t_{\text{mode}}} \left[\int_0^{t_{\text{mode}}} \mathcal{C}_{c,jk,j}(t) dt - \sum_r \int_{t_r^-}^{t_r^+} \mathcal{C}_{c,jk,j}(t) dt \right] \tag{8.39}$$

représentent les débordements moyen des limites de puissance. Pour les puissances zonales, on peut considérer les $\mathcal{C}_c(t)$ et $\bar{\mathcal{C}}_c$ comme des composantes de vecteurs de contrôle zonal $\vec{\mathcal{C}}(t)$

et $\vec{\bar{\mathcal{C}}}$. Pour simplifier l'analyse, nous utilisons alors la norme euclédienne $\| \cdot \|$ pour générer des mesures globales

$$\| \vec{\bar{\mathcal{C}}} \| = \sqrt{\sum_{c=1}^{14} \bar{\mathcal{C}}_c^2} \tag{8.40}$$

$$\| \vec{\mathcal{C}}(t) \| = \sqrt{\sum_{c=1}^{14} \mathcal{C}_c^2(t)}. \tag{8.41}$$

On peut également mesurer le dépassement maximal des puissances limites durant les suites de perturbations en définissant des mesures d'amplitude du contrôle des puissances :

$$\mathcal{C}_{jk,j}^{\max} = \max_t \mathcal{C}_{jk,j}(t), \tag{8.42}$$

$$\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max} = \max_t \| \vec{\mathcal{C}}(t) \| . \tag{8.43}$$

D'autre part, Jeong et Choi (2000) ont également utilisé les basculements de puissance (pour *power tilts*) entre le bas et le haut du réacteur

$$B_{\mathrm{h/b}}(t) = 100\% \times \left[\frac{\sum_{c\in\{1,3,6,8,10,13\}} \mathcal{P}_c(t) - \sum_{c\in\{2,5,7,9,12,14\}} \mathcal{P}_c(t)}{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)} \right], \tag{8.44}$$

la gauche et la droite

$$B_{\mathrm{g/d}}(t) = 100\% \times \left[\frac{\sum_{c\in\{1,2,8,9\}} \mathcal{P}_c(t) - \sum_{c\in\{6,7,13,14\}} \mathcal{P}_c(t)}{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)} \right] \tag{8.45}$$

et l'avant et l'arrière

$$B_{\mathrm{a/a}}(t) = 100\% \times \left[\frac{\sum_{c\in\{1,2,3,4,5,6,7\}} \mathcal{P}_c(t) - \sum_{c\in\{8,9,10,11,12,13,14\}} \mathcal{P}_c(t)}{\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)} \right] \tag{8.46}$$

du cœur pour mesurer l'adéquation des BL avec le cycle considéré. Étant donné que le signe des basculements de puissance $B(t)$ est imposé arbitrairement, on peut mesurer les basculements de puissance moyens durant une suite de perturbations par

$$|\bar{B}| = \frac{1}{t_{\text{mode}}} \int_0^{t_{\text{mode}}} |B(t)| dt \tag{8.47}$$

et les basculements maximaux par

$$|B^{\max}| = \max_t |B(t)|. \tag{8.48}$$

Ces mesures ont l'avantage d'être simples à interpréter puisque plus elles sont faibles, plus les barres liquides sont adaptées au cycle courant.

8.4 Analyse des résultats pour les barres liquides nominales

8.4.1 Paramètres d'entrée du modèle de réponse des barres liquides

La modélisation de la réponse des barres liquides a été utilisée pour simuler la période normale de rechargement et la période d'ajustement de la réactivité à partir d'un état initial ($t = 0$) correspondant ici au cœur âgé. Les paramètres d'entrée de la modélisation du SRR utilisés ici sont présentés au tableau 8.1. Notons que $\mathcal{P}^{\lim}_{c,\text{réf}}(t) = \bar{\mathcal{P}}^{\text{réf}}_c$ en période normale de rechargement, et lorsque $t < t_{b=1}$ en période d'ajustement de la réactivité. Pour $t \geq t_{b=1}$, $\mathcal{P}^{\lim}_{c,\text{réf}}(t) = \mathcal{P}^{\text{réf}}_{c,b}$, où les $\mathcal{P}^{\text{réf}}_{c,b}$ sont les puissances zonales obtenues lorsque le banc b de barres de compensation est extrait à partir du cœur âgé. Nous avons aussi décidé de redistribuer une partie de la puissance des zones centrale 4 et 11 pour les cycles D et E, par l'intermédiaire des paramètres $\Delta\tilde{\mathcal{P}}^{\lim}_{c,\text{forme}}$, puisque les niveaux d'eau $\mathcal{Y}_{\ell=4,11}(t)$ devenaient rapidement nuls pour ces cas. En effet, puisque les limites de puissances zonales étaient systématiquement dépassées dans les autres zones alors l'itération globale, faisant systématiquement diminuer $\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t)$ après l'augmentation des $\delta\mathcal{Y}_{\ell\neq4,11}(t)$, entraînait $\mathcal{Y}_{\ell=4,11}(t)$ rapidement vers 0%. De plus, pour la période d'ajustement de la réactivité, les $\tilde{f}(t)$ présentés au tableau 8.1 sont multipliés par des facteurs tenant compte de la diminution progressive de la puissance totale du réacteur au fur et à mesure que les bancs de BC sont extraits. Pour $\tilde{f}_{jk}(t)$ et $\tilde{f}_j(t)$, lorsque $t < t_{b=2}$ ce facteur est 1 ; 0,9 pour $t_{b=2} \leq t < t_{b=5}$ et 0,8 pour $t \geq t_{b=5}$. Pour les $\tilde{f}_c(t)$ les rapports sont égaux aux fractions de pleine puissance imposées au cœur, i.e. $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)/2064$ MW.

Il est important de noter que de nombreux tests ont été menés avec les paramètres du tableau 8.1, mais que certains cycles ne pouvaient pas être contrôlés adéquatement. Le tableau 8.2 présente les mesures de l'efficacité des barres liquides définies à la section 8.3.5 et obtenues pour les cycles sélectionnés durant la période normale de rechargement avec les paramètres du tableau 8.1.

Tableau 8.1 Paramètres d'entrée du modèle de réponse des barres liquides.

$\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$	4 pcm	$\tilde{f}_c(t)$	1,03
$\varepsilon_{\text{globale}}$	1 pcm	$\tilde{f}_{jk}(t)$	1
$\Delta\tilde{\mathcal{Y}}$	1 %	$\tilde{f}_j(t)$	1
$n^{\max}_{\text{globale}}$	100	$\mathcal{P}^{\lim}_{jk,\text{réf}}(t)$	935 kW
$n^{\max}_{\text{spatiale}}$	200	$\mathcal{P}^{\lim}_{j,\text{réf}}(t)$	7,3 MW
$\Delta\tilde{\mathcal{P}}_c$	c.f. équation 8.49	$\mathcal{P}^{\lim}_{c,\text{réf}}(t)$	$\bar{\mathcal{P}}^{\text{réf}}_c$ ou $\mathcal{P}^{\text{réf}}_{c,b}$

$$\Delta\tilde{\mathcal{P}}^{\lim}_{c,\text{forme}} = \begin{cases} -12 \text{ MW}\ , & \text{si } c = 4,11 \text{ pour les cycles D et E} \\ +2 \text{ MW}\ , & \text{si } c \neq 4,11 \text{ pour les cycles D et E} \\ 0 \text{ MW}\ , & \text{sinon} \end{cases} \tag{8.49}$$

Tableau 8.2 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement avec les paramètres du tableau 8.1 [%].

Mesure	0	A	B	C	D	E	F
$\langle\mathcal{Y}_\ell\rangle$	50,21	55,85	50,34	58,26	57,78	60,09	54,26
$\parallel\vec{\mathcal{C}}\parallel$	0,00	0,21	0,00	0,34	4,40	0,99	0,07
$\mathcal{C}_{jk}$	0,00	0,45	0,00	1,72	7,23	6,95	0,26
$\mathcal{C}_j$	0,00	6,40	0,21	8,48	16,46	8,19	3,84
$\lvert\bar{B}_{\text{h/b}}\rvert$	0,63	1,36	1,24	1,14	1,64	0,78	1,16
$\lvert\bar{B}_{\text{g/d}}\rvert$	0,54	0,52	0,50	0,46	0,98	0,16	0,38
$\lvert\bar{B}_{\text{a/a}}\rvert$	0,14	0,72	0,24	1,13	2,41	0,70	0,79
$\mathcal{Y}^{\max}_{\text{amp}}$	22,00	86,48	79,63	87,75	100,00	100,00	88,89
$\parallel\vec{\mathcal{C}}\parallel^{\max}$	3,94	12,95	7,52	14,97	29,09	19,23	12,38
$\mathcal{C}^{\max}_{jk}$	0,00	12,10	0,00	14,81	25,07	17,07	7,60
$\mathcal{C}^{\max}_{j}$	0,00	12,39	3,80	14,41	28,39	17,24	8,90
$\lvert B^{\max}_{\text{h/b}}\rvert$	1,63	5,57	5,00	5,16	6,54	5,02	5,88
$\lvert B^{\max}_{\text{g/d}}\rvert$	1,78	3,42	2,33	3,48	6,26	4,60	3,34
$\lvert B^{\max}_{\text{a/a}}\rvert$	0,39	2,20	1,02	2,86	4,81	3,70	2,08

De manière générale, on remarque que toutes les mesures présentées sont beaucoup plus grandes pour les cycles avancés que pour le cycle de référence, indiquant que les cycles avancés sont beaucoup plus difficiles à contrôler durant la période normale de rechargement. Il faut toutefois noter que le cycle B se comporte beaucoup mieux que les cycles A et C à F. Pour ces cas, ce sont $\bar{\mathcal{C}}_{jk,j}$, $\parallel\vec{\mathcal{C}}\parallel^{\max}$ et $\mathcal{C}^{\max}_{jk,j}$ qui montrent le plus clairement la difficulté à conserver la distribution de puissance dans les mêmes limites que pour le cycle de référence. En moyenne dans le temps, les limites de puissance de grappe et de canal $\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(t)$ sont dépassées

respectivement de 0,45% (cycle A) à 7,23% (cycle D), puis de 3,84% (cycle F) à 16,46% (cycle D), et que les pointes maximales de puissance zonales $\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$ se situent de 12,38% (cycle F) à 29,09% (cycle D) par rapport aux limites $\mathcal{P}_c^{\lim}(t)$. Ces comportements justifient la relaxation des contraintes de puissance pour le contrôle du patron $\mathcal{E}_j$ non optimisé.

Relaxation des contraintes de puissance

Nous avons donc décidé de relaxer les contraintes de puissances pour les cycles A, C, D, E et F par l'intermédiaire des facteurs $\tilde{f}(t)$. D'abord, nous avons imposé $\tilde{f}_c(t) = 73/67$, correspondant aux rapports $\mathcal{P}_{jk,j}^{\lim}/\bar{\mathcal{P}}_{jk,j}^{\lim}$ (c.f. tableau 6.2) pour relaxer la composante zonale de la réponse spatiale des BL qui arrivait difficilement à garder les puissances zonales à l'intérieur d'une marge de 3% des valeurs de références. Notons que les facteurs $\tilde{f}_c(t)$ ne sont pas présents dans la littérature et ont donc été imposés arbitrairement. Aussi, pour ces cycles, les limites de puissances de grappe et de canal étaient systématiquement dépassées durant pratiquement toute la période normale de rechargement puisque, ni le patron d'âge $\mathcal{O}_j$ ni le patron $\mathcal{E}_j$ n'ont été optimisé en tentant de minimiser les pointes de puissances dans le cœur. Nous avons donc augmenté $\tilde{f}_{jk,j}(t)$ jusqu'à des valeurs qui semblaient être mieux adaptées à chacun des cycles après l'analyse des résultats du tableau 8.2. Les facteurs $\tilde{f}(t)$ qui seront utilisés pour la suite de ce chapitre sont présentés au tableau 8.3.

Tableau 8.3 Paramètres des contraintes de puissance relaxées pour les cycles sélectionnés.

Paramètres	0	A	B	C	D	E	F
$\tilde{f}_c(t)$	1,03	73/67	1,03	73/67	73/67	73/67	73/67
$\tilde{f}_{jk}(t)$	1	1,05	1	1,05	1,2	1,2	1,05
$\tilde{f}_j(t)$	1	1,05	1	1,05	1,2	1,2	1,05

La suite de cette section présente les principaux résultats obtenus par la simulation des suites de perturbations normales pour les cycles sélectionnés avec les contraintes de puissance relaxées. D'abord, le comportement explicite en fonction du temps des principales caractéristiques du cœur et des mesures de l'efficacité des barres liquides sont présentées pour les BL nominales utilisées dans le cycle de référence. Ensuite, les mesures moyennes et d'amplitude d'efficacité des barres liquides définies à la section 8.3.5 sont utilisées pour analyser les cycles sélectionnés avec les BL nominales. Enfin, le domaine des dopages admissibles est déterminé pour ne garder que les dopages c_{BL} ayant permis une évaluation complète des capacités des BL pour chacun des cycles. Finalement, la sélection du dopage c_{BL}^{opt} optimal pour chacun des cycles est effectuée.

8.4.2 Cycle de référence

Cette section présente les courbes de la réactivité $\rho(t)$, du niveau moyen des barres liquides $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ et de l'amplitude de leur variation $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$, des pointes de puissance de grappe et de canal $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t)$ ainsi que des trois composantes des basculements de puissance $B(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement, puis la période d'ajustement de la réactivité.

Période normale de rechargement

Les figures 8.6 et 8.7 présentent respectivement la réactivité du cœur $\rho(t)$, puis la moyenne $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ et l'amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ des niveaux des barres liquides en fonction du temps sur toute la période normale de rechargement de durée $t^{\text{réf}}_{\text{normale}} = 16,26$ jours. À la figure 8.6, on remarque d'abord que la réactivité se trouve toujours dans la bande critique effective $[-\tilde{\rho}_{\text{seuil}} - \varepsilon_{\text{globale}}, \tilde{\rho}_{\text{seuil}} + \varepsilon_{\text{globale}}]$, sauf aux instants t_r où la variation de la réactivité statique du cœur due au rechargement $\delta\rho_{\text{MC}}(t)$ dépasse $\tilde{\rho}_{\text{seuil}} - \rho(t_r^-)$. La courbe $\rho(t)$ peut être décomposée en trois composantes : une fonction en escalier dont chacune des marches est espacée temporellement de $\Delta t = 1/\bar{\mathcal{F}}$, mais de hauteur variable $\delta\rho_{\text{MC}}(t)$; une fonction strictement décroissante représentant l'antiréactivité $\delta\rho_{\text{isotopes}}(t) + \delta\rho_{\text{forme}}(t)$; et finalement, l'action des BL calculée par les équations 8.9, 8.12 et 8.13. Cette dernière composante est en fait une fonction en escalier à laquelle est superposée un peigne de Dirac d'amplitude variable. On peut également observer directement que la valeur du paramètre $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$ est particulièrement bien adaptée au taux de décroissance de $\delta\rho_{\text{isotopes}}(t)+\delta\rho_{\text{forme}}(t)$, puisqu'en général, l'évolution quasistatique rencontre au moins une fois la borne inférieure de la bande critique entre chacun des rechargements. Ceci est également le cas pour les autres cycles et dopages c_{BL} considérés, puisque la fréquence des rechargement à l'équilibre du rechargement $\bar{\mathcal{F}}$ est directement reliée à $\partial[\delta\rho_{\text{isotopes}}(t) + \delta\rho_{\text{forme}}(t)]/\partial t$. Une valeur plus faible de $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$ n'aurait que peu d'impact sur les résultats, mais augmenterait légèrement le temps de calcul de la suite de perturbations, puisque la plus grande partie des calculs s'effectue aux instants $t = t_p$.

On note de plus que la réactivité maximale du cœur est atteinte à l'état initial. Il est important de mentionner que la première réponse globale et spatiale des BL est faite de manière à ramener le cœur critique (à $\varepsilon_{\text{global}}$ près) à l'instant $t = 0^+$. Ceci permet de confirmer les propos tenus à la section 6.6 concernant l'inadéquation de la position nominale des BL pour le cœur âgé. En effet, nous observons à la figure 8.7 que $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(0^+) = 8\%$ pour respecter les contraintes de puissances et que $\langle \mathcal{Y}_\ell(0^+) \rangle = 55,69\%$ pour contrebalancer l'erreur commise sur la réactivité du cœur par le modèle d'âge de canal. On observant de plus près le premier rechargement de la suite survenant à $t \approx 0,56$ jour, on remarque que $\delta\rho_{\text{MC}}(t_{r=1})$ n'est pas

suffisante pour que $\rho(t_r)$ franchisse $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$, mais que $\rho(t_{r=1}^-) < \rho(t_{r=1}^+)$. Ceci indique qu'aucune itération globale n'a été effectuée à $t = t_{r=1}$, mais que des itérations spatiales ont été exécutées pour diminuer une puissance zonale trop élevée, faisant ainsi décroître $\rho(t)$. Ceci se réflète également sur la figure 8.7, où $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ passe de 8% à $t = t_{r=1}^-$, à 19% à $t = t_{r=1}^+$.

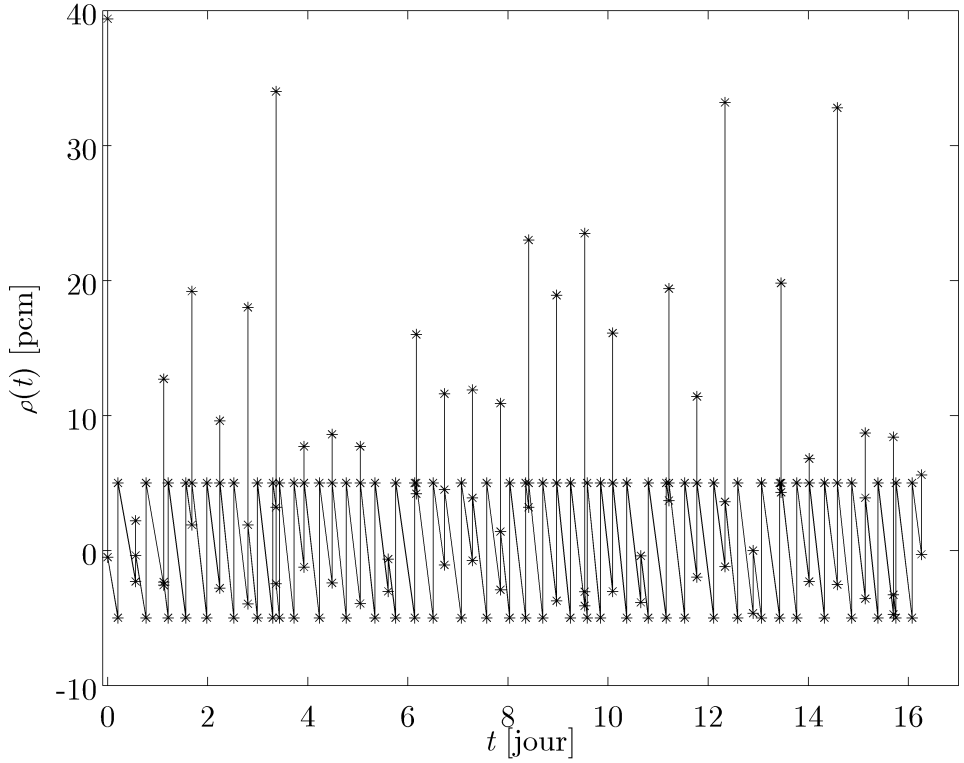

Figure 8.6 Réactivité du cœur en fonction du temps $\rho(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement.

Concernant la moyenne des niveaux d'eau, on remarque que $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ varie peu, de 45,37% à 57,12%, au court de la suite de perturbations. Ceci est évidemment dû au choix de la fréquence de rechargement $\bar{\mathcal{F}}$ calculée avec une grande précision par le modèle moyenné dans le temps et à la valeur relativement faible de $\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$. On constate également que l'amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ ne varie qu'à trois moments au cours de la suite de perturbations, passant successivement de 8%, à 19%, puis à 22%. Le fait que $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ soit croissante n'est pas surprenant étant donné que l'itération spatiale ne permet aux $\mathcal{Y}_\ell(t)$ que d'augmenter, jamais de diminuer. En effet, seule la composante commune $\mathcal{Y}_{\text{globale}}(t)$ peut diminuer selon la racine de l'équation 8.18, entraînant alors solidairement tous les $\mathcal{Y}_\ell(t)$. Ainsi, la seule façon pour $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ de diminuer est que les niveaux d'eau faibles augmentent tous jusqu'à des valeurs près des niveaux élevés, mais ceci n'est justifiable dans l'algorithme adopté que pour des distributions de puissance qui ne surviennent que très rarement. Ceci n'indique toutefois pas que l'itération spatiale

n'a été sollicitée qu'à trois instants, mais bien que son action n'a jamais dépassé le niveau d'amplitude atteint auparavant. Même si pour $t \in [0, t_{\text{normale}}]$, $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t) \leq 22\%$, le niveau le plus bas enregistré est de 34,04% (pour $\ell = 10$) et le plus élevé de 72,63% (pour $\ell = 3$).

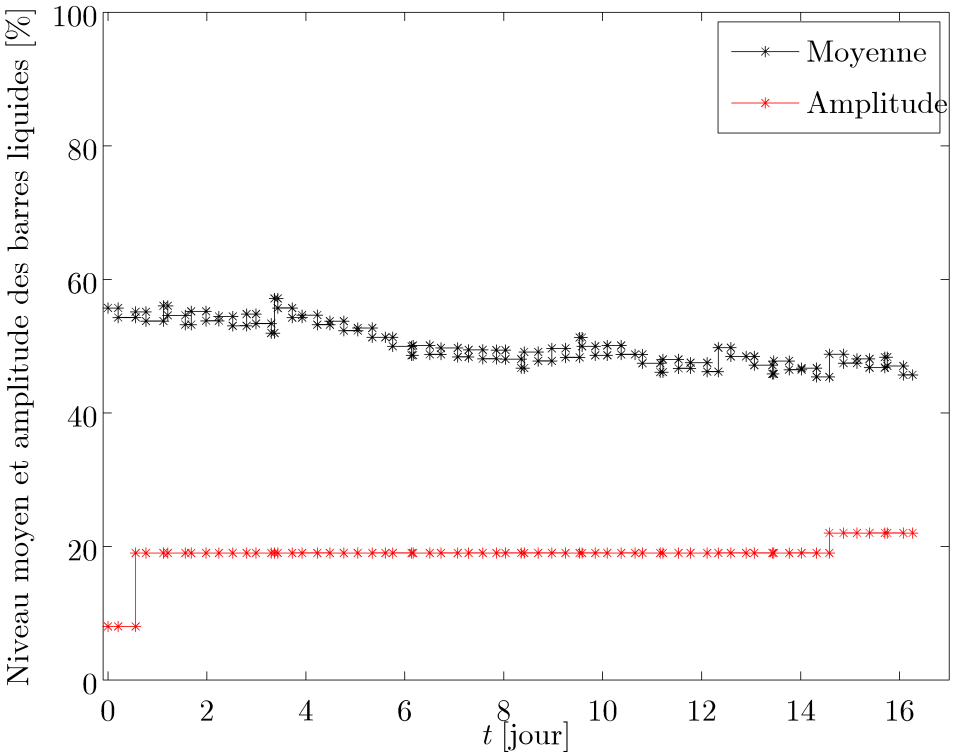

Figure 8.7 Niveau moyen des barres liquides $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ et amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ en fonction du temps pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité.

La figure 8.8 présente les pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction du temps pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement. Les deux courbes sont des superpositions de fonctions échelons et de droites et, à l'exception de 4 instants pour la courbe $\mathcal{P}_j^{\max}(t)/\mathcal{P}_j^{\lim}(t)$, et 1 instant pour la courbe $\mathcal{P}_{jk}^{\max}(t)/\mathcal{P}_{jk}^{\lim}(t)$, les pointes de puissance sont toujours en-deça des limites. Notons que seulement le dernier dépassement de la limite $\mathcal{P}_j^{\lim}$ engendre une augmentation de $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ de 3%. Ainsi, le cycle de référence est très facile à contrôler spatialement, surtout puisque $\mathcal{O}_j$ et $\mathcal{E}_j$ n'ont pas été optimisé.

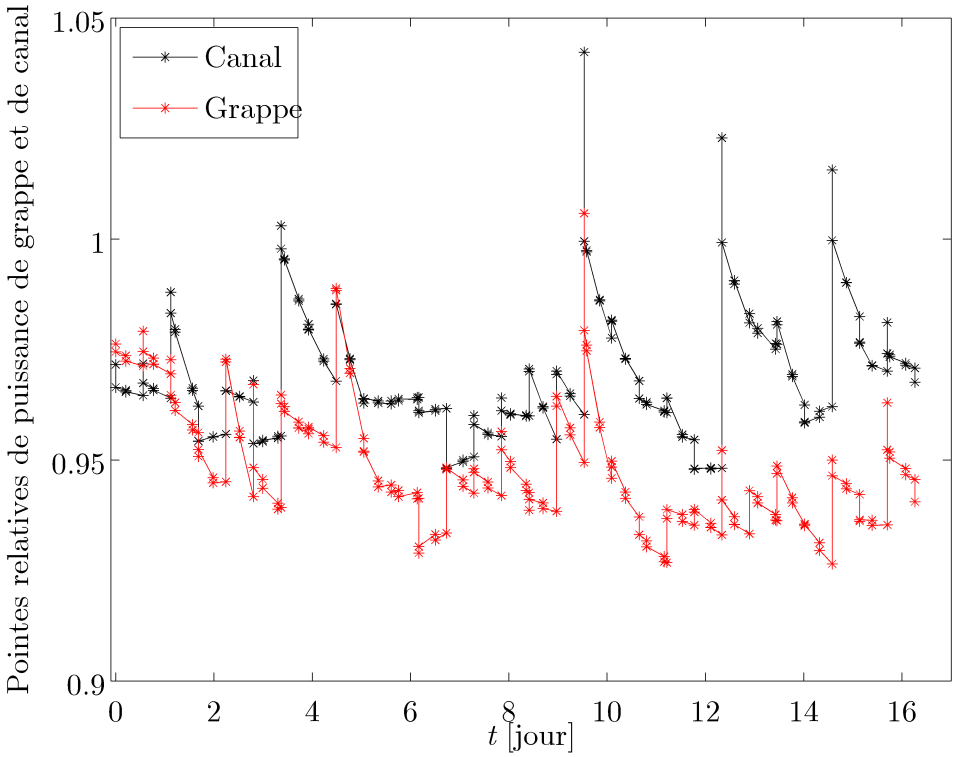

Figure 8.8 Pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction du temps $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t)/\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement.

La figure 8.9 présente les basculements de puissance $B(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement. Toutes les courbes sont comprises dans la bande délimitée par $\pm 2\%$, et la plupart du temps en-deça de $\pm 1,5\%$. On remarque également que les courbes sont plus souvent positives que négatives, indiquant que les basculements s'effectuent surtout vers l'avant, le haut et la gauche du cœur pour le patron $\mathcal{E}_j$ choisi. Les $B(t)$ obtenus dans l'état initial du cœur âgé représentent assez bien l'ensemble des courbes, ce qui confirme l'hypothèse de Rozon (1999) indiquant que le modèle d'âge de canal peut représenter n'importe quel état instantané du cœur atteint après l'équilibre du rechargement par un choix justidiceux du patron d'âge $\mathcal{O}_j$. La courbe $B_{\mathrm{a/a}}(t)$ a une amplitude particulièrement faible ($<0,5\%$) étant donné le soin apporté au respect de la symétrie axiale durant la génération de $\mathcal{E}_j$. $B_{\mathrm{h/b}}(t)$ et $B_{\mathrm{g/d}}(t)$ présentent légèrement plus d'amplitude, surtout en raison de $\tilde{f}_c(t) = 1,03$.

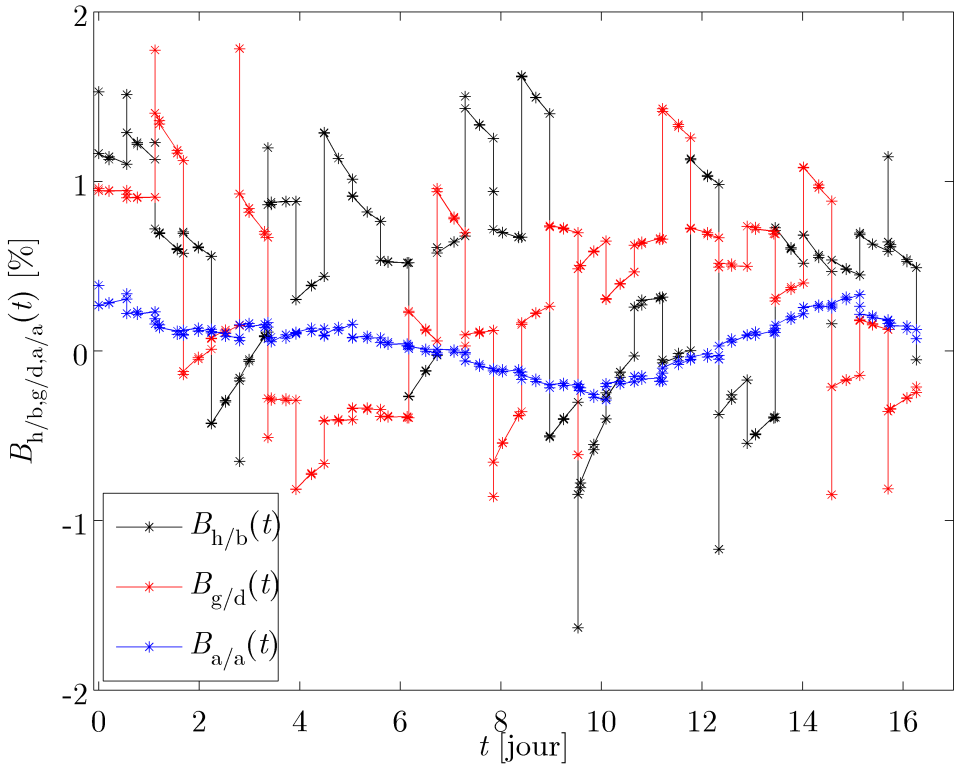

Figure 8.9 Basculements de puissance zonales en fonction du temps $B_{\mathrm{h/b,g/d,a/a}}(t)$ pour le cycle de référence durant la période normale de rechargement.

Période d'ajustement de la réactivité

La période d'ajustement de la réactivité est principalement caractérisée par de fortes perturbations de la réactivité du cœur lors de l'extraction d'un banc de barres de compensation. Évidemment, la configuration des bancs provoque également une forte distorsion de la forme de la distribution de puissance, forçant la diminution de la puissance totale du réacteur au cours du temps. Ainsi, la période d'ajustement $t_{\mathrm{ajustement}}$ mesurée ici, en jour réel, est beaucoup plus grande que $t^{\infty}_{\mathrm{ajustement}}$, en jour équivalent à plein puissance (JEPP), mesurée par le modèle simplifié utilisé au chapitre 7. Pour le cycle de référence, nous avons $t_{\mathrm{ajustement}} = 56,46$ jours réels, i.e. $t_{\mathrm{ajustement}} = 37,63$ JEPP et $t^{\infty}_{\mathrm{ajustement}} = 31,86$ JEPP. Ainsi, en tenant compte de l'effet des barres liquides et de la rampe de diminution de $\mathcal{P}_{\mathrm{réacteur}}(t)$, $t^{\infty}_{\mathrm{ajustement}}$ sous-estime $t_{\mathrm{ajustement}}$ de 15,3%. Cette différence s'explique principalement par le fait que durant la période d'ajustement de la réactivité, $\langle \bar{\mathcal{Y}}_{\ell} \rangle = 37,18\%$, alors que pour le modèle simplifié, nous avions supposé que $\langle \bar{\mathcal{Y}}_{\ell} \rangle = 50\%$.

La figure 8.10 présente la réactivité du cœur $\rho(t)$ en fonction du temps durant la période d'ajustement de la réactivité. On remarque d'abord que la courbe $\rho(t)$ est beaucoup plus

simple que celle obtenue dans la période normale de rechargement, puisque le cœur n'est perturbé que 7 fois (en plus de l'état initial) et que les bancs sont extraits à des instants t_b confondus avec les $t_r^{-,\text{seuil}}$, ce qui laisse le temps au combustible de perdre suffisament de réactivité pour rejoindre la limite inférieure de la bande criticité $-\tilde{\rho}_{\text{seuil}}$. Toutefois, les perturbations de la réactivité $\delta\rho_b(t_b)$ sont très intenses, laissant $\rho(t)$ atteindre 334 pcm à t_7, ce qui est comparable à la moitié de la fraction de neutrons retardés dans l'uranium naturel $\beta/2 \approx 340$ pcm (Rozon, 1998). Pour éviter d'entrer dans une transitoire de réactivité intense, le 7e banc de barres de compensation à la centrale Gentilly-2 est divisé en deux bancs contenant une barre chacun, permettant ainsi de garder $\rho(t)$ bien en-deça de $\beta/2$ pendant que les BL s'ajustent à la nouvelle distribution de puissance. Un 8e banc de barres de compensation aurait pu être considéré au chapitre 7 sans difficulté supplémentaire dans la méthode développée, mais en augmentant potentiellement le temps de calcul.

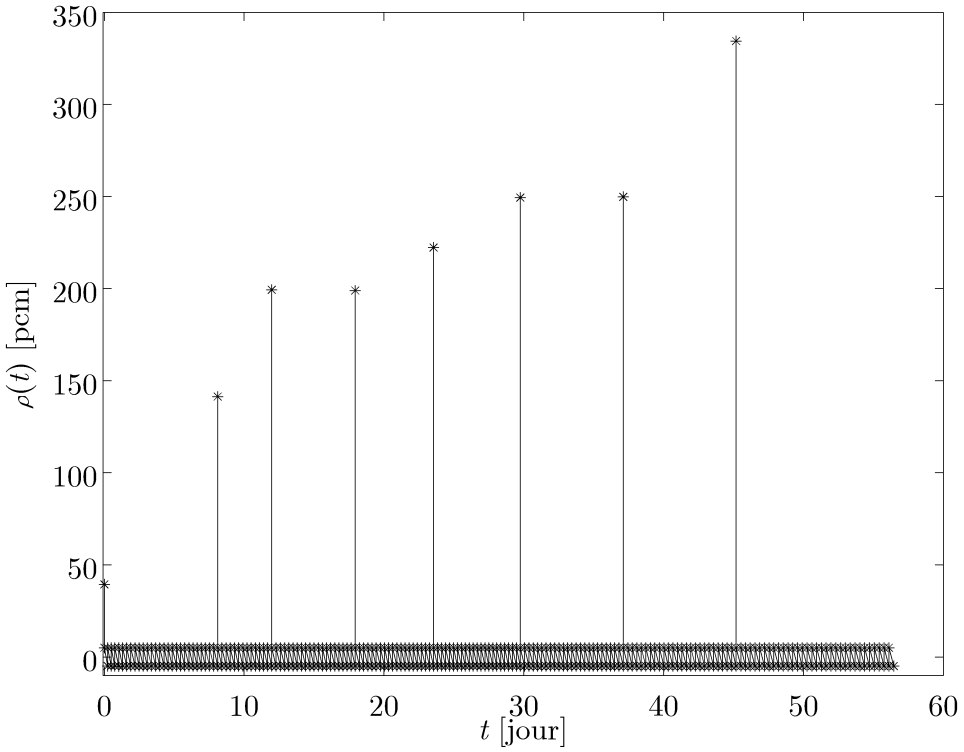

Figure 8.10 Réactivité du cœur en fonction du temps $\rho(t)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité.

La figure 8.11 présente la moyenne $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ et l'amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ en fonction du temps durant la période d'ajustement de la réactivité. Les perturbations de la réactivité marquent très nettement le comportement de $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ qui subit des sauts importants et proportionnels à $\delta\rho_b(t_b)$ aux instants $t = t_b$, puis décroît entre chacune des extractions de banc. La période

entre l'extraction de deux bancs successifs varient de 8,10 JEPP, avant l'extraction de $b = 1$, à 3,64 JEPP, entre l'extraction de $b = 1$ et $b = 2$. Ainsi, même si $\delta\rho_b(t_b)$ est généralement croissante au fur et à mesure que b augmente, la période d'ajustement offerte par chacun des bancs pour $b > 2$ demeure essentiellement la même (en JEPP) étant donné l'antiréactivité croissante du combustible au cours du temps. Ceci se répercute directement sur le taux de décroissance du niveau moyen des barres liquides en fonction du temps équivalent à pleine puissance, augmentant de 4,46%/JEPP avant l'extraction de $b = 1$ jusqu'à 8,77%/JEPP après l'extraction de $b = 7$. D'autre part, en considérant $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$, on remarque que deux sauts seulement surviennent durant toute la suite de perturbations : le premier de 8% à l'état initial pour contrebalancer les pointes de puissances du cœur âgé, et l'autre à $t = t_4$, augmentant alors $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ jusqu'à 34%. L'extraction de $b = 4$ affecte grandement la forme de distribution de puissance puisque les 4 barres le constituant sont situées sur le plan mitoyen du cœur en z. Il faut toutefois noter que les niveaux minimal et maximal obtenus durant la période d'ajustement de la réactivité sont respectivement de 11,11% à $t = t_7^-$ (pour $\ell = 5$) et de 98,32% à $t = t_7^+$ (pour $\ell = 6$), indiquant clairement l'intensité de la perturbation engendrée par l'extraction du dernier banc.

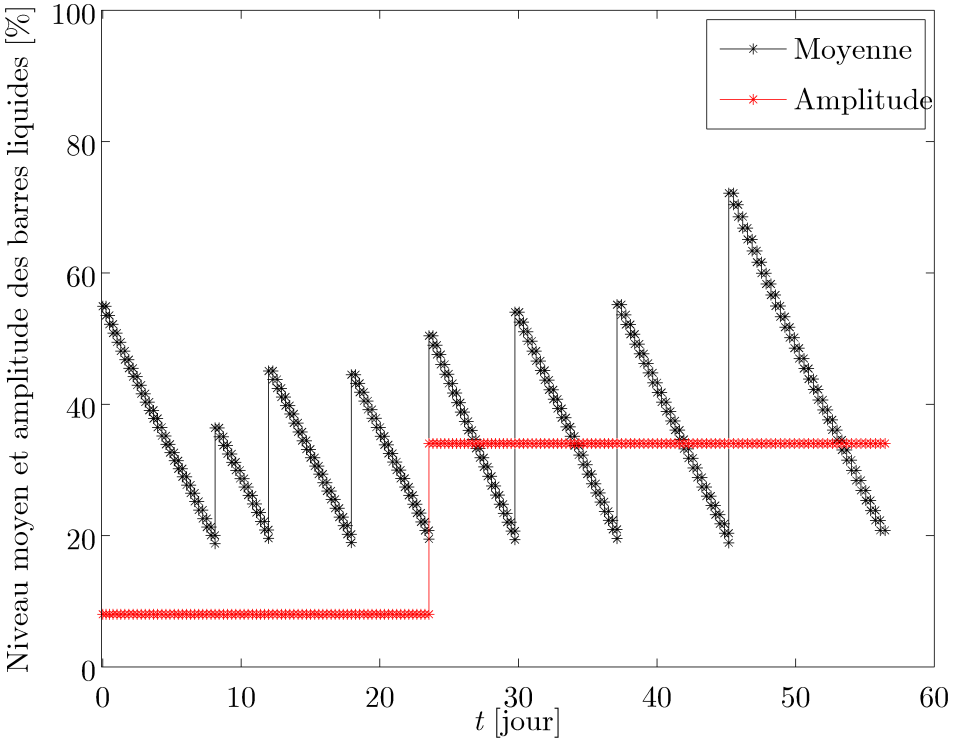

Figure 8.11 Niveau moyen des barres liquides $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ et amplitude $\mathcal{Y}_{\text{amp}}(t)$ en fonction du temps pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité.

La figure 8.12 présente les pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction

du temps $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t)/\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(0)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. Rappelons que les limites $\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(t)$ varient en fonction du temps, mais pour simplifier l'analyse, nous avons normalisé les pointes de puissance par $\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}(0)$ sur toute la période d'ajustement de la réactivité. Le comportement des courbes est très semblable : on observe une décroissance entre chacune des extractions de banc et un saut positif ou négatif de $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t)$ à l'extraction. La décroissance s'explique par le fait que plus la puissance locale est élevée, plus le combustible est consommé rapidement, faisant diminuer la quantité d'isotopes fissiles et augmenter l'empoisonnement aux produits de fission, et donc, diminuer la puissance au cours du temps. Une légère remontée de $\mathcal{P}^{\max}_{j}(t)$ est observée avant l'extraction de $b = 1$, puisque le canal de plus haute puissance change. Les sauts aux instants $t = t_b$ sont tous négatifs (sauf à t_4) puisque la puissance totale du réacteur est diminuée à $t = t_b^-$. À l'extraction du 4e banc, la forme de la distribution de puissance est fortement perturbée, et c'est pourquoi $\mathcal{P}^{\max}_{jk}(t)$ et $\mathcal{P}^{\max}_{j}(t)$ augmentent, même si $\mathcal{P}_{\text{réacteur}}(t)$ diminue.

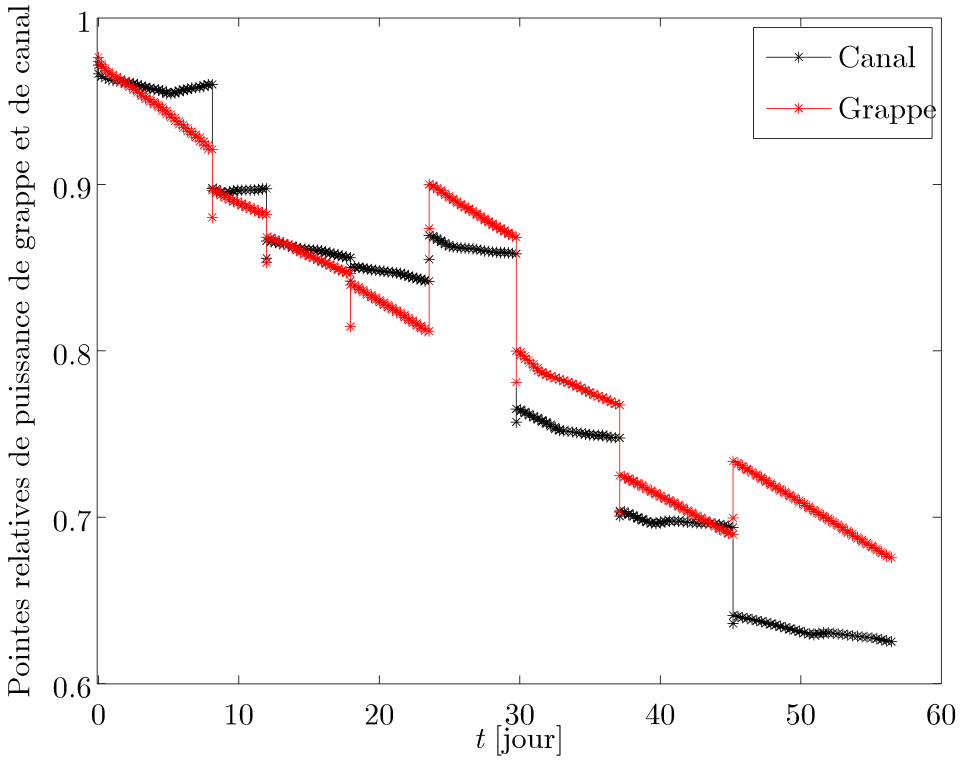

Figure 8.12 Pointes relatives de puissance de grappe et de canal en fonction du temps $\mathcal{P}^{\max}_{jk,j}(t)/\mathcal{P}^{\lim}_{jk,j}$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité.

La figure 8.13 présente les basculements de puissance zonales en fonction du temps $B(t)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité. Les courbes présentent encore une fois un comportement en escalier délimité aux instants t_b et sont toutes

circonscrites entre -2,2% et 1,6%. Le basculement $B_{\mathrm{a/a}}(t)$ est celui qui présente la plus grande amplitude, lors de l'extraction du banc 2, étant donné la configuration asymétrique des barres de ce banc (c.f. figure 6.3). Un effet similaire est observé à $t = t_5$, mais il est moins prononcé car l'évolution du combustible tend à atténuer l'effet. Ceci rapproche également $B_{\mathrm{a/a}}(t)$ très près de 0 lorsque $t > t_7$. Les basculements $B_{\mathrm{h/b}}(t)$ et $B_{\mathrm{g/d}}(t)$ présentent, quant à eux, des comportements contraires : $B_{\mathrm{g/d}}(t)$ décroît monotonement jusqu'à $t = t_4$, puis se met à croître entre deux extractions de banc par la suite, tandis que $B_{\mathrm{h/b}}(t)$ décroît par palier jusqu'à $t = t_5$, puis demeure presque constant par la suite. On observe également des changements de signe lors de la croissance de $B_{\mathrm{h/b}}(t)$ entre t_b à t_{b+1} pour $b = 6$ et 7. La courbe $B_{\mathrm{g/d}}(t)$ indique que les puissances des zones à gauche sont loin des limites $\mathcal{P}_c^{\mathrm{lim}}(t)$ après t_4 laissant ainsi la puissance diffusée vers la gauche du cœur.

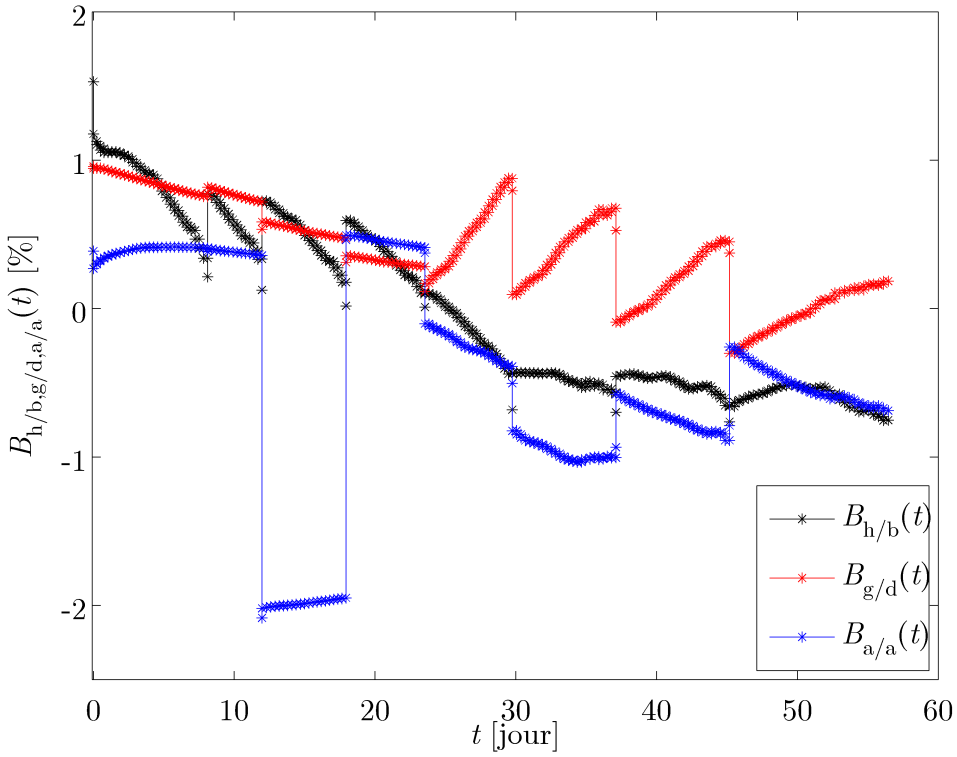

Figure 8.13 Basculements de puissance zonales en fonction du temps $B(t)$ pour le cycle de référence durant la période d'ajustement de la réactivité.

8.4.3 Cycles de combustibles sélectionnés

Banques de réactivité

Le tableau 8.4 présente les banques de réactivité $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$, $\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$ et $\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$ (c.f. équations 8.32, 8.33 et 8.34) des barres liquides nominales calculées à partir des états d'équilibre du rechargement, du cœur frais et du cœur âgé pour les cycles sélectionnés.

Tableau 8.4 Banques de réactivité statique $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$, $\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$ et $\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$ des barres liquides nominales pour le cœur frais, l'équilibre du rechargement et le cœur âgé [pcm].

État	FRAIS			ÉQUILIBRE			ÂGÉ		
Cycles	$\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$	$\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$
0	-301	395	695	-332	421	753	-304	397	701
A	-296	375	672	-214	267	481	-296	375	671
B	-288	367	655	-239	300	539	-288	366	654
C	-311	395	706	-221	276	497	-311	393	704
D	-323	420	743	-218	283	502	-321	420	741
E	-318	416	734	-208	274	482	-315	416	730
F	-308	390	698	-222	282	503	-307	389	696

On remarque d'abord que le rapport $\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}/\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}} < -1$ dans tous les cas étant donné que le niveau de flux perçu par les barres liquides est plus élevé lorsqu'elles sont vidées que lorsqu'elles sont remplies. De plus, de fortes variations de la banque de réactivité totale $\Delta\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{frais/âgé}} = \delta\rho_{\text{BL}}^{\text{frais/âgé}} - \delta\rho_{\text{BL}}^{\text{équilibre}}$ sont observées pour tous les cycles : -58/-52 pcm, 191/190 pcm, 116/115 pcm, 209/207 pcm, 241/239 pcm, 252/248 pcm et 195/193 pcm, pour les cycles 0, A, B, C, D, E et F respectivement. Toutefois, nous avons $\delta\rho_{\downarrow,\uparrow,\text{BL}}^{\text{frais}} \approx \delta\rho_{\downarrow,\uparrow,\text{BL}}^{\text{âgé}}$ pour tous les cycles sélectionnés, avec des différences maximales de 3 pcm pour $\delta\rho_{\uparrow}^{\text{état}}$ (cycle 0), 2 pcm pour $\delta\rho_{\downarrow}^{\text{état}}$ (cycles 0 et C) et 6 pcm pour $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{état}}$ (cycle 0). Ce phénomène s'explique d'abord par le changement de stratégie axiale de rechargement n_S entre le cycle de référence et les cycles avancés. En effet, lorsque $n_S = 4$, la distribution axiale du flux φ_{jk} est plus piquée aux positions axiales où se trouvent les BL ($k = 2, 3, 9, 10$) dans les états instantanés qu'à l'équilibre du rechargement (c.f. figure 6.13), augmentant ainsi $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{frais/âgé}}$ par rapport à $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{équilibre}}$. Toutefois, pour le cycle de référence utilisant $n_S = 8$, les $\Delta\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{frais/âgé}}$ sont négatifs. Pour le cœur frais, φ_{jk} est moins piquée que pour l'équilibre du rechargement expliquant ainsi le signe négatif. Toutefois, la quasi-exacte correspondance entre les profils axiaux de l'équilibre du rechargement et du cœur âgé ne peut expliquer la diminution de $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{âgé}}$ par rapport à $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{équilibre}}$ (c.f. figure 6.13). La seule explication demeure alors l'âge des canaux influençant le niveau de flux perçu par les barres liquides qui est plus élevée que la moyenne dans le temps, diminuant ainsi le niveau de flux et donc $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{âgé}}$ par rapport à $\delta\rho_{\text{BL}}^{\text{équilibre}}$.

Mesures du contrôle des barres liquides

Les tableaux 8.5 et 8.6 présentent les mesures de l'efficacité des barres liquides définies à la section 8.3.5 pour les deux suites de perturbations investiguées pour les cycles sélectionnés avec les paramètres indiqués à la section 8.4.1.

D'abord, pour la période normale de rechargement, on remarque que la moyenne temporelle du niveau moyen des barres liquides $\langle\bar{\mathcal{Y}}_\ell\rangle$ est pratiquement le même pour le cycle B et le cycle de référence, tandis qu'il est légèrement plus élevé dans les autres cas, de 54,03% (cycle F) à 59,40% (cycle C). Pour un patron $\mathcal{E}_j$ idéal comptant un nombre infini de canaux, on devrait avoir $\langle\bar{\mathcal{Y}}_\ell\rangle \to 50\%$. Ceci indique que pour les cycles A, C, D, E et F les canaux choisis pour $\mathcal{E}_j$ à la figure 8.2 provoquent une trop grande hausse de la réactivité en moyenne, augmentant ainsi $\langle\bar{\mathcal{Y}}_\ell\rangle$. Toutefois, le changement de stratégie radiale de rechargement de $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$ pour le calcul de $\bar{\mathcal{F}}$ à $\vec{\mathcal{R}} = \vec{1}$ pour l'établissement de $\mathcal{E}_j$ est un facteur ayant tendance à augmenter $\langle\bar{\mathcal{Y}}_\ell\rangle$, puisque $\mathcal{R}_{2,3} < 1$ pour tous les cycles sélectionnés avec les barres de compensation modifiées. Pour les mesures moyennes de contrôle spatial $\| \bar{\vec{\mathcal{C}}} \|$, $\bar{\mathcal{C}}_{jk}$ et $\bar{\mathcal{C}}_j$, on observe des résultats relativement faibles pour tous les cycles, indiquant que les contraintes imposées sont relativement bien adaptées aux cycles courants. Une comparaison cohérente et directe entre les cycles demeure néanmoins impossible pour ces paramètres étant donné la grande marge laissée aux cycles A, C et F, mais surtout aux cas D et E (c.f. tableau 8.3). Par exemple, pour le cycle C, $\bar{\mathcal{C}}_{jk} = 1,72\%$ et $\bar{\mathcal{C}}_j = 8,48\%$ si les mêmes contraintes que pour le cycle de référence avaient été utilisées (c.f. tableau 8.2), au lieu de $\bar{\mathcal{C}}_{jk} = 0,29\%$ et $\bar{\mathcal{C}}_j = 2,89\%$ avec les contraintes relaxées. Ceci indique clairement la difficulté croissante des BL à répondre efficacement aux rechargements en marche pour les cycles dont le burnup moyen de sortie $\langle\bar{\mathcal{B}}^e\rangle$ est très élevé. Une stratégie axiale $n_S < 4$ et un déplacement conséquent des barres liquides vers les extrémités du cœur serait une voie intéressante à investiguer en détail. Concernant les basculements absolus de puissance moyennés dans le temps $|\bar{B}|$, leurs valeurs sont relativement faibles pour tous les cycles conséquemment aux soins apportés aux symétries radiales et axiales dans le choix de $\mathcal{E}_j$. Ces valeurs sont donc des mesures révélatrices de la symétrie d'un patron explicite de rechargement, mais peu utiles pour des fins de comparaison entre différents cycles.

L'amplitude maximale des niveaux d'eau $\mathcal{Y}^{\max}_{\text{amp}}$ révèle une grande distorsion des distributions de puissances pour les cycles A, C, D, E et F, malgré les contraintes de puissances relaxées. Ceci est confirmé par les basculements absolus de puissances maximaux $B^{\max}$ qui sont beaucoup plus grands que le cycle de référence dans ces cas. De plus, les mesures d'amplitude du contrôle spatial $\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$, $\mathcal{C}^{\max}_{jk}$ et $\mathcal{C}^{\max}_j$ prennent des valeurs très différentes pour les cycles étudiés. Ces variabilités renforcent l'importance déjà soulignée d'optimiser $\mathcal{E}_j$ pour chacun des cycles. Finalement, du tableau 8.5, on peut conclure que le cycle B est particulière-

ment bien adapté à l'opération normale dans les CANDU, puisqu'il présente des résultats bien meilleurs que tous les autres cycles, même après la relaxation des contraintes de puissance des autres cycles avancés.

Tableau 8.5 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement [%].

Mesure	0	A	B	C	D	E	F
$\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$	50,21	57,48	50,34	59,40	57,95	55,57	54,03
$\parallel \vec{\bar{\mathcal{C}}} \parallel$	0,00	0,00	0,00	0,01	0,34	0,23	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_{jk}$	0,00	0,12	0,00	0,29	0,03	0,08	0,03
$\bar{\mathcal{C}}_j$	0,00	1,45	0,21	2,89	0,34	0,05	0,36
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{h/b}} \rvert$	0,63	2,27	1,24	2,04	1,84	2,05	2,10
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{g/d}} \rvert$	0,54	0,87	0,50	0,90	1,06	0,85	0,76
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{a/a}} \rvert$	0,14	2,04	0,24	2,22	2,55	1,83	1,47
$\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\mathrm{max}}$	22,00	100,00	79,63	100,00	100,00	100,00	99,66
$\parallel \vec{\bar{\mathcal{C}}} \parallel^{\mathrm{max}}$	3,94	8,32	7,52	12,34	18,45	16,66	11,08
$\mathcal{C}_{jk}^{\mathrm{max}}$	0,00	8,17	0,00	10,03	4,78	6,00	3,57
$\mathcal{C}_j^{\mathrm{max}}$	0,00	10,14	3,80	13,36	6,45	4,11	6,75
$\lvert B_{\mathrm{h/b}}^{\mathrm{max}} \rvert$	1,63	6,75	5,00	6,81	6,75	7,13	6,29
$\lvert B_{\mathrm{g/d}}^{\mathrm{max}} \rvert$	1,78	3,78	2,33	4,41	6,26	5,21	3,45
$\lvert B_{\mathrm{a/a}}^{\mathrm{max}} \rvert$	0,39	3,75	1,02	4,22	4,86	4,43	3,40

Pour la période d'ajustement de la réactivité, $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ est toujours compris entre 31,72% (cycle C) et 39,88% (cycle E). Puisque les sauts $\langle \mathcal{Y}_\ell(t) \rangle$ aux t_b sont directement proportionnel à $\delta\rho_b(t_b)$, $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ est proportionnel à $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$. En effet, pour les cycles étudiés, plus $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ est grand (c.f. tableau 7.13), plus $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ est grand. Évidemment, la forme de la distribution de puissance durant la période d'ajustement de la réactivité a également un effet non négligeable, puisque que c'est celle-ci qui contrôle l'évolution du combustible, et donc la distribution de flux lors de l'extraction des bancs de barres de compensation. Ceci se répercute sur l'amplitude $\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\mathrm{max}}$ des barres liquides qui doivent s'adapter à ces changements brusques de la forme de la distribution de puissance. Notons que pour le cycle B, $\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\mathrm{max}}$ est plus faible que pour le cycle de référence, même sans relaxation des contraintes de puissance. D'autre part, tous les cycles présentent des mesures de contrôle moyenné dans le temps nulles, dans des limites de puissance imposées. Les amplitudes sont également nulles pour le contrôle des pointes de puissance de grappe et de canal, et très faibles ($< 2,61\%$ pour le cycle D) pour les puissances zonales. Ceci indique que les contraintes de puissances n'auraient pas eu besoin d'une relaxation aussi grande que celle accordée aux cycle A, C, D, E et F pour la période d'ajustement de la réactivité. Conséquemment à la relaxation des contraintes de puissance, les moyennes et les amplitudes

des basculements de puissance, $|\bar{B}|$ et $B^{\max}$ sont plus grandes qu'elles l'auraient été avec les contraintes imposées au départ. Toutefois, elles demeurent tout de même faibles, étant donné la grande symétrie de la configuration des barres de compensation dans le réacteur.

Tableau 8.6 Mesures de l'efficacité des barres liquides nominales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période d'ajustement de la réactivité [%].

Mesure	0	A	B	C	D	E	F
$\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$	37,18	32,39	33,78	31,72	36,47	39,38	36,92
$\| \vec{\bar{\mathcal{C}}} \|$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_{jk}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_j$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\|\bar{B}_{\mathrm{h/b}}\|$	0,52	0,76	0,32	0,85	1,01	0,95	0,63
$\|\bar{B}_{\mathrm{g/d}}\|$	0,43	0,60	0,28	0,68	0,48	0,42	0,47
$\|\bar{B}_{\mathrm{a/a}}\|$	0,70	1,37	0,67	2,05	2,67	2,25	1,16
$\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\max}$	34,00	0,00	9,00	0,00	7,00	9,00	0,00
$\| \vec{\bar{\mathcal{C}}} \|^{\max}$	1,00	0,00	1,35	0,00	2,61	0,35	0,00
$\mathcal{C}_{jk}^{\max}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\mathcal{C}_j^{\max}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$B_{\mathrm{h/b}}^{\max}$	1,53	2,52	1,66	2,66	4,55	4,57	2,66
$B_{\mathrm{g/d}}^{\max}$	0,96	1,41	0,85	1,53	2,51	2,36	1,39
$B_{\mathrm{a/a}}^{\max}$	2,09	1,84	1,91	3,06	4,81	4,37	2,13

8.5 Sélection des barres liquides optimales

8.5.1 Banques de réactivité des barres liquides dopées

La figure 8.14 présente les banques de réactivité $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ à l'équilibre du rechargement en fonction du dopage généralisé normalisé $c_{\mathrm{BL}} \in [-90, 100]$. D'abord, on remarque que l'allure de toutes les courbes est la même. Pour $c_{\mathrm{BL}} < 0$, en considérant que c'est l'eau lourde qui est dopée par de l'eau légère dans une proportion $100\%\mathrm{v.} - v_{\mathrm{D_2O}}$, une saturation modérée de $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ est observée. Pour $c_{\mathrm{BL}} > 0$, une saturation plus drastique est observée en raison de la diminution du niveau de flux localement, et ce malgré que $\sigma_{a,^{\mathrm{naturel}}\mathrm{B}}/\sigma_{a,^1\mathrm{H}} \ll \sigma_{a,^1\mathrm{H}}/\sigma_{a,^2\mathrm{H}}$. Ensuite, en comparant l'efficacité du dopage pour les différents cycles en considérant $\delta\rho_{\mathrm{BL}}(c_{\mathrm{BL}})/\delta\rho_{\mathrm{BL}}(0)$, on remarque que le rapport est ordonné de sorte que 0<B<C<D<A<F<E. Ceci s'explique par le fait que les cycles présentant des $\delta\rho_{\mathrm{BL}}(0)$ plus faibles ont une plus grande sensibilité à l'augmentation du taux d'absorption des BL, et également par la distribution de flux neutronique dictée par la disposition locale du combustible G_C (c.f. section 4.3.1). Finalement, l'inspection détaillée de $\delta\rho_{\mathrm{BL}}(c_{\mathrm{BL}})/\delta\rho_{\mathrm{BL,réf}}(c_{\mathrm{BL}})$ montre que ce rapport sature rapidement

pour les cycles A à F lorsque c_{BL} augmente, indiquant que plus les barres sont absorbantes, moins les effets de la source neutronique sont importants.

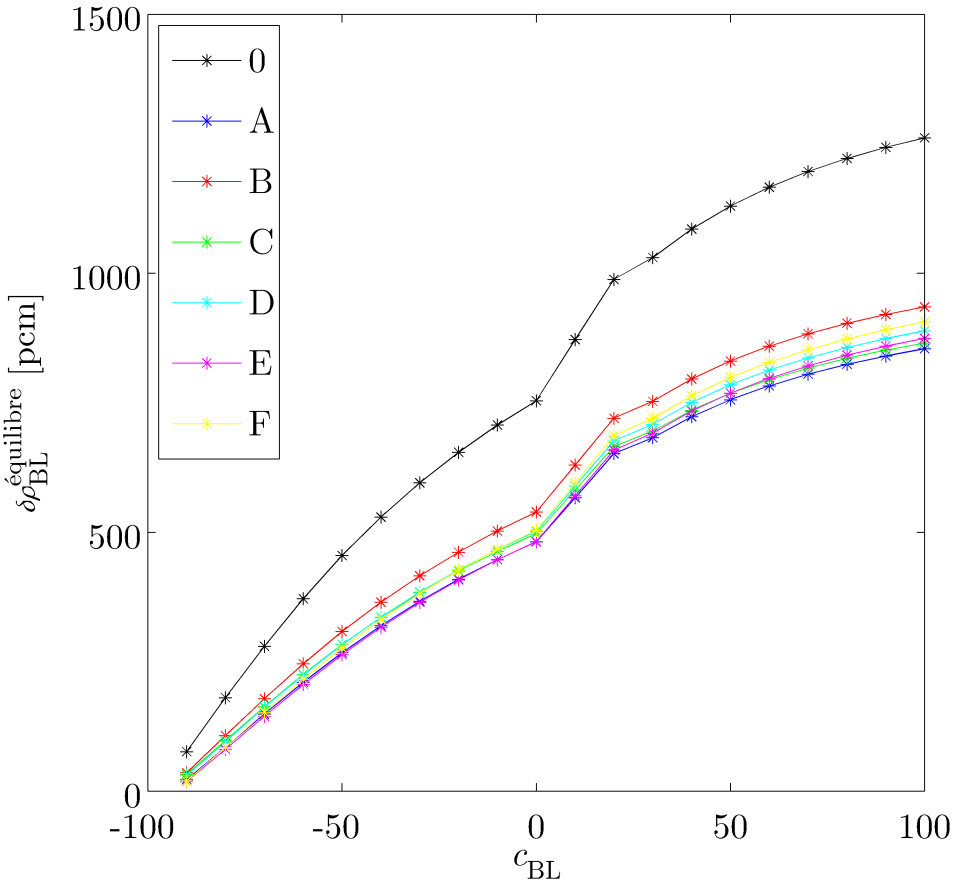

Figure 8.14 Banque de réactivité totale des barres liquides à l'équilibre du rechargement $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ en fonction du dopage généralisé normalisé c_{BL} pour les cycles sélectionnés.

8.5.2 Fonction objectif

La quantité et la diversité de l'information à analyser pour choisir convenablement un dopage pour les barres liquides n'est pas une mince affaire, surtout si l'on tente d'optimiser l'efficacité des barres liquides à la fois pour la période normale de rechargement et la période d'ajustement de la réactivité. Toutefois, la période d'ajustement de la réactivité survient relativement rarement durant le cycle d'exploitation du centrale CANDU, puisque des équipes d'ingénieurs et de techniciens s'affairent quotidiennement à maintenir une fiabilité élevée des MC. De plus, l'efficacité des barres liquides durant cette période est directement liée aux perturbations imposées au cœur par le retrait des barres de compensation. Celles-ci ont déjà été optimisées pour remplir leurs exigences fonctionnelles au chapitre 7 et ne sont que très

peu influencées par le dopage des barres liquides, tel que discuté à la section 8.4.3. Ainsi, l'optimisation des BL doit tenir compte davantage de la période normale de rechargement que de la période d'ajustement de la réactivité, dans une proportion égale au rapport entre le taux de disponibilité des MC et leur taux de défaillance. Ici, ne connaissant pas explicitement la fiabilité des MC du cycle de référence ni l'impact du changement de stratégie de rechargement $\vec{\mathcal{R}}(n_S)$ sur leur fiabilité, nous négligerons totalement la période d'ajustement de la réactivité pour effectuer le choix du dopage optimale des BL pour chacun des cycles. De toute façon, tel que discuté à la section 8.4.3, le contrôle spatial est excellent pour la période d'ajustement de la réactivité, en conséquence à la paramétrisation des sections efficaces ne tenant pas compte des variations de puissances locales.

D'autre part, parmi toutes les mesures utilisées pour analyser les cycles dotés de barres liquides non dopées, certaines ne sont pas directement révélatrices de la capacité des barres liquides à remplir leurs exigences fonctionnelles. En effet, $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ dépend directement de la fréquence des rechargements $\bar{\mathcal{F}}$ et de l'adéquation du patron explicite de rechargement $\mathcal{E}_j$. Les basculements moyens dans le temps $|\bar{B}|$ et leur amplitude $B^{\max}$ dépendent principalement de $\mathcal{E}_j$. L'amplitude des niveaux d'eau $\mathcal{Y}^{\max}_{\text{amp}}$ n'est reliée qu'à un seul état du cœur durant toute la suite des perturbations et ne réflète pas nécessairement la capacité des barres liquides, mais peut-être simplement l'inadéquation de $\mathcal{E}_j$ pour le cycle et le dopage c_{BL} courants. Il en va de même pour les mesures d'amplitude du contrôle spatial $\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$, $\mathcal{C}^{\max}_{jk}$ et $\mathcal{C}^{\max}_{j}$. Ainsi, les mesures les plus révélatrices du respect des exigences fonctionnelles par les barres liquides sont les mesures de contrôle spatial moyenné dans le temps, i.e. $\| \bar{\vec{\mathcal{C}}} \|$, $\bar{\mathcal{C}}_{jk}$ et $\bar{\mathcal{C}}_{j}$ définies aux équations 8.38, 8.39 et 8.40, qui seront maintenant nommées les composantes du contrôle spatial total.

Étant donné que nous avons imposé des paramètres d'entrée différents pour chacun des cycles simulés, faisaint ainsi varier les contraintes de puissance $\mathcal{P}^{\lim}_{c,jk,j}(t)$ et donc $\| \bar{\vec{\mathcal{C}}} \|$, $\bar{\mathcal{C}}_{jk}$ et $\bar{\mathcal{C}}_{j}$, nous pénalisons le contrôle spatial total

$$\tilde{\mathcal{C}} = \tilde{f}_c \| \bar{\vec{\mathcal{C}}} \| + \tilde{f}_{jk} \bar{\mathcal{C}}_{jk} + \tilde{f}_j \bar{\mathcal{C}}_j \tag{8.50}$$

en pondérant chacune des composantes par le paramètre de relaxation des puissances de zone, de grappe et de canal $\tilde{f} = \tilde{f}(t)$ (durant la période normale de rechargement) qui lui est associé. Notons que cette pénalisation n'engendrera pas les mêmes $\| \bar{\vec{\mathcal{C}}} \|$, $\bar{\mathcal{C}}_{jk}$ et $\bar{\mathcal{C}}_{j}$ qui auraient été obtenues en imposant des contraintes de puissance pour tous les cas, mais a l'avantage de pénaliser $\tilde{\mathcal{C}}$ de façon proportionnelle à la relaxation des contraintes associée à chacune de ces composantes. Notons également que si nous avions voulu tenir compte de $\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$, $\mathcal{C}^{\max}_{jk}$ et $\mathcal{C}^{\max}_{j}$, qui demeurent des paramètres d'intérêts, mais dans une moindre

mesure que ceux choisis ici, il aurait fallu ajouter une pondération arbitraire supplémentaire à l'équation 8.50, puisque les mesures d'amplitude du contrôle spatial sont, par définition, plus grandes que les versions moyennées dans le temps $\| \vec{\tilde{\mathcal{C}}} \|$, $\bar{\mathcal{C}}_{jk}$ et $\bar{\mathcal{C}}_j$. Pour tenir compte de la période d'ajustement de la réactivité, on aurait pu adopter une expression de la forme $(1-F)\tilde{\mathcal{C}}_{\text{ajustement}} + F\tilde{\mathcal{C}}_{\text{normale}}$ pour le controle spatial total, où F est la fiabilité des MC et les $\tilde{\mathcal{C}}_{\text{mode}}$ sont définis à l'équation 8.50.

Il est également important de tenir compte des pénalités ou des avantages engendrés par le dopage des barres liquides sur la gestion du combustible. Ici, nous tiendrons compte uniquement de la composante moyenne dans le temps, représentée par la fonction objectif Ξ introduite à l'équation 6.14. Ainsi, puisque pour une valeur de Ξ maximale la gestion du combustible est optimale, et que pour une valeur de $\tilde{\mathcal{C}}$ minimale, le contrôle spatial de la période normale de rechargement est maximal, nous définissons une nouvelle fonction objectif

$$\Theta = \frac{\Xi}{\tilde{\mathcal{C}}} = \frac{E+P+B}{\tilde{f}_c \| \vec{\tilde{\mathcal{C}}} \| + \tilde{f}_{jk}\bar{\mathcal{C}}_{jk} + \tilde{f}_j\bar{\mathcal{C}}_j} \tag{8.51}$$

à maximiser pour déterminer le meilleur dopage des barres liquides pour un cycle donné. Il est alors important de souligner que, contrairement à Ξ, Θ ne permet pas une comparaison directe totalement cohérente entre les cycles étant donné la variation des paramètres $\tilde{f}$. Toutefois, pour un cycle donné, le dopage c_{BL} présentant la valeur de Θ maximale est optimal du point de vue de la gestion du combustible à l'équilibre du rechargement et du contrôle spatial total durant la période normale de rechargement. La pondération du numérateur par rapport au dénominateur demeure toutefois arbitraire. Celle utilisée ici indique qu'une diminution d'un facteur f de Ξ est justifiable si le contrôle spatial total est également réduit d'un facteur f. Ainsi, une pondération entre contrôle et économie pourrait être établie par d'autres critères. Notons également que l'évaluation de Θ est conditionnelle au respect du critère 8.35.

8.5.3 Domaine admissible des dopages

Le tableau 8.7 présente le premier critère d'élimination des dopages c_{BL} rencontré, dans l'ordre croissant, pour chacun des cycles sélectionnés et les points du domaine discrétisé des dopages, ainsi que la fonction objectif Θ pour les dopages admissibles. Notons que pour le critère 8.35, l'instant t auquel la réactivité $\rho(t)$ n'a pu être ramenée dans la bande critique est indiqué. Étant donné que les perturbations sont beaucoup plus intenses durant la période d'ajustement de la réactivité, tous les cas pour lesquels une perte de contrôle global fût observée durant la période normale de rechargement sont masqués par une perte de contrôle global durant la période d'ajustement de la réactivité. Ainsi, bien que Θ ne tient compte que de la période normale de rechargement, la période d'ajustement de la réactivité est utilisée

ici comme une contrainte de sélection des dopages admissibles.

Tableau 8.7 Critères d'élimination des dopages admissibles des barres liquides pour les cycles sélectionnés.

c_{BL}	0	A	B	C	D	E	F
-90	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$t_{b=1}$	$t=0$	Ξ	Ξ	$t=0$
-80	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$t_{b=2}$	$t_{b=2}$	$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\hat{\mathrm{a}}\mathrm{g\acute{e}}}$	$t_{b=4}$	$t_{b=1}$
-70	$t_{b=4}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$t_{b=5}$	54	$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\hat{\mathrm{a}}\mathrm{g\acute{e}}}$	$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\hat{\mathrm{a}}\mathrm{g\acute{e}}}$	$t_{b=4}$
-60	$t_{b=5}$	98	290	63	$\mathcal{P}^{\max}_{jk,\hat{\mathrm{a}}\mathrm{g\acute{e}}}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$t_{b=7}$
-50	$t_{b=7}$	124	287	72	$t_{b=7}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$
-40	$t_{b=7}$	144	385	95	180	$t_{b=7}$	100
-30	$3,7\times10^{5}$	159	376	102	241	$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	337
-20	$3,3\times10^{6}$	186	962	105	1108	$\mathcal{P}^{\max}_{j,\hat{\mathrm{a}}\mathrm{g\acute{e}}}$	370
-10	∞	191	1100	127	1096	499	428
0	∞	193	1218	135	412	593	481
10	Ξ	196	1467	144	544	803	$\bar{\mathcal{F}}$
20	Ξ	196	1533	138	1188	1723	$\bar{\mathcal{F}}$
30	Ξ	184	1793	141	Ξ	2081	$\bar{\mathcal{F}}$
40	Ξ	185	3596	255	Ξ	3344	$\bar{\mathcal{F}}$
50	Ξ	195	2232	246	Ξ	3356	$\bar{\mathcal{F}}$
60	Ξ	473	2320	246	Ξ	Ξ	$\bar{\mathcal{F}}$
70	Ξ	394	2424	251	Ξ	Ξ	$\bar{\mathcal{F}}$
80	Ξ	459	2260	237	Ξ	Ξ	Ξ
90	Ξ	Ξ	2462	Ξ	Ξ	Ξ	Ξ
100	Ξ	Ξ	5388	Ξ	Ξ	Ξ	Ξ

On remarque que la fonction objectif Ξ élimine surtout des dopages à l'acide borique ($c_{\mathrm{BL}}>0$) trop intenses pour les contraintes de puissance $\bar{\mathcal{P}}^{\lim}_{jk,j}$, qui sont toujours la cause de la diminution de Ξ en-deça de 1 pour les cycles avancés. En effet, le terme de convergence axiale $E(\varepsilon_{\mathrm{axiale}})$ n'est jamais suffisamment pénalisant pour contrebalancer le terme de burnup $B(\langle\bar{\mathcal{B}}^{e}\rangle)$ lorsque $\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{jk,j}\leq\bar{\mathcal{P}}^{\lim}_{jk,j}$. À l'exception du cycle D avec $c_{\mathrm{BL}}=30$, du cycle E avec $c_{\mathrm{BL}}=60$ ou $c_{\mathrm{BL}}=70$ pour lesquels $\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{jk}>\bar{\mathcal{P}}^{\lim}_{jk}$, ce sont les contraintes de puissance de canal $\bar{\mathcal{P}}^{\lim}_{j}$ qui sont activées les premières. Pour le cycle de référence, $B(\langle\bar{\mathcal{B}}^{e}\rangle)$ devient inférieur à 1 dès que $c_{\mathrm{BL}}>0$, alors que $E(\varepsilon_{\mathrm{axiale}})=P(\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{jk},\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{j})=0$. Pour le cycle F, la contrainte sur la fréquence de rechargement $\bar{\mathcal{F}}$ est activée dès que $c_{\mathrm{BL}}>0$ puisque la modification des BC a augmenté $\bar{\mathcal{F}}$ jusqu'à une valeur tout juste inférieure à celle du cycle de référence (c.f. section 7.5.2), ne laissant alors aucune marge pour l'augmentation du taux de capture dans le cœur, malgré l'effet BL/BC qui aurait pu faire décroître $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ légèrement. Le critère 6.28 relatif à Ξ est également sollicité pour des dopages $c_{\mathrm{BL}}=-90$ pour les cycles D et E. Pour le cycle D, $\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{jk}=898$ kW se situe à la position axiale $k=10$ du canal M-14, i.e. sur un

des plans z où les barres liquides agissent directement. Pour le cycle E, $\bar{\mathcal{P}}_j^{\max} = 6788$ kW est localisée au canal L-21, c'est-à-dire à l'interface entre la partie remplie et vide de barres liquides, ce qui confirme que le patron $\mathcal{E}_j$ rend le contrôle difficile pour les BL.

Les contraintes de puissance des états instantanés ne sont que très peu sollicitées lors de la sélection des dopages admissibles pour les BL. Les contraintes liées au cœur frais ne sont jamais activées, mais des tests avec les BC modifiées du cycle B ont montrés que la limite $\mathcal{P}_{j,\text{frais}}^{\lim}$ était systématiquement dépassée pour tous les dopages considérés. Ceci confirme et renforce les observations faites à la section 7.5.2, puisque l'effet BL/BC alors négligé n'est pas en mesure de rendre les BC adéquates pour l'aplatissement de la distribution de puissance de canal du cœur frais. Concernant le cœur âgé, de manière générale, les pointes de puissance diminuent grandement lorsque les BL sont dopées à l'acide borique, tellement que pour plusieurs cas, la relaxation de 10% des contraintes $\mathcal{P}_{jk,j,\text{âgé}}^{\lim}$ devient inutile.

Pour la plupart des dopages des BL, les objectifs d'optimisation $\delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$ sont rencontrés, principalement puisque $\delta\rho_{\text{BC}} > \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$. On remarque toutefois que pour de fortes concentrations d'eau lourde, $\delta\rho_{\text{BC}} < \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$. Ceci est principalement dû à la diminution du niveau de flux à l'emplacement des BC causée par le réajustement de la stratégie de rechargement suite au dopage des BL. En effet, lors d'une diminution du taux d'absorption des BL, le niveau de flux sur les plans extrêmes en z augmente, tandis qu'il diminue légèrement au centre. Donc, généralement plus le dopage à l'eau lourde est faible, ou plus c_{BL} est grand, plus $\delta\rho_{\text{BC}} - \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$ est grand. Sur le domaine des dopages des BL ($c_{\text{BL}} \in [-90, 100]$), l'effet BL/BC mesuré par $\delta\rho_{\text{BC}} - \delta\rho_{\text{BC}}^{\text{objectif}}$ varie dans les intervalles [-8,57], [-59,51], [212,314], [16,111], [28,211], [-58,211] et [-16,115] pcm pour les cycles 0, A, B, C, D, E et F respectivement. Étant donné la discrétisation relativement grossière de l'espace $M_{n_{\text{radiale}}}$ considérée dans l'optimisation de $\vec{\mathcal{R}}(n_S)$ (c.f. section 6.4.3), l'augmentation du taux d'absorption des BL n'engendre pas nécessairement une augmentation de $\delta\rho_{\text{BC}}$, mais une tendance générale est tout de même décelée.

Le critère 8.35 est violé uniquement pour les dopages à l'eau lourde qui rendent les compartiments liquides trop peu absorbants pour gérer les distributions de puissances durant la période d'ajustement de la réactivité. L'élimination des dopages par ce critère ramène le domaine de dopages admissibles pour tous les cycles à des intervalles bien définis, i.e. sans dopage c_{BL} admissible isolé entre deux dopages éliminés . Ceci illustre bien le comportement recherché par le dopage des barres liquides qui devrait en principe montrer une tendance générale à améliorer (i.e. diminuer) le contrôle spatial total lorsque c_{BL} augmente, et à augmenter les avantages économiques lorsque c_{BL} diminue, laissant ainsi place à un optimum. Bien que cette tendance générale est observable par les valeurs de la fonction objectif Θ, il demeure néanmoins que la complexité et la forte non linéarité du phénomène modélisé ici,

rend le comportement de $\Theta(c_{\mathrm{BL}})$ complexe et présentant plusieurs pics. Notons que ce comportement est directement attribuable à $\tilde{\mathcal{C}}(c_{\mathrm{BL}})$, puisque $\Xi(c_{\mathrm{BL}})$ est une fonction monotone décroissante de c_{BL}.

L'analyse détaillée des valeurs de Θ présentée au tableau 8.7 révèle que pour le cycle de référence, une augmentation du burnup moyen de sortie pourrait être réalisée en considérant un dopage à 10%v. d'eau lourde des barres liquides. En effet, même si les cas avec $c_{\mathrm{BL}} = -10$ et $c_{\mathrm{BL}} = 0$ présentent tous deux $\Theta \to \infty$, indiquant que $\tilde{\mathcal{C}} = 0$, Ξ est plus élevée si c_{BL} est plus faible. Pour tous les cycles, une tendance générale est observée : plus c_{BL} augmente, plus Θ est élevée, indiquant que la diminution relative du burnup moyen de sortie $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ est inférieure à la diminution relative du contrôle spatial total $\tilde{\mathcal{C}}$. Toutefois, pour les cycles A, B et D, deux maxima de Θ sont observés sur le domaine admissible. Toutefois, pour ces cas, les maxima de Θ sont plus grands lorsque c_{BL} augmente. Pour le cycle C, trois pointes sont observées à $c_{\mathrm{BL}} = 10, 40$ et 70, mais la pointe à $c_{\mathrm{BL}} = 70$ est plus faible ($\Theta = 251$) qu'à $c_{\mathrm{BL}} = 40$ ($\Theta = 255$). Pour le cycle, E et F, une croissance monotone de Θ est observée lorsque c_{BL} augmente, montrant encore une fois que $\tilde{\mathcal{C}}$ domine le comportement de Θ. Les dopages optimaux des BL pour les cycles de combustible sélectionnés sont présentés au tableau 8.8.

Tableau 8.8 Dopages optimaux des barres liquides pour les cycles de combustible sélectionnés.

Cycle	0	A	B	C	D	E	F
c_{BL}^{opt}	-10	60	100	40	20	50	0

8.5.4 Caractéristiques des cycles et des mécanismes de réactivité optimisés

Maintenant que nous avons sélectionné le dopage optimal des barres liquides pour chacun des cycles sélectionnés, on peut maintenant analyser l'impact de ces modifications sur les banques de réactivité des BL et des BC (couplage BL/BC), sur les mesures du contrôle des barres liquides pour les deux suites de perturbations simulées, ainsi que sur les deux composantes de la gestion du combustible (couplage BL/GC). Rappellons que la sélection des dopages admissibles c_{BL} s'est effectuée en accord avec tous les critères de sélection imposés dans cette étude et que par conséquent, les couplages BL/BC et BL/GC ne remettrent pas les conclusions obtenues précédemment en défaut.

Banques de réactivité des barres de compensation et des barres liquides

Le tableau 8.9 présente les banques de réactivité $\delta\rho_{\uparrow}$, $\delta\rho_{\downarrow}$, $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ des barres liquides et la banque de réactivité totale des barres de compensation $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ pour les cycles sélectionnés avec les barres liquides dopés avec les c_{BL}^{opt} présentés au tableau 8.8. Les valeurs, après la

modification des barres de compensation, sont présentées aux tableaux 7.13 et 8.4. Étant donné que $c_{\mathrm{BL}}^{opt} = -10$ pour le cycle de référence, on observe des diminutions de -5,72%, -6,41% et de -6,11% pour $\delta\rho_{\uparrow}$, $\delta\rho_{\downarrow}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ respectivement. Pour le cycle F, aucun changement n'est observé puisque $c_{\mathrm{BL}}^{opt} = 0$. Dans tous les autres cas, les banques de réactivité ont augmentées (en valeur absolue), en particulier $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ a augmentée de 30,68% (cycle D) à 73,47% (cycle B). Notons tout de même que les performances du cycle B avec les barres liquides nominales remet en question le choix d'un dopage à l'acide borique aussi intense que 2 500 ppm. Ceci revient au questionnement soulevé concernant la normalisation de Ξ par rapport à $\tilde{\mathcal{C}}$ dans la fonction objectif Θ. D'autre part, le couplage effectif BL/BC demeure relativement faible pour tous les cycles, ne faisant varier $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ que de 1,12% pour le cycle 0 à 5,83% pour le cycle E. Ceci confirme notre choix de traiter d'abord les BC, puis les BL dans la stratégie de modifications des mécanismes de réactivité adoptée au chapitre 7.

Tableau 8.9 Banques de réactivité $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$, $\delta\rho_{\uparrow}$, $\delta\rho_{\downarrow}$ et $\delta\rho_{\mathrm{BL}}$ à l'équilibre du rechargement avec les barres liquides sélectionnées.

Banques	0	A	B	C	D	E	F
$\delta\rho_{\uparrow}$	-313	-335	-394	-317	-281	-319	-222
$\delta\rho_{\downarrow}$	394	448	541	418	375	449	282
$\delta\rho_{\mathrm{BL}}$	707	783	935	735	656	768	503
$\delta\rho_{\mathrm{BC}}$	1713	1112	1237	1042	1754	1996	1551

Mesures du contrôle des barres liquides optimales

Les tableaux 8.10 et 8.11 présentent les mesures du contrôle des barres liquides optimales pour la période normale de rechargement et la période d'ajustement de la réactivité. En comparant les résultats avec ceux du tableau 8.5 pour la période normale de rechargement, $\langle\bar{\mathcal{Y}}_{\ell}\rangle$ varie de moins de 3% dans tous les cas, confirmant ainsi la dépendance directe de ce paramètre à la fréquence de rechargement $\bar{\mathcal{F}}$, qui a été calculée explicitement pour chacun des cycles et des dopages du domaine discrétisé. De plus, toutes les mesures moyennes du contrôle spatial sont plus faibles (jusqu'à 1,31%) ou égales à celles obtenues avec les barres liquides nominales. Il en va de même pour les mesures d'amplitude du contrôle des pointes de puissance de grappe et de canal diminuant d'au plus 6,85% et 3,97% respectivement. Toutefois, $\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$ augmente pour les cycles A, B, C, D et E, mais toujours de moins de 3,6%. Une diminution de 0,66% est observé pour le cycle de référence. L'effet le plus important est observée sur $\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\max}$ qui décroît de 10,28% pour le cycle A et de 17,33% pour le cycle C avec le dopage des BL. Néanmoins, $\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\max} = 100\%$ pour le cycle D indiquant que le domaine des dopages admissibles est trop restreint pour contrôler efficacement ce paramètre pour ce

cycle particulier. Enfin, les variations des basculements demeurent inférieures à 1,2% pour les moyennes et à 2,2% pour les amplitudes dans tous les cas.

Tableau 8.10 Mesures de l'efficacité des barres liquides optimales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période normale de rechargement [%].

Mesure	0	A	B	C	D	E	F
$\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$	50,25	56,03	53,11	58,47	58,09	55,32	54,03
$\| \vec{\bar{\mathcal{C}}} \|$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,16	0,00	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_{jk}$	0,00	0,00	0,00	0,06	0,03	0,05	0,03
$\bar{\mathcal{C}}_j$	0,00	0,61	0,04	1,58	0,07	0,00	0,36
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{h/b}} \rvert$	0,63	3,41	1,68	3,19	2,14	1,87	2,10
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{g/d}} \rvert$	0,56	0,89	0,57	0,79	1,10	0,83	0,76
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{a/a}} \rvert$	0,16	1,29	0,23	1,94	2,06	1,83	1,47
$\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\mathrm{max}}$	26,00	89,72	82,22	82,66	100,00	97,47	99,66
$\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\mathrm{max}}$	3,28	11,90	7,78	13,02	19,66	18,43	11,08
$\mathcal{C}_{jk}^{\mathrm{max}}$	0,00	1,32	0,00	7,01	5,15	6,73	3,57
$\mathcal{C}_j^{\mathrm{max}}$	0,00	6,43	1,40	9,39	3,36	0,27	6,75
$B_{\mathrm{h/b}}^{\mathrm{max}}$	1,63	8,17	4,73	8,95	8,48	9,25	6,29
$B_{\mathrm{g/d}}^{\mathrm{max}}$	1,83	3,93	2,94	4,26	6,26	6,31	3,45
$B_{\mathrm{a/a}}^{\mathrm{max}}$	0,41	2,72	0,86	4,03	4,52	4,11	3,40

Pour la période d'ajustement de la réactivité, très peu de changements sont notoires par rapport aux résultats obtenus avec les barres liquides nominales au tableau 8.6. Notons simplement les variations de $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ conséquentes aux variations de la banque de réactivité $\delta\rho_\downarrow$ des barres liquides dopées. Une augmentation de $\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$ de 1,46% est décelée pour le cycle de référence, tandis qu'une diminution de 4,78% est observée pour le cycle B. De plus, le dopage à l'eau lourde des BL pour le cycle 0 fait augmenter $\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\mathrm{max}}$ de 21,33%, tandis que la différence est de 4% et moins pour les autres cas. Toutes les autres mesures varient de moins de 2% par rapport aux BL nominales.

Tableau 8.11 Mesures de l'efficacité des barres liquides optimales pour les cycles de combustible sélectionnés durant la période d'ajustement de la réactivité [%].

Mesure	0	A	B	C	D	E	F
$\langle \bar{\mathcal{Y}}_\ell \rangle$	38,65	29,07	29,00	29,17	33,84	35,18	36,92
$\| \vec{\bar{\mathcal{C}}} \|$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_{jk}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\bar{\mathcal{C}}_j$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{h/b}} \rvert$	0,62	0,56	0,77	0,64	0,93	0,93	0,63
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{g/d}} \rvert$	0,48	0,59	0,19	0,69	0,55	0,43	0,47
$\lvert \bar{B}_{\mathrm{a/a}} \rvert$	0,76	1,16	0,39	1,80	2,62	2,13	1,16
$\mathcal{Y}_{\mathrm{amp}}^{\max}$	55,33	0,00	11,00	0,00	3,00	6,00	0,00
$\| \vec{\mathcal{C}} \|^{\max}$	0,79	0,00	0,18	0,00	0,77	0,13	0,00
$\mathcal{C}_{jk}^{\max}$	0,35	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\mathcal{C}_j^{\max}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$B_{\mathrm{h/b}}^{\max}$	1,48	1,77	1,55	2,39	4,07	4,30	2,66
$B_{\mathrm{g/d}}^{\max}$	1,09	1,57	0,93	1,70	2,47	2,46	1,39
$B_{\mathrm{a/a}}^{\max}$	2,00	1,56	2,04	2,63	4,47	4,67	2,13

Gestion du combustible

Les tableaux 8.12 et 8.13 présentent les principales caractéristiques des cycles sélectionnés dotés des mécanismes de réactivité optimaux à l'équilibre du rechargement et dans les états instantanés respectivement. Le principal changement dû à la variation de la composition des barres liquides est une diminution du burnup moyen de sortie $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ de 3,37% pour le cycle A, 6,23% pour le cycle B, 2,51% pour le cycle C, 1,02% pour le cycle D et 2,27% pour le cycle E. Notons que par rapport aux mécanismes de réactivité nominaux, $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ pour les cycles D, E et F diminue respectivement de 4,52%, 7,81% et 3,67%. Des augmentations relatives du même ordre sont observées pour les fréquences de rechargement $\bar{\mathcal{F}}$. Toutefois, on remarque qu'une augmentation de 0,7% de $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ et une diminution de $\bar{\mathcal{F}}$ de 0,6% seraient réalisables pour le cycle de référence en dopant les barres liquides avec 10%v. d'eau lourde. Toutefois, une légère augmentation de 36 pcm du besoin d'empoisonnement initial $\delta k_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{frais}}$ est à considérer. Pour les cycles avancés par contre, la modification des BC et des BL mène à des diminutions de $\delta k_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{frais}}$ allant de 263 pcm (cycle C) à 1501 pcm (cycle E). Pour les cycles D et E, 166 pcm et 327 pcm respectivement de la diminution est due à la seule modification des barres liquides. Les pointes de puissances de grappe et de canal demeurent relativement faibles par rapport aux limites instantanées applicables pour le cœur frais, indiquant que la disposition des grappes de combustible appauvri ne nécessite pas plus de précaution que pour le cycle de référence. Toutefois, pour le cœur âgé, une augmentation de $\mathcal{P}_{j,\mathrm{âgé}}^{\max}$ pour les cycles C, D et

E est observée, tandis que $\mathcal{P}^{\max}_{jk,\text{âgé}}$ diminue dans tous les cas sauf pour les cycles 0 et D, pour lesquels ce paramètre demeure à peu près constant malgré les modifications apportées aux BC et/ou aux BL.

Tableau 8.12 Principales caractéristiques des cycles avancés à l'équilibre du rechargement avec les barres liquides sélectionnées.

Cycles	$\varepsilon_{\text{axiale}}$	$\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{jk}$ [kW]	$\bar{\mathcal{P}}^{\max}_{j}$ [kW]	$\langle\bar{\mathcal{B}}^{e}\rangle$ [GWj/T$_{\text{nl}}$]	$\mathcal{R}_2$	$\mathcal{R}_3$	$\bar{\mathcal{F}}$ [jour^{-1}]
0	3,512E-4	835	6700	7,305	0,96875	0,90625	1,77
A	2,021E-4	845	6621	22,281	1,0625	0,9375	1,18
B	1,839E-4	799	6659	17,455	1,0625	0,90625	1,60
C	5,513E-5	808	6633	31,880	1,0625	0,9375	0,87
D	3,009E-4	851	6693	24,083	0,9375	0,9375	1,16
E	3,224E-4	860	6686	16,804	0,96875	0,96875	1,56
F	2,467E-4	818	6673	14,704	1	0,96875	1,78

Tableau 8.13 Principales caractéristiques des cycles avancés pour le cœur frais et le cœur âgé avec les barres liquides sélectionnées.

Cycles	ÂGÉ			FRAIS		
	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}^{\max}_{jk}$ [kW]	$\mathcal{P}^{\max}_{j}$ [kW]	δk_{eff} [pcm]	$\mathcal{P}^{\max}_{jk}$ [kW]	$\mathcal{P}^{\max}_{j}$ [kW]
0	40	908	7069	6556	799	6985
A	34	876	7200	18410	845	7085
B	12	845	6901	13370	861	7142
C	56	910	7399	20898	837	7090
D	68	1012	7841	22100	760	6611
E	57	1018	7776	21620	776	6566
F	29	937	7252	17410	756	6702

Conversion fertile et utilisation des fissiles

Une fois les mécanismes de réactivité sélectionnés pour chacun des cycles, on peut analyser l'effet des modifications sur la conversion fertile et l'utilisation des noyaux fissiles en comparant le $FIR(\bar{t}^{e})$, Ξ/EEN et Ξ/QUN (c.f. section 6.7.4) avec les valeurs obtenues pour les mécanismes nominaux au tableau 6.9. Le tableau 8.14 présente ces paramètres obtenus avec les mécanismes de réactivité optimisés pour les cycles sélectionnés. Toutes les variations par rapport aux résultats du tableau 6.9 s'expliquent par la variation de $\langle\bar{\mathcal{B}}^{e}\rangle$ due aux modifications des mécanismes. D'abord, pour le cycle de référence, $\langle\bar{\mathcal{B}}^{e}\rangle$ augmente de 0,7%, ce

qui fait diminuer $FIR(\bar{t}^e)$, mais augmenter Ξ/EEN et Ξ/QUN. Pour tous les autres cycles, $\langle \bar{\mathcal{B}}^e \rangle$ diminue et donc $FIR(\bar{t}^e)$ augmente, mais Ξ/EEN et Ξ/QUN diminuent. Dans tous les cas, les variations sont faibles : 1,6% ou moins pour le $FIR(\bar{t}^e)$, 7,8% pour le Ξ/EEN et 6,2% pour le Ξ/QUN. Les analyses menées à la section 6.7.4 demeurent valides, toutefois il est imporant de souligner qu'avec les barres liquides optimisées, le cycle B est devenu moins performant que le cycle de référence du point de vue de Ξ/EEN. Pourtant ce cycle présentait les meilleures performances du point de vue des mécanismes de réactivité lors des analyses, mais le dopage très intense des barres liquides qui a été sélectionné par l'intermédiaire de la fonction objectif Θ a fortement détériorée les avantages de ce candidat. Ceci confirme que la normalisation de Θ n'est pas nécessairement adaptée à tous les cycles et suggère l'utilisation de critères supplémentaires relatifs à Ξ/EEN et Ξ/QUN, de la sélection des combustibles au chapitre 4 à la sélection des barres liquides.

Tableau 8.14 Facteur d'inventaire fissile en fin de cycle $FIR(\bar{t}^e)$ et mesures normalisées Ξ/EEN et Ξ/QUN de l'utilisation des noyaux fissiles pour les cycles sélectionnés avec les mécanismes de réactivité optimisés.

Cycles	0	A	B	C	D	E	F
$FIR(\bar{t}^e)$	0,707	0,575	0,693	0,547	0,517	0,495	0,595
Ξ/EEN	1,007	1,311	1,005	1,524	1,392	1,264	1,121
Ξ/QUN	1,007	2,185	1,141	1,563	1,728	∞	∞

CHAPITRE 9

CONCLUSION

Ce travail de recherche a mis de l'avant plusieurs contributions importantes tout au long de la validation de l'hypothèse de recherche. D'abord, les points forts de la thèse sont résumés, puis les perspectives de la méthode développée et des avenues futures d'analyse sont présentées.

9.1 Résumé des travaux et principaux résultats

L'hypothèse motivant ce travail de recherche est l'existence de cycles de combustible avancés à forte teneur en thorium offrant de meilleures performances économiques que le cycle à l'uranium naturel dans les réacteurs CANDU et contrôlable par l'entremise de légères modifications au SRR. Cette hypothèse a été confirmée par le développement et l'application systématique d'un processus de sélection de cycles de combustible avancés et de méthodes d'optimisation des mécanismes de réactivité gérés par le SRR. En effet, les résultats obtenus pour les six cycles de combustible avancés ont montré que le burnup moyen de sortie, l'énergie extraite par noyau fissile et l'énergie extraite de l'uranium de source naturelle pouvaient être significativement améliorés par rapport au cycle de référence, tout en gardant les marges de sûreté et les contraintes de conception associées aux barres de compensation et aux barres liquides. De plus, nous avons montré que le dopage de l'eau légère des barres liquides avec 10%v. d'eau lourde pour le cycle à l'uranium naturel permettrait une économie d'environ 0,7% en ressources fissiles naturelles, sans détériorer le contrôle sur la réaction.

Plus spécifiquement, au niveau du choix des combustibles étudiés, nous avons mis en valeur l'utilisation du DUPIC comme combustible d'entraînement pour l'irradiation du thorium. La grande teneur en noyaux fissiles du DUPIC a permis d'atteindre des taux de combustion élevé, et une très bonne utilisation des ressources, notamment dans les configurations hétérogènes. Toutefois, l'uranium enrichi permet d'atteindre de meilleures performances économiques en général. Notons que l'utilisation du DUPIC pour la génération d'un stock d'^{233}U serait plus problématique en raison des noyaux lourds absorbants s'y retrouvant, comme en témoigne les faibles rapports d'inventaire fissiles observés pour les cycles à forte teneur en DUPIC.

Pour la sélection préliminaire des combustibles alternatifs, une approche à deux niveaux de précision a été utilisée. Elle s'est avérée très utile pour évaluer rapidement le potentiel d'un grand nombre de cas ainsi que pour cerner où l'effort de calcul devait être investi. Nous

avons également mis en place une procédure d'optimisation de la quadrature d'intégration numérique et de la discrétisation spatiale de la cellule basée sur un modèle finement discrétisé. À cet effet, nous aurions eu avantage à augmenter le nombre maximal de régions de la discrétisation cartésienne du modérateur en bordure de la cellule ($n_{\text{mod}}^{\text{car}} > 4$) pour vraiment confirmer la convergence spatiale des sources dans cette région.

Ensuite, nous avons développé des modèles de supercellule basés sur une méthode de représentation pseudo-exacte des structures en *clusters* des sections de mécanisme de réactivité et des grappes de combustibles et destinés à produire des bases de données perturbatives de réacteur précises à moindre coût. Tout en conservant une précision comparable au modèle CC-4 avec $d_{3D} = 400$ cm^{-2} et $N_\Omega = 8$, l'effort de calcul a été diminué environ d'un facteur 8 en passant au modèle AC-4, en diminuant la densité de lignes d'intégration et en profitant des similitudes entre les états de la supercellule pour différents types de section de mécanismes. Notons toutefois que la méthode des caractéristiques aurait pu être utilisée pour accélérer encore davantage les calculs en profitant de la possibilité d'initialiser la solution de transport pour les états IN par ceux obtenus pour l'état OUT correspondant, elles-mêmes initialisées par l'état NO. Il aurait également été intéressant de comparer les résultats obtenus par l'approche pseudo-exacte avec ceux d'un calcul Monte Carlo en géométrie exacte pour vraiment quantifier l'erreur de modélisation commise lors du raccourcissement des structures. De plus, une optimisation de la discrétisation spatiale de la supercellule serait importante à réaliser pour s'assurer de la convergence spatiale des sources, notamment dans le modérateur.

Ensuite, nous avons développé une approche basée sur la physique des rechargements en marche pour déterminer l'équilibre du rechargement en plus d'avoir explicité la distinction entre les zones de combustion et de rechargement. Le contrôle serré des paramètres d'entrée lors de la recherche de l'équilibre du rechargement a permis de démontrer l'existence de cet état invariant du cœur pour un très grand nombre de cycles avancés. Nos résultats ont montré que la stratégie axiale $n_S = 8$ est mal adaptée aux combustibles plus réactif que l'uranium naturel. Il aurait été donc plus intéressant d'utiliser $n_S = 2$ et de considérer des options de relocalisation ou d'élimination de certains mécanismes de réactivité.

La méthode d'optimisation de la stratégie radiale rechargement $\vec{\mathcal{R}}$ développée permet de déterminer rapidement un optimum de la fonction objectif Ξ sur le domaine investigué. Pour un nombre fixé de recherche de l'équilibre du rechargement, le domaine $\mathcal{R}_z < 1$ aurait avantage à être beaucoup plus représenté que $\mathcal{R}_z > 1$, surtout si peu de zones de combustion sont utilisées. Toutefois, il aurait été préférable de permettre aux domaines associés aux phases d'intensification de se chevaucher davantage pour ne pas bloquer $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$ dans une partie de l'espace R, tel qu'observé lors de l'optimisation des barres de compensation. Un plus grand nombre de phases d'intensification serait également profitable pour permettre un meilleur

couplage entre les domaines investigués, mais aussi pour améliorer la précision sur $\vec{\mathcal{R}}_{opt}$.

De plus, nous avons établi un processus de sélection des combustibles tenant compte de certains états instantanés du cœur, ce qui n'avait pas été fait dans les études précédentes utilisant OPTEX. Pourtant, l'évaluation des caractéristiques des cycles pour le cœur frais et le cœur âgé a permis de discriminer plusieurs cas problématiques présentant des caractéristiques moyennes dans le temps acceptables.

La méthode développée pour la modification des barres de compensation permet d'augmenter ou de diminuer la banque de réactivité statique des barres pour atteindre des objectifs avec une bonne précision. À cet effet, nous avons implémenté avec succès un modèle simplifié permettant de tenir compte des pannes des MC, ce qui n'avait pas été fait auparavant dans des études similaires. Les résultats ont pourtant montré que la banque de réactivité nécessaire pour conserver la période d'ajustement de la réactivité était souvent supérieure à celle nécessaire pour la conservation de la période de décision et d'action de l'opérateur lors du déclenchement d'un SAU. Toutefois, la diminution de $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ n'a pas permis d'augmenter le burnup moyen de sortie comme on aurait pu s'y attendre. Bien que le faible nombre de zones de combustion et le nombre inégal de canaux dans chacune des zones soient grandement en cause, il serait possible d'implémenter une itération externe supplémentaire qui effectuerait le profilage des barres selon leur hauteur pour parvenir à l'aplatissement optimal de la distribution de puissance. On pourrait aussi considérer d'éliminer certaines barres pour les cycles nécessitant moins de réactivité que celle fournie par les barres nominales.

Enfin, nous avons mis en place avec succès une méthode itérative de réponse des barres liquides pour différentes perturbations normales du cœur. Nous avons aussi défini plusieurs mesures du contrôle des barres liquides sur la distribution de puissance dans le réacteur qui ont servi à analyser le comportement des barres dopées à l'eau lourde ou à l'acide borique, ce qui n'avait pas été fait auparavant. Cette analyse a permis de conclure que les dopages faibles à l'acide borique permettent d'améliorer le contrôle des mécanismes sur la distribution de puissance, mais détériore les performances économiques du cycles, tandis qu'un dopage élevé engendre généralement des puissances de canal trop grandes pour les contraintes imposées. Pour le dopage à l'eau lourde, ce sont surtout les sauts brusques de réactivité lors de l'extraction des bancs de barres de compensation pendant de la période d'ajustement de la réactivité qui limitent la possibilité d'améliorer les performances économiques des cycles.

9.2 Avenues de recherche futures

Malgré les contributions originales de ce travail, les méthodes pourraient être perfectionnées et plusieurs analyses supplémentaires pourraient être menées.

D'abord, il est très important de souligner que nous n'avons pas pris en compte la résistance des gaines à l'irradiation, et qu'il est impensable avec les grappes actuelles, d'atteindre des burnup de grappes aussi élevés que ceux obtenus lors de l'optimisation du rechargement. Ainsi, l'approche utilisée illustre le potentiel des combustibles considérés, mais est tout de même limitée au point de vue du réalisme de l'utilisation des options identifiées. De plus, aucun des coefficients de réactivité de cellule n'ont été investigué, même si le coefficient de réactivité du vide positif est le talon d'Achille des réacteurs CANDU et qu'il a été placé au cœur de la conception de l'ACR. Le concept actuel de l'EC6 abonde tout de même dans le même sens que notre étude, à savoir que la panoplie de mécanismes de réactivité présents dans le réacteur et la redondance des SAU permettent d'éviter les dégâts potentiels au réacteur et à l'environnement, même en cas de perte du caloporteur. Les coefficients de réactivité associées aux températures (et aux densités) du combustible, du caloporteur et du modérateur sont également très importants à étudier, surtout en présence de thorium, mais nécessiteraient des études thermohydrauliques pour déterminer l'équilibre thermique dans les canaux chargés de tels combustibles.

En fait, pour tenir compte de tous ces paramètres non investigués dans notre étude, il serait préférable de résoudre le problème inverse, c'est-à-dire minimiser l'enrichissement équivalent du combustible pour une teneur en thorium fixée et un burnup moyen de sortie imposé et réaliste pour les grappes. La minimisation de l'empoisonnement du combustible dans le crayon central pour obtenir un coefficient de réactivité du vide négatif durant toute l'irradiation pourrait également être implémentée. De cette façon, l'approche paramétrique de l'étude de l'enveloppe de combustible serait remplacée par une procédure d'optimisation multivariable permettant de déterminer des combustibles, pouvant contenir des composantes fissiles différentes, répondant à des contraintes d'optimisation implicites plutôt qu'à des critères de sélection vérifiés *a posteriori*.

Au point de vue de la génération des bases de données réacteur, plusieurs améliorations pourraient être apportées à l'approche adoptée. En effet, la paramétrisation des sections efficaces macroscopiques en fonction de la puissance locale en plus du burnup aurait permis d'établir des modèles de cœur beaucoup plus réalistes. D'autre part, la condensation classique à 2 groupes d'énergie pour les modèles de cœur CANDU n'a pas été requestionnée, mais il est probable que plus de groupes soient nécessaires pour suivre convenablement le comportement des cycles en diffusion. Une étude comparative des calculs de cœur en fonction du nombre de groupes d'énergie serait intéressante à réaliser pour éclaircir ce point.

Pour les modèles des états instantanés du cœur, la relaxation des contraintes de puissance associées au cœur âgé montre l'importance de l'optimisation du patron d'âge $\mathcal{O}_j$. Pour ce faire, des blocs regroupant toujours le même nombre de canaux positionnés à une distance

radiale fixée du centre du cœur serait avantageuse pour refléter l'optimisation à l'équilibre du rechargement qui s'effectue sur des zones de combustion radiales. Ceci permettrait d'éviter de créer des points chauds lorsque l'algorithme rencontre une région fictive ou de réflecteur et passe au prochain bloc. Une méthode hybride pourrait également être implémentée et permettrait de profiter des avantages des approches statistique et déterministe. En effet, une approche statistique contrainte par les règles du rechargement permettrait de générer rapidement des patrons d'âge conservateurs du point de vue de la sûreté, tout en permettant une modélisation réaliste de l'attitude de l'opérateur.

Lors de la modification des barres de compensation, les résultats des modèles de cellules simplifiés ont été utilisé pour définir les objectifs de l'optimisation, par contre la simulation explicite du mode d'ajustement de la réactivité a montré que la position nominale des barres liquides imposées pour cette simulation surestimait largement l'absorption qu'elles introduisent dans le cœur. Ainsi, une optimisation dans un modèle explicite de cœur, où les sections efficaces des régions de combustible seraient paramétrisées en fonction du burnup et de la puissance locale, serait préférable. De plus, pour définir les objectifs d'optimisation de chacun des bancs, nous avons imposés que les banques de réactivité relatives des bancs soient les mêmes que pour le cycle de référence, ce qui a résulté en la saturation des géométries pour les bancs avec une grande banque de réactivité. Idéalement, on aurait dû conserver les banques relatives de réactivité des barres nominales pour chaque cycle, puisque celles-ci sont entre autre dues à l'optimisation du rechargement et à la stratégie axiale. Avec des objectifs plus ajustés à chacun des cycles, on pourrait considérer d'améliorer la précision de la procédure d'interpolation. Par exemple, à partir de la deuxième itération géométrique, on pourrait utiliser l'information générée lors de l'itération précédente pour définir des fonctions d'interpolation quadratiques et ainsi partiellement tenir en compte de l'écrantage spatiale de l'enveloppe externe d'acier sur la tige centrale. On pourrait aussi diminuer la quantité de ^{113}Cd nécessaire pour un objectif donné en dopant uniquement l'enveloppe externe.

Pour les barres liquides, il serait intéressant d'introduire la composante non-linéaire de réponse des barres, à savoir que les compartiments presque remplis ou vidés sont moins sollicités lors de la réponse globale. Toutefois, pour simuler adéquatement le rechargement en marche des cycles avancés, il est primordial de développer une procédure automatique de sélection des canaux qui pourrait se baser sur une fonction objectif tenant compte à la fois des contraintes de puissance, du niveau moyen des barres liquides, des règles de rechargement et de la maximisation du burnup. En effet, l'utilisation d'un patron de rechargement explicite $\mathcal{E}_j$ unique a forcée la relaxation des contraintes de puissance applicables pour la plupart des cycles investigués, et donc a mitigé la comparaison possible du contrôle des barres liquides pour les différents cycles. De plus, la fonction objectif Θ a été défini avec une normalisation

arbitraire, mais les résultats du cycle B montrent clairement l'inadéquation de cette normalisation, forçant un dopage de l'eau légère avec 2 500 ppm d'acide borique. Il serait intéressant d'investiguer comment la prise en compte explicite de la période d'ajustement de la réactivité dans la fonction objectif pourrait permettre de la lisser et comment cela modifierait les extremums déterminés.

Malgré les nombreuses améliorations possibles, les méthodes développées peuvent servir à plusieurs autres études sur des cycles de combustible avancés ainsi qu'à la modification des barres solides de réglage et des barres d'arrêt. Initialement, la modification de ces barres étaient prévue dans le projet et aurait pu s'effectuer par la même méthode que celle utilisée pour les barres de compensation. Toutefois, des tests ont montré que l'épaisseur de cadmium ne pouvait être augmentée efficacement pour accroître les banques de réactivité des barres nominales qui sont de 30% à 40% inférieures à celles du cycle de référence. En fait, les barres possèdent un diamètre si grand qu'il est impossible d'ajouter du cadmium en périphérie sans modifier le pas du réseau. En augmentant l'épaisseur de la couche de cadmium vers le centre des barres, la banque de réactivité statique ne varie pratiquement pas puisque l'absorption y est déjà presque saturée. Il faudrait alors considérer un noyau plus absorbant, comme le ^{155}Gd, ou ajouter des barres dans le réacteur. Quoiqu'il en soit, la conservation de l'efficacité des barres solides de réglage et des barres d'arrêt doit s'effectuer en cinétique, puisqu'elles servent principalement à abaisser la puissance globale du réacteur subitement, mais l'approche statique développée ici basée sur des exigences fonctionnelles pourrait servir de prémice à l'élaboration d'une procédure plus générale.

Il serait aussi très intéressant d'investiguer en détail la possibilité de dédier la couronne de canaux périphérique à l'irradiation de grappes remplies uniquement de $^{232}ThO_2$ de manière à former une sorte de couverture fertile rechargeable en marche. On pourrait ainsi tenter d'atteindre des performances économiques intéressantes dans la partie centrale, tout en produisant efficacement des noyaux d'^{233}U, en déchargeant les grappes de thorium lorsqu'une quantité suffisante de ^{233}Pa s'est accumulée dans le combustible, laissant ainsi une grande partie de l'^{233}U récoltable se former hors du flux neutronique. La superposition de deux cœurs aux propriétés très différentes devraient être étudiée en détail, tout comme la notion d'équilibre du rechargement dans un tel réacteur. La fréquence des rechargements devrait alors être placée au centre des techniques d'optimisation pour éviter de surmener les MC.

RÉFÉRENCES

AGENCE INTERNATIONALE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE (1999). Evolutionary water cooled reactors : Strategic issues, technologies and economic viability. Rapport technique IAEA-TECDOC-1117, IAEA, Nuclear Power Technology Development Section, Viennes, Autriche.

AGENCE INTERNATIONALE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE (2002). Thorium fuel utilization : Options and trends. Rapport technique IAEA-TECDOC-1319, IAEA, Nuclear Power Technology Development Section, Viennes, Autriche.

AGENCE INTERNATIONALE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE (2005). Thorium fuel cycle - Potential benefits and challenges. Rapport technique IAEA-TECDOC-1450, IAEA, Nuclear Fuel Cycle and Materials section, Viennes, Autriche.

AGENCE INTERNATIONALE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE (2013). Power reactor information system. En ligne : http ://www.iaea.org/pris/.

AGOSTINELLIAE, S., ALLISONAS, J., AMAKOE, K., APOSTOLAKISA, J., ARAUJOAJ, H., ARCEL, P. et ASAIG, M. (2003). GEANT4 - A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506, 250–303.

ALAOUI, S. (1985). *Étude du Rechargement Optimal d'un Réacteur CANDU : Développement du Code OPTEX-2D.* Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ASKEW, J., FAYERS, F. et KEMSHELL, P. (1966). A general description of the lattice code WIMS. *Journal of British Energy Society*, 5, 564.

BALDOVA, D. et FRIDMAN, E. (2012). High conversion Th-U233 fuel assembly for current generation of PWRs. *PHYSOR2012*. Knoxville, États-Unis.

BEAUDET, M. (1987). *Optimisation des barres de compensation dans le réacteur Gentilly-2.* Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

BEAUDET, M. (1991). *Application de la programmation non-linéaire aux calculs de design et de gestion du combustible d'un réacteur CANDU.* Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

BENEDICT, M., PIGFORD, T. et LEVI, H. (1981). *Nuclear Chemical Engineering.* McGraw-Hill, seconde édition.

BI, G., LIU, C. et SI, S. (2012). PWR core design, neutronics evaluation and fuel cycle analysis for Thorium-Uranium breeding cycle. *PHYSOR2012*. Knoxville, États-Unis.

BOLTAX, A. (1964). *Nuclear Materials*, McGraw-Hill, chapitre Functions of nuclear-reactor components. 5–16.

BOTH, J. et PENELIAU, Y. (1996). The Monte Carlo code TRIPOLI-4 and its first benchmark interpretations. *PHYSOR 1996*. Mito, Japon.

BRENT, R. P. (1973). *Algorithms for minimization without derivatives*. Automatic computation. Prentice-Hall, Inc., Englewood cliffs, Englewood Cliffs, New Jersey.

BRIESMEISTER, J. (1997). MCNP - A general Monte Carlo N-Particle transport code. Rapport technique LA-12625M rev. 4B, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, États-Unis.

CARLSON, B. (1971). Table of equal weight quadrature EQ_N over the unit sphere. Rapport technique LA-4734, Los Alamos National Laboratory.

CARRE, C. (2011). *Étude de faisabilité du recyclage de l'uranium de retraitement en réacteur à eau lourde*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

CHAMBON, R. (2006). *Optimisation de la gestion du combustible dans les réacteurs CANDU refroidis à l'eau légère*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

CHAMBON, R. et VARIN, E. (2008). Fuel management in CANDU reactors using Tabu search. *PHYSOR2008*.

CHAMBON, R., VARIN, E. et ROZON, D. (2007). CANDU fuel management optimization using alternative gradient methods. *Annals of Nuclear Energy*, 34, 1002–1013.

CHOI, H. (2000). A fast-tunning fuel management program for a CANDU reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 27, 1–10.

CHOI, H. (2001). Composition heterogeneity analysis for direct use of spent pressurized water reactor fuel in CANDU reactors (DUPIC) - II : Statistical analysis. *Nuclear Science and Engineering*, 137, 38–51.

CHOI, H. (2008). Automatic refueling simulation of a DUPIC fuel transition core. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 1695–1700.

CHOI, H., CHOI, J. et YANG, M. (1999). Composition adjustment on direct use of spent pressurized water reactor in CANDU. *Nuclear Science and Engineering*, 131, 62–77.

CHOI, H. et KIM, D. (2005). Refueling simulation strategy of a CANDU reactor based on optimum zone controller water levels. *Nuclear Science and Engineering*, 151, 88–94.

CHOI, H., KO, W. et YANG, M. (2001a). Economic analysis on direct use of spent pressurized water reactor fuel in CANDU reactors-I : DUPIC fuel fabrication cost. *Nuclear Technology*, 134, 110.

CHOI, H., KO, W., YANG, M., NAMGUNG, I. et NA, B. (2001b). Economic analysis on Direct Use of spent Pressurized Water Reactor fuel in CANDU reactors-II : DUPIC fuel-handling cost. *Nuclear Technology*, 134, 130.

CHOI, H. et PARK, C. (2006). A physics study on thorium fuel recycling in a CANDU reactor using dry process technology. *Nuclear Technology*, 153, 132.

CHOI, H., PARK, C. et YANG, M. (2003). Transmutation of thorium/DUPIC fuel in a CANDU reactor. *Global 2003*. New Orleans, États-Unis.

CHOI, H., RHEE, B. et PARK, H. (1995). Fuel management and DUPIC fuel performance. *Transaction of American Nuclear Society*, 73, 162.

CHOI, H., RHEE, B. et PARK, H. (1997). Physics study on direct use of spent pressurized water reactor fuel in CANDU (DUPIC). *Nuclear Science and Engineering*, 126, 80–93.

CRITOPH, E., BANERJEE, S., BARCLAY, F., HAMEL, D., MILGRAM, M. et VEEDER, J. (1976). Prospects for self-sufficient equilibrium thorium cycles in CANDU reactors. Rapport technique AECL-5501, Énergie Atomique du Canada Limitée.

DAHMANI, M., MARLEAU, G. et TELLIER, R. L. (2008). Modeling reactivity devices for advanced CANDU reactors using the code DRAGON. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 804–812.

DAHMANI, M., MARLEAU, G. et VARIN, E. (2006). ACR-700 3D reactivity device simulations. Rapport technique IGE-282 rev.1, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

DASTUR, A. et BUSS, D. (1983). MULTICELL - a 3D program for the simulation of reactivity devices in CANDU. Rapport technique AECL-7544, Énergie Atomique du Canada Limitée.

DO, Q., CHOI, H. et ROH, G. (2006). An evolutionary optimization of the refueling simulation for a CANDU reactor. *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, 53, 2957–2961.

DONNELLY, J. (1986). WIMS-CRNL : A user's manual for the Chalk River version of WIMS. Rapport technique AECL-8955, Énergie Atomique du Canada Limitée.

DONNELLY, J., MIN, B., CARRUTHERS, E. et TSANG, K. (1996). Modeling CANDU reactivity devices with WIMS-AECL/MULTICELL and superhomogenization. *CNS 1996 Annual Conference*. Fredericton, Canada.

DUDERSTAD, J. et HAMILTON, L. (1976). *Nuclear Reactor Analysis*. John Wiley & sons.

GLASSTONE, S. et SESONKE, A. (1967). *Nuclear Reactor Engineering*. VAN NOSTRAND REINHOLD COMPANY.

GRAY, J. (1975). Pourquoi CANDU ? Réalisations et perspectives d'avenir. Rapport technique AECL-4709(F), Énergie Atomique du Canada Limitée, Ottawa, Canada.

GUILLEMIN, P. (2009). *Recherche de la haute conversion en cycle thorium dans les réacteurs CANDU et REP. Développement des méthodes de simulations associées et étude de scénarios symbiotiques.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France.

HANNA, B. (1998). CATHENA : A thermalhydraulic code for CANDU analysis. *Nuclear Engineering and Design*, 180, 113–131.

HARPER, B., GERVAIS, J., BUHL, K. et STONE, D. (2012). Boric acid technical fact sheet. Rapport technique, National Pesticide Information Center, Oregon State University Extension Services.

HASTINGS, I., LANE, A. et BOCZAR, P. (1989). CANFLEX - an advanced fuel bundle for CANDU. Rapport technique AECL-9929, Énergie Atomique du Canada Limitée, Chalk River, Canada.

HATCHER, S. (1976). Thorium cycle in heavy water moderated pressure tube (CANDU) reactors. Rapport technique AECL-5398, Énergie Atomique du Canada Limitée.

HÉBERT, A. (1987). Development of the nodal collocation method for solving the neutron diffusion equation. *Annals of Nuclear Energy*, 14, 527–541.

HÉBERT, A. (1993). A consistent technique for the pin-by-pin homogenization of a pressurized water reactor assembly. *Nuclear Science and Engineering*, 113, 227–238.

HÉBERT, A. (1994). A user's guide for TRIVAC-3. Rapport technique IGE-161, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

HÉBERT, A. (2009). *Applied Reactor Physics*. Presses internationales Polytechnique.

HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (1991). Generalization of the Stamm'ler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nuclear Science and Engineering*, 108, 230.

HÉBERT, A., MARLEAU, G. et ROY, R. (2008). A description of the data structures for DRAGON 3.05F. Rapport technique IGE-232 rev. 4F, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

HERRING, J., MACDONALD, P., WEAVER, K. et KULLBERG, C. (2001). Low cost, proliferation resistant, uranium-thorium dioxyde fuels for light water reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 203, 65–85.

HOFFMAN, A., JEANPIERRE, F., KAVENOKY, A., LIVOLANT, M. et LORAIN, H. (1973). APOLLO : Code multigroupe de résolution de l'équation du transport pour les neutron thermiques et rapides. Rapport technique CEA-N-1610, Commissariat à l'Énergie Atomique, Saclay, France.

HONECK, H. (1960). The distribution of thermal neutrons in space and energy in reactor lattices part 1 - Theory. *Nuclear Science and Engineering*, 8, 193.

HOTTE, G., BEAUDET, M. et BRISSETTE, D. (1993). Flux mapping applications using in-core detector measurements for fuel management at the Gentilly-2 NGS. *IAEA Meeting of the International Working Group on Advance Technologies for Water Cooled Reactors*. Toronto, Canada.

JEONG, C. et CHOI, H. (2000). Compatibility analysis on existing reactivity devices in CANDU 6 reactors for DUPIC fuel cycle. *Nuclear Science and Engineering*, 134, 265–280.

JEONG, C., PARK, C. et CHOI, H. (2006). A dynamic fuel cycle analysis for a heterogeneous thorium-DUPIC recycle in CANDU reactors. *PHYSOR 2006*. Vancouver, Canada.

JEONG, C., PARK, C. et KO, W. (2008). Dynamic analysis of a thorium fuel cycle in CANDU reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 1842–1848.

JOHNSON, C. (2009). *Numerical Solution of Partial Differential Equations by the Finite Element Method*. Dover, Mineola, New York, États-Unis.

KAPS, P. et RENTROPS, P. (1979). General Runge-Kutta methods of order four with stepsize control for Stiff ordinary differential equations. *Numerical Mathematics*, 33, 55.

KEEPIN, G. (1965). *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison-Wesley.

KIM, D., CHOI, H., YANG, W. et KIM, J. (2001). Composition heterogeneity analysis for direct use of spent pressurized water reactor fuel in CANDU reactors (DUPIC) - I : Deterministic analysis. *Nuclear Science and Engineering*, 137, 23–37.

LAJOIE, M. (2010). *Développement dans DRAGON d'un module pour l'analyse du combustible compact des réacteurs prismatiques*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

LE TELLIER, R. (2006). *Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

LE TELLIER, R., HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (2006). The implementation of a 3D characteristics solver for the generation of incremental cross sections for reactivity devices in a CANDU reactor. *PHYSOR 2006*. Vancouver, Canada.

LEE, J., YANG, M., PARK, H., LEE, H., KIM, K., SULLIVAN, J., BOCZAR, P. et GADSBY, R. (1988). The DUPIC fuel cycle synergism between LWR and PHWR. *Fuel cycle options for light water reactors and heavy water reactors*. KAERI, AECL.

LEE, T. (2004). Technological change of nuclear fuel cycle in Korea : The case of DUPIC. *Progress in Nuclear Energy*, 45, 87–104.

LEMAIGNAN, C. (2004). *Science des matériaux pour le nucléaire*. Génie Atomique. EDP Sciences.

LEPPÄNEN (2007). *Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code*. Thèse de doctorat, Helsinki University of Technology, Espoo, Findlande.

LUNG, M. et GREMM, O. (1998). Perspectives of the thorium fuel cycle. *Nuclear Engineering and Design*, 180, 133–146.

MACEWAN, J., BAIN, A., NOTLEY, M. et JONES, R. (1971). Irradiation experience with fuel for power reactors. Rapport technique AECL-3981, Énergie Atomique du Canada Limitée, Chalk River, Canada.

MACFARLANE, R. et BOICOURT, R. (1975). NJOY, a neutron and photon processing system. *Transaction of American Nuclear Society*, 22, 720.

MAHJOUB, M. (2011). *Application de la théorie des perturbations généralisées et des algorithmes stochastiques afin d'améliorer les réflecteurs des réacteurs CANDU6*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARLEAU, G. (1998). Fine mesh 3-D collision probability calculations using the lattice code DRAGON. *International Conference on the Physics of Nuclear Science and Technology*. Long Islang, États-Unis.

MARLEAU, G. (2001). DRAGON theory manual part 1 : Collision probability calculations. Rapport technique IGE-236 rev. 1, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARLEAU, G. (2006). New geometries processing in DRAGON : The NXT : Module. Rapport technique IGE-260 rev.1, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARLEAU, G., HARRISSON, G., RAOUAFI, H., ROUCHON, A. et BENGUEDOUAR, T. (2012). Evaluation of the 2-D SCWR benchmark using SERPENT, TRIPOLI and DRAGON. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (1990). DRAGON : A collision probability transport code for cell and multicell calculations. Rapport technique IGE-100, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (2008). A user guide for DRAGON 3.05F. Rapport technique IGE-174 rev. 6F, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

MARTINEZ FRANCÈS, N., TIMM, W. et ROBBACH, D. (2012). A high converter concept for fuel management with blanket fuel assemblies in Boiling Water Reactor. *PHYSOR2012*. Knoxville, États-Unis.

MÉPLAN, O., WILSON, J., BIDAUD, A., DAVID, S., CAPELLAN, N., LENIAU, J., NUTTIN, A., HAVLUJ, F., VOCKA, R., CHAMBON, R., MICHEL-SENDIS, F., PERDU, F. et PERROT, L. (2009). MURE-user guide-version 1.0. Rapport technique LPSC0912, Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Grenoble, France.

MICHEL-SENDIS, F. (2006). *Production d'^{233}U en combutible MOX-ThPu en réacteur à l'eau légère. Développement du code MURE d'évolution du combustible. Scénarios de transition français vers un cycle du thorium.* Thèse de doctorat, U.F.R. scientifique d'Orsay, Paris, France.

MILGRAM, M. (1984). Thorium fuel cycles in CANDU reactors : A review. Rapport technique AECL-8326, Énergie Atomique du Canada Limitée.

MIRA, J. (1984). *Handbook of Medical Physics*, CRC Press, vol. 3, chapitre Description of Radiotherapy Procedures. 165–213.

MORREALE, A., BALL, M., NOVOG, D. et LUXAT, J. (2012). The behaviour of transuranic mixed oxide fuel in CANDU-900 reactor. *PHYSOR 2012*.

MOTODA, H. (1970). Burnup optmization of continous scattered refueling. *Nuclear Science and Engineering*, 41, 1–13.

NA, M., KO, W. et CHOI, H. (2002). A spent-fuel combination method for minimizing composition variability of DUPIC fuel. *Nuclear Science and Engineering*, 142, 315–326.

NGUYEN, D. (1987). *La modélisation et l'optimisation de l'équilibre du rechargement à l'aide d'OPTEX*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

NUNEZ-CARRERA, A., FRANÇOIS, J., DEL CAMPO, C. M. et ESPINOSA-PAREDES, G. (2005). Design of a boiling water reactor core based on an integrated blanket-seed thorium-uranium concept. *Annals of Nuclear Energy*, 32, 558–571.

NUNEZ-CARRERA, A., FRANÇOIS, J., DEL CAMPO, C. M. et ESPINOSA-PAREDES, G. (2008). Feasibility study of boiling water reactor core based on thorium-uranium fuel concept. *Energy Conversion and Management*, 49, 47–53.

NUTTIN, A., GUILLEMIN, P., BIDAUD, A., CAPELLAN, N., CHAMBON, R., DAVID, S., MÉPLAN, O. et WILSON, J. (2012). Comparative analysis of high conversion achievable

in thorium-fueled slightly modified CANDU and PWR reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 40, 171–189.

NUTTIN, A., GUILLEMIN, P., COURAU, T., MARLEAU, G., MÉPLAN, O., DAVID, S., MICHEL-SENDIS, F. et WILSON, J. (2006). Study of CANDU thorium-based fuel cycles by deterministic and Monte Carlo methods. *PHYSOR 2006*. Vancouver, Canada.

OLSON, G., MCCARDELL, R. et ILLUM, D. (2002). Fuel summary report : Shippingport light water breeder reactor. Rapport technique INEEL/EXT-98-00799 Rev. 2, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.

ORGANISATION DE COOPÉRATION ET DE DÉVELOPPEMENT ÉCONOMIQUE (1965). World uranium and thorium resources. Rapport technique, Organisation de Coopération et de Développement Économique, Paris, France.

ORGANISATION DE COOPÉRATION ET DE DÉVELOPPEMENT ÉCONOMIQUE (2012). Uranium 2011 : Resources, Production and Demand. Rapport technique, Organisation de Coopération et de Développement Économique, Paris, France.

OVANES, M., CHAN, P. et HOPWOOD, J. (2008). Fuel cycle flexibility of ACR-1000. *PHYSOR 2008*.

OVANES, M., CHAN, P. et HOPWOOD, J. (2009). Thorium and other fuel cycle flexibility of ACR-1000. *Global 2009*. Paris, France.

OVANES, M., CHAN, P., MAO, J. et ANS J.M. HOPWOOD, N. A. (2012). Enhanced CANDU6 : Reactor and fuel cycle options - natural uranium and beyond. *PHYSOR 2012*. Knoxville, États-Unis.

PATARIN, L. (2002). *Le cycle du combustible nucléaire*. Génie Atomique. EDP Sciences.

PETROVIC, I. et BENOIST, P. (1996). B_n Theory : Advances and new models for neutron leakage calculation. *Advances in Nuclear Science and Technology*, 24, 1–63.

PHILLIPS, G. (1982). WIMS-CRNL, a user's manual for the Chalk River version of WIMS. Rapport technique AECL-7432, Énergie Atomique du Canada Limitée, Chalk River, Canada.

REGGIO, M. (2008). *Note de cours MTH6210 : Systèmes différentiels*. École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

REUSS, P. (2003). *Précis de neutronique*. Génie Atomique. EDP Sciences.

ROUBEN, B. (1984). Le CANDU - Étude du coeur et gestion du combustible. Rapport technique AECL-8333(F), Énergie Atomique du Canada Limitée, Mississauga, Canada.

ROUBEN, B. (1996). An overview of current RFSP-code capabilities for CANDU core analysis. Rapport technique AECL-11407, Énergie Atomique du Canada Limitée.

ROY, R. (1999). The CLE-2000 tool-box. Rapport technique IGE-163, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ROY, R. et HÉBERT, A. (2000). The GAN generalized driver. Rapport technique IGE-158, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ROY, R., HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (1989). A transport method for treating three-dimensional lattices of heterogeneous cells. *Nuclear Science and Engineering*, 101, 217–225.

ROY, R., MARLEAU, G., TAJMOUATI, J. et ROZON, D. (1994). Modeling of CANDU reactivity control devices with the lattice code DRAGON. *Annals of Nuclear Energy*, 21, 115–132.

ROY, R. et VARIN, E. (1999). DRAGON models used for producing two-group CANDU-6 nuclear properties. Rapport technique IGE-227 rev.1, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ROZON, D. (1985). *Optimization of in-Core Fuel Management in CANDU Nuclear Reactors*. Thèse de doctorat, McMaster University, Hamilton, Canada.

ROZON, D. (1998). *Introduction to Nuclear Reactor Kinetics*. Presses internationales Polytechnique.

ROZON, D. (1999). *Note de cours : ENE6109-Gestion du combustible*. Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ROZON, D., HÉBERT, A. et MCNABB, D. (1981). The application of generalized perturbation theory and mathematical programming to equilibrium refueling studies of a CANDU reactor. *Nuclear Science and Engineering*, 78, 211–226.

ROZON, D., VARIN, E., ROY, R. et BRISSETTE, D. (1997). Generalized perturbation theory estimates of zone level response to refueling perturbations in a CANDU 600 reactor. *Advances in Nuclear Fuel Management II*. Myrtle Beach, États-Unis.

SAHIN, S., SAHIN, H., ALKAN, M. et YILDIZ, K. (2004). An assessment of thorium and spent LWR-fuel utilization potential in CANDU reactors. *Energy Conversion and Management*, 45, 1067–1085.

SAHIN, S., YILDIZ, K., SAHIN, H., SAHIN, N. et ACIR, A. (2006). Increased fuel burnup in a CANDU thorium reactor using weapon grade plutonium. *Nuclear Engineering and Design*, 236, 1778–1788.

SHAPOSHNIK, Y., SHWAGERAUS, E. et ELAIS, E. (2012). BWR fuel design options for self-sustainable Th-233U fuel cycle. *PHYSOR2012*. Knoxville, États-Unis.

SHEN, W. et ROZON, D. (1998). Study of DUPIC fuel cycle in CANDU 6 reactor by DRAGON/DONJON. *International Conference on Physics, Nuclear Science and Technology*.

SHEN, W. et ROZON, D. (1999). Effect of PWRA fuel management strategy on DUPIC fuel cycle. *CNS 1999 Annual Conference*.

SHEN, W., ROZON, D. et MARLEAU, G. (1998). Parametric analysis of Doppler coefficient of reactivity in DUPIC fuel by DRAGON. *CNS 1998 Annual Conference*.

SHULTIS, J. et FAW, R. (2008). *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*. CRC Press, seconde édition.

SINHA, R. et KAKODKAR, A. (2006). Design and development of the AHWR-the Indian thorium fueled innovative nuclear reactor. *Nuclear Engineering and Design*, 236, 683–700.

SONG, K., LEE, J. et YANG, M. (2003). Performance evaluation of DUPIC fuel using a research reactor. *Global 2003*. New Orleans, États-Unis.

ST-AUBIN, E. et MARLEAU, G. (2011a). CANDU-6 devices reactivity worth adjustment for advanced fuel cycles. *PHYTRA 2- The Second International Conference on Physics and Technology of Reactors and Applications*. Fez, Maroc.

ST-AUBIN, E. et MARLEAU, G. (2011b). An optimization scheme for selecting alternative fuels in CANDU-6 reactors. *CNS 2011 Annual Conference*. Niagara Falls, Canada.

ST-AUBIN, E. et MARLEAU, G. (2012). Modeling CANDU-6 liquid zone controllers for effects for thorium-based fuels. *PHYSOR 2012*. Knoxville, États-Unis.

TAJMOUATI, J. (1993). *Optimisation de la gestion du combustible enrichi d'un réacteur CANDU avec prise en compte des paramètres locaux*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

ÜNAK, T. (2000). What is the potential use of thorium in the future energy production technology. *Progress in Nuclear Enegery*, 37, 137–144.

U.S. DOE NUCLEAR ENERGY RESEARCH ADVISORY COMMITTEE (2002). A technology roadmap for Generation IV nuclear energy systems. Rapport technique GIF-002-00, the Generation IV International Forum.

U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION (2011). Final safety evaluation report related to certification of the AP1000 standard plant design. Rapport technique Supplement 2 to NUREG-1793, U.S. NRC, Division of New Reactor Licensing.

VARIN, E. (1995). *Intégration des algorithmes du système de régulation du réacteur dans un code de cinétique espace-temps*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

VARIN, E. et HÉBERT, A. (2005). Data structures of DONJON 3.00. Rapport technique IGE-226 rev. 2, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

VARIN, E., HÉBERT, A., ROY, R. et KOCLAS, J. (2005). A user guide for DONJON version 3.01. Rapport technique IGE-208 rev. 4, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

VARIN, E. et MARLEAU, G. (2006). CANDU reactor core simulations using fully coupled DRAGON and DONJON calculations. *Annals of Nuclear Energy*, 33, 682–691.

VARIN, E., NAVARRO, S., KOCLAS, J. et ROY, R. (1995). XSIMUL user's guide. Rapport technique IGE-178, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

VARIN, E., ROY, R., BARIL, R. et HOTTE, G. (2004). CANDU-6 operation post-simulations using the reactor codes DRAGON/DONJON. *Annals of Nuclear Energy*, 31, 2139–2155.

VEEDER, J. (1978). Thorium fuel cycles in CANDU. *Transactions of American Nuclear Society*, 29, 267.

WIGHT, A. et GIROUARD, P. (1978). Optimum burnup distribution in a continously fuelled reactor. *Nuclear Science and Engineering*, 68, 61.

YANG, M., LEE, Y., BAE, K. et NA, S. (1993). Conceptual study on the DUPIC fuel manufacturing technology. *Global 1993*. Seattle, États-Unis.

YUSAKAWA, S. (1966). An analysis of continuous reactor refueling. *Nuclear Science and Engineering*, 24, 239–245.

YUSAKAWA, S. (1967). An analysis of continous bi-directional reactor refueling. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 4, 367–371.

ANNEXE A

PÉRIODE D'AJUSTEMENT DE LA RÉACTIVITÉ

La figure A.1 présente la variation de la réactivité statique en milieu infini corrigé (voir section 7.3.1) obtenue par les modèles précis de cellule, l'opposée de la banque de réactivité des BC mesurée à partir de l'état d'équilibre du rechargement $-\delta\rho_{\mathrm{BC}}^{\text{équilibre}}$ (c.f. tableau 7.1) ainsi que la période d'ajustement $t_{\infty}^{\text{ajustement}}$ associée pour les cycles sélectionnés.

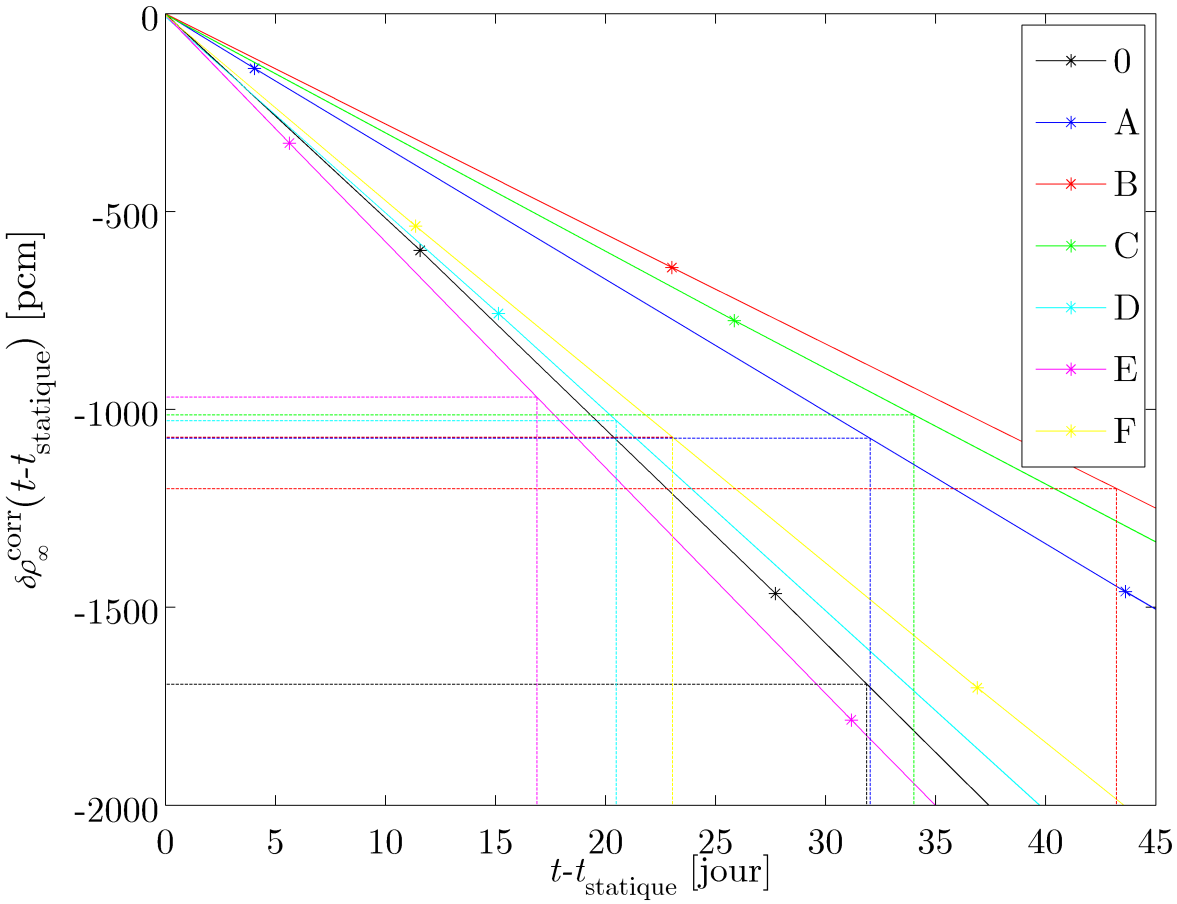

Figure A.1 $\delta\rho_{\infty}^{\mathrm{corr}}(t-t_{\mathrm{statique}})$ pour les cycles avancés sélectionnés. Les droites horizontales correspondent aux variations de la réactivité statique $-\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ calculées par les modèles de cœur précis à l'équilibre du rechargement et les droites verticales indiquent les périodes d'ajustement de la réactivité $t_{\infty}^{\text{ajustement}}$ déduites à partir de l'équation 7.6.

La figure A.1 montre la décroissance de la réactivité des combustibles à partir de t_{statique}, qui est plus ou moins prononcée selon les cas : les pentes sont ordonnées de sorte que

E<0<D<F<A<C<B. Ceci s'explique en considérant les approximations de l'équation 7.3 et en décomposant $\rho(t) \approx \delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t) \approx \delta\rho_{\text{isotopes}}(t)$ selon la contribution des isotopes i :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(t) \approx \frac{\partial}{\partial t}\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t) = \sum_i \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_i}\frac{\partial\mathcal{N}_i(t)}{\partial t}, \tag{A.1}$$

avec les coefficients de réactivité statique dus aux variations de concentrations isotopiques

$$\frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_i} = \frac{\langle\phi_0^*, ((\partial\hat{\mathbf{F}}(t)/\partial\mathcal{N}_i - \partial\hat{\mathbf{M}}(t)/\partial\mathcal{N}_i))\phi\rangle}{\langle\phi_0^*, \hat{\mathbf{F}}\phi\rangle}. \tag{A.2}$$

Ici, $i \in \{^{135}\text{I}, ^{135}\text{Xe}, ^{149}\text{Pm}, ^{149}\text{Sm}, ^{239}\text{Np}, ^{239}\text{Pu}, ^{233}\text{Pa}, ^{233}\text{U}, ^{234}\text{U}, ^{235}\text{U}, \text{autres}\}$ est la partition des principaux isotopes. Le terme i = autres contient tous les autres isotopes non mentionnés explicitement. Dans les conditions normales d'exploitation modélisées ici par l'évolution du combustible à puissance constante, les concentrations $\mathcal{N}_i(t)$ des isotopes ^{135}I, ^{135}Xe, ^{149}Pm, ^{149}Sm, et ^{239}Np peuvent être considérées près de leur valeur à saturation $\mathcal{N}_i^{\infty}$. Donc, $\partial\mathcal{N}_i(t)/\partial t \approx 0$ et ces isotopes ne contribuent pratiquement pas à la décroissance de $\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t - t_{\text{statique}})$. D'autre part, pour le ^{233}Pa, l'^{233}U, l'^{234}U et le terme autres, $\partial\mathcal{N}_i(t)/\partial t > 0$. Toutefois, $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)/\partial\mathcal{N}_{^{233}\text{Pa}}$ et $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)/\partial\mathcal{N}_{^{234}\text{U}}$ sont faibles puisque leur section efficace d'absorption neutronique sont également faibles par rapport aux autres isotopes considérés. Par contre, le terme $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)/\partial\mathcal{N}_{\text{autres}}$ ne peut être négligé. Dans la plage temporelle considérée, il est dominé par les nombreux produits de fission présentant une section efficace d'absorption élevée et de faible demie-vie $t_{1/2}$, ce qui contribue à augmenter $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)/\partial\mathcal{N}_{\text{autres}}$ et $\partial\mathcal{N}_{\text{autres}}(t)/\partial t$ respectivement. La concentration d'^{235}U est décroissante pour tous les cycles, tandis que la concentration $\mathcal{N}_{^{233}\text{U}}(t)$ est généralement croissante étant donné la conversion du ^{232}Th, même si l'^{233}U fournit une grande partie des neutrons de fission alimentant la réaction en chaîne. Finalement, pour le ^{239}Pu, l'effet est plus difficle à analyser puisqu'il contribue positivement à $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)/\partial t$ pour certains cycles où la conversion de l'^{238}U est significative due à une forte concentration d'UO_2 enrichi initialement, alors que pour les cycles présentant une forte teneur en ^{239}Pu au départ par la présence de DUPIC, la concentration est décroissante à $t = t_{\text{statique}}$. Ainsi,

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t) \approx{}& \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_{^{233}\text{U}}}\frac{\partial\mathcal{N}_{^{233}\text{U}}(t)}{\partial t} + \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_{^{239}\text{Pu}}}\frac{\partial\mathcal{N}_{^{239}\text{Pu}}(t)}{\partial t} \\ &+ \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_{^{235}\text{U}}}\frac{\partial\mathcal{N}_{^{235}\text{U}}(t)}{\partial t} + \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t)}{\partial\mathcal{N}_{\text{autres}}}\frac{\partial\mathcal{N}_{\text{autres}}(t)}{\partial t}.\end{aligned} \tag{A.3}$$

L'ordre des $\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t - t_{\text{statique}})/\partial t$ peut alors s'expliquer directement par les compositions initiales $\vec{\mathcal{X}}(e, v_{\text{T}}, v_{\text{D}})$ des combustibles (c.f. tableau 4.3). Pour les cas B et C, la grande

proportion initiale de ^{232}Th augmente le terme $\partial\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{U}}(t)/\partial t$ par rapport aux autres combustibles d'analyse, tandis qu'une partie relativement importante d'^{238}U dans l'uranium enrichi (et dans le DUPIC pour le cas B) demeure, augmentant ainsi $\partial\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t)/\partial t$ par rapport aux autres cas. La différence entre ces deux cas provient de la proportion de DUPIC présente dans le combustible B qui a tendance à défavoriser $\partial\mathcal{N}_{\mathrm{autres}}(t)/\partial t$ par rapport au cas C, où le ThO_2 est uniquement mélangé avec de l'UO_2 enrichi à $e = 5\%$m.. En comparant le cas F au cas A, on remarque que F présente environ deux fois plus de DUPIC initialement que A, mais environ deux fois moins de ^{232}Th. Ainsi, $\partial\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty,\mathrm{A}}(t-t_{\mathrm{statique}})/\partial t > \partial\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty,\mathrm{E}}(t-t_{\mathrm{statique}})/\partial t$ puisque l'impact de l'^{233}U sur $\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty}(t)$ est plus grand que celui du ^{239}Pu, entre autre en raison du facteur de reproduction $\eta_{^{233}\mathrm{U}}(E) > \eta_{^{239}\mathrm{Pu}}(E)$ pour $E < 1$ eV (c.f. figure 1.1). Pour le combustible D, contenant légèrement moins de ThO_2 (∼-5,6%v.) et d'uranium enrichi (∼-2,6%v.), mais un peu plus de DUPIC moyenné (∼8,2%v.) que le cas B, la différence d'impact en réactivité de l'^{233}U et du ^{239}Pu est suffisante pour diminuer $\partial\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty}(t-t_{\mathrm{statique}})/\partial t$ de ∼-28 pcm/jour (cas B) à ∼-50 pcm/jour (cas D). Pour le combustible de référence 0, $\partial\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty}(t-t_{\mathrm{statique}})/\partial t$ est faible par rapport aux cycles avancés, puisque $\partial\mathcal{N}_{^{233}\mathrm{U}}(t)/\partial t = 0$. Finalement, pour le cas E, de composition initiale très semblable au cas F, c'est surtout l'effet de la disposition locale du combustible ($G_C = S_H$ pour F et $G_C = S_{II}$ pour E) qui fait décroître $\partial\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty}(t-t_{\mathrm{statique}})/\partial t$ de ∼-46 pcm/jour (cas F) à ∼-57 pcm/jour (cas E). Globalement, dans tous les cycles avancés considérés, l'accumulation d'^{233}U (et du ^{239}Pu le cas échant) est incapable de compenser l'effet en réactivité de la disparation de l'^{235}U (et du ^{239}Pu le cas échant) et de la croissance des produits de fission.

Même si les courbes de $\delta\rho^{\mathrm{corr}}_{\infty}(t-t_{\mathrm{statique}})$ ont un impact majeur sur les $t^{\mathrm{ajustement}}_{\infty}$, l'analyse de l'effet de $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$, mesuré par les modèles de cœur précis à l'équilibre du rechargement, demeure très importante. Puisque tous les cycles avancés investigués possèdent un contenu fissile initial plus important que le cycle de référence (c.f. tableau 4.3) et qu'ils utilisent tous une stratégie axiale $n_S = 4$, deux effets contribuant à diminuer $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ doivent être investigués. D'une part, le contenu fissile des cycles avancés demeure plus élevé que pour le cycle de référence même à l'équilibre du rechargement, tel que discuté à la section 5.2.6, ce qui augmente le taux de production de neutrons de fission et diminue donc $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$. Cet effet est accentué par la dépression du flux au centre du cœur, où se trouve les barres de compensation, due à l'utilisation de $n_S = 4$ au lieu de $n_S = 8$. Rappellons que cette dépression est due à l'irradiation des grappes à l'entrée du canal avant de se retrouver au centre du cœur. Ainsi, le rapport du flux au centre du cœur sur le flux moyen dans le cœur est beaucoup plus faible pour les cycles avancés que pour la référence, ce qui signifie que les sections efficaces incrémentielles associées au barres de compensation sont pondérées par un flux moins élevé que pour le cycle de référence, faisant ainsi diminuer $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ pour les cycles avancés. Malgré la

diminution inévitable de $\delta\rho_{\mathrm{BC}}$ pour les cycles sélectionnés, les $t_{\infty}^{\mathrm{ajustement}}$ sont inférieurs à la référence uniquement pour les cycles D, E et F présentant une forte teneur en DUPIC, puisque l'apport des isotopes fissiles supplémentaires est atténué par des noyaux lourds absorbants contribuant négativement à $\partial\mathcal{N}_{\mathrm{autres}}(t)/\partial t$. La décroissance de $\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t)$ abonde aussi en ce sens.

ANNEXE B

ARRÊT ET REDÉMARRAGE DU RÉACTEUR

La figure B.1 présente la variation de la réactivité statique en milieu infini corrigé lors de l'évolution à flux nul $\delta\rho^{\text{corr}}_{\infty,0}(t_0, t_{\text{statique}})$ (pour les t_n du tableau 7.3) obtenue par les modèles précis de cellule pour les cycles sélectionnés durant la première heure après l'arrêt. L'opposée de la banque de réactivité des BC mesurée à partir de l'état d'équilibre du rechargement $-\delta\rho^{\text{équilibre}}_{\text{BC}}$ (c.f. tableau 7.1) ainsi que la période de décision et d'action de l'opérateur $t^{\text{compensation}}_{\infty,0}$ associées sont également montrées sur la figure.

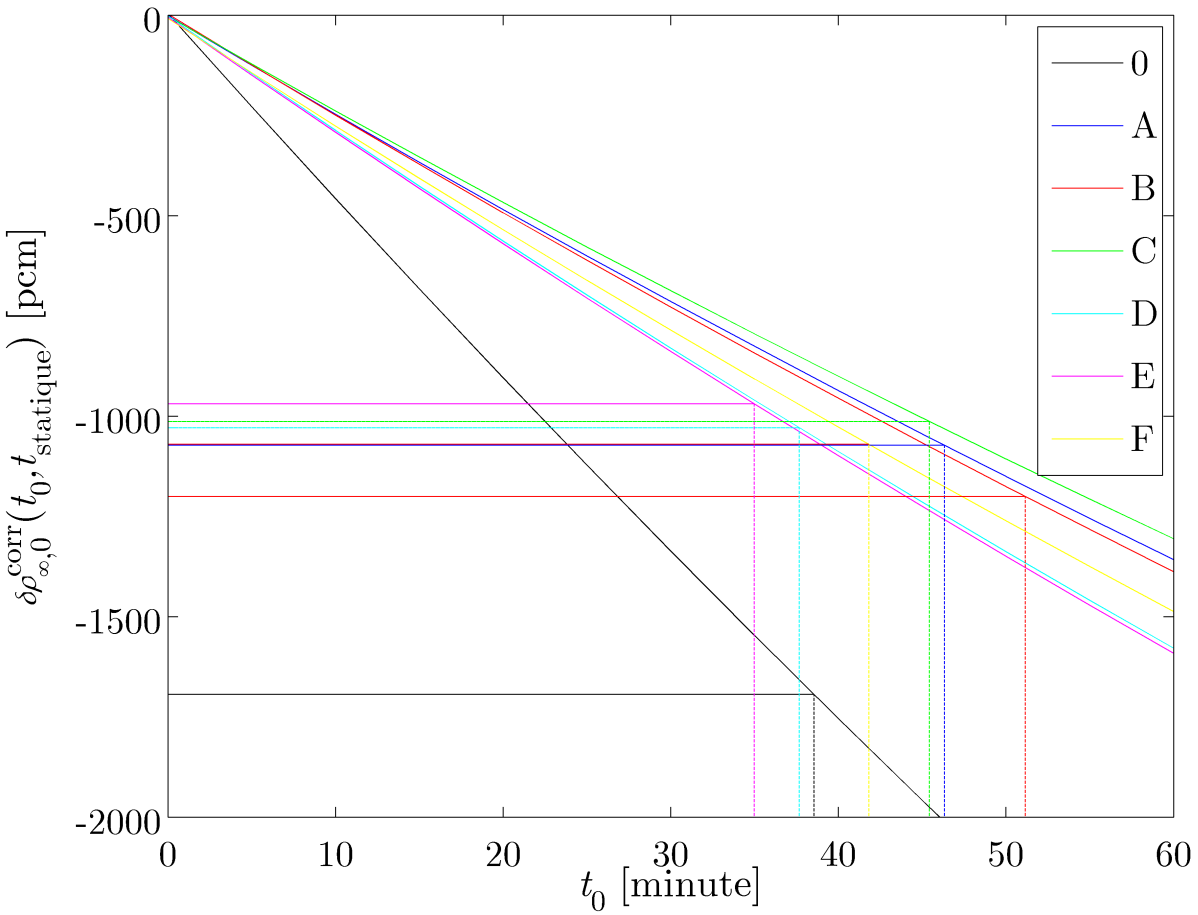

Figure B.1 $\delta\rho^{\text{corr}}_{\infty,0}(t_0, t_{\text{statique}})$ pour les cycles avancés sélectionnés. Les droites horizontales correspondent aux variations de la réactivité statique $-\delta\rho_{\text{BC}}$ calculées par les modèles de cœur précis à l'équilibre du rechargement et les droites verticales indiquent les périodes de compensation $t^{\text{compensation}}_{\infty,0}$ déduites à partir de l'équation 7.11.

La figure B.1 illustre la décroissance de la réactivité statique à partir de l'arrêt du réacteur, qui est plus ou moins prononcée selon les cas. On observe que les pentes sont ordonnées de sorte que 0<E<D<F<B<A<C, principalement en raison de l'effet xénon, tel que discuté par la suite. Pour expliquer les valeurs des $t_{\infty,0}^{\text{compensation}}$, l'analyse de la variation de la banque de réactivité $\delta\rho_{\text{BC}}$ est essentielle et est présentée à l'annexe A.

En considérant les approximations de l'équation 7.3 et en décomposant la réactivité $\rho(t_0) \approx \delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0) \approx \delta\rho_{\text{isotopes},0}(t_0)$ selon les contributions des isotopes i :

$$\frac{\partial\rho(t_0)}{\partial t_0} \approx \frac{\partial\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}})}{\partial t_0} = \sum_i \delta\rho_{\infty,0,i}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}), \tag{B.1}$$

où

$$\delta\rho_{\infty,0,i}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}) = \frac{\partial\delta\rho_{\infty}^{\text{corr}}(t_0)}{\partial\mathcal{N}_i} \int_{t_{\text{déclenchement}}}^{t_{\text{redémarrage}}} \left.\frac{\partial\mathcal{N}_i(t)}{\partial t}\right|_{p(t)=0} dt. \tag{B.2}$$

sont les coefficients de réactivité statique lors du redémarrage du réacteur à l'instant $t = t_{\text{redémarrage}}$ dus aux variations des concentrations isotopiques $\mathcal{N}_i(t_0)$ à l'arrêt (c.f. équation 3.49 et section 7.3.2). En considérant les propos tenus aux sections 3.3.2 et 3.3.3, dans des conditions d'arrêt modélisé par une évolution à puissance nulle, on peut considérer que :

$$\begin{aligned}\frac{\partial\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}})}{\partial t_0} \approx\ & \delta\rho_{\infty,0,^{135}\text{Xe}}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}) + \delta\rho_{\infty,0,^{149}\text{Sm}}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}) \\ & + \delta\rho_{\infty,0,^{233}\text{U}}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}) + \delta\rho_{\infty,0,^{239}\text{Pu}}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}}).\end{aligned} \tag{B.3}$$

Bien que les composantes $\delta\rho_{\infty,0,i}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}})$ pour l'^{135}I, le ^{149}Pm, le ^{239}Np et le ^{233}Pa sont pratiquement nulles, étant donné leur faibles sections efficaces d'absorption, leur comportement demeure important puisqu'ils sont les précurseurs d'isotopes influants sur $\partial\delta\rho_{\infty,0}^{\text{corr}}(t_0, t_{\text{déclenchement}})/\partial t_0$ (c.f. équation B.3). Les figures B.2, B.3, B.4 et B.5 présentent les concentrations relatives $\mathcal{N}_i(t_0)/\mathcal{N}_i(t_0 = 0)$ du ^{135}Xe, du ^{149}Sm, du ^{239}Pu et de l'^{233}U respectivement pour les cycles sélectionnés avant l'arrêt ($t_0 < 0$), durant l'arrêt ($0 < t_0 < t_{1/2}^{^{233}\text{Pa}}$) et après le redémarrage ($t_0 > t_{1/2}^{^{233}\text{Pa}}$). Le tableau B.1 présente les concentrations absolues $\mathcal{N}_i(t_0 = 0)$ du ^{135}Xe, du ^{149}Sm, du ^{239}Np, du ^{239}Pu, du ^{233}Pa et de l'^{233}U. Notons que les concentrations $\mathcal{N}_i(t_0)$ sont normalisées au volume total de tous les crayons, sans égard à la configuration G_C.

Le tableau B.1 révèle que les concentrations du ^{135}Xe et du ^{149}Sm sont plus faibles pour le cycle de référence que pour les cycles avancés. On peut expliquer ceci en considérant les concentrations à saturation 3.30 et 3.34 ainsi que la normalisation à puissance constante imposée jusqu'à $t = t_{\text{déclenchement}}$ (c.f. équation 3.45). En normalisant le flux neutronique à une même puissance pour tous les combustibles, ceux avec Σ_f élevée auront un niveau de

flux ϕ_0 plus faible. Ainsi, puisque $\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{Xe}} \propto \Sigma_f \phi_0 / (\lambda_{^{135}\mathrm{Xe}} + \sigma_{a,^{135}\mathrm{Xe}} \phi_0)$, $\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{Xe}}$ est plus élevée pour les combustibles plus réactifs. Il en va de même pour le ^{149}Sm, puisque $\mathcal{N}^{\infty}_{^{149}\mathrm{Sm}} \propto \Sigma_f$. Pour le ^{239}Np, la grande quantité initiale d'^{238}U et l'effet du niveau de flux tendent tous deux à augmenter la concentration pour le cycle de référence. On remarque aussi que les cycles E et F contenant une grande quantité initiale de DUPIC contiennent encore beaucoup de ^{239}Pu à $t = t_{\text{déclenchement}}$ et que pour les autres cas, la conversion d'^{238}U en ^{239}Pu est insuffisante pour obtenir les mêmes concentrations. Finalement, les concentrations de ^{233}Pa sont reliées à la teneur en ^{232}Th et on observe l'effet de la configuration du combustible G_C sur les concentrations d'^{233}U, qui sont plus grandes pour les configurations hétérogènes.

Tableau B.1 Concentrations dans le combustible à l'arrêt $\mathcal{N}_i(t_0 = 0)$ des principaux isotopes pour les cycles avancés sélectionnés [b^{-1}cm^{-1}].

Isotopes	^{135}Xe	^{149}Sm	^{239}Np	^{239}Pu	^{233}Pa	^{233}U
0	2,064E-9	1,468E-8	2,240E-6	4,277E-5	0	0
A	3,552E-9	2,798E-8	9,506E-7	4,828E-5	1,269E-5	5,914E-5
B	3,577E-9	2,668E-8	6,964E-7	2,703E-5	1,895E-5	6,917E-5
C	3,691E-9	2,958E-8	6,795E-7	2,914E-5	1,851E-5	1,077E-4
D	3,068E-9	2,483E-8	8,174E-7	3,052E-5	1,530E-5	8,146E-5
E	3,114E-9	2,483E-8	1,380E-6	7,000E-5	4,726E-6	1,964E-5
F	3,391E-9	2,590E-8	1,281E-6	7,538E-5	7,077E-6	2,258E-5

La figure B.2 illustre le pic relatif du ^{135}Xe sur la période complète de l'arrêt (à gauche) et sur les 40 premières heures suivant l'arrêt du réacteur (à droite). On remarque que le pic associé au cycle de référence est beaucoup plus grand que pour les autres, car le rendement effectif de production d'^{135}I (γ_{I}) est plus élevé pour l'^{235}U et le ^{239}Pu que pour l'^{233}U, laissant ainsi une plus grande concentration à saturation $\mathcal{N}^{\infty}_{^{135}\mathrm{I}}$ (c.f. équation 3.29) s'accumuler dans le combustible avant l'arrêt, provoquant donc une plus grande variation de $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t_0)$ durant l'arrêt. Dans tous les cas, le pic survient à peu près au même moment ($t_0 \approx 10$ heures) et la concentration de ^{135}Xe tombe très près de 0 à environ $t_0 \approx 5$ jours. Au redémarrage, $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{Xe}}(t)$ et $\mathcal{N}_{^{135}\mathrm{I}}(t)$ saturent au cours des 3 premiers jours à des valeurs semblables à celles observées avant l'arrêt.

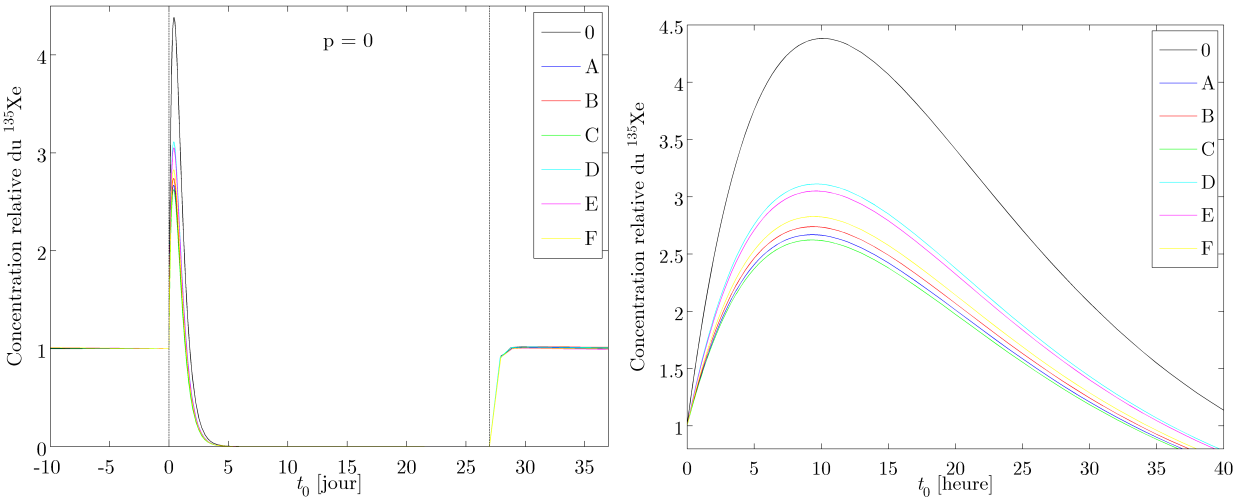

Figure B.2 Concentration relative du ^{135}Xe avant, pendant et après l'arrêt (à gauche) et agrandissement sur les premières 40 heures suivant l'arrêt (à droite) pour les cycles sélectionnés.

Tel qu'indiqué à la section 3.3.2 et illustré à la figure B.3, la concentration du ^{149}Sm stable sature à l'arrêt après la désintégration du ^{149}Pm. Encore une fois, l'amplitude de la saturation du ^{149}Sm à l'arrêt est liée au rendement effectif de fission du ^{149}Pm (γ_{Pm}). Au redémarrage, la concentration du ^{149}Sm reprend pratiquement la même valeur qu'avant l'arrêt après avoir passé par un minimum, d'autant plus creux que $\mathcal{N}_{^{149}\mathrm{Sm}}(t^{-}_{\mathrm{redémarrage}})$ et ϕ_0 sont élevés. La variation entre les concentrations à saturation avant et après l'arrêt du réacteur est directement liée à la production de noyaux fissiles durant l'arrêt par les effets neptunium et protactinium.

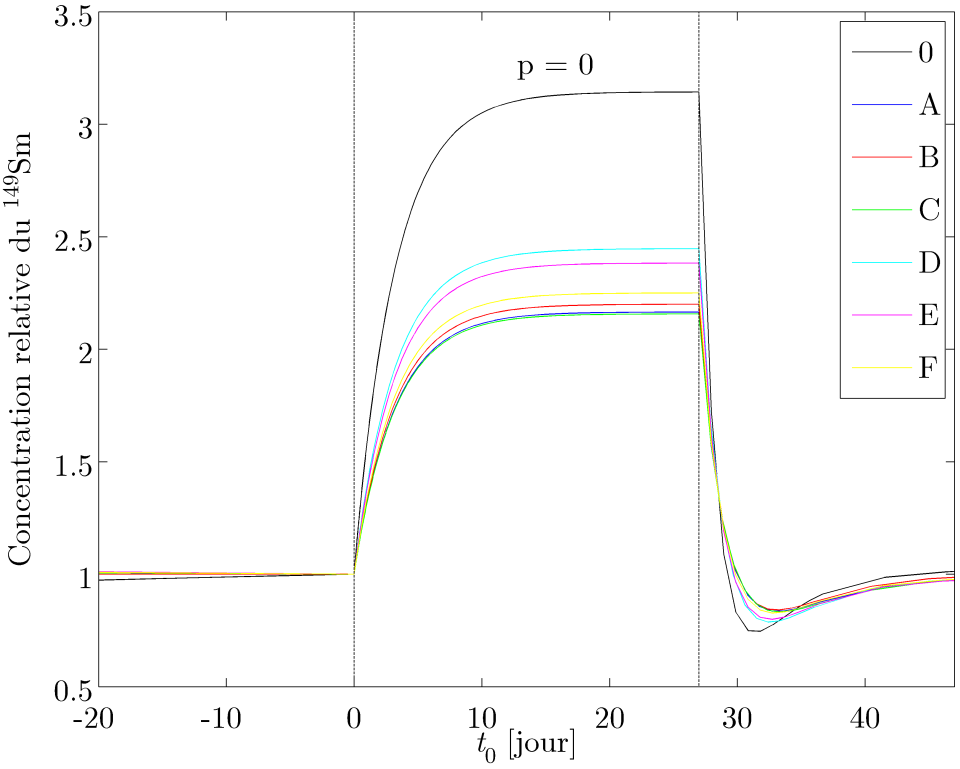

Figure B.3 Concentration relative du ^{149}Sm avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles sélectionnés.

L'effet neptunium (c.f. section 3.3.3) est présenté à la figure B.4. On remarque qu'avant l'arrêt, la concentration de ^{239}Pu augmente pour les cycles 0, B, C et D et diminue pour les cycles A, E et F. Ceci est dû à la teneur initiale élevée en DUPIC pour les cycles A, E et F. Durant l'arrêt, $\mathcal{N}_{^{239}\mathrm{Pu}}(t_0)$ augmente et sature après la désintégration du ^{239}Np, qui était à saturation avant l'arrêt. Puisque $\mathcal{N}^{\infty}_{^{239}\mathrm{Np}}$ dépend directement de la concentration d'^{238}U (c.f. équation 3.37), l'effet est maximal pour le cycle de référence, mais demeure important pour les combustibles B, C et D qui contiennent une grande quantité d'uranium enrichi. Après le redémarrage, la production ou la consommation (selon les cas) du ^{239}Pu reprend avec le même rythme qu'avant l'arrêt, après une courte période de consommation accrue durant les premiers jours suivant le redémarrage.

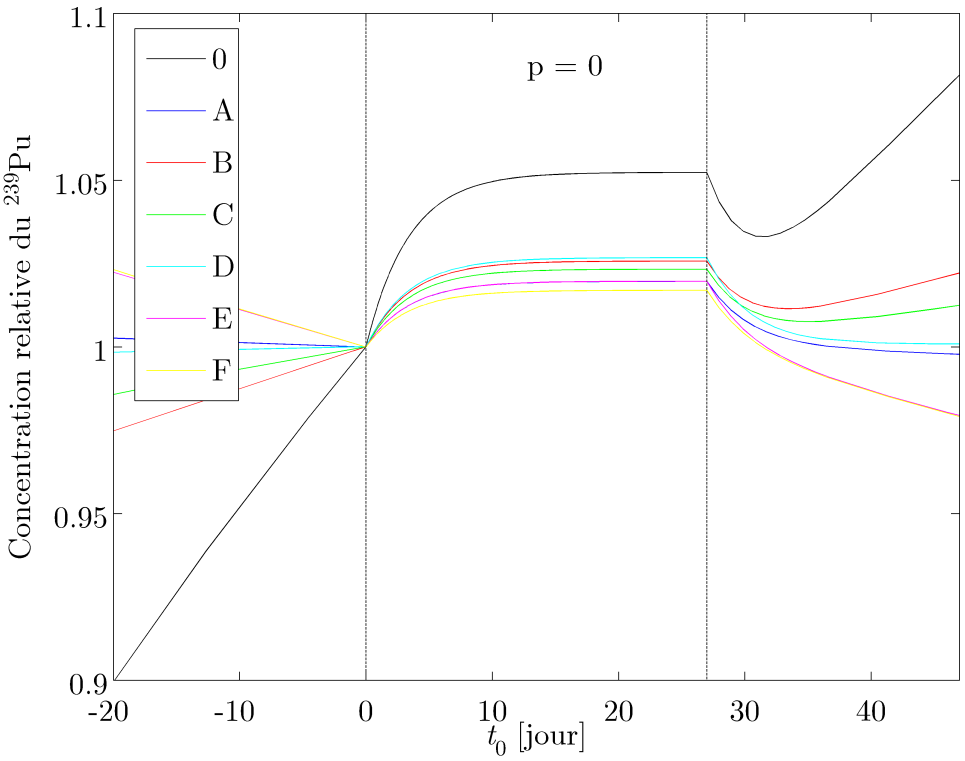

Figure B.4 Concentration relative du ^{239}Pu avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles sélectionnés.

Enfin, l'effet protactinium (c.f. section 3.3.3) est présenté à la figure B.5 pour les cycles avancés A à F. Bien que le ^{233}Pa ne puisse être considéré à saturation avant l'arrêt du réacteur, sa concentration est tout de même relativement élevée (c.f. tableau B.1) ce qui engendre une production nette d'^{233}U à l'arrêt (de durée $t_{1/2}^{^{233}\mathrm{Pa}}$) pouvant atteindre plus de 15% de sa concentration avant l'arrêt pour le cycle F. En fait, la figure B.5 révèle que plus le taux de production relatif d'^{233}U est faible avant l'arrêt, plus la production d'^{233}U durant et après l'arrêt est faible. Ceci est directement due aux valeurs de $t_{\text{déclenchement}} = t_{\text{statique}}$ pour les différents combustibles alternatifs, qui dictent la quantité de ^{233}Pa accumulée dans le combustible avant l'arrêt, et donc le taux de production d'^{233}U par la suite.

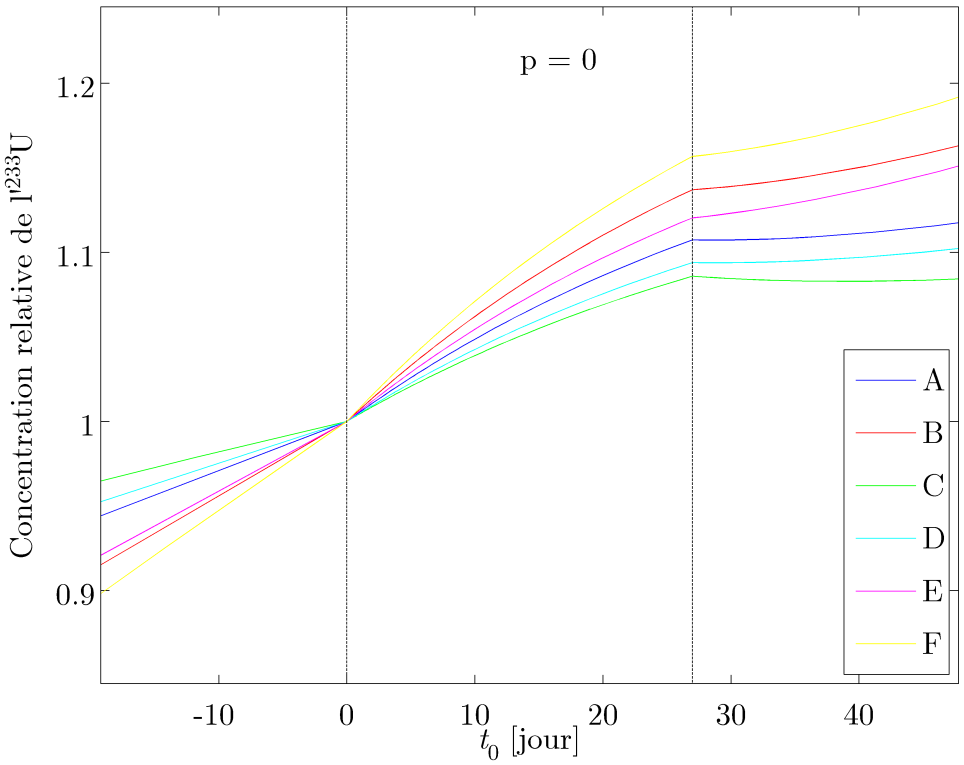

Figure B.5 Concentration relative de l'^{233}U avant, pendant et après l'arrêt pour les cycles A à F.

La variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty,0}(t_0, t_{\text{statique}})$ durant la période d'arrêt du réacteur est présenté à la figure B.6. Globalement, on constate que la transitoire est fortement dominée par l'effet xénon durant les deux premiers jours de l'arrêt, faisant ainsi passer la réactivité statique par un minimum d'amplitude négative élevée. Ensuite, la réactivité redevient positive ($\sim$2 800 pcm) lorsque le ^{135}Xe s'est complètement désintégré, puisque la réactivité juste avant l'arrêt tenait compte de la concentration à saturation du ^{135}Xe. Ensuite, une période de transition gouvernée par les effets samarium et neptunium est observée entre $t_0 \approx 3$ jours et $t_0 \approx 7$ jours. La réactivité y demeure pratiquement constante pour tous les cas, ce qui confirme que les effets se compensent pour tous les cycles considérés. Finalement, une augmentation lente et pratiquement linéaire (sauf pour le cycle de référence) de la réactivité est observée après $t_0 \approx 7$ jours en raison de l'effet protactinium qui continue d'agir pour les cycles avancés.

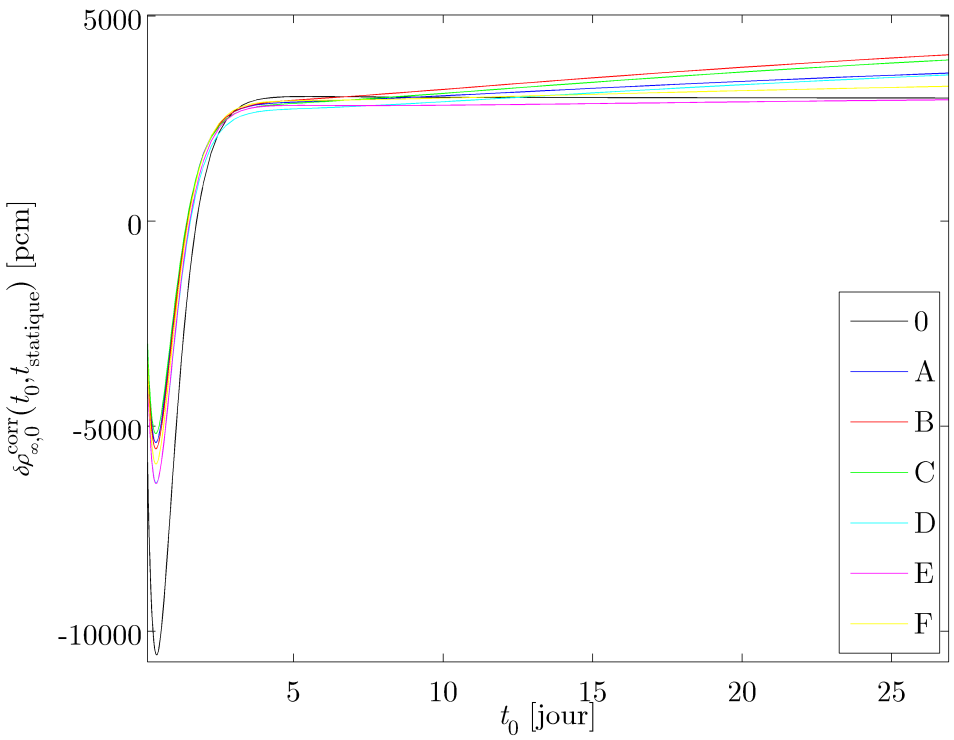

Figure B.6 Variation de la réactivité statique $\delta\rho_{\infty,0}(t_0, t_{\mathrm{statique}})$ durant l'arrêt du réacteur pour les cycles sélectionnés.