PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Étude d'un concept de cœur hybride refroidi à l'eau supercritique
Auteur: Author:	Baptiste Delattre
Date:	2014
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Delattre, B. (2014). Étude d'un concept de cœur hybride refroidi à l'eau supercritique [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/1436/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/1436/
Directeurs de recherche: Advisors:	Alberto Teyssedou, & Guy Marleau
Programme: Program:	Génie énergétique

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

ÉTUDE D'UN CONCEPT DE CŒUR HYBRIDE REFROIDI À L'EAU SUPERCRITIQUE

BAPTISTE DELATTRE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

© Baptiste Delattre, 2014.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé

ÉTUDE D'UN CONCEPT DE CŒUR HYBRIDE REFROIDI À L'EAU SUPERCRITIQUE

présenté par : DELATTRE Baptiste
en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. HÉBERT Alain, Doct, président
M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et directeur de recherche
M. MARLEAU Guy, Ph.D., membre et codirecteur de recherche
M. CHAMBON Richard, Ph.D., membre

À ma famille qui, même si elle est loin, n'en demeure pas moins dans mon coeur.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, Alberto Teyssedou ainsi que mon co-directeur, Guy Marleau qui m'ont guidé et fait progresser dans ma réflexion sur mon sujet de recherche. Je tiens également à les remercier pour leur soutien financier tout au long de ces deux années de maîtrise. J'adresse un remerciement particulier à Sarra Zohglami qui a permis d'enrichir ma réflexion à travers notre collaboration sur l'aspect thermohydraulique de mon projet de recherche. Je tiens également à remercier les étudiants au doctorat qui m'ont apporté une aide appréciable : Geneviève Harrisson et Emmanuel St Aubin. J'ai aussi apprécié le soutien indirect des autres membres de l'IGN, étudiants, chercheurs, professeurs... Enfin mes derniers remerciements vont à ma famille et à mes amis, ceux qui, une fois quitté mon bureau, ont su me soutenir, m'aider et m'enrichir de multiples souvenirs.

RÉSUMÉ

Face à la problématique climatique et énergétique actuelle, le Canada a choisi de développer le réacteur refroidi par de l'eau à l'état supercritique (SCWR). Pouvant s'inspirer de l'architecture à tube de force des réacteurs CANDU-6 actuels, ce choix technologique permet au Canada d'économiser une partie des efforts qu'aurait nécessité le développement d'un nouveau modèle de réacteur. En effet, ce type de réacteur permettrait d'atteindre une plus grande efficacité énergétique tout en satisfaisant d'autres critères essentiels concernant la sûreté, sécurité, non prolifération.

Cependant, les défis technologiques sont encore nombreux à relever pour satisfaire les contraintes imposées par l'utilisation de l'eau à l'état supercritique. Ainsi, les matériaux à utiliser sont encore à déterminer car ils devront pourvoir supporter les contraintes particulières des conditions de l'eau supercritique comme une pression de $25MPa$ et une température du caloporteur pouvant aller jusqu'à $650°C$. Ainsi les matériaux en contact avec l'eau supercritique devront éviter de subir une corrosion trop importante tout en conservant des propriétés de transparence neutronique satisfaisantes. De plus, l'utilisation de l'eau légère comme caloporteur rend l'absorption neutronique plus importante que dans un réacteur CANDU actuel où c'est l'eau lourde qui est utilisée à cette fin. Parmi les problèmes restant à résoudre pour le développement d'un réacteur de type SCWR figure aussi celui du coefficient de vide positif et des problèmes de sûreté conséquents.

Dès lors, à l'exclusion d'une résolution directe de ces problèmes en vue de mettre en place un réacteur SCWR tel que pensé jusqu'ici, il existe certaines réponses permettant de s'approcher d'un modèle de réacteur SCWR. Parmi celles-ci, la nécessité de réaliser certains compromis afin de minimiser les contraintes et les inconvénients d'un réacteur SCWR constitue une option intéressante et digne d'attention. Des travaux préliminaires ont ainsi permis d'avancer la réflexion en ce sens.

Prenant ces origines dans des études préliminaires d'optimisation de cycle pour des réacteurs supercritiques et sur la modélisation thermohydraulique d'un canal refroidi par de l'eau supercritique, un concept de réacteur hybride comportant deux types de canaux a vu le jour.

Il est ainsi permis d'imaginer un réacteur avec une architecture à tubes de force mais présentant cette fois ci deux types de canaux :

— Des canaux à l'intérieur desquels règnent des conditions thermodynamiques offrant un passage de l'eau à l'état supercritique et ainsi permettre un transfert de chaleur avantageux.

— Les autres canaux possédant des conditions thermodynamiques plus "classiques" et permettant un passage de l'eau (ici de l'eau légère dans des conditions sous critiques au lieu de supercritiques) sous pression comme ce qu'on peut observer dans les canaux d'un réacteur CANDU-6 actuel.

Ces deux types de canaux permettraient ainsi de mitiger les désavantages et les contraintes d'un réacteur SCWR (avec par exemple un abaissement du coefficient de vide) tout en en conservant une partie (rendement énergétique amélioré). L'objectif de cette étude est de déterminer la viabilité d'un tel type de réacteur hybride comportant deux types de canaux différents dans le même cœur. Pour ce faire, on s'appuie tant sur des modèles neutroniques que thermohydrauliques.

Dans un premier temps, dans ce travail de maîtrise, nous présentons le contexte particulier du développement du réacteur SCWR avec quelques rappels bibliographiques ainsi que la description globale du réacteur hybride développé dans notre recherche. Dans un deuxième temps, nous présenterons quelques rappels théoriques sur le calcul neutronique utilisé dans les codes DRAGON et DONJON qui nous ont permis de réaliser cette étude. Nous développons également des rappels concernant les aspects thermohydrauliques du projet avec l'utilisation des codes ARTHUR et ARTHUR_SCWR. À la suite de quoi, nous présenterons les modèles de calcul de cellule et de cœur entier ainsi que leurs descriptions. Parmi les calculs réalisés, un couplage neutronique-thermohydraulique a été effectué en s'appuyant sur les travaux précédents. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus et leur interprétation qui seront suivis d'une conclusion.

ABSTRACT

Facing the current weather and energy global problem, Canada chose to develop a reactor cooled by water at supercritical conditions (SCWR). Inspired by the current CANDU-6 pressure tube technology, this concept should allow to save a substantial amount of efforts for developping a brand new kind of reactor by using the well-known pressure tube CANDU design. In fact, this type of reactor should be able to reach a better energy efficiency as well as other essential criteria about safety, security, non-proliferation...

Nevertheless, there are still a lot of technology challenges to be dealt with to satisfy the differents obligations related to the use of supercritical water (SCW). Thus, materials to use remain undetermined because of a 25 MPa operating pressure and a 650°C temperature for the SCW coolant. Actually, materials in presence of SCW should be able to avoid too much corrosion and remain low neutrons absorbers. Additionnaly, the use of a light water coolant makes the neutronic absorption more important than in CANDU heavy-water cooled reactors. Additionally, a positive coolant void reactivity (CVR) and safety related problem remains among the challenges to overcome for developping a SCWR.

Bringing about a solutions to all these problems remains very difficult and that's why some concessions on these criteria have to be made in order to achieve a viable reactor. This study presents some thougts and works in that direction.

Originally developped in early studies about thermodynamic cycle optimization for a SCW power plant, a new hybrid reactor concept with two channels types has arise.

To this purpose, we imagine a pressure tube core design but with two different types of channels:

— Some channels have thermodynamic conditions where water goes through a supercritical state.
— The other channels have "CANDU like" thermodynamic conditions allowing the flow of pressurized light water under sub-critical conditions.

These two kinds of features should mitigate the drawbacks and constraints of a whole SCWR core while keeping some of the benefit of the SCW use (improved energy efficiency). The aim of this study is to determine whether or not this kind of hybrid core with two types of channels is viable. To this purpose we used neutronics as thermalhydraulic models.

First of all, in this thesis, we describe the SCWR-development history and specific background with bibliography commentaries and a global description of the hybrid reactor developped. Secondly, we provide a brief theorical review of the neutronics and thermalhydraulics concepts used in the DRAGON, DONJON and ARTHUR calculation codes. Afterwards we will be considering some cell and core models and their description. Among others, some coupled neutronics-thermalhydraulic calculations have been done. This is followed by a presentation of the results we obtained and a discussion of the viability of our reactor. Finallly, we conclude.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vii

TABLE DES MATIÈRES ix

LISTE DES TABLEAUX xii

LISTE DES FIGURES xiii

LISTE DES ANNEXES xvi

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xvii

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1

1.1 Les différents types de réacteur de génération IV 2

1.1.1 Le réacteur à eau supercritique : un choix canadien pour le futur . . . 3

1.1.2 Des attraits encore peu accessibles 4

1.1.3 Les propriétés thermophysiques de l'eau à l'état supercritique . . . 5

1.1.4 Proposition d'une architecture de réacteur hybride 9

CHAPITRE 2 THÉORIE 14

2.1 Calculs Neutroniques 14

2.1.1 Effets de température et de densité sur les sections efficaces 16

2.1.2 Les conditions aux frontières 17

2.1.3 La discrétisation multigroupe 17

2.1.4 Résolution de l'équation de transport : méthode des probabilités de collision 19

2.1.5 Autoprotection des résonances 20

2.1.6 Modèle de fuite neutronique 21

2.1.7 Homogénéisation et condensation 22

2.1.8 Calcul de l'évolution du combustible 23

2.1.9 Calcul de diffusion pour le cœur en entier 24

2.1.10 Conditions aux frontières pour le cœur en entier 25

2.2 Modélisation thermohydraulique : équations de conservation 26
2.2.1 Les équations du transfert de chaleur 29
2.2.2 Les équations de fermeture, corrélations 30

CHAPITRE 3 MODÈLES DE CELLULES ET D'UN CANAL SCWR 35
3.1 Modèles de canal SCWR 35
3.1.1 Le canal SCWR 35
3.1.2 Calculs couplés préliminaires 37
3.2 Modèles de cellules 50
3.2.1 Cellules simples unitaires 50
3.2.2 Supercellule 2x2 54
3.3 Fonctionnement de l'algorithme de couplage pour le canal 64

CHAPITRE 4 MODÈLE D'UN CŒUR ENTIER 67
4.1 Modèle d'un cœur entier pour un réacteur hybride 67
4.1.1 Le cœur du réacteur SCWR 67
4.2 Modifications spécifiques requises par un réacteur hybride SCW/PW-R . . . 68
4.3 Algorithme proposé pour le calcul couplé d'un cœur SCW/PW-R 70
4.4 Algorithme d'interpolation pour trouver la concentration de bore critique en évolution 72
4.4.1 Initialisation de la concentration en bore critique 73
4.4.2 Évolution du cœur avec recherche de la CBC 74

CHAPITRE 5 RÉSULTATS ET DISCUSSIONS 77
5.1 Calculs de cellules 77
5.1.1 Calculs effectués sur des cellules simples unitaires 77
5.1.2 Calculs effectués sur des supercellules 2×2 80
5.1.3 Comparaison de calculs effectués sur des supercellules hybride et des cellules simples 84
5.1.4 Calculs des coefficients de réactivité en milieu infini 88
5.2 Calculs en diffusion 94
5.2.1 Calcul de l'évolution du cœur 94
5.2.2 Calculs avec du bore dans le modérateur et détermination de la concentration critique 99
5.2.3 Coefficients de réactivité du vide 103
5.3 Calcul couplé neutronique-thermohydraulique 106
5.3.1 Ajustement et convergence du calcul couplé 106

5.3.2 Puissance 111

CHAPITRE 6 CONCLUSION 115
6.1 Synthèse des travaux 115
6.2 Perspectives futures 116

RÉFÉRENCES 118

ANNEXES 122

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 Description de la grappe SCWR. 38
Tableau 3.2 Caractéristiques principales du modèle de canal SCWR. 40
Tableau 3.3 Paramètres thermodynamiques initiaux utilisés pour le modèle de canal SCWR. 40
Tableau 3.4 Valeurs des paramètres thermodynamiques initiaux pour les grappes du canal. 40
Tableau 3.5 Discrétisation radiale de la géométrie pour le calcul de flux. 51
Tableau 3.6 Valeurs des paramètres pour la discrétisation spatiale. 52
Tableau 3.7 Valeurs des paramètres thermodynamiques initiaux pour les cellules unitaires SCWR et ACR. 53
Tableau 3.8 Comparaison entre cellules et supercellules 2×2 pour validation. . . 57
Tableau 3.9 Ajustement de l'enrichissement du combustible pour la cellule ACR. . 59
Tableau 3.10 Résultats des calculs en évolution pour une supercellule hybride 2×2 avec des concentrations de bore différentes. 62
Tableau 3.11 Calcul du coefficient d'efficacité du Bore. 62
Tableau 4.1 Caractéristiques des modèles de cœurs. 70
Tableau 4.2 Tableau des différents k_{eff} obtenus pour chaque pas de burnup. . . . 75
Tableau 5.1 Valeurs des paramètres thermodynamiques pour le calcul de cellule simple. 78
Tableau 5.2 k_∞ initiaux pour cellules simples et modèle de fuites de type B. . . . 78
Tableau 5.3 k_∞ initiaux pour différents types de cellules. 82
Tableau 5.4 k_∞ pour différents types de supercellules 2×2. 82
Tableau 5.5 Nouveaux paramètres thermodynamiques pour les cellules SCWR. . . 84
Tableau 5.6 Comparaison k_∞ et réactivités initiaux pour une supercellule hybride et des cellules simples. 85
Tableau 5.7 Coefficients de réactivités du vide pour des supercellules 2×2. 89
Tableau 5.8 CBCVR pour supercellule 2×2. 90
Tableau 5.9 Coefficients de réactivité du vide pour des cellules simples. 90
Tableau 5.10 CBCVR pour des supercellules avec des conditions thermodynamiques mises à jour. 91
Tableau 5.11 Réactivités initiales pour différents cœurs. 96
Tableau 5.12 Résultats calcul sur cœurs homogènes avec de nouvelles conditions thermodynamiques. 98
Tableau 5.13 Valeurs des CBC et des k_{eff} pour les différentes itérations. 111

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Diagramme T-s pour un cycle SCWR direct (Saltanov *et al.*, 2009). . 6
Figure 1.2 Variations de la capacité calorifique à pression constante pour l'eau en fonction de la température et pour différentes pressions supercritiques. 7
Figure 1.3 Variations de la densité pour l'eau en fonction de la température et pour différentes pressions supercritiques. 8
Figure 1.4 Proposition de circuit thermo-hydraulique pour un réacteur hybride. . 11
Figure 1.5 Configurations pour la disposition des deux types de canaux. 12
Figure 3.1 Vue isométrique d'un canal SCWR. 36
Figure 3.2 Modèle de la géométrie cellule CANFLEX-43 SCWR. 39
Figure 3.3 Températures initiales du combustible le long du canal. 41
Figure 3.4 Températures initiales du caloporteur le long du canal. 41
Figure 3.5 Masses volumiques initiales du caloporteur le long du canal. 42
Figure 3.6 k_∞ initiaux pour chaque cellule du canal. 42
Figure 3.7 Distribution de puissance de grappes le long du canal pour différentes itérations. 44
Figure 3.8 Convergence de la température du combustible le long du canal. . . . 44
Figure 3.9 Convergence de la distribution de la température caloporteur le long du canal. 45
Figure 3.10 Convergence de la densité du caloporteur le long du canal. 45
Figure 3.11 Évolution du k_∞ pour chaque cellule servant au calcul du canal. . . . 46
Figure 3.12 Rapport entre la densité moyenne du caloporteur et la densité du caloporteur à la surface de la gaine du combustible. (Zoghlami, 2013). . 47
Figure 3.13 Distribution de température du caloporteur le long du canal pour différents débits (Zoghlami, 2013). 48
Figure 3.14 Effet de la température d'entrée du caloporteur(Zoghlami, 2013). . . 48
Figure 3.15 Réactivité des cellules le long du canal, avec et sans caloporteur. . . . 49
Figure 3.16 Distribution de température du combustible pour étude de l'effet de température sur le canal. 49
Figure 3.17 Effet d'une hausse de la température combustible sur le coefficient de multiplication en milieu infini. 50
Figure 3.18 Cellule unitaire avec sa discrétisation. 52
Figure 3.19 Motif de la supercellule 2×2 avec deux types de canaux représentés par des symboles différents. 55
Figure 3.20 Géométrie de la supercellule 2×2. 56

Figure 3.21 Comparaison du k_∞ pour la cellule ACR, SCWR et hybride sur une durée de 10 jours. 60
Figure 3.22 Comparaison du k_∞ pour la cellule ACR, SCWR et hybride. 60
Figure 3.23 Comparaison du k_{eff} de différents types de cœurs sans bore. 62
Figure 3.24 Comparaison du k_{eff} de différents types de cœurs avec un concentration de bore de 150 *ppm*. 63
Figure 3.25 Schéma du calcul couplé DRAGON/DONJON/ARTHUR_SCWR. . 66
Figure 4.1 Discrétisation radiale du cœur hybride. 72
Figure 4.2 Diagramme de l'algorithme d'interpolation pour calculer la CBC en évolution. 76
Figure 5.1 Évolution du k_∞ en fonction du burnup pour deux types de cellules simples. 79
Figure 5.2 Évolution du k_∞ en fonction du burnup pour deux types de cellules simples sur les dix premiers jours. 79
Figure 5.3 Taux de fissions dans les différents types de cellule. 81
Figure 5.4 Évolution initiale de la réactivité ρ pour les différents types de supercellules. 83
Figure 5.5 Évolution de la réactivité ρ pour différents types de supercellules. . . 84
Figure 5.6 Évolution initiale de la réactivité pour des cellules simples et une supercellule hybride. 86
Figure 5.7 Évolution de la réactivité pour des cellules simples et une supercellule hybride. 87
Figure 5.8 Évolution des CVR pour des cellules simples SCWR et ACR. 93
Figure 5.9 Évolution du k_{eff} du cœur hybride. 95
Figure 5.10 Évolution du k_{eff} du cœur hybride en début de cycle 95
Figure 5.11 Évolution de la réactivité de différents cœurs. 97
Figure 5.12 Évolution initiale de la réactivité de différents cœurs. 97
Figure 5.13 Évolution de la réactivité de cœurs homogènes avec conditions thermodynamiques mises à jour. 99
Figure 5.14 Évolution du k_{eff} de cœurs hybrides avec deux concentrations de bore différentes. 100
Figure 5.15 Évolution de la réactivité du cœur hybride avec ajustement de la réactivité par du bore. 101
Figure 5.16 Évolution de la réactivité du cœur hybride avec ajustement de la réactivité par du bore sur les premiers jours. 102
Figure 5.17 Évolution de la CBC dans le modérateur. 103

Figure 5.18 Évolution de la réactivité de cœurs hybrides avec certains types de canaux vides. 104
Figure 5.19 Évolution initiale des CVR en damier de cœurs hybrides. 105
Figure 5.20 Évolution des CVR en damier de cœurs hybrides. 105
Figure 5.21 Profils de puissance initiaux pour les canaux ACR. 107
Figure 5.22 Profils de puissance initiaux pour les canaux SCWR. 108
Figure 5.23 Profil de puissance pour les canaux ACR centraux. 109
Figure 5.24 Profil de puissance pour les canaux SCWR centraux. 109
Figure 5.25 Évolution des paramètres thermohydrauliques pour les canaux ACR centraux. 110
Figure 5.26 Évolution des paramètres thermohydrauliques pour les canaux SCWR centraux. 110
Figure 5.27 Profil de puissance axiale du canal SCWR pour la zone centrale. . . . 112
Figure 5.28 Profil de puissance axiale du canal ACR pour la zone centrale. 112
Figure 5.29 Paramètres thermodynamiques pour les canaux SCWR centraux. . . 113
Figure 5.30 Paramètres thermodynamiques pour les canaux ACR centraux. . . . 113
Figure C.1 Diagramme pour le calcul couplé avec le code DRAGON pour un canal SCWR 144
Figure C.2 Diagramme pour le calcul couplé avec le code DONJON pour un canal SCWR 145

LISTE DES ANNEXES

Annexe A Équations constitutives des corrélations utilisées dans le code ARTHUR (Fehri, 2008) 122

Annexe B Modèle de supercellule hybride pour création de base de données pour calcul sur un cœur entier 126

Annexe C Diagramme chaine de calcul DRAGON et DONJON pour calcul couplé sur canal SCWR 144

Annexe D Procédures pour déterminer la CBC à chaque pas de burnup 146

Annexe E Le code ARTHUR_SCWR 159

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Thermohydraulique :

c	Chaleur spécifique $(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$
C_0	Coefficient de distribution diphasique
D	Diamètre hydraulique (m)
f	Coefficient de perte de pression par frottement
g	Constante de gravitation $(m \cdot s^{-2})$
G	Flux massique $(kg \cdot m^{-2} \cdot s)$
h	Enthalpie $(J \cdot kg^{-1})$
htc	Coefficient de transfert de chaleur $(W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$
h_{gap}	Coefficient de transfert de chaleur à l'interstice $(W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$
j	Flux volumétrique (m^3)
k	Conductivité thermique $(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$
$\dot{m}$	Débit $(kg \cdot s^1)$
Nu	Nombre de Nusselt
p	Pression (Pa)
Pr	Nombre de Prandtl
q''	Flux de chaleur $(W \cdot m^{-2})$
r	Position radiale (m)
Re	Nombre de Reynolds
T	Température (K)
v_i	Volume occupé par une phase i (m^3)
V_{gj}	Écart de vitesse $(m \cdot s^{-1})$
x_d	Titre de l'écoulement
z	Position axiale (m)
ϵ	Taux de vide
η	Rendement
μ	Viscosité $(Pa \cdot s)$
ρ	Masse volumique $(kg \cdot m^{-3})$
τ	Temps (s)

Neutronique :

D	Coefficient de diffusion (cm)
g	Groupe d'énergie

$\vec{J}$	Courant neutronique $(m^{-2} \cdot s^{-1})$
k_∞	Coefficient de multiplication en milieu infini
k_{eff}	Coefficient de multiplication effectif
$\vec{r}$	Position radiale des neutrons
V_n	Vitesse des neutrons $(m \cdot s^{-1})$
Ω	Direction de déplacement des neutrons
n	Densité neutronique (m^{-3})
N_i	Densité de noyau i
$\vec{N}$	Vecteur normal unitaire
P	Puissance (W)
Φ	Flux neutronique $(m^{-2} \cdot s^{-1})$
Σ	Section efficace macroscopique (m^{-1})
σ	Section efficace microscopique (m^2)
β	Coefficient de réflexion
ρ	Réactivité
τ	Chemin optique
s	Caractéristique du neutron
V	Volume (m^3)
ACR	Advanced CANDU Reactor
CANDU	Canadian Deuterium Uranium Reactor
CANFLEX	CANDU Flexible fuel
CBC	Concentration en Bore Critique (ppm)
CVR	Coolant Void Reactivity
EACL	Énergie Atomique du Canada Limitée
GFR	Gas-cooled Fast Reactor
GIF	Generation IV International Forum
HEC	High Efficiency Channel
LFR	Lead-cooled Fast Reactor
MSR	Molten Salt Reactor
PW/SCW-R	Pressurized Water and Supercritical Water Reactor
REC	Re-Entrant Channel
SCW	Supercritical Water
SCWR	Supercritical Water Reactor
VHTR	Very High Temperature Reactor

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Avec le développement et l'émergence économique de nouveaux pays tels que l'Inde, le Brésil et la Chine parmi d'autres, le monde fait face à une demande toujours plus importante en énergie. Cet accroissement de la demande énergétique devrait atteindre 56% à l'horizon 2040. Cette demande, soutenue par une forte croissance démographique et l'amélioration des conditions de vie, réclame également son dû dans le secteur de l'énergie électrique. Elle s'accompagne donc du développement de moyens de production électrique à travers la majeure partie des pays de la planète. De plus, il convient de rajouter des contraintes de plus en plus pressantes sur les conditions et les conséquences d'une telle production énergétique.

En effet, le réchauffement climatique, phénomène global, de plus en plus difficile à ignorer, vient ajouter une pression supplémentaire sur la production énergétique ainsi que sur la volonté des différents pays d'acquérir une certaine indépendance énergétique. Dans ce contexte, les différentes politiques, tant à l'échelle internationale que régionale, prennent au sérieux la réduction des émissions de gaz à effet de serre. Les réponses apportées sont variées, tant dans les moyens que leur quantité. Ainsi, selon un rapport sur l'énergie de l'agence internationale de l'énergie (IEA, 2011) dans une perspective de limitation du réchauffement climatique à $2°C$ par rapport au niveau pré-industriel (ce qui représente à l'heure actuelle le scénario le plus "optimiste"), la production totale d'électricité devrait compter pour moitié une origine nucléaire ou renouvelable à l'horizon 2035. L'électronucléaire fait donc partie des solutions ayant de faibles émissions en gaz contribuant à l'effet de serre. Au nombre des pays possédant déjà un parc nucléaire développé important, on dénombre entre autres : les États-Unis, la France, le Japon, la Russie, la Chine, le Canada.

C'est dans ce contexte de transition, si ce n'est de révolution énergétique, et de regain d'intérêt pour l'énergie nucléaire que s'est tenu en 2000 le forum international sur les réacteurs de génération IV (GIF), visant la collaboration d'une dizaine de pays pour le développement d'une nouvelle génération de réacteurs.

1.1 Les différents types de réacteur de génération IV

Lors de la tenue du GIF, les états participants se sont accordés sur l'étude de six types de réacteurs différents ainsi que sur les critères que ces réacteurs de génération IV doivent satisfaire (DoE, 2002). Parmi ces réacteurs, trois sont à spectre neutronique rapide et trois sont à spectre de neutrons thermique. Les différentes technologies proposées sont :

i) Le réacteur à haute température refroidi au gaz (VHTR) : ce type de réacteur comporte un modérateur au graphite, la température de sortie du caloporteur est d'environ 1000°C. Il permet en outre la production d'hydrogène, perspective intéressante dans l'hypothèse d'un parc automobile roulant majoritairement à l'hydrogène par exemple.

ii) Le réacteur rapide refroidi au gaz (GFR) : ce réacteur rapide permet d'atteindre une bonne efficacité thermique grâce à l'utilisation d'hélium comme caloporteur suivant un cycle direct de type Brayton-Joule, i.e, l'emploi de turbines à gaz.

iii) Le réacteur rapide refroidi au sodium (SFR) : le caloporteur de ce réacteur est du sodium liquide et le combustible est un alliage métallique d'uranium et de plutonium.

iv) Le réacteur rapide refroidi au plomb (LFR) : ce réacteur est refroidi par un mélange liquide métallique de type plomb/bismuth en phase eutectique. Le combustible possiblement utilisé serait constitué en partie par de l'uranium fertile et des transuraniens en cycle fermé.

v) Le réacteur à sels fondus (MSR) : ce réacteur comporte des sels fondus à haute température et à pression atmosphérique. Une des particularité de ce réacteur est que le combustible est aussi utilisé comme caloporteur sous forme de tetrafluorure d'uranium (UF_4) ; la fonction de modération est ici assurée par du graphite.

vi) Le réacteur refroidi à l'eau supercritique (SCWR) : ce réacteur utilise de l'eau légère à l'état supercritique en tant que caloporteur et opère à des températures plus élevées que les réacteurs actuels à eau pressurisée ou à eau bouillante. Le Canada a choisi d'étudier plus spécifiquement ce type de technologie.

Tous ces réacteurs doivent apporter des améliorations comparativement aux réacteurs en service actuellement dans des domaines tels que l'économie, l'écologie, la sûreté, la durabilité et la résistance à la prolifération. De manière plus spécifique, l'objectif est d'optimiser l'utilisation des ressources naturelles afin de minimiser les déchets nucléaires et respecter l'environnement, améliorer le design et les conditions de sûreté dans leur ensemble afin de prévenir tout incident ou accident, s'assurer que le réacteur permette une exploitation durable de par son fonctionnement et sa maintenance, rendre ces technologies le moins attractives possibles pour le détournement ou le vol dans le but de produire des armes nucléaires.

1.1.1 Le réacteur à eau supercritique : un choix canadien pour le futur

Depuis la tenue du forum international sur les réacteurs de génération IV (GIF) en 2000, le Canada s'est concentré principalement sur l'étude et la conception d'un réacteur refroidi à l'eau supercritique (SCWR). La raison à l'origine d'un tel choix pour le Canada réside dans le fait qu'un tel type de réacteur puisse être constitué de canaux et de tubes de force, à l'image des CANDU-6 actuels, épargnant une partie des coûts de recherche que nécessiteraient la conception d'un nouveau design de réacteur. À l'heure actuelle, de nouveaux designs sont à l'étude avec un coeur vertical et des géométrie de grappes qui ont évoluées au cours de l'avancement des recherches (Pencer et Onder, 2012; Pencer *et al.*, 2013; Harrisson et Marleau, 2012b).

Cependant, l'utilisation de l'eau légère à l'état supercritique pour le refroidissement du combustible du réacteur représente une certaine nouveauté par rapport à l'eau lourde utilisée dans les CANDU-6, apportant avec elle de nouvelles contraintes à étudier dans les domaines de la thermohydraulique, de la mécanique et de la physique du réacteur. Ainsi, de nouvelles études sont entreprises dans ces domaines mais aussi dans ceux de la thermomécanique et de la chimie.

Une fois ces efforts consentis et sous réserve de réussite de la phase de conception, un tel réacteur permettrait d'atteindre une efficacité thermique économiquement plus intéressante et de satisfaire aux critères énoncés lors du GIF.

L'efficacité énergétique élevée du SCWR est un atout indéniable tant celle-ci représente un gain économique et écologique important lors de l'exploitation. En effet, pour une masse de combustible donnée, la quantité d'énergie électrique produite est plus importante que pour les réacteurs actuels. Cependant, l'utilisation de l'eau à l'état supercritique et les hautes températures et pressions afférentes ne va pas sans présenter quelques inconvénients technologiques.

Le choix des matériaux, que ce soit au niveau des crayons de combustible - celui-ci ne doit pas fondre - qu'au niveau de la tenue mécanique des matériaux utilisés dans le canal (gaine des crayons, guide métallique, isolant en céramique, tube de calandre), constitue un des défi qui doit être relevé au même titre que les problèmes posés par les importants gradients de température et la dégradation du transfert thermique. Ces matériaux se doivent d'offrir en même temps une certaine transparence aux neutrons présents dans leur environnement même s'il est toujours possible de compenser par un enrichissement du combustible plus

important. Ces contraintes ne sont pas les seules à prendre en compte, en effet, l'eau à l'état supercritique ne possède pas que des propriétés avantageuses pour le refroidissement Par exemple, la variation de densité du caloporteur en fonction de la température qui est très importante modifie grandement le ralentissement et l'absorption des neutrons le long d'un canal. D'autre part, l'emploi des hautes températures nécessitent l'utilisation d'alliages spéciaux qui ne possèdent pas nécessairement la transparence neutronique optimale. Il reste donc encore beaucoup à faire dans le domaine de la recherche à l'heure actuelle.

1.1.2 Des attraits encore peu accessibles

Concernant les différents avantages qu'offrent un réacteur constitué de tube de forces refroidi par de l'eau à l'état supercritique on peut citer la possibilité de n'avoir qu'une seule boucle primaire. D'un point de vue thermodynamique, l'eau de refroidissement opère au dessus des pressions et températures critiques, limitant ainsi la possibilité d'occurrence de crise d'ébullition (flux de chaleur critique). Ces conditions particulières permettent d'obtenir certains avantages tels que :

— Les pressions et températures atteintes en sortie du coeur de réacteur sont plus importantes que pour un réacteur à eau pressurisée (on envisage ainsi une pression de 25 MPa et une température de $625°C$ comme paramètres de sortie du coeur pour le caloporteur (Pioro et Duffey, 2007)), et on s'attend donc à un accroissement du rendement thermodynamique d'environ 15 points de pourcentage.
— Un rendement amélioré permettra de produire plus d'énergie par unité de combustible consommé. À énergie produite égale, la quantité de déchets sera inférieure à celle produite par les réacteurs actuellement en service.
— Les plans de centrales sont simplifiés puisqu'on élimine les générateurs de vapeur et les pressuriseurs des CANDU car il existe des turbines supercritiques déjà en opération dans des centrales supercritiques à combustible fossile (Leyzerovich, 2008).
— L'utilisation d'un modérateur à eau lourde sous-refroidie et à faible pression permet l'utilisation d'une boucle de vidange rapide, améliorant les conditions de sûreté du réacteur.

Au delà des avantages notables des différents réacteurs de quatrième génération, des difficultés subsistent néanmoins. Certains défis technologiques, parmi d'autres, peuvent être évoqués :

— La haute température atteinte par le caloporteur représente un problème pour les matériaux constitutifs du tube de force, et amène ainsi une conception légèrement

différente de canal de combustible. Il reste donc encore beaucoup de recherche à mener concernant les alliages et la tenue des matériaux sous ces conditions spécifiques (corrosion, radiolyse, résistance aux contraintes thermo-mécaniques, etc.) ainsi qu'en ce qui concerne les processus chimiques spécifiques et parfois mal connus survenant avec de l'eau supercritique (Guzonas et Cook, 2012).

— D'un point de vue thermohydraulique, il existe possiblement des instabilités dues au caractère particulier de l'eau dans des conditions supercritiques (Zoghlami, 2013). Ainsi on peut avoir une importante variation de densité qui est accompagnée d'une grande variation de capacité calorifique. Cette sensibilité particulière de l'eau à l'état supercritique à des variations des conditions thermodynamiques peut entraîner une possible stratification horizontale de l'eau pour un canal horizontal en plus d'une détérioration du transfert de chaleur entre la gaine du crayon combustible et le fluide caloporteur (Sakurai *et al.*, 2001).

Suite au choix de développer un réacteur refroidi à l'eau supercritique, il convient de préciser certains apsects et propriétés de l'eau à l'état supercritique employée comme caloporteur dans les travaux existants.

1.1.3 Les propriététés thermophysiques de l'eau à l'état supercritique

L'attrait principal du réacteur hybride comparativement à un réacteur CANDU réside dans l'utilisation de l'eau supercritique comme caloporteur et le rendement énergétique amélioré qui en découle. C'est pourquoi nous nous attardons ici sur la description des propriétés de l'eau à l'état supercritique.

L'eau supercritique dénote un état de l'eau où il n'est plus possible de distinguer la phase (liquide ou vapeur) dans laquelle celle-ci se trouve. Cette situation arrive lorsque l'eau atteint l'état critique, c'est à dire lorsque sa pression et sa température sont caractérisées par T_{cr} et P_{cr} . Pour l'eau ces paramètres prennent respectivement les valeurs de 22.064 MPa et 373.95°C. Au dessus des conditions caractérisées par ce point critique, l'eau présente des propriétés thermophysiques intéressantes pour le refroidissement d'un réacteur de type SCWR. Pour modéliser les propriétés thermophysiques de l'eau, nous avons utilisé la bibliothèque de données du NIST (National Institute of Standard and Technology) Standard Reference Database 23 (Lemmon *et al.*, 2010).

Sur le diagramme température-entropie présent sur la figure 1.1, on distingue le palier de transformation liquide-vapeur : pour une transformation isobare la température de l'eau

atteint une valeur de saturation lors du passage d'une phase à une autre. Au dessus du point

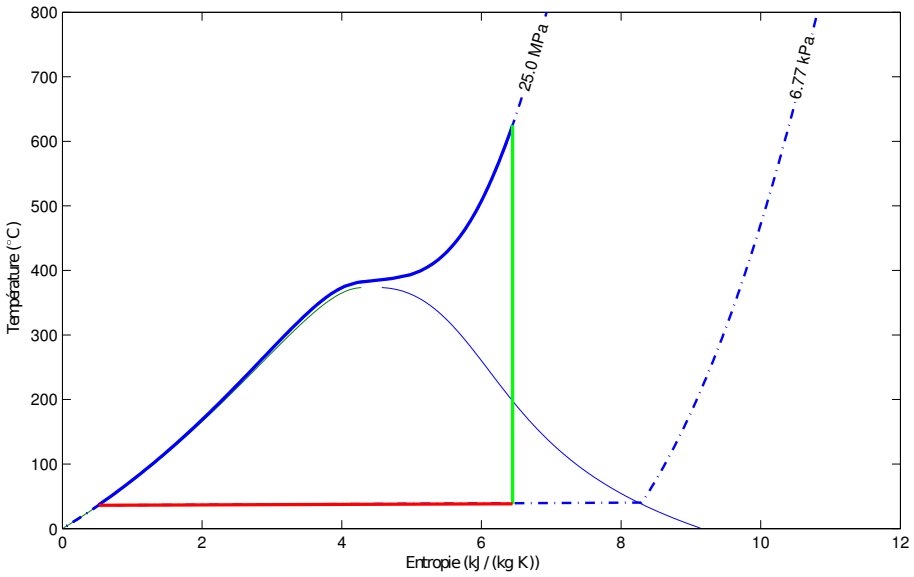

Figure 1.1 Diagramme T-s pour un cycle SCWR direct (Saltanov *et al.*, 2009).

critique, ce palier disparaît ainsi que le changement de phase, l'eau prend dans ce cas une nouvelle forme intermédiaire décrite par des paramètres spécifiques au gaz (viscosité) et au liquide (densité du liquide).

Un état pseudo-critique est caractérisé par une pression supérieure à la pression critique et par une température correspondant à la valeur maximale de la chaleur massique à pression constante. À la pression d'opération du SCWR (25 MPa), la température pseudo-critique est de 384.9°C. Au regard des températures d'entrée et sortie pour le SCWR (350°C et 625°C respectivement), il est clair que le caloporteur subit une transition dans la région pseudo-critique.

La capacité de transfert de chaleur de l'eau supercritique aux abords du point critique et pseudo-critique permet d'envisager son utilisation comme caloporteur tout en éliminant les risques liés à l'ébullition dans le canal combustible. Cependant, il convient de modérer ce point de vue, car même s'il n'y a pas de phénomène d'ébullition, il existe une détérioration du transfert de chaleur (Pioro et Duffey, 2007) une fois que la température pseudo critique est dépassée comme l'illustre l'allure de la capacité calorifique de l'eau à pression constante à la figure 1.2.

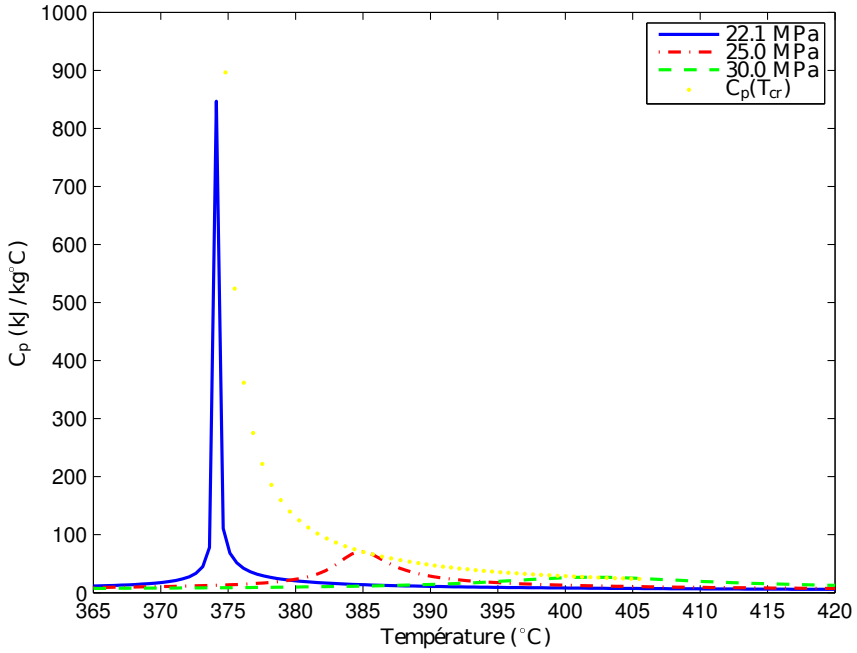

Figure 1.2 Variations de la capacité calorifique à pression constante pour l'eau en fonction de la température et pour différentes pressions supercritiques.

La capacité calorifique représente l'énergie à fournir pour élever la température d'un kilogramme d'eau d'un degré Celsius. Elle présente au point critique un pic infini. À des pressions supercritiques, la chaleur massique présente des maximums locaux. La région où ces pics prennent place est appelée la région pseudocritique.

Lorsqu'elle atteint son état supercritique, l'eau présente une variation de densité importante et lorsque la température augmente, la masse volumique diminue 1.3. On observe ainsi un gradient important dans les régions critiques et pseudocritiques (à droite du délimiteur pour la courbe correspondant à 22.1 MPa). La variation importante de masse volumique de l'eau lors de son passage dans le canal d'un réacteur SCWR va avoir un impact sur le refroidissement ainsi que sur la modération/absorption des neutrons.

Comparativement aux réacteurs à eau actuels, l'utilisation de l'eau dans des conditions supercritiques permet d'augmenter le rendement thermique. En effet, l'on peut considérer un réacteur nucléaire comme une machine thermique qui transforme l'énergie de la source chaude (caloporteur en sortie de canal) vers la source froide (eau de refroidissement venant d'une rivière ou d'une tour aéro-réfrigérante). En augmentant la chaleur fournie par la source

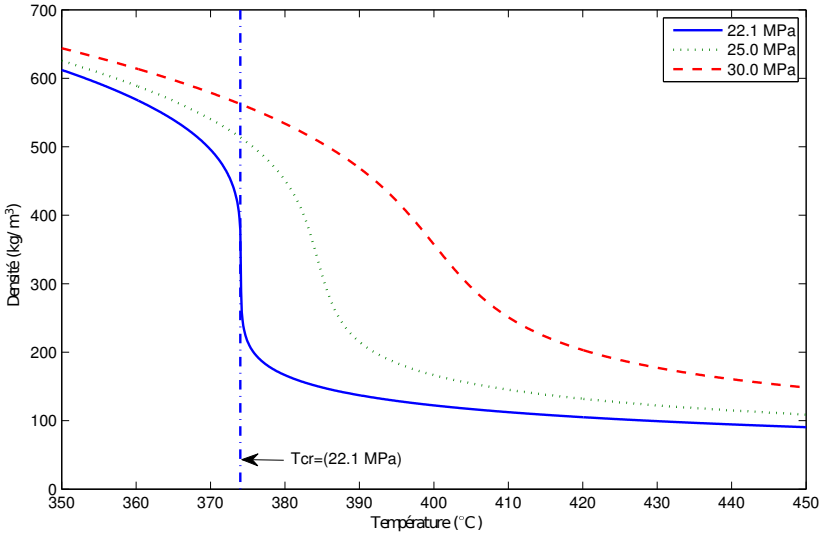

Figure 1.3 Variations de la densité pour l'eau en fonction de la température et pour différentes pressions supercritiques.

chaude, on augmente le rendement thermique de la centrale. Cette contribution est visible dans l'équation suivante (Glasstone et Sesonske, 1981) :

$$\eta = \frac{Q_{chaude} - Q_{froide}}{Q_{chaude}} \approx \frac{T_{chaude} - T_{froide}}{T_{chaude}} \tag{1.1}$$

avec Q_{chaude} et Q_{froide} les chaleurs fournies respectivement par la source chaude et la source froide. On voit ainsi qu'en augmentant la température de sortie du caloporteur (équation 1.1), on augmente le rendement thermodynamique. L'intervalle de température pris par le SCWR est bien plus grand que celui pris par le CANDU, d'où leur différence en terme de rendement thermodynamique. Il convient de préciser que cette relation n'est pas exacte dans le cas du cycle réel (de Rankine) qui diffère du cycle de Carnot idéal, notamment à cause des phénomènes dissipatifs lors des échanges de chaleur.

Concernant le SCWR, trois cycles thermodynamiques différents sont à l'étude à l'heure actuelle, le cycle direct, le cycle indirect et le cycle à double passage.

— Dans le cycle direct, l'eau supercritique (se rapprochant plus de la phase vapeur) passe directement dans une turbine supercritique. On élimine ainsi l'usage de générateur de vapeur permettant ainsi la meilleure efficacité énergétique des trois cycles mentionnés.
— Les cycles indirects nécessitent des échangeurs de chaleur afin de transférer l'énergie grâce à un caloporteur dans une boucle secondaire qui se détend dans une turbine.

L'efficacité du cycle est moindre du fait de la plus basse température de la boucle secondaire avec une certaine dissipation d'énergie lors du transfert de chaleur dans les échangeurs.

— Le cycle à double passage présente lui un double passage du caloporteur au sein du cœur. Une fois l'eau passée une première fois dans le cœur à l'état supercritique à la sortie du cœur. L'eau passe par une première turbine avant d'être réchauffée par un deuxième passage où elle demeure sous pression mais à l'état sous-critique. Il existe également d'autres cycles impliquant un double passage avec par exemple un premier passage qui sert de préchauffage avant d'amener l'eau à l'état supercritique (Chow et Khartabil, 2008).

Le cycle le plus étudié à l'heure actuelle est le cycle direct au vu de sa meilleure efficacité. On trouvera un diagramme entropique (T-s) représentant ce cycle direct à la figure 1.1. L'eau saturée entre dans la pompe qui compresse le fluide à la pression d'opération supercritique. L'eau est ensuite préchauffée avant d'entrer dans les canaux. Ce préchauffage peut être réalisé par un premier passage dans le coeur hybride par exemple ou par une autre source de chaleur. Le caloporteur continue à se réchauffer tout le long de son passage dans le coeur. Le fluide supercritique sortant du réacteur est à une pression de 25 MPa et à une température d'environ $625°C$. Elle est ensuite détendue à travers une turbine supercritique jusqu'à une pression sous-atmosphérique de 6.77 kPa. Enfin la vapeur est condensée à travers un condenseur et entre dans la pompe, complétant le cycle thermodynamique. Avec un tel cycle, l'efficacité thermodynamique du SCWR est d'environ $45-50\%$ comparativement à $30-35\%$ pour les réacteurs nucléaires actuels.

1.1.4 Proposition d'une architecture de réacteur hybride

Les recherches et la mise au point d'un tel réacteur totalement pourvu de canaux de combustible refroidis à l'eau supercritique sont encore loin d'être achevées ; plusieurs études de conception sont encore en développement. Ainsi, en plus du concept de canal majoritairement étudié tel que le type "High efficiency Channel" (HEC)(Chow et Khartabil, 2008) proposé par EACL il existe une autre alternative appelée canal ré-entrant (REC pour "Re-Entrant Channel") qui offre un double passage dans le même canal au caloporteur permettant, par exemple, un préchauffage du caloporteur facilitant l'atteinte des conditions supercritiques (Chow et Khartabil, 2008).

Au delà de ce design de canal ré-entrant, l'idée du double passage du caloporteur, dans un ou deux coeurs, est en elle-même très intéressante. Ce concept a été étudié de prime abord en

1954 pour des réacteurs nucléaires en ex-URSS et avec un caloporteur sous forme de vapeur surchauffée en sortie du coeur (Saltanov *et al.*, 2009). Elle a été ensuite étudié par les États-Unis pour des réacteurs à eau bouillante (BWRs)(Novick *et al.*, 1965) avec la démonstration de la faisabilité de deux types de réacteurs avec soit un double passage dans le coeur soit un réchauffage externe au coeur. L'intérêt porté par ces deux nations est compréhensible dans la mesure où ce type de cycle thermodynamique permet un meilleur rendement énergétique. De plus, ces expériences constituent des sources d'informations importantes sur les phénomènes physiques et les enjeux de l'ingénierie pour de futures conceptions de réacteur refroidi par de l'eau à l'état supercritique. Plus récemment et plus proche de nous, des investigations ont été menées dans un cadre d'optimisation du rendement de centrale supercritique et ont confirmées l'intérêt d'un double passage du caloporteur dans le coeur (Lizon-A-Lugrin, 2011). En effet, un double passage permet notamment un préchauffage lors du premier passage et facilite donc la transition à l'état supercritique pour le deuxième passage.

L'objet de cette étude est donc d'approfondir la réflexion sur la conception d'un réacteur offrant la possibilité de deux passages du caloporteur dans le coeur. Par exemple, une étude montre qu'un modèle de canal avec double passage du caloporteur, un passage dans un tube central puis un passage dans un canal avec du combustible, permet d'augmenter le burnup de fin de cycle et de réduire les effets néfastes d'une vidange du caloporteur (Pencer *et al.*, 2013). Récemment, d'autres études se sont surtout focalisées sur les effets de l'utilisation de poison ou de variation de densité pour de tels canaux (Pencer et Onder, 2012; Scriven *et al.*, 2012).

Dans le cadre de ce travail de maîtrise, nous proposons un nouveau concept de réacteur. En reprenant et prolongeant la réflexion menée par Lizon-A-Lugrin (2011), non plus seulement sur les aspects thermohydrauliques mais également sur l'aspect neutronique d'un concept de coeur hybride avec double passage, nous étudions ici la viabilité de ce coeur. Les deux passages s'effectuent dans des canaux différents, des canaux pressurisés avec de l'eau à l'état liquide ou même légèrement en ébullition d'une part, et des canaux à haute température et haute pression avec un passage de l'eau à l'état supercritique d'autre part. On a ainsi un coeur hybride offrant l'avantage d'un préchauffage possible de l'eau supercritique. Il existe cependant d'autre possibilités de boucle thermohydraulique avec chauffage externe. D'autres possibilités de circuit thermohydraulique peuvent aussi être avancées comme pour la cogénération d'hydrogène par exemple. Dans le cadre de ce projet, nous nous sommes limité à un double passage bidirectionnel comme illustré sur la figure 1.4.

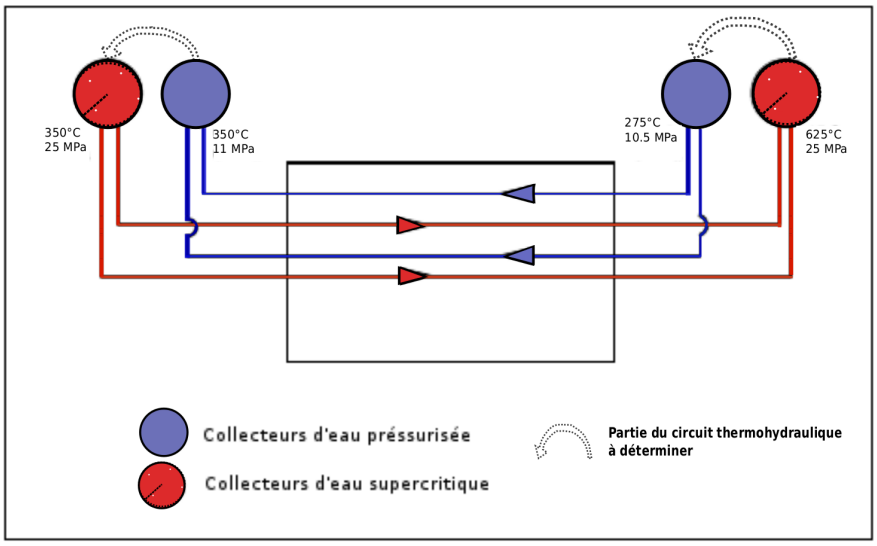

Figure 1.4 Proposition de circuit thermo-hydraulique pour un réacteur hybride.(Lizon-A-Lugrin, 2011)

Cette configuration avec un écoulement bidirectionnel alternant les canaux refroidi à l'eau supercritique et les canaux refroidis à l'eau pressurisée nous permet d'envisager une réduction du gradient axial de température avec de plus une température moyenne proche pour les deux côtés du cœur. Ce sont d'abord ces considérations formulées dans (Lizon-A-Lugrin, 2011) qui nous ont poussé a poursuivre cette piste d'étude. Il convient d'investiguer cependant le changement de densité du caloporteur dans les canaux refroidi à l'eau supercritique et déterminer leur impact sur la stabilité du cœur. Concernant l'aspect neutronique, les expériences russes ont montré qu'il existe des configurations de disposition de types de canaux à favoriser pour obtenir une distribution de flux neutronique la plus uniforme possible. On retrouvera différentes configurations possibles de disposition de canaux à la figure 1.5.

Parmi les configuration envisagées dans un premier temps, nous pouvons penser à une répartition en deux zones avec des canaux de types différents dans chaque zone (canaux supercritiques au centre et sous-critiques en périphérie ou bien inversement) ou encore une disposition en anneaux (ou couronnes) concentriques. Toutes les configuration possibles n'ont pas été exploré, en raison notamment de la longueur de la chaîne de calcul depuis l'échelle de la cellule (qui doit être modifiée pour chaque configuration) jusqu'au calcul de coeur avec couplage neutronique-thermohydraulique. Nous avons donc limité notre étude à une seule configuration présentée plus loin et qui se rapproche de la dernière disposition exposée (différentes couronnes alternées).

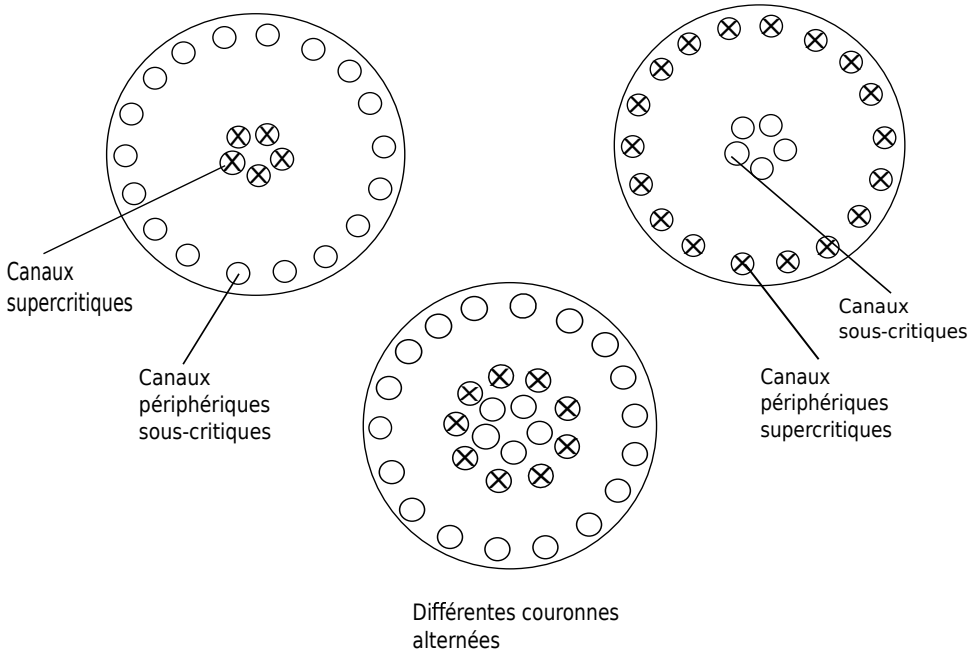

Figure 1.5 Configurations pour la disposition des deux types de canaux.

La conception et les matériaux constitutifs d'un canal refroidi à l'eau pressurisée sont déjà bien connus contrairement à un canal refroidi à l'eau supercritique qui laisse encore de nombreux défis technologiques à relever. L'utilisation de deux types de canaux au lieu d'un seul, permettra alors d'obtenir les avantages décrit ci-avant et exposés par (Lizon-A-Lugrin, 2011) comme la réduction du gradient axial de température, obtenir une température moyenne assez proche de chaque côté et ainsi optimiser le dimensionnement de l'épaisseur des parois qui sont fortement fonction de la température. De plus, l'utilisation alternée de deux types de canaux au lieu de canaux seulement supercritiques permettra sûrement d'écranter les effets de variation importants de densité au sein des canaux supercritiques et ainsi minimiser les désavantages d'un SCWR tout en conservant une partie de l'efficacité thermodynamique de celui-ci.

Une fois l'idée d'un réacteur hybride mise en concept, il reste cependant à étudier et valider la viabilité (et plus tard la rentabilité) d'un tel type de réacteur. En effet, les études réalisées portent sur l'aspect thermohydraulique et il est nécessaire d'enrichir cette réflexion par une étude incluant les aspects neutroniques et le couplage neutronique-thermohydraulique pour s'assurer de la cohérence de ce nouveau concept. Plus particulièrement, il convient de modéliser et d'analyser les interactions découlant de la présence des deux types de canaux à proximité les uns des autres et s'assurer que les avantages de cette configuration demeurent supérieurs aux possibles inconvénients.

De manière générale et même si celà évolue avec la puissance accrue des calculateurs, le couplage neutronique-thermohydraulique est rarement pris en compte lors de simulation de réacteur nucléaire. Les phénomènes de rétroaction thermohydraulique-transport-diffusion permettent d'avoir une meilleure idée de la stabilité du réacteur et de son comportement face à des variations de ses conditions d'opérations comme un changement de densité du caloporteur ou une augmentation de la température du combustible (Fehri, 2008; Abdellahi, 2009). C'est pourquoi il est intéressant d'étudier ce réacteur hybride avec une phase d'étude par calcul couplé afin d'analyser l'interaction de canaux opérant dans des conditions thermodynamiques assez différentes et de pouvoir tenir compte de leurs impacts sur la neutronique du cœur avec, pour objectif final, la stabilité ainsi que le contrôle du réacteur dans son ensemble.

Ainsi, dans le cadre de ce mémoire, nous effectuerons la modélisation d'un nouveau type de cœur à l'aide des codes de calculs neutroniques DRAGON et DONJON. Nous modéliserons des cellules représentant le réacteur à l'échelle de la grappe combustible (cellule) et du canal par le code de calcul en transport DRAGON (Marleau *et al.*, 2008). Les résultats obtenus lors de cette première étape seront suivis par une modélisation sur une plus grande échelle, celle du coeur entier par le code de calcul en diffusion DONJON (Varin *et al.*, 2005). Cette étude se poursuivra par une étude portant sur les canaux du réacteur hybride à l'aide d'un calcul couplé neutronique-thermohydraulique notamment grâce à l'utilisation des codes de thermohydaulique ARTHUR et ARTHUR_SCWR (Zoghlami, 2013). De cette manière, ce code nous permettra de coupler la neutronique avec la thermohydraulique.

Ce mémoire est organisé de la manière suivante. Dans le chapitre 2 nous présenterons des rappels théoriques sur les aspects de la physique des réacteurs relatifs au modèle de cœur hybride. Cette section comprend deux volets, l'un traitant de la neutronique et l'autre de la thermohydraulique. Dans une deuxième partie correspondant au chapitre 3, nous présentons tout ce qui à trait aux modèles utilisés pour les calculs en transport à l'échelle de la cellule. Dans un troisième temps, au chapitre 4, le lecteur trouvera la description de notre modèle de cœur hybride entier ainsi que la description de l'algorithme de couplage neutronique-thermohydraulique. Par la suite, les résultats ainsi que leur interprétation sont traités au chapitre 5. Finalement, une conclusion reprenant les principaux résultats et des pistes de réflexions sont proposées.

CHAPITRE 2

THÉORIE

Dans cette partie nous présentons les principales équations de la neutronique ainsi que les approximations utilisées dans les procédures de calcul en transport et en diffusion pour le cœur du réacteur hybride avec les codes de calcul DRAGON et DONJON. Cette partie est largement documentée à partir de la référence (Hébert, 2009).

2.1 Calculs Neutroniques

Afin de pouvoir étudier les phénomènes importants prenant place dans le réacteur, on utilise le flux neutronique. Pour définir ce flux, il est nécessaire de décrire l'historique d'un neutron dans le réacteur. On envisage ici une approche mécanique où la particule est décrite par :

- sa position $\vec{r}$
- sa vitesse $\vec{V_n} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ qui comprend elle même deux composantes, le module de la vitesse $\|\vec{V_n}\|$ et le vecteur unitaire portant celle-ci $\hat{\Omega} = \frac{\vec{V_n}}{\|\vec{V_n}\|}$. Si on repère la direction $\hat{\Omega}$ par la colatitude θ et la longitude ϕ sur la sphère unité, on peut définir un élément d'angle solide $d^2\Omega$ obtenu en faisant varier l'angle θ de $d\theta$ et l'angle ϕ de $d\phi$ et donc : $d^2\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$.
- le temps t.

La particule évolue donc dans un espace de phase à six dimensions.

Un ensemble de particules, aussi appelé population, est représenté par sa densité qui correspond à la distribution $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$ de sorte que $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)d^3r dV_n d^2\Omega$ est le nombre de particules à l'instant t dans l'élément de volume d^3r autour du point $\vec{r}$, dans l'élément de vitesse dV_n autour de la vitesse V_n et dans l'élément d'angle solide $d^2\Omega$ autour de $\hat{\Omega}$. On peut alors définir le flux neutronique par :

$$\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = V_n n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \tag{2.1}$$

En écrivant l'équation du bilan de la population neutronique on obtient la forme locale de l'équation de transport donnée par :

$$\frac{1}{V_n}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)+\Sigma(\vec{r},V_n)\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)+\hat{\Omega}.\nabla\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)=Q(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t) \tag{2.2}$$

où le premier terme $\frac{1}{V_n}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)$ correspond à la variation temporelle de la densité de population des neutrons ; le deuxième $\Sigma(\vec{r},V_n)\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)$ correspond aux pertes par collision ; le troisième $\hat{\Omega}.\nabla\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)$ aux fuites hors du volume de contrôle et le dernier $Q(\vec{r},V_n,\hat{\Omega},t)$ correspond au terme de création, sources de neutrons.

Cette équation est appelée l'équation de la cinétique espace-temps car elle tient compte de l'évolution des neutrons suivant la variable temporelle. En tenant compte que l'équation de transport pour un volume de contrôle donné se simplifie selon la forme suivante à l'état stationnaire : Fuites + Collisions = Sources

$$\Sigma(\vec{r},V_n)\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega})+\hat{\Omega}.\nabla\Phi(\vec{r},V_n,\hat{\Omega})=Q(\vec{r},V_n,\hat{\Omega}) \tag{2.3}$$

Veuillez noter que dans le reste de ce mémoire, on remplacera la norme de la vitesse $\|\vec{V_n}\|\equiv V_n$ par l'énergie cinétique des neutrons, c'est à dire $E=\frac{mV_n^2}{2}$. Dans l'équation de transport stationnaire, on peut exprimer le terme source comme fonction des sections efficaces de fission, de diffusion ainsi que du flux neutronique, alors :

$$Q(\vec{r},V_n,\hat{\Omega})=\int_{4\pi}d^2\Omega'\int_0^\infty dE'\Sigma_s(\vec{r},E\leftarrow E',\hat{\Omega}\leftarrow\hat{\Omega}')\Phi(\vec{r},E',\hat{\Omega}')+\frac{1}{4\pi k_{eff}}Q^{fiss}(\vec{r},E) \tag{2.4}$$

avec $\Sigma_s(\vec{r},E\leftarrow E',\hat{\Omega}\leftarrow\hat{\Omega}')$ la section efficace de diffusion de l'énergie E' vers l'énergie E et de l'angle solide $\hat{\Omega}'$ vers l'angle solide $\hat{\Omega}$. Par diffusion, on sous entend également les réactions (n,xn). De plus, k_{eff} est appelé le facteur de multiplication effectif tandis que $Q^{fiss}(\vec{r},E)$ est la source isotrope de fission tenant compte des neutrons produits par les isotopes fissiles.

$$Q^{fiss}(\vec{r},E)=\sum_{j=1}^{J^{fiss}}\chi_j(E)\int_0^\infty dE'\nu\Sigma_{f,j}(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E') \tag{2.5}$$

où $\chi_j(E)$ est le spectre de fission, J^{fiss} est le nombre d'isotopes fissiles, $\nu\Sigma_{f,j}(\vec{r},E')$ est le produit du nombre de neutrons émis par fission par la section efficace macroscopique de fission et $\Phi(\vec{r},E')$ est le flux intégré sur l'angle solide : $\Phi(\vec{r},E')=\int d^2\Omega\Phi(\vec{r},E',\hat{\Omega})$

On dira que le réacteur est critique pour $k_{eff} = 1$, sous critique pour $k_{eff} < 1$ et surcritique pour $k_{eff} > 1$. Pour que la réaction nucléaire et que la production de chaleur se fasse en continue tout en étant contrôlée, il faut que le réacteur soit critique.

2.1.1 Effets de température et de densité sur les sections efficaces

Comme on peut voir dans les équations 2.3 à 2.5, le bilan de la population neutronique dépend des sections efficaces macroscopiques, c'est à dire, de la masse volumique des matériaux et des sections efficaces microscopiques. On détaille ici les effets de la température et densité des matériaux sur les valeurs des sections efficaces.

Tenant compte qu'une partie du coeur du réacteur proposé est refroidie par de l'eau supercritique, l'utilisation d'eau à cet état dans les canaux entraîne une grande variation de densité du caloporteur dans les canaux de ce type (Zoghlami, 2013). On voit donc un effet prépondérant de cette variation de densité sur les résultats éventuels de nos calculs. En effet, ce sont les sections efficaces macroscopiques qui apparaissent dans l'équation de transport 2.3. Cette dépendance des sections efficaces macroscopiques est proportionnelle à la densité des noyaux du matériaux considéré, pour une section microscopique d'un atome donné et pour une réaction nucléaire x, la section efficace macroscopique correspondante s'écrit :

$$\Sigma_x = N_i \sigma_{x,i} \tag{2.6}$$

N_i étant la densité du noyau i dans le matériau. Ainsi la forte diminution de densité du caloporteur le long d'un canal SCWR a un effet non négligeable sur l'absorption et le ralentissement des neutrons.

D'autre part, il existe également un effet de la température sur les sections efficaces microscopiques. Parmi les interactions que peut subir un neutron dans le cœur, l'absorption de ce neutron par des matériaux présentant des résonances (l'uranium 238 par exemple) peut avoir lieu. La très grande sensibilité en énergie de la section efficace de ce matériau implique donc également une sensibilité à l'agitation thermique subie par les noyaux de ce matériau.

$$\sigma = \sigma(T) \tag{2.7}$$

Cette sensibilité, qui peut être importante si l'on se trouve au voisinage d'un pic de résonance, entraîne un élargissement de la résonance conjugué à l'abaissement du pic de cette résonance, ce phénomène est appelé effet Doppler (Reuss, 2012). Cet effet Doppler conduit à une augmentation de l'absorption résonante lorsque la température augmente, en particulier de la

capture résonante pour l'uranium 238 et donc à une diminution du facteur de multiplication effectif.

2.1.2 Les conditions aux frontières

Afin de pouvoir résoudre l'équation de transport 2.3 et de calculer le flux neutronique, il est nécessaire de définir les conditions aux frontières. On définit ainsi une frontière ∂V, où l'on impose des conditions, autour d'un domaine V où se déplacent les neutrons. On définit également $\vec{N}(\vec{r_s})$, le vecteur normal unitaire sortant en tout point de ∂V. Il existe différents moyens pour raccorder le flux entrant au flux sortant. Ici, nous nous limiterons aux conditions de « frontière blanche » puisqu'il s'agit de celles employées dans cette étude. La condition de réflexion blanche spécifie que tout neutron sortant du domaine V est réfléchi avec un coefficient de réflexion β vers le domaine V avec une distribution angulaire isotrope. On peut alors écrire pour les neutrons entrants (i.e. $\hat{\Omega}.\vec{N}(\vec{r_s}) < 0$) :

$$\Phi(\vec{r_s}, E, \hat{\Omega}) = \frac{\beta}{\pi} \int_{\hat{\Omega}'.\vec{N}(\vec{r_s})>0} d^2\Omega' [\hat{\Omega}'.\vec{N}(\vec{r_s})] \Phi(\vec{r_s}, E, \hat{\Omega}') \tag{2.8}$$

Lors de notre étude nous avons utilisé un modèle de supercellule de taille 2×2 regroupant plusieurs cellules unitaires afin de représenter les deux types de canaux composant notre cœur. Aux surfaces externes de ces supercellules, nous avons utilisé des conditions de transmissions blanches (conditions de périodicité), c'est à dire qu'un neutron arrivant à une frontière externe de la supercellule 2×2 est transmis à un point périodique de l'autre côté de la supercellule.

2.1.3 La discrétisation multigroupe

Lors d'un calcul de cellule, on utilise une bibliothéque de sections efficaces microscopiques qui n'est pas continue en énergie, où on a discrétisé le spectre énergétique en un grand nombre de groupes d'énergie. Considérer une telle distribution discrète en G groupes d'énergie $]E_g, E_{g-1}[$ consiste à supposer que dans cet intervalle d'énergie les matériaux ont des sections efficaces constantes. Ces sections efficaces constantes par groupe sont obtenues en moyennant les sections efficaces continues en énergies par une fonction de poids représentative du flux neutronique dans le matériel sur l'intervalle d'énergie considéré. Ainsi, en définissant un flux neutronique moyen donné par :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) dE \tag{2.9}$$

on peut estimer une section efficace macroscopique moyenne comme suit :

$$\Sigma_s(\vec{r}) = \frac{1}{\Phi_g(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma(\vec{r}, E)\Phi(\vec{r}, E)dE \tag{2.10}$$

On obtient ainsi ce qu'on appelle communément les sections efficaces macroscopiques multi-groupes. Dans notre étude, nous avons utilisé la bibliothèque IAEA à 69 groupes d'énergie (NAPC Nuclear Data Section, 2005). Cette moyenne pondérée par le flux moyen du groupe permet la conservation du taux de réaction sur le groupe d'énergie g. De cette discrétisation, il découle une forme multigroupe de l'équation de transport stationnaire, c'est à dire :

$$\Sigma_s(\vec{r})\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega}.\nabla\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \tag{2.11}$$

À partie de l'équation 2.5, le terme de source devient alors :

$$Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \sum_{h=1}^{G} \int_{4\pi} \Sigma_{s,g\leftarrow h}(\vec{r}, \hat{\Omega}.\hat{\Omega}')\Phi_h(\vec{r}, \hat{\Omega}')d^2\Omega' + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J_{fiss}} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^{G} \nu\Sigma_{f,j,h}(\vec{r})\Phi_h(\vec{r}) \tag{2.12}$$

avec :

$$\chi_{j,g} = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi_j(E)dE \tag{2.13}$$

$$\nu\Sigma_{f,j,h}(\vec{r}) = \frac{1}{\Phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \nu\Sigma_{f,j}(\vec{r}, E)\Phi(\vec{r}, E)dE \tag{2.14}$$

$$\Sigma_{s,g\leftarrow h}(\vec{r}, \hat{\Omega}.\hat{\Omega}') = \frac{1}{\Phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \int_{E_h}^{E_{h-1}} \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega}.\hat{\Omega}')\Phi(\vec{r}, E')dE'dE \tag{2.15}$$

Pour résoudre l'équation de transport, il faut la mettre sous forme intégrale. Pour ce faire, on intègre l'opérateur de migration $\hat{\Omega}.\nabla\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$ et on introduit l'abscisse curviligne s, distance depuis le point de référence $\vec{r}$ sur la trajectoire de la particule. On peut montrer que :

$$\frac{d}{ds} = \hat{\Omega}\vec{\nabla} \tag{2.16}$$

Et l'équation de transport devient :

$$\Sigma_g(\vec{r} + s'\hat{\Omega})\Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \frac{d}{ds}\Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \tag{2.17}$$

Enfin la forme intégrale multigroupe pour un domaine infini :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^{\infty} dse^{-\tau_g(s)}Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \tag{2.18}$$

avec le chemin optique $\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} - s'\hat{\Omega})$:

La résolution de ce problème permet de déterminer le flux neutronique moyen pour chaque groupe g d'énergie et ainsi calculer le k_{eff} correspondant au rapport entre le nombre de neutrons de deux générations successives.

On définit également la réactivité qui s'exprime sous la forme :

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \tag{2.19}$$

Cette équation montre que la réactivité s'annule pour un cœur à l'état critique. De plus le signe de la réactivité définit le sens d'évolution temporelle du réacteur. Ainsi, le réacteur présente un état surcritique si ρ est positif et un état sous-critique si ρ est négatif.

2.1.4 Résolution de l'équation de transport : méthode des probabilités de collision

Afin de résoudre l'équation de transport sous sa forme intégrale lors de nos calculs de cellules, nous avons choisi d'utiliser la méthode des probabilités de collision. Il s'agit d'une méthode générique qui ne dépend pas nécessairement du code de calcul utilisé, i.e., DRAGON dans notre étude. C'est une méthode simple et rapide, qui demeure précise pour un maillage comptant peu de régions. De cette manière l'espace mémoire requis varie comme le carré du nombre de régions. On prend pour hypothèse que les sources émettent des neutron de façon isotrope et uniforme dans chaque région. La discrétisation spatiale de la cellule est réalisée lors d'une étape appelée « tracking »ou traçage. La matrice de probabilités de collisions multigroupe est ensuite créée avant de résoudre le système matriciel qui est un problème aux valeurs propres. Les coefficients de la matrice représentent la probabilité pour un neutron émis de manière homogène et isotrope à partir d'une des région V_i du réseau de subir sa première collision dans une région V_j de la cellule. Ce coefficient est donné par :

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \tag{2.20}$$

Par la suite des méthodes d'intégration numériques sont utilisées pour calculer ces coefficients dépendamment de la géométrie sur laquelle le calcul porte. Cette intégration est assimilable à un traçage de la géométrie avec comme paramètres la densité de lignes (quadrature spatiale) et le nombre d'angles (quadrature angulaire). Le flux est alors donné par la

relation :

$$\Phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \tag{2.21}$$

avec :

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} \tag{2.22}$$

$$Q_{i,g} = \sum_h \Sigma_{s0,i,g \leftarrow h} \Phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} Q_{i,g}^{fiss} \tag{2.23}$$

Comme les sources dépendent elles aussi du flux neutronique, le calcul doit être effectué en utilisant une méthode itérative.

Lors de l'étape du traçage, des lignes d'intégration sur la surface (ou le volume) sur laquelle on veut intégrer les sources sont tracées. Ces lignes d'intégration doivent représenter le volume suivant un découpage angulaire de celui-ci et une densité plus ou moins forte de ces lignes. Ainsi l'ensemble de l'espace est discrétisé. Afin de calculer les différents chemins optiques, on doit tenir compte des intersections entre les lignes et les différentes régions traversées.

Lors de notre étude et de la modélisation en 2D de nos cellules hybrides SCW/PW en transport à l'aide du code DRAGON, nous avons utilisé le module `NXT:`, en choisissant des conditions aux frontières de réflexion isotropes.

2.1.5 Autoprotection des résonances

Pour certains atomes dont les résonances sont très importantes (par exemple l'uranium 238), l'utilisation d'un nombre réduit de groupes d'énergie peut être source d'erreur. Pour surmonter ce problème on effectue sur les atomes lourds présents dans le combustible un calcul d'autoprotection des résonances. Ce calcul consiste à estimer pour chaque isotope résonant le taux de réaction moyen et les flux moyens sur chaque groupe d'énergie comprenant des résonances. Lors de notre utilisation du code de calcul DRAGON, le calcul d'autoprotection des résonances est réalisé par le module `SHI:`. Il est nécessaire de lui fournir le tracking déjà effectué sur notre cellule ainsi que la bibliothèque de sections efficaces multigroupe en même temps que les informations sur les matériaux (et donc les différents isotopes) constituants la cellule. On suggère au lecteur de consulter Hébert et Marleau (1991b) pour plus de précision sur l'autoprotection des résonances.

2.1.6 Modèle de fuite neutronique

Dans le cadre d'un calcul de cellule suivi par un calcul sur cœur entier avec l'approximation de la diffusion, il convient d'utiliser un modèle de fuite lors du calcul de cellule. Ce modèle de fuite permet de passer d'un calcul de transport dans un réseau de cellules infini à un calcul de diffusion dans un réseau fini et délimité, que représente le cœur avec ses fuites. Ainsi l'on calcule un taux de fuite lors de l'étape du calcul de cellule. Ce taux de fuite permet de rapprocher le réseau de cellule infini de la criticité et donc des conditions d'un cœur en opération normale. Ce taux de fuite se calcule par l'ajustement d'un coefficient de fuite, similaire à un coefficient de diffusion (Hébert, 2009).

Par la suite, nous avons besoin de déterminer le taux de fuite ainsi que le flux neutronique et les autres taux de réaction de la cellule sans connaître a priori les conditions d'opération et l'environnement de la cellule. On se base alors sur l'hypothèse que le flux est dans un régime stationnaire, c'est à dire $k_{eff} = 1$. On approxime alors la solution du flux par le produit d'un flux macroscopique $\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}}$ et d'un flux élémentaire périodique $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, en utilisant une solution générale pour le flux périodique ou homogène, et sans connaissance de la géométrie du réacteur, on peut écrire :

$$\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}} \tag{2.24}$$

où $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est complexe tandis que $B^2 = \vec{B}\cdot\vec{B}$ représente le laplacien et permet d'ajuster le k_{eff}. En substituant cette équation dans l'équation de transport, on peut alors calculer les taux de fuites. Cette substitution permet d'établir les équations B_0 homogènes.

$$[\Sigma(E) + i\vec{B}\cdot\vec{\Omega}]\phi(E,\vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}')\phi(E', \vec{\Omega}') + \frac{\chi(E)}{4\pi k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu(E')\Sigma_f(E')\phi(E') \tag{2.25}$$

En effectuant une expansion de la section de diffusion en utilisant les polynômes de Legendre à l'ordre 0 et en intégrant sur l'espace angulaire, on obtient :

$$\Sigma(E)\phi(E) + iBJ(E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E')\phi(E') + \frac{\chi(E)}{k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu(E')\Sigma_f(E')\phi(E') \tag{2.26}$$

avec $J(E) = \int_{4\pi} d^2\Omega\vec{\Omega}\phi(E,\vec{\Omega})$ qui est le courant élémentaire. Par la suite, cette équation s'écrit sous la forme suivante :

$$[\Sigma(E) + d(B,E)B^2]\phi(E) = \int_0^\infty dE'\Sigma_{s0}(E \leftarrow E')\phi(E') + \frac{\chi(E)}{k_{eff}}\int_0^\infty dE'\nu(E')\Sigma_f(E')\phi(E') \tag{2.27}$$

avec le coefficient de fuite :

$$d(B,E) = \frac{1}{B}\frac{iJ(E)}{\phi(E)} = \frac{1}{3\gamma[B,\Sigma(E)]\Sigma(E)} \tag{2.28}$$

où :

$$\gamma(B,\Sigma) \simeq 1 + \frac{4}{15}(\frac{B}{\Sigma})^2 - \frac{12}{175}(\frac{B}{\Sigma})^4 + O(\frac{B}{\Sigma})^6 \tag{2.29}$$

En exprimant l'équation 2.27 sous le formalisme multigroupe permet d'écrire le taux de fuite dépendant du groupe d'énergie g comme :

$$L_g = d_g B^2\overline{\phi_g} \tag{2.30}$$

2.1.7 Homogénéisation et condensation

Lors d'un calcul de cellule, on obtient notamment les flux de neutrons et les taux de réaction calculés sur les parties discrétisées de notre cellule. Lors d'un calcul sur un cœur entier de réacteur de puissance, les calculs sont réalisés à une autre échelle et sur un volume beaucoup plus grand que celui d'une cellule. Il n'est alors plus possible de considérer une discrétisation aussi fine, c'est pourquoi on moyenne les propriétés désirées sur des régions plus grandes et seulement deux groupes d'énergie sont par la suite généralement utilisés. On considère le groupe des neutrons thermique rassemblant toutes les énergies en dessous de 0.625 eV et le groupe des neutrons rapide rassemblant toutes les neutrons ayant des énergies supérieures à cette limite. Les grandeurs sont définies sur un espace à $N \times G$ dimensions, pour N régions spatiales et G groupes d'énergie. L'homogénéisation est quant à elle réalisée sur un volume spatial donnée de notre cellule (lors de cette étude nous avons homogénéisé par cellule).

On cherche les nouvelles grandeurs sur un espace plus réduit à $M \times K$ dimensions de manière que pour chaque indice $k \in [1,K]$ correspond un ensemble d'indices $g \in [1,G] : G_k$; à chaque indice $m \in [1,M]$ correspond un ensemble d'indices $n \in [1,N] : N_m$. Ainsi on peut moyenner les sections efficaces totales en les pondérant par les volumes et les flux, c'est à dire :

$$V_m = \sum_{i \in N_m} V_i \tag{2.31}$$

et

$$\Phi_{m,k} = \frac{1}{V_m} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \tag{2.32}$$

$$\Sigma_{m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \Sigma_{i,g} \tag{2.33}$$

La condensation et l'homogénéisation sont effectuées à l'aide du module `EDI:` du code DRAGON.

2.1.8 Calcul de l'évolution du combustible

Pour un réacteur opérant dans le temps, il est nécessaire de suivre l'évolution de la composition isotopique du combustible durant sa combustion dans le cœur du réacteur. Pour cela on suit les concentrations isotopiques des différents matériaux au cours du temps sous l'influence du flux neutronique. Les différentes concentrations isotopiques sont régies par les équations de Bateman (Bateman, 1910) données par le système suivant :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_j [(\sigma_{j \to i} + Y_{j \to i} \sigma_{fj}) \Phi(t) + \lambda_{j \to i} N_j(t)] - (\sigma_{a,i} \Phi(t) + \lambda_i) N_i(t) \tag{2.34}$$

où : N_i est la concentration de l'isotope i ; $\sigma_{j \to i}$ est la section efficace des réactions conduisant à la formation de l'isotope i à partir de l'isotope j ; $Y_{j \to i}$ est le rendement de fission : c'est la probabilité qu'à l'issue d'une fission de j l'isotope i soit produit ; σ_{fj} est la section de fission de l'isotope j ; $\lambda_{j \to i}$ est la constante de décroissance radioactive de l'isotope j qui conduit à la formation de l'isotope i ; $\sigma_{a,i}$ est la section d'absorption de l'isotope i. λ_i est la constante de décroissance radioactive de l'isotope i.

Avec l'implication de plusieurs isotopes dans le processus d'évolution du combustible, on a ici affaire à un système d'équations différentielles couplées qu'on doit résoudre par itérations successives. Pour tenir compte de la dépendance temporelle du système, pour chaque intervalle de temps, il est nécessaire de résoudre ce système en considérant un flux neutronique constant, il faut donc opérer une discrétisation temporelle de manière à ne pas trop s'éloigner des concentrations isotopiques réelles (approche quasi-statique). De cette manière, on résout les systèmes correspondant à différents pas de burnup à l'aide du module `EVO:`. À la fin du calcul en évolution nous avons donc les sections efficaces correspondant aux quatre régions de la supercellule hybride condensées à deux groupes d'énergie et ce pour chaque pas d'évolution que nous avons voulu considérer.

Lors du calcul de cellule, le flux correspond au vecteur propre du système, il est donc normalisé de façon arbitraire. Une normalisation cohérente avec la production d'énergie dans le système est cependant possible en utilisant la relation suivante :

$$P = \int_V H.\Phi dV \tag{2.35}$$

avec le facteur H donné par :

$$H = \sum_j \Sigma_{f,j}.E_{fiss,j} \tag{2.36}$$

Le terme $E_{fiss,j}$ désigne l'énergie moyenne produite par fission pour un isotope j (par exemple pour l'^{235}U, $E_{fiss} \approx 200\ MeV$).

2.1.9 Calcul de diffusion pour le cœur en entier

Un calcul de flux neutronique complètement réalisé en transport à l'échelle d'un cœur entier de réacteur de puissance demande un temps de calcul important. On utilise donc différentes approximations afin de simplifier l'équation de transport et d'accélérer le calcul. Ces approximations portent sur le flux neutronique. En reprenant l'équation de transport en régime permanent pour un groupe d'énergie g sur le domaine d'un réacteur au complet, nous pouvons écrire le bilan neutronique suivant en considérant un groupe d'énergie g : Fuites + Collisions = Sources, soit :

$$\nabla \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) + \Sigma_g(\vec{r})\Phi_g(\vec{r}) = Q_g(\vec{r}) \tag{2.37}$$

où $\vec{J}_g(\vec{r})$ est le courant neutronique définit par :

$$\vec{J}(\vec{r}, V_n, t) = \int_{4\pi} d^2\Omega\hat{\Omega}\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \tag{2.38}$$

L'équation de transport (2.37) dépend du flux $\Phi_g(\vec{r})$ et du courant neutronique $\vec{J}_g(\vec{r})$. On peut relier ces deux grandeurs par une loi phénoménologique appelée la loi de Fick. Elle consiste à considérer que les neutrons se déplacent de régions où leur concentration est la plus grande vers celles où elle est plus faible. Les particules se déplacent dans la direction opposée au gradient de la concentration. Ceci permet d'exprimer le courant comme une fonction du gradient du flux, c'est à dire :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\vec{\Phi}_g(\vec{r}) \tag{2.39}$$

On suppose que dans le cadre du mode fondamental la forme du flux et du courant sont similaires :

$$\vec{\Phi}_g(\vec{r}) = \phi_g e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}} \tag{2.40}$$

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \vec{J}_g e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}} \tag{2.41}$$

en utilisant ces deux relations ainsi que la loi de Fick 2.39 :

$$D_g = \frac{1}{B}\frac{iJ_g}{\Phi_g} \tag{2.42}$$

On obtient par la suite l'équation de la diffusion suivante :

$$-\nabla\cdot D_g(\vec{r})\nabla\phi_g(\vec{r}) + \Sigma_{rg}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = \sum_{\substack{h=1\\h\neq g}}^{G}\Sigma_{g\leftarrow h}(\vec{r})\phi_h(\vec{r}) + \frac{1}{k_{eff}}\sum_{j\in fissile}\chi_g^j(\vec{r})\sum_{h=1}^{G}\nu\Sigma_{fh}^j(\vec{r})\phi_h(\vec{r}) \tag{2.43}$$

2.1.10 Conditions aux frontières pour le cœur en entier

De la même manière que nous imposons des conditions aux frontières pour les cellules lors du calcul en transport, il faut également en imposer pour le cœur en entier afin de résoudre l'équation de diffusion 2.43. Les conditions imposées sont telles que le courant entrant est nul à la frontière extérieure du réacteur (coefficient $\beta = 0$ dans l'équation 2.8). Il faut cependant remarquer qu'en théorie de la diffusion neutronique, cette condition est approximative (Hébert, 2009). En appelant ∂W_i une partie de la frontière de notre réacteur et en définissant le vecteur unitaire $\vec{N}(\vec{r})$, le vecteur normal à cette frontière orienté vers l'extérieur du réacteur, on peut écrire pour un point $\vec{r}$ situé sur cette frontière :

$$\vec{J}_g(\vec{r})\cdot\vec{N}(\vec{r}) = J_g^+(\vec{r}) - J_g^-(\vec{r}) \tag{2.44}$$

avec $J_g^+(\vec{r})$ le courant sortant du réacteur et $J_g^-(\vec{r})$ le courant entrant. Or suite à un développement en harmonique sphérique à l'ordre 1 des distributions de flux et de courants, on peut montrer que :

$$J_g^-(\vec{r}) = \frac{1}{4}\phi_g(\vec{r}) - \frac{1}{2}\vec{J}_g(\vec{r})\cdot\vec{N}(\vec{r}) \tag{2.45}$$

$$J_g^+(\vec{r}) = \frac{1}{4}\phi_g(\vec{r}) + \frac{1}{2}\vec{J}_g(\vec{r})\cdot\vec{N}(\vec{r}) \tag{2.46}$$

à l'aide de ces deux équations et de la loi de Fick (équation 2.39), on peut montrer que pour un courant entrant nul (i.e $J_g^-(\vec{r}) = 0$), tout point $\vec{r}$ de la frontière vérifie la condition suivante :

$$D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\vec{\Phi}_g(\vec{r}) + \frac{1}{2}\phi_g(\vec{r}) = 0 \tag{2.47}$$

Ces équations 2.43 et 2.47 représentent des problèmes aux valeurs propres, de manière qu'elle peuvent être résolues par des techniques d'analyse numérique telles que les différences finies ou encore par la méthode des éléments finis (Hébert, 2009). Nous avons choisi de résoudre le système par une méthode aux différences finies lors de l'appel au module `TRIVAT:` de DONJON ainsi que pour le calcul en transport avec DRAGON. La résolution de ce problème permet de déterminer le flux ainsi que le k_{eff} (ou k_∞) correspondant au rapport entre le nombre de neutrons de deux générations successives.

Comme évoqué dans l'introduction, notre étude ne se limite pas seulement au comportement neutronique de ce nouveau type de cœur hybride. La finalité de ce projet réside plutôt dans l'étude de l'interaction entre la neutronique et la thermohydraulique du cœur afin de déterminer sa viabilité. C'est pourquoi il est nécessaire d'introduire également les aspects théoriques de la thermohydraulique que nous avons mis au service de ce travail.

2.2 Modélisation thermohydraulique : équations de conservation

Afin de modéliser les processus thermohydrauliques prenant place dans un canal du cœur du réacteur, nous avons utilisé lors de cette étude deux modèles, chacun correspondant à un type de canal combustible particulier et à deux codes de thermohydrauliques, ARTHUR et ARTHUR_SCWR.

En ce qui concerne les canaux refroidi par de l'eau sous-critique, nous avons utilisé un modèle à écart de vitesse. Ce modèle permet de tenir compte de la physique de l'écoulement ainsi que des échanges thermiques se déroulant le long du canal. Ce modèle tient compte de la présence de deux phases lors de l'écoulement du caloporteur mais il permet également de limiter les hypothèses, les simplifications et le temps de calcul (Zoghlami, 2013; Fehri, 2008). L'implémentation de ce modèle au sein d'un code de calcul a pris le nom d'ARTHUR.

En ce qui concerne les canaux refroidis par de l'eau à l'état supercritique, il n'y alors plus qu'une seule phase en présence, ce qui permet d'utiliser les mêmes équations après un changement de variables. L'implémentation de ce modèle au sein d'un code de calcul a pris le

nom d'ARTHUR_SCWR. On décrit donc dans un premier temps les équations du modèles pour le caloporteur diphasique.

Plus spécifiquement, le modèle à écart de vitesse considère le mouvement relatif des deux phases de l'écoulement dans les canaux à eau pressurisée sous-critique sujet à l'ébullition partielle. La démonstration théorique de ce modèle ne rentrant pas dans le cadre de cette étude, nous nous contenterons ici de rappeler les principales équations utilisées dans le code ARTHUR (et ARTHUR_SCWR). Avant d'écrire les équations de conservations qui président au modèle à écart de vitesse, il convient de rappeler les définitions des grandeurs physiques suivantes où l'indice l identifie la phase liquide et l'indice g la phase vapeur. Le taux de vide, c'est la fraction du volume de contrôle occupée par la phase vapeur à un instant donné :

$$\epsilon = \frac{v_g}{v_g + v_l} \tag{2.48}$$

La masse volumique du mélange est donnée par :

$$\rho_m = \epsilon\rho_g + (1-\epsilon)\rho_l \tag{2.49}$$

L'enthalpie du mélange est donnée par :

$$h_m = \frac{\epsilon\rho_g h_g + (1-\epsilon)\rho_l h_l}{\epsilon\rho_g + (1-\epsilon)\rho_l} \tag{2.50}$$

Le titre de l'écoulement est le rapport du débit de vapeur au débit total :

$$x_d = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \tag{2.51}$$

Le flux massique de la phase vapeur :

$$G_g = \epsilon\rho_g v_g \tag{2.52}$$

Le flux massique de la phase liquide :

$$G_l = (1-\epsilon)\rho_l v_l \tag{2.53}$$

Le flux massique du mélange :

$$G = G_g + G_l \tag{2.54}$$

Le flux volumétrique :

$$j = \epsilon v_g + (1-\epsilon) v_l \tag{2.55}$$

On peut ainsi écrire par la suite les équations de conservation pour des écoulements diphasiques. Veuillez noter cependant que la forme de ces équations est générale. Ainsi, un simple changement de variables nous permettra de les utiliser autant lors de la simulation d'un canal CANDU typique à eau pressurisée sous-critique où l'ébullition du caloporteur peut avoir lieu que pour un canal refroidi par de l'eau supercritique :

i) Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \tau} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \tag{2.56}$$

ii) Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{G^2}{\rho_m} - \frac{\epsilon}{1-\epsilon}\frac{\rho_l \rho_g}{\rho_m}\overline{V}_{gj}^2\right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_m g\cos(\theta) + \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{frot} = 0 \tag{2.57}$$

Dans cette équation, la perte de pression par frottement le long du canal est donnée par :$(\frac{dP}{dz})_{frot} = \left(f\frac{G^2}{2\rho D_h}\right)\phi_{l_0}^2$ avec $\phi_{l_0}^2$ le multiplicateur diphasique. L'implémentation du code ARTHUR utilise la corrélation de Muller-Steinhaggen (Müller-Steinhagen et Heck, 1986) pour la perte de pression par frottement. On rappelle que τ désigne la variable temporelle en ce qui concerne les équations de la thermohydraulique. Cependant, dans le cas du code ARTHUR_SCWR, le calcul utilise les équations pour un état stationnaire, c'est à dire qu'on a éliminé les dérivées temporelles.

iii) Conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\rho_m h_m + \frac{G^2}{\rho_m} - p + \rho_m g z\cos(\theta)\right) \\ + \frac{\partial}{\partial z}\left(G h_m + \epsilon\frac{\rho_m \rho_g}{\rho_m}\overline{V}_{gj}\Delta h l g + \frac{G^3}{2\rho_E^2} + G g z\cos(\theta)\right) \\ = \frac{A_w q''}{V}\end{aligned} \tag{2.58}$$

avec :

$$\frac{1}{\rho_M} = \frac{x_d^3}{\epsilon\rho_g} + \frac{(1-x_d)^2}{(1-\epsilon)\rho_l} \tag{2.59}$$

$$\frac{1}{\rho_E^2} = \frac{x_d^3}{\epsilon^2\rho_g^2} + \frac{(1-x_d)^3}{(1-\epsilon)^2\rho_l^2} \tag{2.60}$$

$$\Delta h_{lg} = h_g - h_l \tag{2.61}$$

$$\overline{V}_{gj} = V_{gj} + (C_0 - 1)j \tag{2.62}$$

v_{gj} étant l'écart de vitesse entre les deux phases et C_0 le coefficient de distribution (Zuber et Findlay, 1965). Le nombre d'inconnues dans ces équations est supérieur à celui des équations. Il faut donc utiliser des équations supplémentaires afin de déterminer des solutions uniques. On utilise des équations constitutives pour la fermeture du système d'équation.

2.2.1 Les équations du transfert de chaleur

En plus de modéliser l'écoulement nous avons besoin de quantifier l'échange de chaleur depuis la pastille combustible jusqu'au caloporteur en passant par les différents éléments constitutifs du crayon comme la gaine et le gap. Les équations principales du transfert de chaleur utilisées pour effectuer les calculs dans les différentes régions d'un crayon combustible typique s'écrivent sous la forme suivante :

— Dans la pastille :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial}\left(k_c r \frac{\partial T}{\partial r}\right) + q''' = n\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_c c_c T) \tag{2.63}$$

Avec T la température, r la position radiale, k_c la conduction thermique du combustible, q''' la densité de puissance volumique, ρ_c la masse volumique du combustible, c_c la chaleur spécifique du combustible.

— Dans la gaine :

$$\frac{1}{r}k_g\frac{\partial}{\partial}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right) = \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_g c_g T) \tag{2.64}$$

avec T la température, r la position radiale, k_g la conduction thermique de la gaine, ρ_g la masse volumique de la gaine, c_g la chaleur spécifique de la gaine.

De plus, les conditions aux limites prennent la forme suivante :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=0} = 0 \tag{2.65}$$

En effet, de par la symétrie radiale, la distribution de température passe par un maximum au centre de la pastille.

— Le transfert de chaleur entre la gaine et le combustible est modélisé comme une fonction de la conductance thermique de contact, c'est à dire :

$$q'' = h_{gap}(T(r_c) - T(r_{g1})) \tag{2.66}$$

avec h_{gap} la conductance thermique du gap, r_c rayon de la pastille de combustible, r_{g1} rayon intérieur de la gaine, $T(r_c)$ température à la surface du combustible, $T(r_{rg1})$ température à la surface intérieure de la gaine. Il faut noter que $r_{g1} \approx r_c$ (i.e., $r_{g1} - r_c \leq 1\ \mu$m).

— Le flux thermique sortant de la pastille est exprimé d'après la loi de Fourier comme suit :

$$q''_c = -k_c \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=r_c} \tag{2.67}$$

— Étant donné que $r_{g1} \approx r_c$, on considère que le même flux s'applique à la surface interne de la gaine, alors :

$$q''_c = k_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=r_{g1}} \tag{2.68}$$

— Ceci nous permet d'écrire une relation de continuité pour le flux de chaleur entre le combustible et la gaine :

$$k_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=r_{g1}} = h_{gap}(T(r_c) - T(r_{g1})) \tag{2.69}$$

— D'après la loi de Fourier, le flux thermique au niveau de la surface extérieure de la gaine s'exprime comme suit :

$$q''_g = k_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=r_{g2}} \tag{2.70}$$

avec r_{g2} le rayon extérieur de la gaine. Ce flux doit balancer le transfert thermique donné par la loi de Newton (i.e., transfert de chaleur en convection forcée).

— De cette manière on calcule que la température extérieure de la gaine est donnée par :

$$T(r_{g2}) = \frac{q''_g}{htc} + T_{cal} \tag{2.71}$$

avec q''_g le flux de chaleur à la surface extérieure de la gaine, $T(r_{g2})$ la température à la surface extérieure de la gaine, T_{cal} la température moyenne du caloporteur et htc le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée.

2.2.2 Les équations de fermeture, corrélations

Les différents modèles thermohydrauliques employés dans les codes ARTHUR et ARTHUR_SCWR nécessitent des équations supplémentaires afin de fermer les systèmes d'équations obtenus de 2.56 à 2.62.Ces équations, appelées également corrélations sont exposées dans

les paragraphes suivants.

Corrélations utilisées pour les calculs de l'écoulement d'eau à l'état supercritique

Zoghlami (2013) a implémenté un nouveau code appelé ARTHUR_SCWR servant à modéliser les différents phénomènes thermohydrauliques prenant place dans les canaux d'un réacteur refroidi à l'eau supercritique. Ainsi, après étude et analyse des résultats, l'utilisation de différentes corrélations pour estimer la perte de pression par frottement, Zoghlami recommande la relation proposée par Garimella (2008). Cette corrélation, développée à partir de données expérimentales, s'écrit sous la forme suivante :

$$f = a f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^b \tag{2.72}$$

Pour des régions où l'écoulement se comporte comme un liquide, $a = 1.16$ et $b = 0.91$. Dans la région pseudo critique, $a = 1.31$ et $b = 0.25$. Dans la région où l'écoulement se rapproche d'un comportement gazeux, $a = 1.19$ et $b = 0.17 \cdot f_0$. Le facteur f_0 est calculé à partir de l'équation de Churchill (1977) :

$$f_0 = 8\left[\left(\frac{8}{Re}\right)^{12} + A^{-\frac{3}{2}}\right]^{\frac{1}{12}} \tag{2.73}$$

$$A = \left(\frac{37.530}{Re}\right)^{16} + \left\{-2.457 \cdot \ln\left[\left(\frac{7}{Re}\right)^{0.9} + 0.27\frac{\epsilon}{D}\right]\right\}^{16} \tag{2.74}$$

Avec Re le nombre de Reynolds caractérisant le type d'écoulement et D le diamètre hydraulique (on rappelle que ϵ désigne ici le taux de vide).

Corrélations utilisées pour les calculs de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique

Dans cette section, nous présentons les relations constitutives utilisées dans le code ARTHUR_SCWR pour les calculs de transfert de chaleur. Les variations importantes des propriétés thermophysiques de l'eau à des pressions supercritiques permettent de distinguer trois régimes de transfert de chaleur pouvant prendre place dans le canal d'un réacteur nucléaire refroidi à l'eau supercritique.

D'abord, un régime normal de transfert de chaleur dans des conditions où l'eau est encore dans un état sous-critique. Le coefficient de transfert de chaleur peut être calculé par

la corrélation de Dittus-Boelter (1930) valide pour des écoulements monophasiques. Cette corrélation est donnée par :

$$Nu_D = 0.0243 Re^{0.8} Pr^{0.4} \tag{2.75}$$

où Re et Pr sont respectivement le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl évalués à la température moyenne de l'écoulement. Cette corrélation est valable pour $7.0 \leq Pr \leq 160$ et$Re \geq 10000$. Pour des faibles flux de chaleurs, cette corrélation donne un bon accord avec l'expérience, mais dans certaines conditions, elle s'éloigne de la réalité au voisinage du point critique et pseudocritique ceci étant dû à sa sensibilité aux variations des propriétés thermophysiques de l'écoulement. On doit alors utiliser une corrélation modélisant l'écoulement de manière plus satisfaisante.

En s'approchant de l'état critique, la chaleur massique à pression constante s'accroît de manière significative (voir figure 1.2). Par conséquent pour le même flux thermique, la température à la paroi est plus faible. La corrélation utilisée dans ce cas est celle de Mokry (Mokry *et al.*, 2010) qui présente l'écart type le plus faible quand on tient compte de l'ensemble des expériences réalisées en régime amélioré et détérioré, étudiées dans Zoghlami (2013). Cette corrélation est décrite par la suite 2.77.

Pour des conditions thermodynamiques supérieures à l'état critique, on observe un régime détérioré de transfert de chaleur. Ce régime est caractérisé par une valeur plus faible du coefficient de transfert de chaleur que celle du régime normal. Pour le même flux thermique, ceci se traduit par une température à la paroi plus élevée. Le flux de chaleur minimal à partir duquel le transfert de chaleur se détériore est calculé par (Mokry *et al.*, 2010) :

$$q_{dht} = -58.97 + 0.745G \tag{2.76}$$

où G est le flux massique dans le canal.

Zoghlami (Zoghlami, 2013) a déterminé la corrélation qui donne la meilleure estimation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour le régime détérioré. Cette corrélation prend la forme suivante :

$$Nu_b = 0.0061 Re_b^{0.904} \overline{Pr_b^{0.684}} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.564} \tag{2.77}$$

où Pr_b représente le nombre de Prandtl qui est donné par :

$$Pr_b = \frac{C_p \mu_b}{k_b} \tag{2.78}$$

avec C_p la capacité thermique du fluide à pression constante. Pr_b est un nombre adimensionnel et rend compte du rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

Cette corrélation a été choisie à la suite de la compilation de données expérimentales obtenues dans un tube vertical, à une pression $P = 24MPa$, une température d'entrée T_{in} comprises entre $320°C$ et $350°C$, des flux massiques tels que $G = 200 - 1500kg/m^2$, des flux de chaleurs $q'' \leq 1250kW/m^2$. Il faut ajouter de plus que cette corrélation présente une incertitude de $\pm 25\%$ sur l'estimation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée et $\pm 15\%$ sur celle du fluide à la surface interne du tube.

Corrélations utilisées pour les calculs de l'écoulement d'eau lourde sous pression

Dans le cas d'un canal de cœur à eau lourde sous pression, il est nécessaire d'utiliser un modèle de thermohydraulique diphasique, le code ARTHUR utilise le modèle à écart de vitesse. Les équations de conservation de ce modèle nécessitent un choix de corrélations pour fermer le système et compléter le modèle. Lors de notre étude, les corrélations utilisées pour l'écart de vitesse, le taux de vide et la perte de pression entre autres, dans les canaux refroidis à l'eau sous pression, non supercritique sont les suivantes :

— La corrélation de Chexal-Lellouche (Chexal *et al.*, 1992), qui permet de calculer l'écart de vitesse V_{gj} et le coefficient de distribution C_0.
— La Corrélation de Saha-Zuber (Saha et Zuber, 1974), qui permet de calculer le taux de vide et la température dans la zone d'ébullition sous-refroidie.
— La corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen et Heck, 1986), qui permet de calculer les pertes de pression par frottement.

Corrélations utilisées pour les calculs de transfert de chaleur en convection forcée pour l'eau sous-critique

Concernant le transfert de chaleur en convection forcée, le code ARTHUR utilise deux corrélation dépendamment des phases de l'écoulement en présence dans le canal :

— La corrélation de Markoczy (Markoczy, 1972), qui sert à prédire la valeur du coefficient de transfert de chaleur entre la gaine et l'écoulement monophasique.

— La corrélation de Chen (Chen, 1966), servant à prédire la valeur du coefficient de transfert de chaleur entre la gaine et l'écoulement diphasique cette fois-ci (i.e., en ébullition). En effet, à l'entrée d'un canal de combustible d'un réacteur CANDU, le caloporteur est monophasique, cependant lorsque la température augmente, le phénomène d'ébullition peut se produire et l'écoulement devient diphasique.

On retrouvera les équations de ces corrélations également appelées équations constitutives à l'annexe A.

CHAPITRE 3

MODÈLES DE CELLULES ET D'UN CANAL SCWR

3.1 Modèles de canal SCWR

Nous présentons dans cette partie les descriptions et caractéristiques importantes des modèles développés pour l'implémentation de nos procédures de calcul pour les codes DRAGON et DONJON. On présente ainsi la géométrie et les différentes options utilisées ainsi que les choix et simplifications choisis.

3.1.1 Le canal SCWR

S'inspirant de l'architecture à tubes de forces du CANDU, le canal du CANDU-SCWR présente tout de même quelques particularités comparativement à un canal de CANDU-6. Ainsi la géométrie de grappe et notamment des crayons de combustible est différente. Il faut également mentionner que la conception de ce type de réacteur, ainsi que du combustible n'a cessé d'évoluer depuis le début de ce projet de maîtrise (Pencer et Onder, 2012; Pencer *et al.*, 2013).

On notera ainsi la géométrie assez commune parmi d'autres qui comporte 37 crayons. Lors de ce projet, nous avons choisi des grappes 43-CANFLEX utilisées pour le réacteur ACR-700. Ces grappes comportent un crayon central et une première couronne de sept crayons, ces huit crayons possédant le même diamètre extérieur (i.e., 13.44 mm), les 35 crayons restant ayant des dimensions plus faibles (i.e., 11.45 mm).

Comme le montre la figure 3.1, l'élément de combustible formé de 43 crayons est placé à l'intérieur d'un tube de force. Cependant, pour éviter des températures élevées au niveau de ce tube, on interpose une couche d'isolant thermique i.e., de la céramique ainsi qu'un guide métallique. Le guide métallique a pour but d'éviter tout dommage de la couche céramique isolante qui est nécessaire pour réduire les températures du tube de force (Chow et Khartabil, 2008).

À l'extérieur du tube de force se situe le modérateur, de l'eau lourde (D_2O) qui sert à ralentir les neutrons provenant de la fission du combustible. On peut retrouver la disposition de tous ces élément sur la vue isométrique du canal présentée à la figure 3.1.

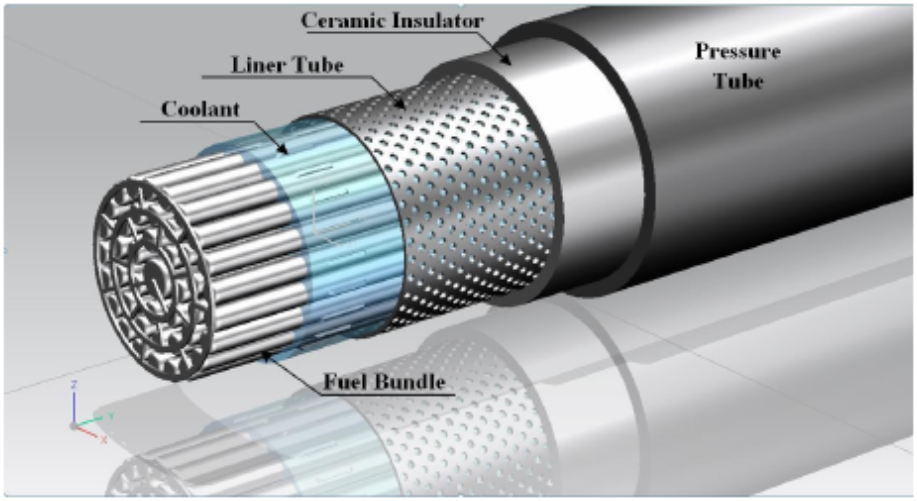

Figure 3.1 Vue isométrique d'un canal SCWR.

Il est assez clair que les températures du caloporteur et des matériaux dans le canal du SCWR sont plus élevées que pour un CANDU à l'exception du modérateur qui reste à une température d'environ $80°C$. Le caloporteur circule le long du canal à une pression de 25 MPa et sa température varie de $350°C$ à l'entrée jusqu'à $625°C$ en sortie. Ainsi, la masse volumique subit quant à elle une importante variation le long du canal. En effet, l'eau à l'état supercritique entre à une densité de 0.6 g/cm^3 pour diminuer rapidement lorsqu'elle passe l'état pseudo-critique. On peut alors parler d'un pseudo changement de phase au regard de cette variation de masse volumique ; sa valeur à la sortie est d'environ 0.07 g/cm^3 (i.e., environ 100 fois plus faible que celle de l'entrée). Cette importante variation de masse volumique peut engendrer plusieurs effets sur le comportement thermohydraulique et neutronique du réacteur. D'un point de vue neutronique, la variation de masse volumique signifie une diminution des captures et du ralentissement de neutrons dans le caloporteur, ce qui peut induire un déséquilibre du flux neutronique entre l'entrée et la sortie du canal. Concernant la validité d'un tel modèle, il a été démontré la pertinence des paramètres et options utilisés dans le code DRAGON pour ce type de cellule SCWR (Marleau *et al.*, 2012). Ce modèle permet d'obtenir des résultats satisfaisants pour ce niveau de prospective sur les différents concepts de grappes et canaux refroidis à l'eau supercritique.

D'un point de vue thermohydraulique et en considérant un canal horizontal, il peut apparaître une stratification horizontale de l'eau supercritique qui présente ainsi plusieurs couches de différentes masses volumiques selon la position verticale à l'intérieur du canal. Une des solution à ce problème serait de forcer le mélange de l'écoulement par perturbation mécanique

et d'induire ainsi des turbulences forcées.

3.1.2 Calculs couplés préliminaires

Comme discuté dans la section 1.1.4, dans ce mémoire de maîtrise nous proposons un nouveau type de réacteur hybride (voir la figure 1.4). Ainsi, afin de pouvoir développer un modèle cohérent de cœur hybride refroidi par de l'eau à l'état supercritique et de l'eau liquide sous pression, il convient de déterminer les paramètres thermodynamiques régnant à l'intérieur d'un tel réacteur. En effet, nous avons vu dans la partie théorique que les sections efficaces microscopiques des matériaux sont fonction de la température (voir la section 2.1.1) et que la masse volumique des éléments présents est sensible aux variations thermiques, affectent aussi les sections efficaces macroscopiques. Dans l'objectif d'avoir une idée de ces paramètres, nous avons réalisé un premier calcul couplé à l'échelle d'un canal représentatif refroidi à l'eau supercritique. Nous présenterons ici succinctement les modèle neutronique et thermohydraulique utilisés pour ces calculs couplés sur un canal SCWR. Pour plus de détail sur l'algorithme de couplage utilisé, le lecteur est invité à lire la section 3.3 où le fonctionnement de l'algorithme de couplage pour le canal et le cœur entier est discuté en détail.

Il faut mentionner que lors de ce travail, le code ARTHUR_SCWR n'est pas couplé directement aux codes DRAGON et DONJON. Pour cette raison, le transfert des différents paramètres d'un code vers l'autre est réalisé manuellement par échange de fichiers de données. Les différents paramètres clés échangés pour cette modélisation sont les températures du caloporteur et du combustible, la masse volumique du caloporteur d'un côté (sortie du calcul thermohydraulique), et la puissance thermique générée de l'autre (sortie du calcul neutronique).

Du point de vue géométrique, chaque grappe est modélisée par une cellule 2D ; et nous avons considéré une grappe de type CANFLEX comportant 43 éléments (Harrisson et Marleau, 2010b). Cependant, pour des soucis de rapidité de calcul, nous avons ensuite modifié ce modèle de cellule, les changements portant sur la suppression du calcul en évolution présent à l'origine. Nos calculs ont donc eu lieu sur un modèle de grappe de début de cycle, à burnup nul c'est à dire pour des grappes n'ayant pas encore commencer à brûler dans un premier temps. Nous employons par la suite le terme de burnup de terminologie anglaise pour des raisons techniques. De plus, nous sommes intervenus sur les températures et les masses volumiques des mélanges définis lors de l'appel du module `LIB:` de DRAGON afin de pouvoir modéliser les différents conditions thermohydrauliques le long du canal. Nous avons

donc réalisé un calcul en transport pour douze cellules à l'aide du code DRAGON. À la suite de ce calcul, nous avons obtenu douze bases de données ou "compos" pour pouvoir effectuer un calcul en diffusion à l'aide du code DONJON.

Pour la partie neutronique du calcul couplé, nous avons décidé de modéliser un canal refroidi à l'eau supercritique par une géométrie rectangulaire en trois dimensions (cartésien). Le canal est divisé en 12 régions afin de tenir compte des propriétés différentes des grappes suivant leur position dans le canal et leur environnement. Chaque région possède des propriétés homogènes sur leur domaine. Ces propriétés homogènes sont obtenues à partir d'un calcul de cellule avec une homogénéisation sur l'ensemble de celle-ci. Les matériaux constitutifs des cellules ainsi que leur géométrie sont présentés dans le tableau 3.1 et à la figure 3.2.

Tableau 3.1 Description de la grappe SCWR.

Description	Valeur
Caloporteur	Eau légère
Nombre de crayon combustible (du centre vers l'extérieur)	1,7,14 et 21 crayons/couronne
43 crayons combustible	Oxyde d'uranium (UO_2)
Enrichissement du combustible	4.25 $wgt\%$
Liner	Acier 304SS (inoxydable)
Gaine	Acier 304SS (inoxydable)
Porosité du liner	45%
Isolant	Oxyde de zirconium (ZrO_2)
Porosité de l'isolant	70%
Tube de pression	Alliage de Zirconium (EXCEL)
Modérateur	Eau lourde
Pas de réseau	25 cm

Une fois les propriétés homogénéisées attribuées à chacune des douze régions du canal, nous avons effectué un calcul en diffusion sur l'ensemble de celui-ci. Nous avons obtenu alors une distribution axiale de puissance le long du canal, ces puissances servent alors de paramètres d'entrée pour le calcul thermohydraulique. Ceci nous a permis de générer de nouveaux paramètres thermodynamiques. Il faut mentionner que nous avons réitéré plusieurs fois cette chaîne de calcul jusqu'à la satisfaction d'un critère de convergence sur le

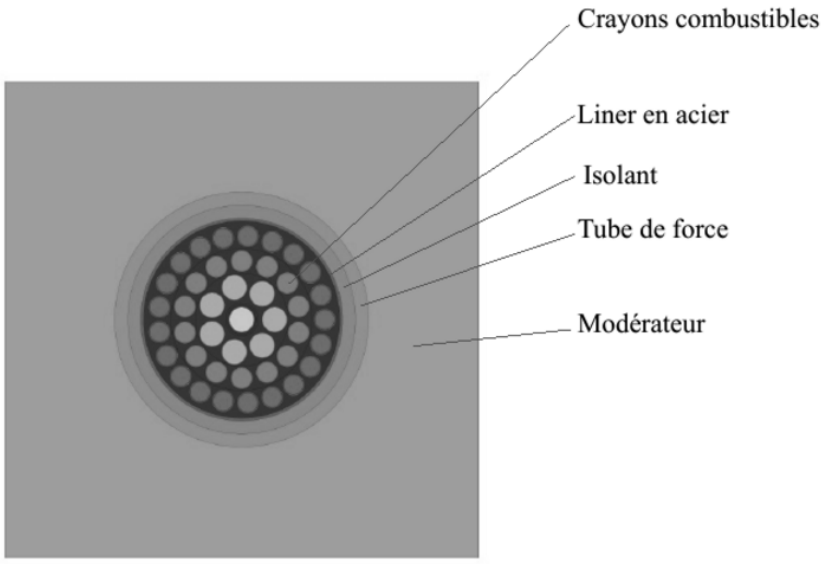

Figure 3.2 Modèle de la géométrie cellule CANFLEX-43 SCWR.

maximum d'écart de puissance sur une grappe obtenu entre deux itérations successives (i.e., $\Delta Puissance = 6 \times 10^{-3} kW$).

Cette partie du calcul couplé a été réalisé par Sarra Zoghlami. Pour plus de précision, on se reportera à son mémoire de maîtrise (Zoghlami, 2013).

Pour la partie thermohydraulique du calcul couplé, le canal est modélisé en supposant que tout ce qui se passe dans celui-ci est représenté par l'écoulement à proximité du crayon central de la grappe, entouré des sept crayons de la première couronne, ce qui permet entre autre de définir un diamètre hydraulique. Les principales caractéristiques de ce modèle sont explicitées dans le tableau 3.2.

Pour déterminer les paramètres thermodynamiques initiaux (voir tableau 3.3), nous avons choisi pour chaque paramètre sa valeur en début, milieu et fin de canal puis nous avons effectué une interpolation linéaire entre ces différents points, les valeurs obtenues sont visibles dans le tableau 3.4. Ce qui donne les courbes présentées dans les figures 3.3 à 3.6.

Tableau 3.2 Caractéristiques principales du modèle de canal SCWR.

Caractéristique	Valeur
Pas de réseau	25 cm
Enrichissement	4.25%
Puissance spécifique de grappe	32.384 kW/kg

Tableau 3.3 Paramètres thermodynamiques initiaux utilisés pour le modèle de canal SCWR.

Paramètres	Valeurs
Pression de sortie	25 MPa
Température d'entrée	350°C
Débit massique	4.4 kg/s
Longueur du canal	6.0 m
Puissance thermique totale dans le réacteur	2540 MW
Nombre de canaux du réacteur	300

Tableau 3.4 Valeurs des paramètres thermodynamiques initiaux pour les grappes du canal.

Numéro de grappe	Tcomb (°C)	Tcalo (°C)	Dcalo (g/cm^3)
1	673.15	623.15	0.61546
2	913.2	636.15	0.53287
3	1153.2	649.15	0.45027
4	1393.2	622.15	0.36767
5	1633.2	675.15	0.28507
6	1873.15	688.15	0.28527
7	1730.6	723.15	0.18113
8	1588.0	758.15	0.15978
9	1445.5	793.15	0.13843
10	1302.9	828.15	0.11709
11	1160.4	863.15	0.09574
12	1017.8	898.15	0.07439

Comme on peut le voir sur les figures 3.3 à 3.5, nous avons réalisé une initialisation pour le premier calcul neutronique à partir de paramètres thermodynamiques linéaires entre l'entrée du canal et la sixième grappe d'une part et entre la sixième grappe et la sortie du canal

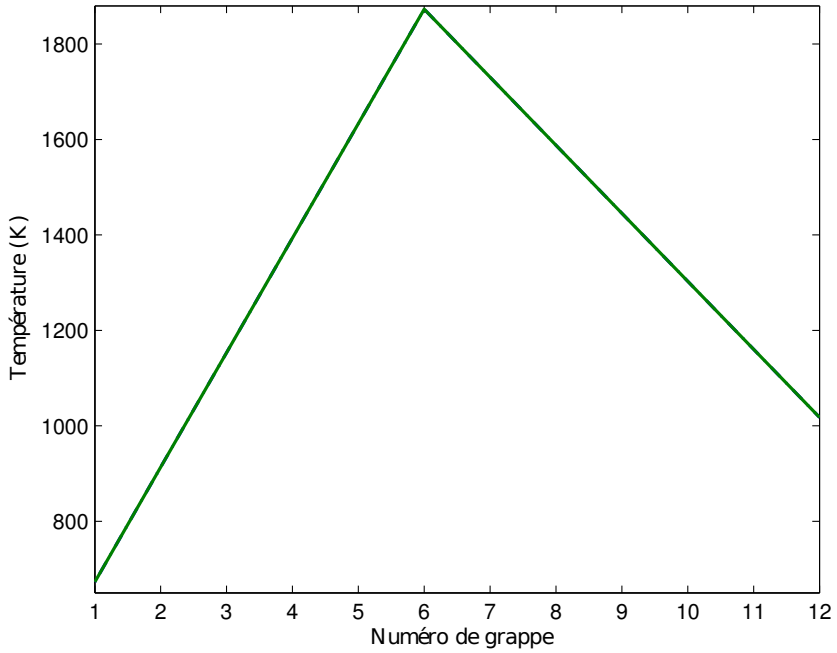

Figure 3.3 Températures initiales du combustible le long du canal.

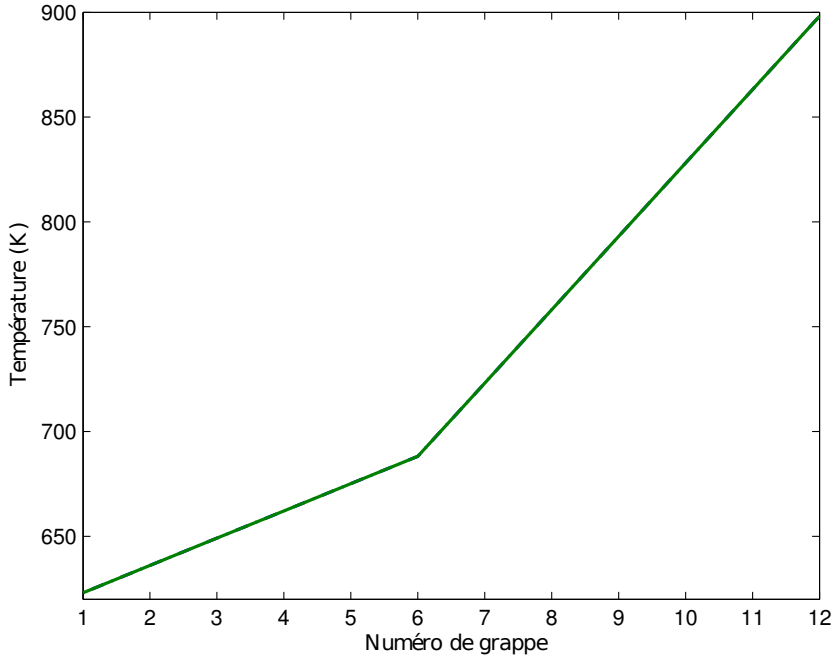

Figure 3.4 Températures initiales du caloporteur le long du canal.

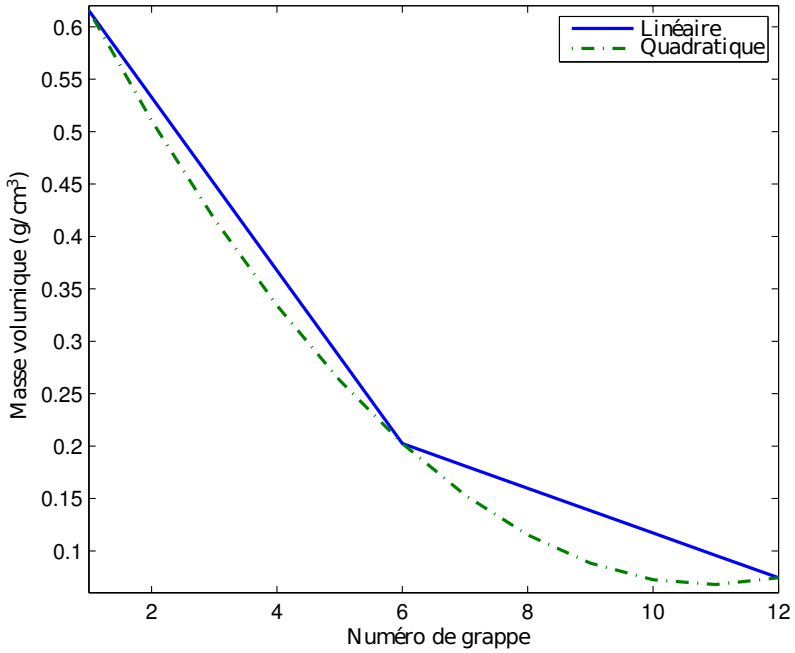

Figure 3.5 Masses volumiques initiales du caloporteur le long du canal.

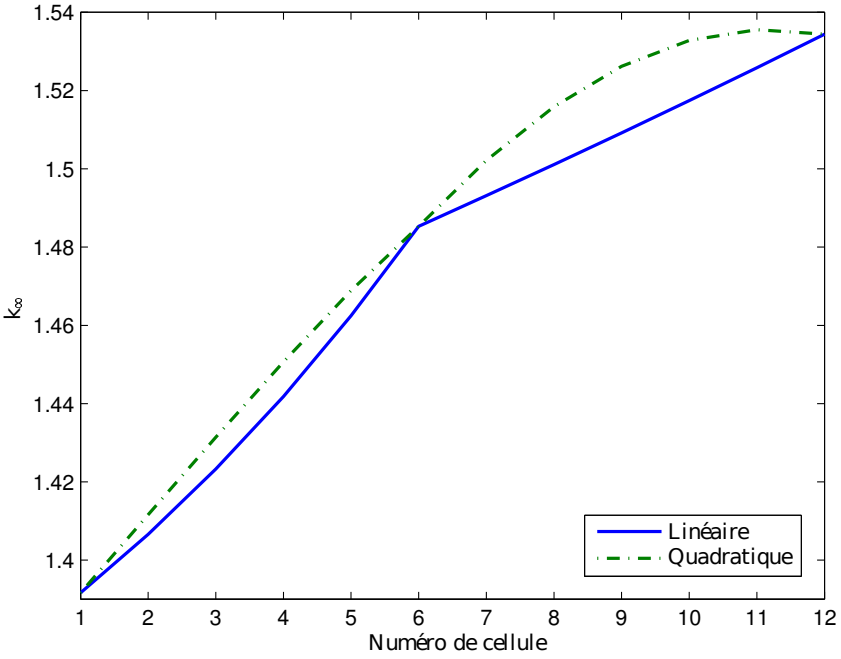

Figure 3.6 k_∞ initiaux pour chaque cellule du canal.

d'autre part. Les valeurs choisies en entrée, milieu et sortie de canal proviennent d'un travail précédent (Abdellahi, 2009). Ainsi même si les profils sont linéaires en deux morceaux, on remarque par exemple le changement de pente de la température du combustible et de la température du caloporteur comme ce-dernier atteint l'état supercritique et donc permet un régime de transfert de chaleur amélioré.

Concernant les résultats du premier calcul neutronique après l'initialisation des paramètres thermodynamiques, on peut observer la valeur du coefficient de multiplication en milieu infini pour chaque cellule représentative de chaque grappe le long du canal (figure 3.6 en trait plein). Ces valeurs sont croissantes avec un k_∞ légérement inférieur à 1.4 pour la première cellule jusqu'à atteindre 1.53 pour la dernière. Ces valeurs sont élevées mais il s'agit ici d'un premier résultat sans certitude sur la convergence du calcul, de plus, le modèle de cellule est un modèle de cellule sans fuite, ce qui a tendance a augmenter la réactivité. L'allure des k_∞ reflète l'influence significative de la variation de la masse volumique du caloporteur le long du canal, comme l'illustre le changement de pente de la courbe qui correspond à celle de la masse volumique. De plus, nous avons réalisé une initialisation avec une interpolation quadratique pour mettre de l'avant l'effet de la variation de la masse volumique du caloporteur comme on peut le voir sur les deux figures 3.5 et 3.6.

Ces calculs thermohydrauliques permettent de générer de nouveaux paramètres thermodynamiques nécessaires pour effectuer de nouveaux calculs neutroniques, on réitère plusieurs fois cette chaîne de calcul (itérations externes) jusqu'à la satisfaction d'un critère de convergence sur la puissance thermique dégagée. Dans ce travail, nous avons choisi de converger jusqu'à $6.10^{-3}kW$ (écart entre deux itérations de puissances successives). Comme on peut le voir sur la figure 3.7, nous aurions pu affiner le calcul en continuant les itérations décrites ci-avant, mais nous en avons été empêché pour des raisons de durée de calcul.

À la suite de la convergence de ce calcul couplé prélimininaire, nous avons pu obtenir des profils axiaux pour les puissance de grappes le long du canal ainsi que ceux des paramètres thermodynamiques et du k_∞ comme on peut l'observer sur les figures 3.8 à 3.11.

Nous remarquons que la puissance et la température du combustible subissent une augmentation significative dans la deuxième partie du canal, entre les grappes 6 et 12 tandis que la masse volumique du caloporteur diminue sur cette partie du canal. À la suite de ces calculs nous pouvons remarquer que le rôle prépondérant de la masse volumique du caloporteur est confirmé puisqu'au moment de sa diminution importante lors du passage à l'état pseudo-critique, les paramètres thermodynamiques tout comme la puissance de grappe subissent une

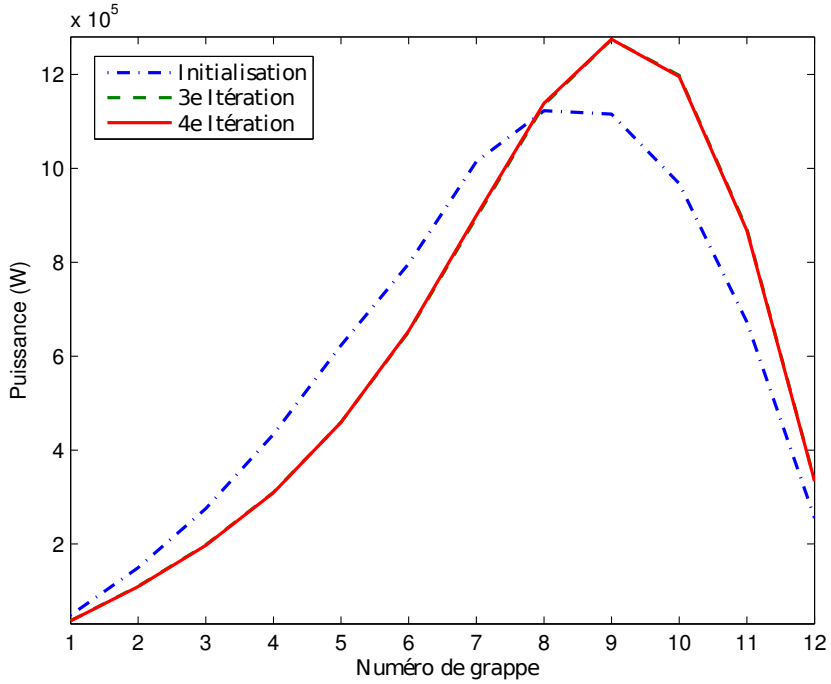

Figure 3.7 Distribution de puissance de grappes le long du canal pour différentes itérations.

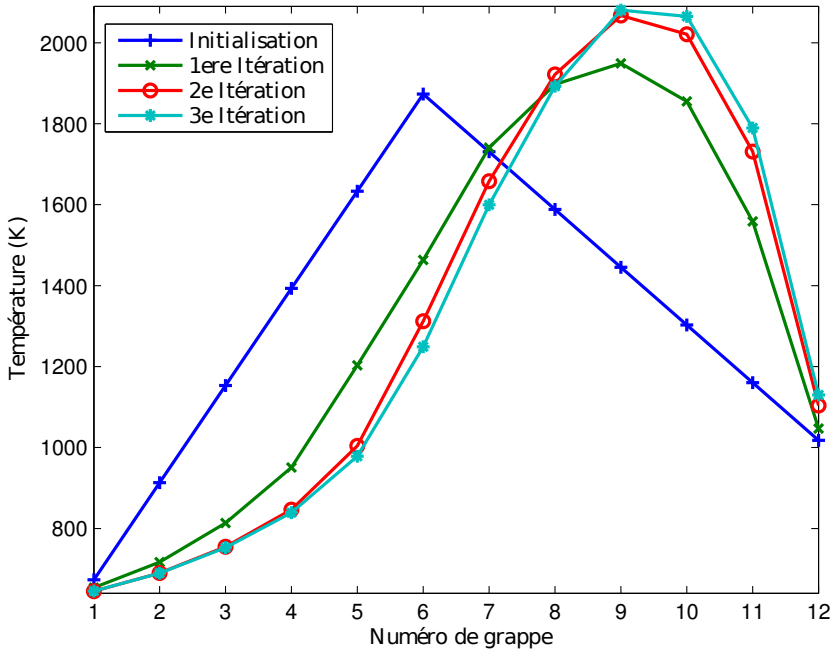

Figure 3.8 Convergence de la température du combustible le long du canal.

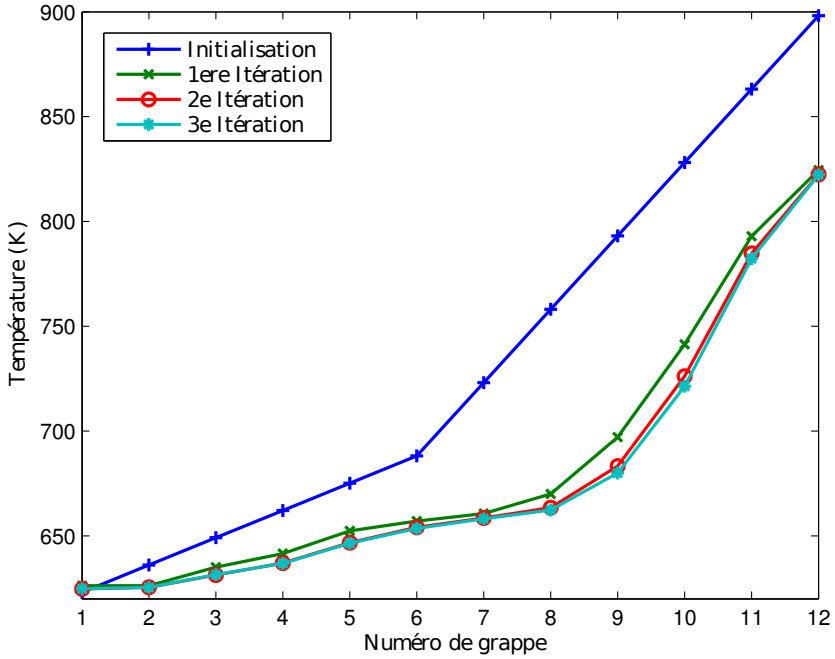

Figure 3.9 Convergence de la distribution de la température caloporteur le long du canal.

.

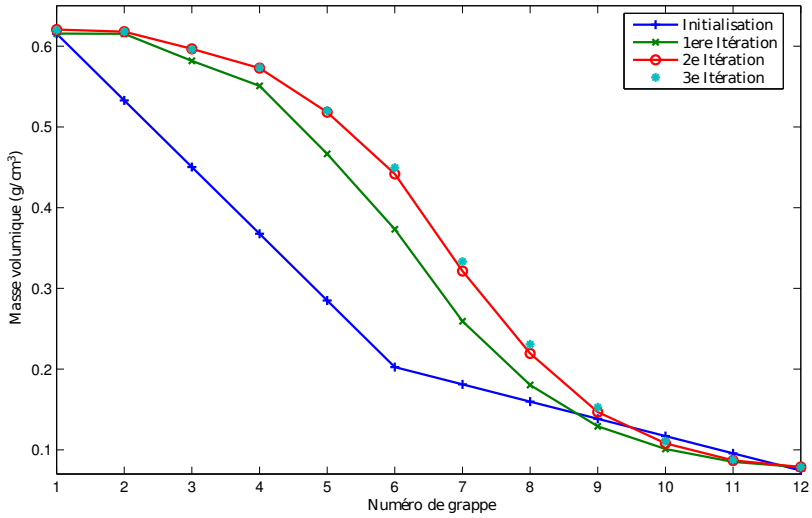

Figure 3.10 Convergence de la densité du caloporteur le long du canal.

variation plus importante que dans la première partie du canal (transfert de chaleur en régime normal). De même pour les valeurs prises pour les facteurs de multiplication en milieu infini,

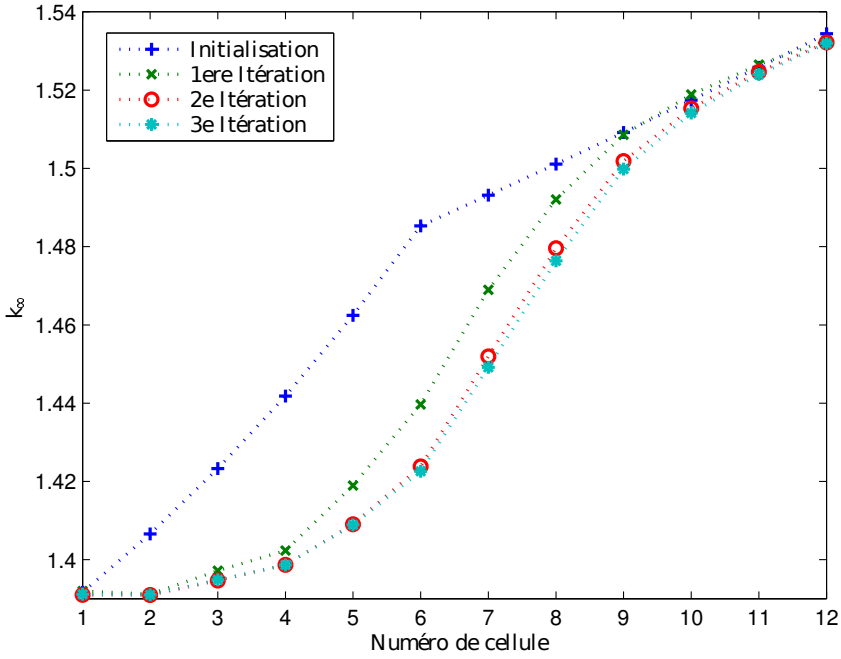

Figure 3.11 Évolution du k_∞ pour chaque cellule servant au calcul du canal.

on observe l'influence de la variation de masse volumique du caloporteur avec augmentation progressive jusqu'à la cellule 4 puis plus marquée entre les cellules 4 et 9.

En plus des résultats des calculs préliminaires déjà exposés, nous avons aussi pu déduire certains comportements particuliers du caloporteur dans le canal SCWR. Ainsi il semble que celui-ci présente une stratification. En effet, comme on peut le voir sur la figure 3.12 la densité du caloporteur à la surface externe de la tige combustible peut être 3.5 fois plus faible que la densité moyenne du caloporteur dans le canal, ce qui remet en cause l'hypothèse d'un écoulement homogène et on peut alors parler d'écoulement quasi-diphasique. Cette observation incite à se questionner sur la pertinence de construire des réacteurs avec des canaux horizontaux comme pour les concepts de réacteur CANDU-SCWR car cette stratification peut affecter les conditions de transfert de chaleur.

On peut aussi remarquer qu'une variation du débit massique dans un canal refroidi par de l'eau à l'état supercritique modifie notablement la distribution de température du caloporteur comme on peut l'observer sur la figure 3.13. En effet, d'après la loi de conservation de l'énergie, le changement d'enthalpie qui se produit dans la région pseudocritique est inversement proportionnel à la variation du débit massique. En conséquence, l'effet de la variation

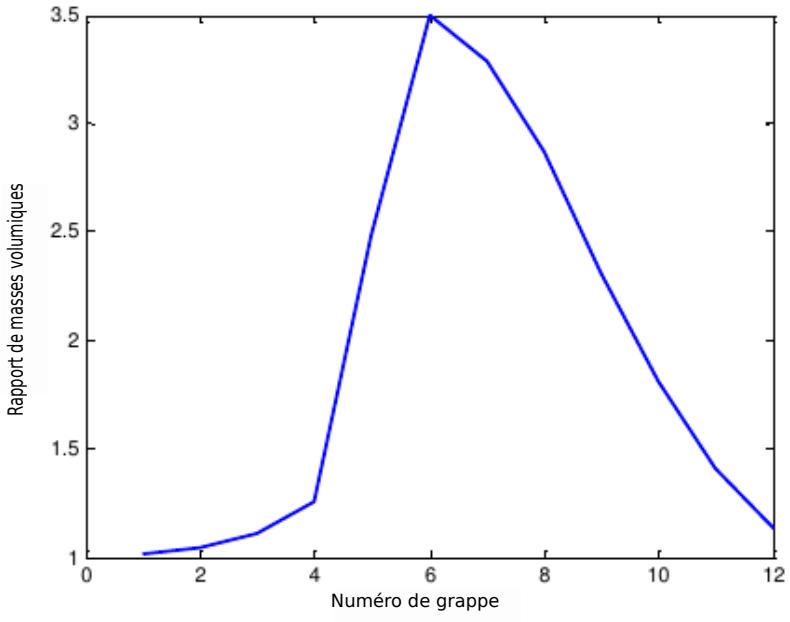

Figure 3.12 Rapport entre la masse volumique moyenne du caloporteur et la masse volumique du caloporteur à la surface de la gaine du combustible. (Zoghlami, 2013).

du débit massique sur la température du caloporteur est beaucoup plus visible à partir de la région pseudocritique. Ainsi on voit bien que diminuer de manière importante le débit suggère une température plus élevée des matériaux constitutifs du canal, ce qui peut poser un problème de tenue des matériaux. On peut également noter un effet de la variation de la température à l'entrée (figure 3.14). En augmentant de 20% la température d'entrée nominale ($350°C$), la température du caloporteur peut permettre l'emploi de ce type de réacteur pour la production d'hydrogène (i.e., cogénération) et ce, sans risque de voir la gaine entrer en fusion.

Enfin, nous avons voulu observer les effets de réactivité du vide et de température du combustible, en réalisant deux calculs supplémentaires. Une première simulation où l'on a fixé la densité du caloporteur proche de zéro afin d'observer l'effet de réactivité du vide sur le canal ; les résultats sont présentés dans la figure 3.15. Lors d'une seconde simulation nous avons augmenté la température du combustible de $100°C$ pour observer l'effet de température lié à l'effet Doppler (figure 3.16). Ces nouveaux calculs ont été effectué à partir des paramètres thermodynamiques obtenus lors de la seconde itération du calcul couplé.

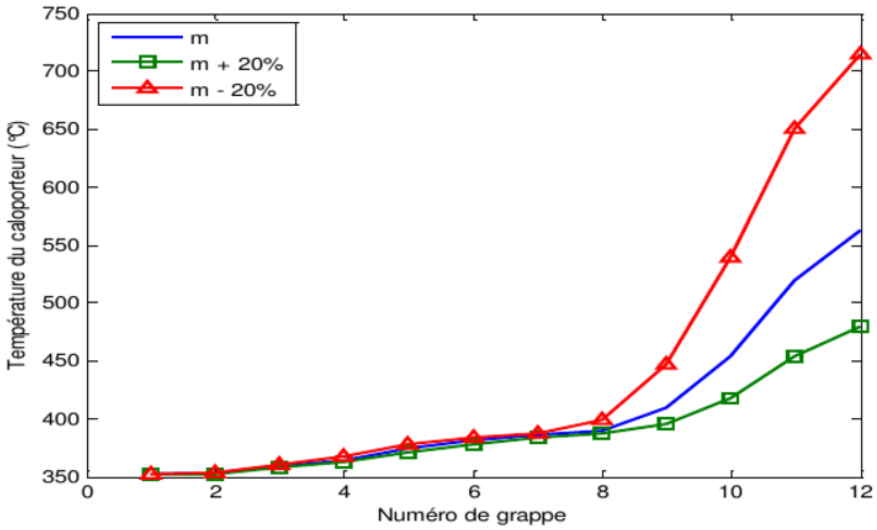

Figure 3.13 Distribution de température du caloporteur le long du canal pour différents débits (Zoghlami, 2013).

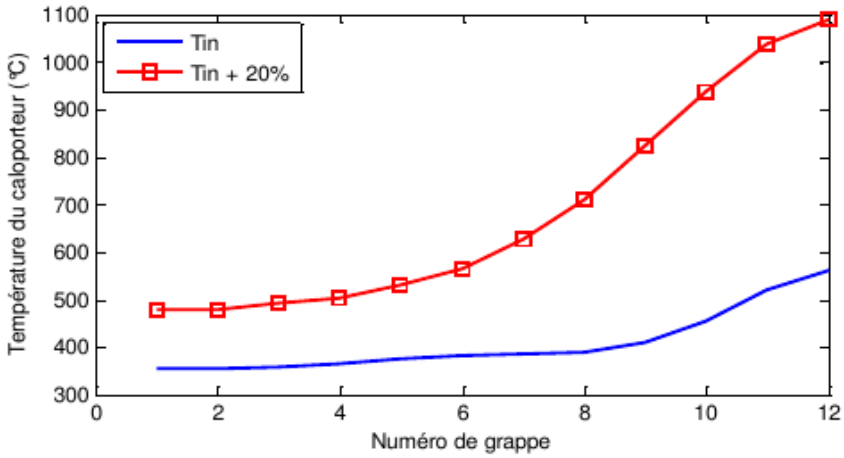

Figure 3.14 Effet de la température d'entrée du caloporteur(Zoghlami, 2013).

On remarque sur la figure 3.17 que l'augmentation de $100°C$ de l'ensemble des crayons pour chacune des grappes de combustible n'affecte pas significativement le k_∞ contrairement à la vidange du caloporteur qui provoque un effet maximal sur la grappe 1 en début de canal (figure 3.15). Ce maximum est cohérent dans la mesure où c'est l'endroit où la variation de masse volumique est la plus importante. À noter que l'augmentation de la température du combustible provoque un effet négatif sur le k_∞ (soit en calculant la réactivité $-0.69\ mk$ en début de canal) tandis que la vidange du caloporteur provoque un effet positif sur la

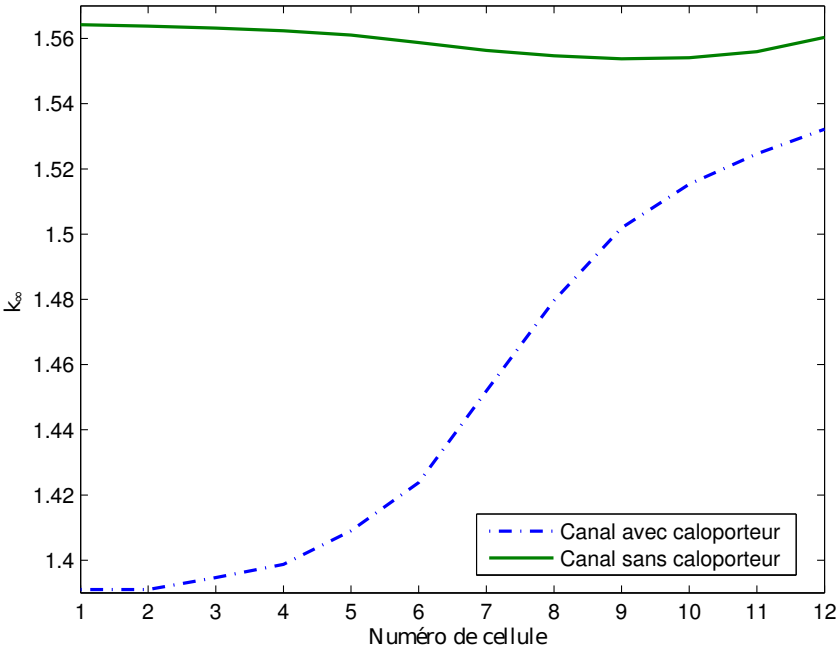

Figure 3.15 Réactivité des cellules le long du canal, avec et sans caloporteur.

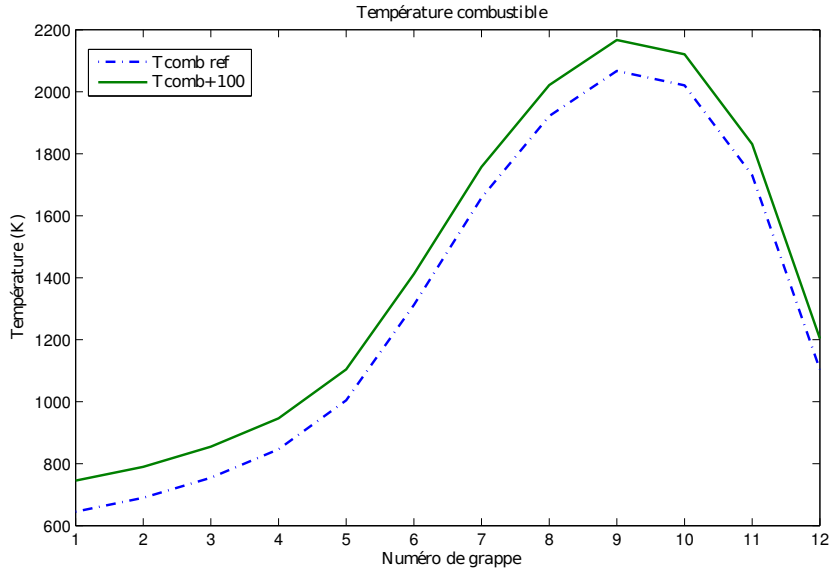

Figure 3.16 Distribution de température du combustible pour étude de l'effet de température sur le canal.

réactivité (+79.60 mk en début de canal).

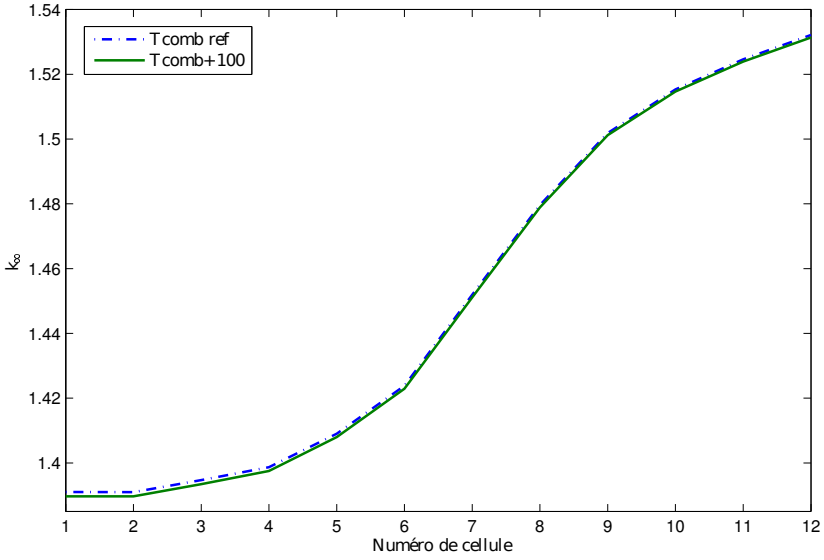

Figure 3.17 Effet d'une hausse de la température combustible sur le coefficient de multiplication en milieu infini.

3.2 Modèles de cellules

Après avoir établi ces premiers modèles et résultats pour un canal refroidi à l'eau supercritique, nous discutons dans cette sections des modèles de cellules utilisés à l'échelle de la résolution de l'équation de transport avec le code de calcul DRAGON. Cette partie permet donc d'obtenir de premiers résultats au niveau du calcul de cellules et également de générer une base de données pour les calculs à l'échelle du cœur.

3.2.1 Cellules simples unitaires

Lors de cette étude nous avons dû faire un choix du type de grappe entrant dans les différents types de canaux composant notre réacteur hybride. À des fins de simplicité et de comparaison, nous avons choisi d'utiliser la même géométrie de grappe et de canal pour les deux types de canaux composant notre réacteur, les canaux refroidis par de l'eau supercritique et des canaux pressurisés avec de l'eau légère de type CANDU. De ce fait, la seule différence existant entre ces canaux est la valeur des paramètres thermodynamiques régnant à l'intérieur (i.e., la valeur de la densité du caloporteur qui est très différente d'un type de canal à l'autre, la température du combustible, etc.). Le modèle reprend la géométrie d'une grappe CANFLEX à 43 éléments. Ces cellules comportent un total de 43 crayons combustibles répartis sur trois couronnes et un crayon central (voir section 3.1.2), ainsi les crayons ont deux diamètres

différents :

— Un diamètre de 0.6720 *cm* pour le crayon central ainsi que ceux de la première couronne à proximité.
— Un diamètre de 0.5723 *cm* pour les deux couronnes situées plus à l'extérieur.

Cette grappe est insérée dans un canal de type HEC ("High Efficiency Channel") et reprend en grande partie le modèle de canal décrit à la section 3.1.1. Les calculs ont été effectué avec la bibliothèque à 69 groupes d'énergie WIMS-D4 de "l'IAEA" (NAPC Nuclear Data Section, 2005).

Pour effectuer les calculs de flux à l'intérieur de la cellule, il faut discrétiser celle-ci en plusieurs régions. À ce propos, nous avons utilisé deux discrétisations différentes pour le calcul d'autoprotection premièrement et pour le calcul de flux deuxièmement. Il faut mentionner que l'évaluation de l'autoprotection sert à corriger les sections efficaces microscopiques des isotopes résonants qui généralement se trouvent dans le combustible. En effet, l'autoprotection ne requiert pas une discrétisation fine de la géométrie et donc imposer une telle discrétisation ne ferait que rajouter du temps de calcul pour un effet négligeable sur la précision du résultat (Harrisson et Marleau, 2010b). Cependant, il est nécessaire d'avoir une discrétisation spatiale plus importante pour le calcul du flux neutronique. Tel que discuté dans la section 2.1.4, nous avons utilisé la méthode des probabilités de collision qui requiert un maillage spatial suffisamment dense pour s'assurer que les sources sur les régions définies par le maillage varient faiblement. Un tel maillage permet d'assurer une bonne convergence spatiale des paramètres neutroniques. Pour notre étude, nous avons repris les paramètres de discrétisation déjà utilisés pour ce modèle de cellule SCWR (Harrisson et Marleau, 2010a) et qui sont exposés dans le tableau 3.5.

Tableau 3.5 Discrétisation radiale de la géométrie pour le calcul de flux.

Éléments de la géométrie	Nombre de sous régions
Caloporteur	26
Liner	1
Isolant	8
Tube de pression	4
Modérateur	10
Crayon combustible	4
Gaine	1

De plus, afin de discrétiser les coins de notre cellule cartésienne, nous avons ajouté une discrétisation suivant les axes x et y. Cette discrétisation comprends 18 sous-régions (figure 3.18) et est discuté par (Harrisson et Marleau, 2010b) afin d'optimiser la convergence des paramètres neutroniques (facteur de multiplication en milieu infini et taux de réactions) dans chacune des régions pour un temps de calcul raisonnable.

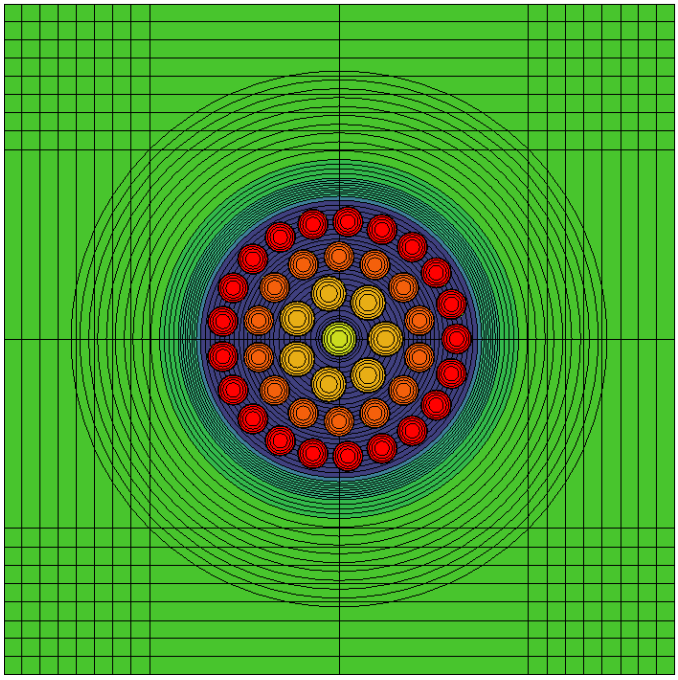

Figure 3.18 Cellule unitaire avec sa discrétisation.

Par la suite, nous procédons donc au traçage des lignes d'intégration requis pour l'évaluation des probabilités de collision. Le traçage est effectué de manière à couvrir un large nombre de trajectoires possibles, suivies par les neutrons. On peut retrouver les paramètres de ce traçage dans le tableau 3.6. Finalement, des conditions aux frontières de réflexion isotropes ont été choisies pour les calculs avec des cellules simples (calcul de cellule en milieu infini).

Tableau 3.6 Valeurs des paramètres pour la discrétisation spatiale.

Paramètre	Calcul d'autoprotection	Calcul de flux
Quadrature angulaire	15	15
Densité des lignes d'intégration	31.0	63.0

Comme mentionné dans les paragraphes précédents (3.2.1), nous avons utilisé les mêmes grappes pour les canaux refroidis par de l'eau à l'état liquide et pour ceux refroidis par de l'eau à l'état supercritique. Pour rendre compte des particularités de cette grappe comme le guide métallique perforé et la céramique isolante qui sont en contact avec le caloporteur, nous avons dû réaliser des compromis en dépit d'une modélisation idéale. En effet, le code DRAGON 3.06 ne permet pas de définir des régions perforées ou avec une certaine porosité, le guide et la céramique isolante sont donc modélisés par un mélange homogène de ces matériaux avec de l'eau légère (70% d'eau légère pour l'isolant contre 45% pour le guide métallique). On peut ainsi voir une vue des éléments constituants la cellule sur la figure 3.2.

Une fois la géométrie ainsi que les différents matériaux définis dans notre modèle, il convient de fixer leurs températures et densités. Parmi ces matériaux, certains ont vu la valeur de leurs paramètres thermodynamiques évoluer au cours de notre projet suite à des valeurs plus pertinentes venant de Zoghlami (2013). Les différents paramètres thermodynamiques qui peuvent être modifiés entre autres sont :

— Température du caloporteur (notée Tcalo dans le tableau 3.7).
— Masse volumique du caloporteur (notée Dcalo dans le tableau 3.7).
— Température du combustible (notée Tcomb dans le tableau 3.7).

Le pas de réseau initial choisi pour ces calculs préliminaires est de 25 cm (contre 28.575 cm pour un cœur CANDU-6) et correspond au pas de réseau utilisé normalement pour les cellules de type SCWR. Les valeurs des paramètres thermohydrauliques de départ et servant de référence peuvent être retrouvées dans le tableau 3.7.

Tableau 3.7 Valeurs des paramètres thermodynamiques initiaux pour les cellules unitaires SCWR et ACR.

Type de cellule	Tcalo (K)	Tcomb (K)	Masse volumique caloporteur (kg/m^3)
SCWR	653.60	1248.85	449.52
ACR	573.16	960.16	déterminée par le module `INFO:`

Pour les canaux de type CANDU à eau légère à l'état liquide sous pression (dénommés parfois par le terme "ACR" pour ce type de canaux dans la suite de ce mémoire), nous avons choisi d'utiliser la même grappe ainsi que la même géométrie de canal comme déjà expliqué précédemment. La seule différence avec la cellule de type SCWR est la valeur des différents

paramètres thermodynamiques. Ces valeurs pour la cellules ACR dépendent également de leur emplacement dans le cœur entier. Cependant nous avons choisi des valeurs moyennes pour les calculs de cellules, ces valeurs proviennent de la référence (AECL, 2007) et sont présentées dans le tableau 3.7. Ces valeurs ont aussi évolué au cours de notre étude, notamment au cours des calculs de couplage sur cœur entier.

Une fois les cellules unitaires modélisés, il est également nécessaire de pouvoir comparer et modéliser une cellule représentant le motif de base du cœur hybride. La particularité du cœur hybride, avec ses deux types de canaux différents, nous a donc mené à modéliser non plus des cellules unitaire avec une seule grappe mais une supercellule 2×2 comportant quatre grappes.

3.2.2 Supercellule 2x2

La spécificité du concept d'un réacteur hybride comportant deux type de canaux différents, implique deux types de cellules différentes et donc deux modèles de cellule afin de générer une base de données pour réaliser un calcul du cœur en entier en diffusion. Mais au delà des deux modèles différents, il convient également d'étudier l'interaction entre les deux types de canaux et son impact sur la neutronique du système, comparativement à un système où les deux types de cellule seraient isolés l'un de l'autre.

En effet, les différentes interactions que peuvent subir les neutrons vont dépendre des différents matériaux rencontrés ainsi que de leur masses volumiques. Dans ce cas, les neutrons peuvent interagir avec un caloporteur dont la masse volumique peut être assez faible i.e., cas d'un canal SCWR ou bien plus importante comme c'est le cas d'un canal de type CANDU. Conséquemment, les neutrons peuvent avoir un comportement différent selon le type de canal où ils se trouvent.

Il convient donc d'étudier les effets que pourraient avoir la présence de deux types de canaux différents l'un à proximité de l'autre. Pour ce faire, nous avons décidé de réaliser un calcul de supercellule 2×2. Cette supercellule 2×2 représente alors le motif unitaire (de type damier représenté sur la figure 3.19) qui constitue le cœur du réacteur.

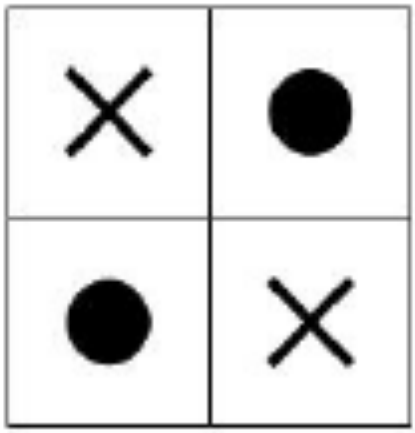

Figure 3.19 Motif de la supercellule 2×2 avec deux types de canaux représentés par des symboles différents.

La supercellule est composée d'un assemblage 2×2 de cellules unitaires de type SCWR et ACR décrites précédemment. Nous avons également imposé des conditions aux limites de type périodique isotrope (i.e., translation) afin d'avoir bien un damier de cellules alternées jusqu'à l'infini. Ici, le calcul d'autoprotection est réalisé sur chaque sous-cellule unitaire dans un premier temps ; puis est suivi du calcul de flux neutronique sur l'ensemble de la supercellule 2×2 dans un second temps. On trouvera à la figure 3.20 une représentation graphique de la géométrie de la supercellule ainsi que de sa discrétisation.

Afin de réaliser un calcul correct et notamment de tenir compte des résonances des isotopes lourds dans le combustible, il convient de réaliser un calcul d'autoprotection sur la supercellule. Ce calcul d'autoprotection nécessite un fichier contenant la discrétisation de la géométrie de traçage (longueurs des segments dans les différentes région suivant les paramètres de quadrature), on réalise donc un premier traçage sur les sous-cellules constituant la supercellule. Au cours de notre étude, nous avons remarqué qu'il est nécessaire de réaliser un calcul d'autoprotection pour chaque type de sous cellule constitutives de la supercellule 2×2 sous peine de sous évaluer la réactivité de la cellule, notamment pour les cellules de type ACR avec un enrichissement de 2%. Cette précaution n'avait pas été prise de prime abord.

L'ensemble des calculs d'autoprotection pour cette étude ont été effectué en utilisant l'option LEVE 0 du module `SHI:`, qui correspond au modèle original de Stamm'ler (Hébert et Marleau, 1991a).

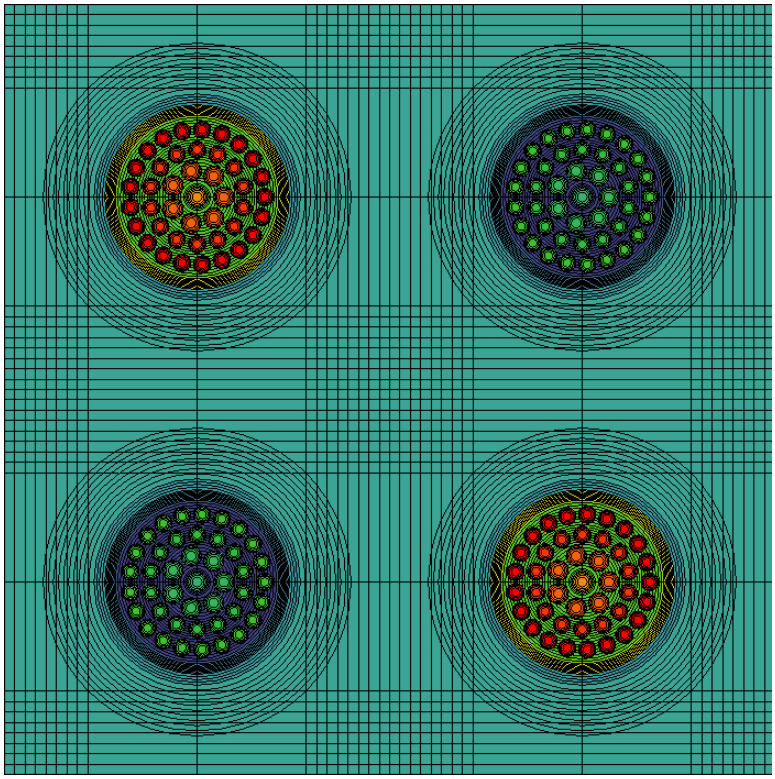

Figure 3.20 Géométrie de la supercellule 2×2.

Il est peu usuel d'effectuer des calculs de transport avec une supercellule comportant quatre grappes, il faut donc vérifier si cette modélisation est cohérente en la comparant à un cas simple. Pour ce faire, nous avons décidé de comparer les supercellules 2×2 homogènes (constituées soit de quatre grappes SCWR soit de quatre grappes de type ACR) à leur équivalent en cellule simple (cellule ACR ou SCWR simple). Ces calculs de validation sont effectués à burnup nul avec du combustible enrichi à 4.25% pour toutes les cellules, avec un modèle de fuite B0 tandis que les paramètres thermodynamiques restent inchangés par rapport à ce qui a été écrit auparavant. Les paramètres servant à effectuer la comparaison sont les facteurs de multiplication k_∞. et les taux de réactions de fission. Le tableau 3.8 reprend les différentes conditions avec lesquelles ont été effectué ces calculs de cellule et de supercellule ainsi que les résultats comparatifs.

Tableau 3.8 Comparaison entre cellules et supercellules 2×2 pour validation.

Type de cellule	Enrichissement	Tcomb	Tcalo	Conditions aux frontières	k_∞
ACR unitaire	4.25	960.16	573.16	REFL	1.34542
Supercellule ACR homogène	4.25	960.16	573.16	TRAN	1.34541
SCWR unitaire	4.25	1248.85	653.60	REFL	1.36547
Supercellule SCWR homogène	4.25	1248.85	653.60	TRAN	1.36528

Les résultats obtenus pour les cellules simples uniquement sont commentées dans le chapitre 4. Dans cette section, nous nous limitons à présenter l'aspect validation de la supercellule 2×2. D'après le tableau 3.8, on remarque que pour un même type de cellule, les k_∞ sont assez proches. On constate ainsi que la supercellule ACR présente un écart inférieur à 0.015 mk par rapport à la cellule simple ACR, de même la supercellule SCWR présente un écart de 0.10 mk. Ces légers écarts peuvent être expliqués par les effets de conditions aux frontières internes des cellules simples qui forment la supercellule comme on a pu l'observer pour le réacteur CANDU avancé (ACR-700) (Talebi *et al.*, 2006). En effet, des conditions de transmission isotropes sont appliquées sur toutes les frontières externes de la cellule unitaire tandis que ces conditions de transmission isotropes sont seulement appliquées sur les surfaces externes de la supercellule 2×2, les surfaces internes étant traitées comme si elles possédaient des conditions de transmissions exacte.

Afin de déterminer la durée de la combustion du combustible nucléaire ("burnup") sur laquelle vont porter les calculs en évolution pour la supercellule 2×2, il faut prendre en compte le calcul en diffusion sur le cœur en entier. Cette étape est expliquée de manière détaillée dans la section 4.1. En effet, lors des calculs de l'évolution du cœur entier, ce sont les sections efficaces produites par le calcul de cellules qui vont être utilisées. Ainsi, pour effectuer le calcul en évolution, une base de données nucléaires du réacteur est générée par le code DRAGON comportant les sections efficaces correspondantes ("compo") à différents taux de combustion (burnup). Par la suite, le code DONJON détermine les sections efficaces à utiliser en effectuant des interpolations de ces sections entre les pas de burnup tabulés les plus proches.

Pour le cœur entier du type de réacteur proposé, nous avons décidé de ne pas tenir compte de la gestion du combustible et donc de laisser les grappes brûler sans les déplacer pendant tout le calcul de diffusion. Considérant que du point de vue de la rentabilité économique, une durée d'environ 24 mois semble une durée intéressante, les grappes situées an centre du cœur de réacteur atteindront donc un burnup beaucoup plus important que celles situées en périphérie. Cependant, une gestion plus réaliste du combustible, avec un plan de déplacement des grappes sur plusieurs cycles pour équilibrer l'opération du réacteur, pourrait être une approche à considérer pour une étude plus approfondie.

Pour déterminer la durée sur laquelle doit porter le calcul de cellule en évolution, nous nous sommes inspirés des travaux présentés dans la littérature (St-Aubin, 2013; Nuttin *et al.*, 2006). D'après ces recherches, les auteurs suggèrent de poursuivre un calcul de cellule en évolution jusqu'à environ deux fois le burnup auquel on passe un seuil de criticité donné par $k_\infty(T_{statique}) = k_\infty^{seuil}$. Il s'agit d'obtenir une base de données suffisante avec des burnups assez avancés surtout pour les grappes situées au centre du cœur de réacteur. De cette manière, la durée peut être estimée par :

$$\frac{1}{T_{cycle}} \int_0^{T_{seuil}} k_\infty(t)dt = k_\infty^{seuil} \tag{3.1}$$

avec T_{cycle} le temps d'évolution de la cellule que l'on cherche à déterminer et k_∞^{seuil} le facteur de multiplication en milieu infini que l'on fixe comme seuil pour l'état du futur réacteur. Nous avons décidé de fixer $k_\infty^{seuil} = 1.05$ afin de tenir compte de la contribution des mécanismes lors de notre calcul de cœur et comme proposé dans des études abordant cet aspect du calcul de cellule (Nuttin *et al.*, 2006).

Dans le cadre de ce projet, nous cherchons à étudier le comportement de deux types de canaux différents, i.e., des canaux refroidis par de l'eau à l'état supercritique et des canaux refroidis par de l'eau légère sous-critique. D'un point de vue des modèles neutroniques, les seules différences entre ces types de canaux résident dans la valeur des paramètres thermodynamiques (température et masse volumique du caloporteur, température combustible entre autres). Ces deux types de canaux vont donc présenter des différences au niveau de l'évolution du combustible. Pour garantir une combustion à peu près égale au départ et ne pas avoir de déséquilibre de flux ou de puissance entre les types de canaux, nous avons choisi de rapprocher la réactivité des cellules ACR de celle des cellules SCWR au début de cycle de combustion. Dans cette optique, on réalise premièrement deux calculs de cellules ACR avec deux enrichissements différents (4.25% et 4.75% respectivement) puis par interpolation

linéaire on détermine un nouvel enrichissement qui sert à effectuer un nouveau calcul. On réalise ainsi plusieurs itérations jusqu'à satisfaction du critère de convergence qui est une différence de réactivité inférieure à 0.1 mk entre la cellule SCWR et la cellule ACR. On trouvera un résumé des résultats des différentes itérations dans le tableau 3.9. Finalement nous

Tableau 3.9 Ajustement de l'enrichissement du combustible pour la cellule ACR.

Paramètres	SCWR ref	ACR initialisation	ACR itération 1	ACR itération 2
k_∞	1.36547	1.3694	1.36577	1.36549
enrichissement (%)	4.25	4.75	4.6678	4.6616
$\Delta\rho(mk)$	0	2.121	0.158	0.047

avons déterminé qu'un enrichissement de 4.6616% permet d'obtenir un écart de réactivité de 0.047 mk avec la cellule SCWR.

De plus, nous avons réalisé des comparaisons entre les calculs obtenus pour différents types de cellules, telles que des cellules simples de type SCWR ou de type ACR avec un enrichissement de 4.66% pour cette dernière (courbes SCWRC et ACRC présentées sur les figures 3.21 et 3.22 qui représente les résultats des mêmes calculs mais pour une échelle de temps différente) ; des supercellules 2×2 homogènes, ne contenant soit que des canaux de type SCWR soit que des canaux de type ACR (avec les enrichissements de 4.66% pour la sous-cellule ACR et 4.25% pour la sous-cellule SCWR) respectivement SCWRA et ACRA sur les mêmes figures ; et dernièrement une supercellule 2×2 avec 2 canaux ACR et 2 canaux SCWR (courbe hybride sur les figures 3.21 et 3.22).

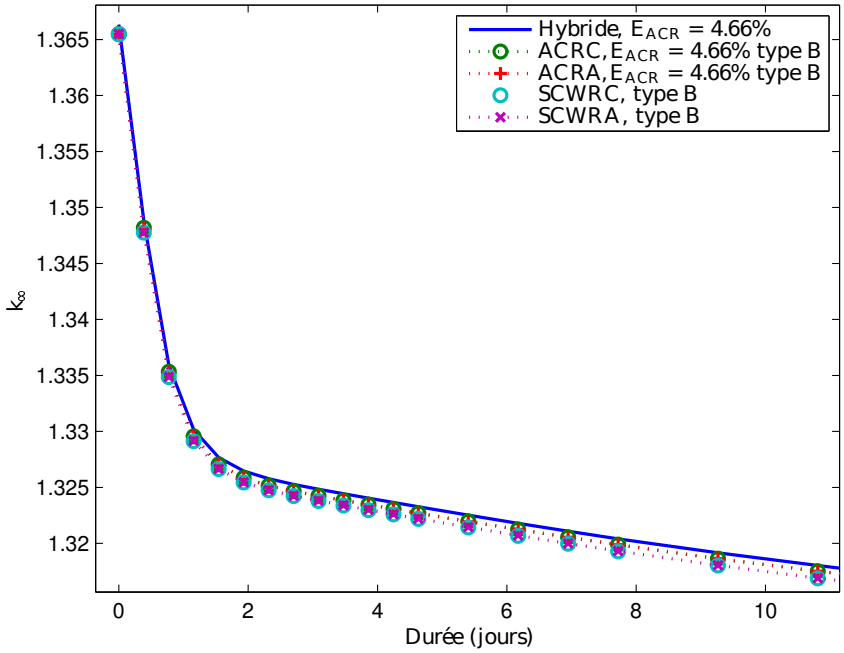

Figure 3.21 Comparaison du k_∞ pour la cellule ACR, SCWR et hybride sur une durée de 10 jours.

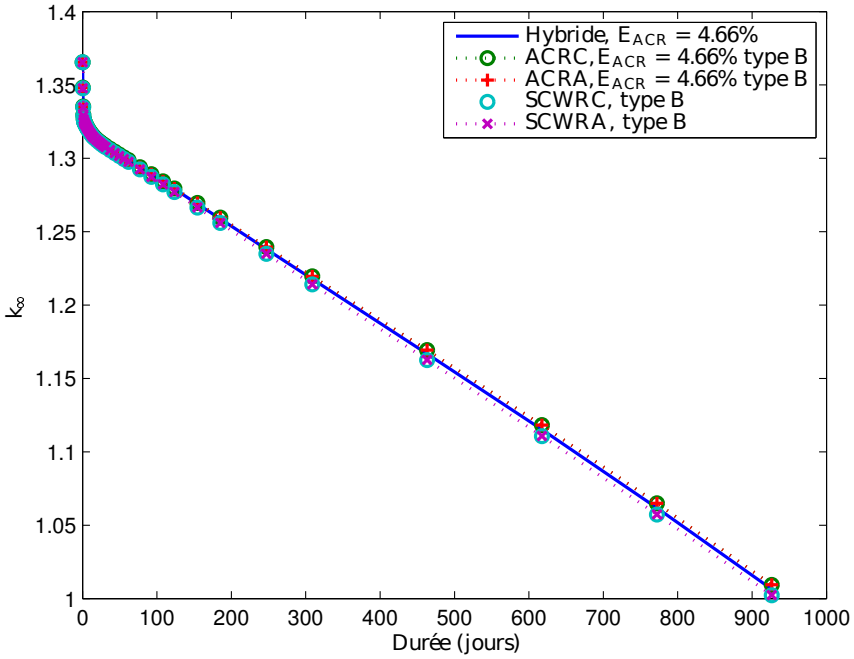

Figure 3.22 Comparaison du k_∞ pour la cellule ACR, SCWR et hybride.

On note l'allure décroissante des courbes des k_∞ durant la combustion de grappes, la baisse des facteurs de multiplication en milieu infini est plus marqué lors des deux premiers jours de combustion. Cette tendance plus marquée est dû à la concentration de xénon qui augmente durant cette période puis la concentration atteint un régime permanent et la baisse du k_∞ se poursuit de manière moins marquée. L'ajustement de l'enrichissement de la cellule de type "ACR" est dénoté par la proximité des valeurs prises par les courbes de type "ACR" et "SWCR" comme on peut notamment le voir sur les dix premiers jours de combustion (3.21).

Étant donné la valeur élevée de la réactivité initiale, comme le montre la figure 3.21 pour le cas de la supercellule hybride, nous avons décidé d'ajouter du bore dans le modérateur. Ainsi un niveau raisonnable de réactivité autorise l'exploitation du réacteur pour une longue période. En effet, le bore possède une importante section efficace d'absorption, notamment dans le domaine thermique, et de ce fait permet l'abaissement de la réactivité. Le bore utilisé dans cette étude, est constitué de ses isotopes et de leurs concentration naturelle.

Nous avons décidé de travailler en évolution afin de déterminer la viabilité d'un réacteur en exploitation. On a ainsi choisi un modèle de combustion instantanée où les grappes de combustible sont brûlées avec un pas de "burnup" constant. Cette première approche nous permet ainsi de déterminer l'évolution du k_{eff} sur 1000 jours de fonctionnement à pleine puissance, permettant ainsi d'ajuster la réactivité tout au long de la combustion. De cette manière on doit faire varier la concentration en poison (i.e., le bore) dans les premiers temps afin de diminuer la réactivité qui est positive. Nous avons donc déterminé la concentration en bore nécessaire afin de ramener la réactivité de la supercellule à un niveau raisonnable. Ici, nous avons choisi d'ajuster le k_∞ à 1.05, les 50 mk de réactivité excédentaires par rapport à la criticité correspondant à la réactivité qu'on juge appropriée pour les différents mécanismes de contrôle présents dans le cœur (Nuttin *et al.*, 2006).

Afin de déterminer la quantité de bore à ajouter au modérateur, nous avons déterminé un coefficient d'efficacité du bore à partir des réactivités issues de plusieurs calculs, ces résultats sont repris dans le tableau 3.10. À partir de ces valeurs, on peut donc en déduire le coefficient d'efficacité du Bore, résultat qui est présenté dans le tableau 3.11. On peut également observer sur les figures 3.23 et 3.24 l'évolution des k_{eff} pour différents type de cœur avec une concentration de 0 ppm et 150 ppm de bore dans le modérateur respectivement.

Tableau 3.10 Résultats des calculs en évolution pour une supercellule hybride 2×2 avec des concentrations de bore différentes.

Concentration en Bore (ppm)	0	150
k_∞ moyen	1.25429	0.89654
ρ moyen	0.177569	-0.154177

Tableau 3.11 Calcul du coefficient d'efficacité du Bore.

Δppm	$\Delta\rho$(mk)	Coefficient d'efficacité du Bore (mk/ppm)
150	331.747	2.21165

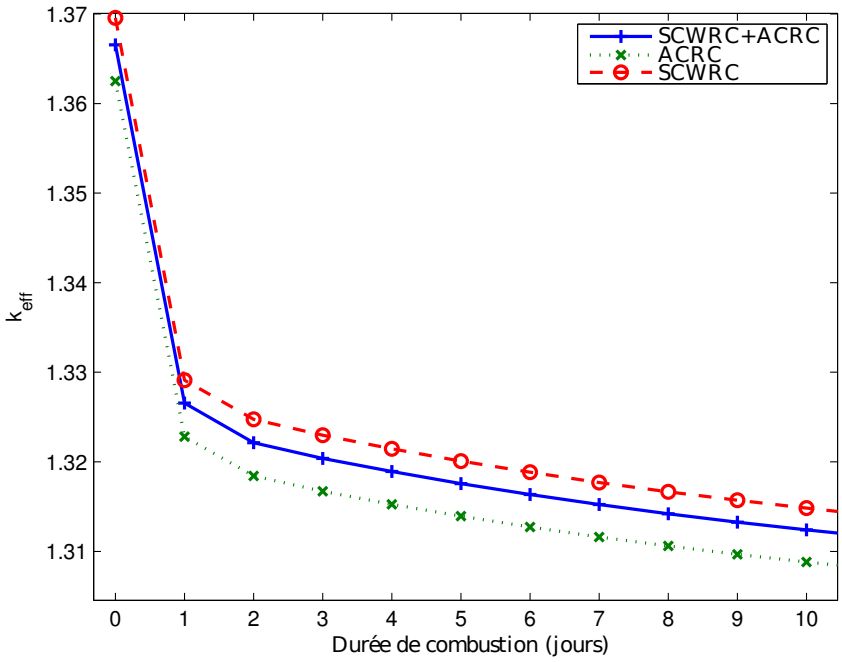

Figure 3.23 Comparaison du k_{eff} de différents types de cœurs sans bore.

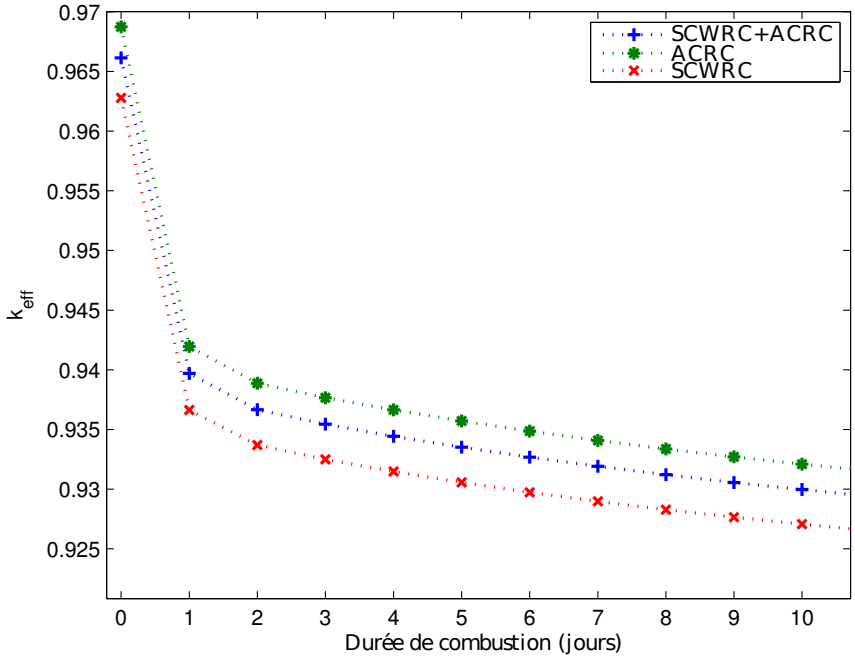

Figure 3.24 Comparaison du k_{eff} de différents types de cœurs avec un concentration de bore de 150 ppm.

On note que l'addition de 150 ppm de bore dans le modérateur abaisse significativement la réactivité puisqu'on passe d'un facteur de multiplication en milieu infini de 1.37 à 0.97 en début de cycle pour la cellule de type SCWR unitaire ("SCWRC" sur les figures 3.23 et 3.24). Cette remarque reste valable pour les autres types de cellules représentées. De plus, il est intéressant de noter que l'ordre des courbes est inversé, le bore semble avoir une efficacité sur la réactivité moins importante pour la cellule ACR unitaire que pour la cellule de type SCWR unitaire. Cet effet s'explique par une sensibilité à l'effet du bore par la cellule de type SCWR plus importante que celle de l'ACR, en effet la masse volumique de caloporteur étant plus élevée pour la cellule de type ACR, celle ci est moins sensible au bore dans le modérateur car il y a plus d'absorption dans le caloporteur pour ce cas et la contribution à l'absorption par le bore est donc moins visible.

3.3 Fonctionnement de l'algorithme de couplage pour le canal

Au delà de considérations sur l'aspect neutronique d'un tel type de cœur hybride SCW/PWR, il convient de s'interroger sur les effets que peuvent avoir les conditions d'opération thermohydrauliques. En effet, pour un cœur constitué entièrement de canaux SCWR, l'aspect thermohydraulique est particulièrement important du fait de l'état particulier dans lequel se trouve le caloporteur. En particulier, les aspects liés à la sûreté, notamment avec le signe du coefficient de réactivité du vide doivent être considéré avec soin. De plus, il peut être intéressant de regarder la stabilité de ce type réacteur pour un état stationnaire donné. C'est alors que le calcul couplé neutronique-thermohydraulique prend tout son sens pour tenir compte des effets de rétroaction sur la réactivité et la puissance.

En concertation avec Sarra Zoghlami, nous avons choisi d'utiliser le code ARTHUR-SCWR modifié pour effectuer les calculs concernant la partie thermohydraulique, et les codes DRAGON et DONJON pour la partie neutronique (Zoghlami, 2013). On trouvera à la figure 3.25 un schéma du calcul couplé entre les codes DRAGON, DONJON et ARTHUR_SCWR.

La partie calcul neutronique est constituée des codes DRAGON (résolution de l'équation de transport) et DONJON (résolution de l'équation de la diffusion). Le code DRAGON prend en entrée les valeurs des paramètres thermodynamiques pour le caloporteur (température et masse volumique) le combustible (température) en plus de la définition de la géométrie de la grappe à 43 éléments ainsi que de la bibliothèque de sections efficaces microscopiques. Une fois le calcul sur cellule terminé, on obtient une base de donnée sous forme de fichier servant au calcul avec le code DONJON. À cette échelle on définit également la géométrie sur laquelle porte le calcul (canal ou cœur en entier). Ce calcul permet d'obtenir une distribution

de puissance qui permet d'effectuer un calcul thermohydraulique avec le code ARTHUR ou ARTHUR_SCWR. Les codes de calcul thermohydrauliques fournissent en sortie de nouvelles valeurs pour les paramètres thermodynamiques mentionnés et qui sont alors modifiée pour effectuer un nouveau calcul neutronique.

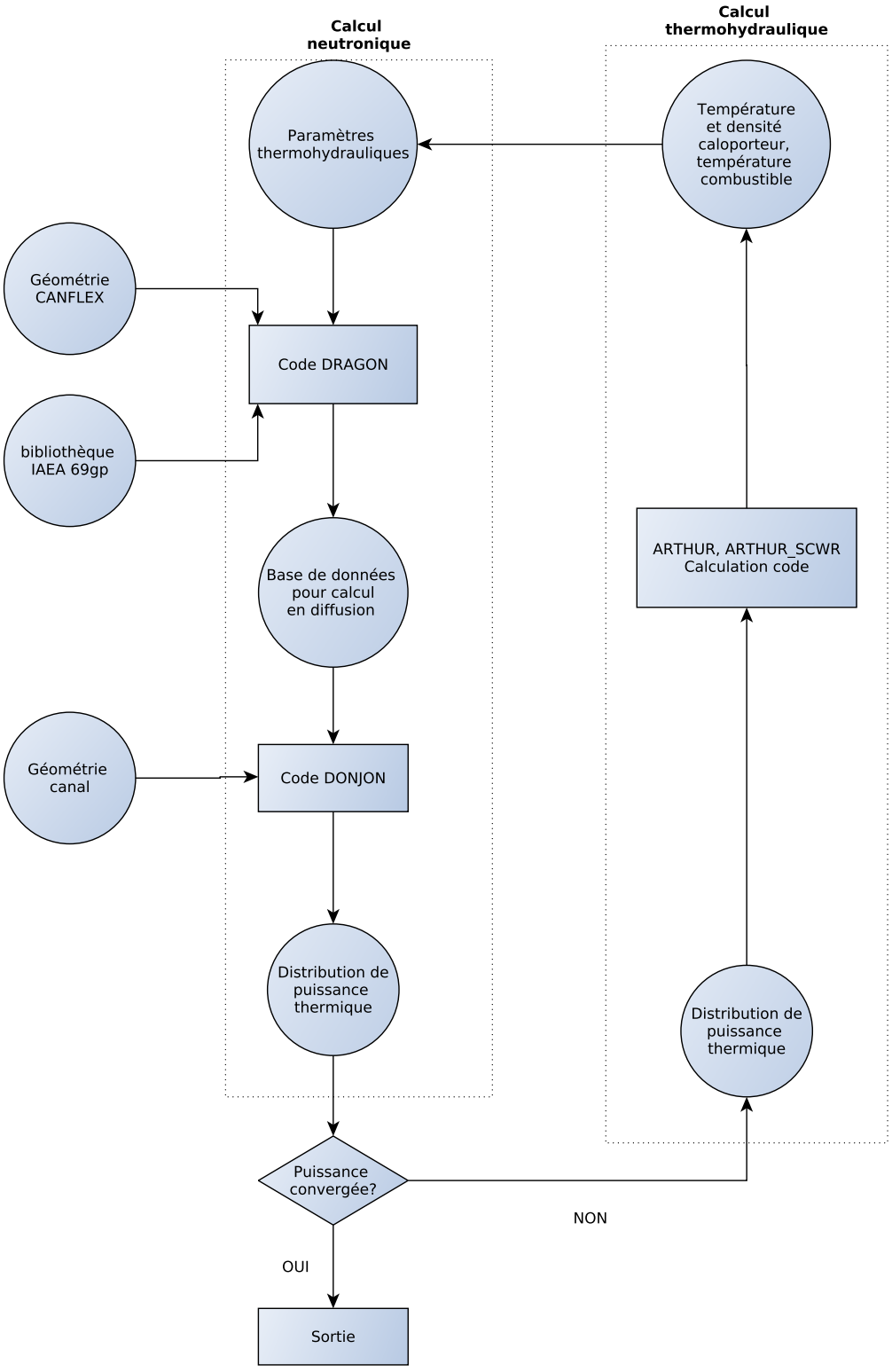

Figure 3.25 Schéma du calcul couplé DRAGON/DONJON/ARTHUR_SCWR.

CHAPITRE 4

MODÈLE D'UN CŒUR ENTIER

4.1 Modèle d'un cœur entier pour un réacteur hybride

Afin de modéliser un réacteur hybride SCW/PW-R, nous avons choisi d'utiliser un cœur basé sur le réacteur CANDU-6. En effet, ce type de modèle a déjà été utilisé à maintes reprises à travers de nombreuses études. Il permet donc de comparer les résultats obtenus avec d'autres études afin de s'assurer de la cohérence et pertinence des résultats avec ce modèle de cœur hybride. Dans le but de modéliser ce type réacteur, tout en visant à rester dans une conception simple, nous avons choisi la même géométrie pour les grappes dans tous les canaux du réacteur (comme décrit dans les sections précédentes). Ainsi, l'ensemble des canaux comportent des grappes de types CANFLEX-43 autant pour les canaux refroidis à l'eau supercritique que les canaux refroidis à l'eau légère pressurisée. Ces grappes ont été modélisées lors de la partie calcul de cellule (voir la section 3.2).

4.1.1 Le cœur du réacteur SCWR

Cette partie vise à la description du réacteur hybride, de manière générale mais également et plus spécifiquement au niveau neutronique. S'inspirant en grande partie du modèle de cœur CANDU-6 utilisé par M. St-Aubin lors de son travail de doctorat (St-Aubin, 2013), le design de notre cœur reprend en grande partie celui d'un CANDU-6. Il convient donc ici de décrire un tel réacteur et son fonctionnement.

Un réacteur CANDU-6 se distingue des autres réacteurs à eau préssurisée par son architecture particulière comportant des tubes de force horizontaux. Cette architecture spécifique permet de séparer le modérateur du caloporteur, en plus de l'usage d'eau lourde qui a de bonne qualité de ralentissement des neutrons avec faible absorption. Ceci permet l'utilisation d'uranium naturel ou d'autres combustibles à faible teneur en matériaux fissiles. Le modérateur utilise de l'eau lourde à basse température tandis que le caloporteur emploi le même type de fluide mais à hautes température et pression. On notera aussi l'utilisation du zirconium pour la gaine du combustible, qui présente une bonne transparence aux neutrons.

La calandre est une cuve cylindrique fermée à chaque extrémité par un écran axial plat. La cuve comporte un ensemble de 380 canaux avec un pas de réseau carré constant de 28.675 cm.

La calandre cylindrique 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 provenant du cœur. À l'intérieur de cette calandre, l'ensemble des tubes de force baignent dans un modérateur constitué d'eau lourde, ainsi les neutrons produits par fission sont ralentis par les noyaux de deutérium jusqu'aux énergies thermiques où les sections efficaces de fissions des matériaux combustibles sont plus importantes. À l'intérieur de ces tubes de forces, on trouve les grappes constituées d'un support pour les crayons combustibles qui sont eux même composés d'une pastille combustible et d'une gaine. Les canaux se composent de tubes de calandre sur le pourtour externe et donc en contact avec le modérateur mais également de tubes de pression, directement en contact avec le caloporteur. Les écrans axiaux supportent les canaux et assurent le blindage de l'enceinte du réacteur pour limiter la fuite de rayonnent à l'extérieur du cœur pendant l'exploitation et pour permettre l'accès en vue de l'entretien lors d'un arrêt du réacteur. La cuve cylindrique et les écrans axiaux sont enfermés dans les murs d'extrémité de l'enceinte du réacteur et supportés par ceux-ci.

En ce qui concerne la modélisation d'un tel système, on répartit l'ensemble des 380 canaux sur une matrice de 26×26 cellules. Ces canaux occupent seulement le centre de cette grille. Le reste de la grille est constitué de cellules représentant soit du réflecteur sur le pourtour des canaux combustibles soit du vide sur le pourtour extérieur restant. La géométrie utilisée est constitué de pavé en trois dimensions (cartésienne à trois dimensions).

Le modèle de CANDU-6 contient également des mécanismes de contrôle de réactivité (i.e., barres de compensation, contrôleurs liquides), ces mécanismes servent à ajuster la réactivité du cœur ainsi que la puissance dégagée localement. Lors des calculs avec notre modèle, les mécanismes sont mis en position nominale et ne seront pas déplacés.

4.2 Modifications spécifiques requises par un réacteur hybride SCW/PW-R

La configuration (arrangement) des canaux dans le cœur a été choisi la plus simple possible. C'est à dire que nous avons alterné les canaux (cellules) SCWR et les canaux ACR comme les cases de couleur d'un damier. Ce type d'arrangement permet d'avoir une répartition moyenne de différentes propriétés (i.e., flux neutronique, puissance thermique...) plus ou moins homogène sur un ensemble de cellules 2×2. Nous avons de plus modifié (ou fait évoluer au cours de notre étude) les paramètres suivants :

— Le pas de réseau : pour certains modèles développés, nous avons parfois modifié le

pas de réseau en le diminuant afin de se rapprocher des valeurs de conception pour un cœur entièrement de type SCWR tel qui a été proposé par l'EACL (Chow et Khartabil, 2008).

— La concentration en bore dans le modérateur : avec les mécanismes de contrôle en position nominale mais fixes, nous pouvons par ce biais contrôler la réactivité du réacteur.

— La géométrie et les conditions thermohydrauliques des canaux ainsi que des grappes à l'intérieur de ceux-ci : nous avons modifié les valeurs de la température et masse volumique du caloporteur ainsi que la température du combustible suivant le résultat de calculs thermohydrauliques avec les codes ARTHUR et ARTHUR_SCWR. Ces paramètres ont aussi été modifiés pour étudier leur influence sur la réactivité du cœur (calcul du coefficient de réactivité du vide).

— La puissance thermique totale, servant à la normalisation de la puissance dégagée par chaque grappe du réacteur : nous avons fixé la puissance électrique totale du cœur hybride à 1000 MW dans l'optique d'un cœur assez compact au regard du rendement énergétique supposé de 45%.

Le tableau 4.1 présente les différentes caractéristiques des modèles de références (SCWR, CANDU6) ainsi que celles du réacteur hybride avec ses deux types de canaux.

Tableau 4.1 Caractéristiques des modèles de cœurs.

Caractéristiques	SCWR (Chow et Khartabil, 2008)	CANDU-6 (AECL, 2007)	Hybride SCW/PW-R
Rendement	$40-45\%$	$33-35\%$	45%
Puissance électrique totale	$1140MW$	$700MW$	$1000MW$
Circuit thermohydraulique	1 seule boucle	2 boucles (primaire et secondaire)	1 seule boucle avec double passage dans le cœur
nombre de canaux	300	380	380
Confinement du caloporteur	Isolant céramique et tube de force	Tube de force, isolant gazeux et tube de calandre	Isolant céramique et tube de force
Caloporteur	Eau légère à l'état supercritique	Eau lourde	Eau légère sous critique et supercritique
Modérateur	Eau lourde	Eau lourde	Eau lourde
Combustible	Uranium enrichi (4.25% U235)	Uranium naturel (0.7% U235)	Uranium enrichi (4.25% pour canaux SCWR, 4.66% pour canaux ACR)
Matériau de Gaine	Acier inoxydable 304L	Zirconium	Acier inoxydable 304SS

On remarque ainsi que le modèle de réacteur hybride présente une meilleure efficacité que le CANDU tout comme le réacteur SCWR. Il présente la particularité de posséder le même nombre de canaux, 380 au lieux de 300 pour le SCWR, ce qui permet une puissance par grappe plus faible et ainsi de ne pas trop s'approcher de la température de fusion du combustible ou d'autre matériaux constitutifs des canaux. Il convient de préciser ici que le circuit thermohydraulique pour le réacteur hybride peut être sujet à de futures évolutions puisqu'il pourrait s'accommoder d'une double boucle comme le CANDU. Le modérateur à eau lourde reste le même quelque soit le modèle considéré.

4.3 Algorithme proposé pour le calcul couplé d'un cœur SCW/PW-R

Pour le calcul effectué à l'échelle du cœur entier, la même démarche générale que pour le calcul couplé préliminaire sur le canal refroidi à l'eau supercritique (section 3.1.2) a été suivi.

Un premier calcul de cellule en transport est effectué en utilisant la méthode des probabilités de collision avec le code DRAGON. Pour chaque type de canal, nous réalisons trois calculs de cellules suivant la position du canal dans le cœur. Nous avons décidé de distinguer trois zones radiales concentriques dans ce réacteur : i) zone centrale, ii) zone intermédiaire et iii) zone externe ; ce découpage radial est illustré sur la figure (4.1) Nous avons discrétisé le cœur en douze zones axiales (comme pour le calcul couplé du canal SCWR) correspondant à une grappe chacune. Cette discrétisation axiale a été choisie afin de pouvoir effectuer des calculs assez précis au niveau de la thermohydraulique. La discrétisation radiale résulte quant à elle d'un compromis entre le désir de tenir compte des effets de périphérie/pointes de puissance dans le cœur et le temps de calcul à considérer par cellule. Cette discrétisation spatiale permet d'assigner des valeurs thermodynamiques différentes pour les mélanges dans chaque zone discrétisée radiale du cœur. Comme résultats de ces choix, nous avons donc 36 calculs de cellule en transport pour chaque type de canal soit 72 calculs de cellule à effectuer à chaque itération.

Par la suite, on procède à un second calcul neutronique sur le cœur entier, en diffusion à l'aide du code DONJON. Les différentes zones du cœur sont définies avec les différentes compos obtenues à l'étape précédente. En sortie de calcul, des profils de puissances le long des 6 canaux représentatifs (3 canaux SCWR, 3 canaux de type ACR) sont obtenus et transmis pour un calcul thermohydraulique. Les profils de puissance représentent la moyenne des puissances des canaux de chaque zone et ce pour chaque plan axial (au nombre de 12, un pour chaque grappe).

Finalement le calcul thermohydraulique est réalisé à partir les profils de puissance obtenus précédemment. Ces calculs sont réalisés respectivement à l'aide des deux codes, ARTHUR et ARTHUR_SCWR pour les canaux sous critique et supercritique.

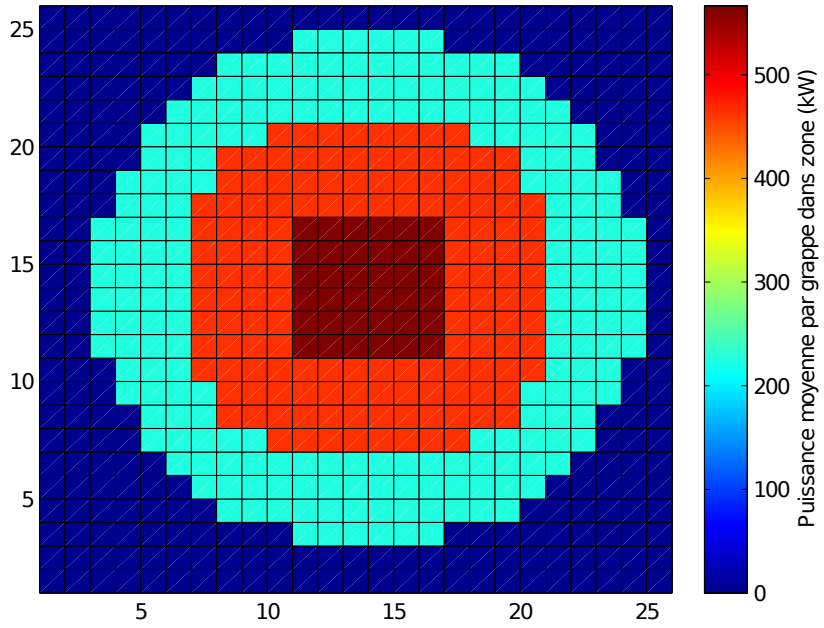

Figure 4.1 Discrétisation radiale du cœur hybride.

4.4 Algorithme d'interpolation pour trouver la concentration de bore critique en évolution

Afin de s'assurer de la viabilité du réacteur hybride tel que décrit précédemment nous avons fait évoluer le réacteur avec son combustible enrichi en le maintenant à un niveau critique, ceci nécessite l'ajustement de la concentration en bore dans le modérateur. Pour ce faire nous nous sommes inspirés des travaux de Le Mer (Le Mer, 2007) ainsi que de ceux de St-Aubin (St-Aubin, 2013).

L'implémentation de deux modèles de coeur hybride, avec et sans bore, et permettant de plus l'évolution isotopique du combustible (combustion), nous amène à observer qu'il est possible de ramener le réacteur à un niveau critique pour chaque étape de combustion en ajustant la concentration en bore dans le modérateur. Cette concentration est appelée concentration en bore critique et est noté CBC par la suite. C'est ce que nous avons réalisé par l'implémentation d'étapes de calcul supplémentaire à l'aide des modules de DONJON. Le diagramme général de l'algorithme d'interpolation est illustré à la figure 4.2

Plus précisément, dans notre modèle, nous avons utilisé deux bases de données réacteur, une à partir de cellules sans bore et une autre avec 150 *ppm* de bore correspondant respectivement à un réacteur surcritique et à un réacteur sous critique. À partir de ces bases de données nous avons fait brûler le combustible avec pour chaque étape, un calcul d'interpolation permettant d'amener le réacteur à la criticité. En effet, pour chaque étape il s'agit de faire évoluer le réacteur avec la concentration de l'étape précédente (ou bien avec une concentration de 0 *ppm* pour la première étape) mais également avec la concentration adéquate ($C_B = 150$ *ppm* ou $C_B = 0$ *ppm*) se situant de l'autre côté de la criticité et ensuite d'interpoler entre ces deux concentrations afin d'obtenir un coefficient multiplicateur assez proche de l'unité.

Le calcul en évolution du réacteur avec ajustement de la concentration en bore se fait suivant un algorithme comportant deux étapes majeures : une initialisation et une évolution du cœur. Pour chaque étape des itérations internes sont effectuées afin de trouver une concentration en bore critique à partir de la méthode de Brent (Roy et Hébert, 2000) qui permet de déterminer numériquement la racine d'une équation non-linéaire.

4.4.1 Initialisation de la concentration en bore critique

Lors de cette première étape d'initialisation de la CBC, nous cherchons à déterminer la première concentration en bore permettant de rendre critique le réacteur au temps initial. On peut retrouver les différentes procédures évoquées dans cette section en annexe D.

Une première étape consiste à effectuer un calcul de cœur entier sans bore dans le modérateur pour un burnup nul. Cette phase se décompose elle même en deux procédures différentes lors de l'implémentation à l'aide du code DONJON : dans un premier temps, on importe les sections efficaces du combustibles (homogénéisés dans une compo) ainsi que des autres matériaux constitutifs du réacteurs (mécanismes, réflecteur) ce qui correspond à la procédure appelée DRAGONXSok.c2m ; puis dans un deuxième temps, on procède à la déclaration de la géométrie, du réseau et on constitue ainsi une macrolib servant à calculer le flux à l'intérieur du réacteur ainsi que le k_{eff}. Dans ce cas, le k_{eff} obtenu est supérieur à l'unité.

Une fois que ce premier k_{eff} est déterminé pour un réacteur avec $C_B = 0$ *ppm*, on effectue de la même manière un calcul cœur entier pour un burnup nul avec une concentration $C_B = 150$ *ppm* dans le modérateur. On utilise donc une base de données réacteur différente provenant d'un calcul de cellule avec du bore. Les procédures utilisées sont ainsi légèrement différentes pour pouvoir tenir compte de l'ajout de bore (comme lors de l'appel à `XSCONS:` dans la procédure DRAGONXSok_B.c2m ou bien encore lors de l'appel à `CRE:` dans la

procédure INSTAGEMt_B.c2m). À la suite de ce calcul nous obtenons un deuxième k_{eff} correspondant à une concentration de 150 *ppm* dans le réacteur à burnup nul. Le k_{eff} alors obtenu est inférieur à l'unité. À partir de ce calculs, il suffit d'interpoler (linéairement) entre les deux valeurs de k_{eff} obtenues correspondant aux concentrations en bore de 0 *ppm* et 150 *ppm* pour obtenir une concentration en bore critique approximative.

La détermination de la concentration en bore critique est réalisée lors d'une troisième étape, en utilisant la méthode de Brent (module `FIND0:` dans la procédure BoucleCBC.c2m). Pour ce faire, là encore on a recours à un calcul en deux parties, une initialisation et des itérations successives pour converger sur la concentration en bore critique. La première partie du calcul consiste en une simple et première approximation de la CBC par la méthode de Brent. Cette méthode a besoin notamment des deux concentrations ainsi que des deux valeurs correspondantes de réactivités situées de part et d'autres du zéro. On réalise un calcul du cœur entier avec cette nouvelle valeur de CBC. Les procédures utilisées changent de manière à pouvoir prendre en compte une concentration en bore variable comme dans la procédure INSTAGE_CBC.c2m (voir en annexe B) avec l'utilisation de l'option MICRO du module `CRE:` de DONJON. On obtient ainsi un nouveau k_{eff} et donc une nouvelle réactivité.

On réalise ensuite des itérations jusqu'à convergence en appliquant la méthode de Brent avec la nouvelle concentration et nouvelle réactivité trouvées. Une fois convergé on a donc un réacteur très proche de la criticité avec la concentration en bore adéquate. On procède ensuite à une vérification en faisant un calcul réacteur avec la CBC déterminée (procédures DRAGONXS_CBC.c2m et INSTAGE_CBC.c2m). On a ainsi déterminé la CBC du réacteur à burnup nul avec un coefficient multiplicateur proche de l'unité et que nous appelons k_{eff}^{CBCevo} par la suite.

4.4.2 Évolution du cœur avec recherche de la CBC

Une fois déterminée la CBC pour l'instant initial, on procède à l'évolution isotopique du réacteur qui contient la concentration en bore critique initiale. Pour pouvoir évaluer la concentration en bore nécessaire au maintient de la criticité du réacteur, on fait évoluer également deux réacteurs avec une concentration de 0 *ppm* et 150 *ppm* de manière à toujours pouvoir interpoler la concentration pour se rapprocher de la criticité.

On a donc trois valeurs de k_{eff} correspondant à trois réacteurs avec des concentrations en bore différentes comme résumé dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2 Tableau des différents k_{eff} obtenus pour chaque pas de burnup.

C_B (ppm)	$k_{eff} - 1$
0	> 0
CBC evo	positif ou négatif
150	< 0

Suivant le signe de la réactivité du réacteur qui était critique au pas de burnup précédent, on utilise soit le réacteur avec une concentration en bore nulle (dans le cas où $k_{eff}^{CBCevo} < 1$) soit le réacteur avec une concentration en bore de 150 ppm (dans le cas où $k_{eff}^{CBCevo} > 1$).

Plus concrètement, l'algorithme utilisé procède en faisant un calcul en évolution avec une concentration en bore nulle, ensuite un calcul réacteur en évolution avec une concentration de 150ppm. Les procédures utilisées sont assez similaires à celles utilisées pour l'étape d'initialisation à la différence près qu'on doit traiter un réacteur avec évolution isotopique du combustible.

Une fois les trois k_{eff} obtenus on procède au calcul de la nouvelle CBC pour le pas de burnup actuel. On utilise là encore le module `FIND0:`. Cette étape du calcul est réalisée dans la procédure BoucleCBC2.c2m, tout comme la détermination du modèle de réacteur à utiliser pour réaliser l'interpolation de la concentration nécessaire. Une fois la nouvelle CBC pour le pas de burnup obtenue, on passe au pas de burnup suivant. On procède ainsi pour chaque pas de burnup désiré.

On peut rajouter en remarque qu'au début de l'évolution il faut choisir un pas de burnup assez petit pour pouvoir réajuster assez fréquemment la concentration en bore car le réacteur présente de rapides variations de réactivité dues à l'effet xénon.

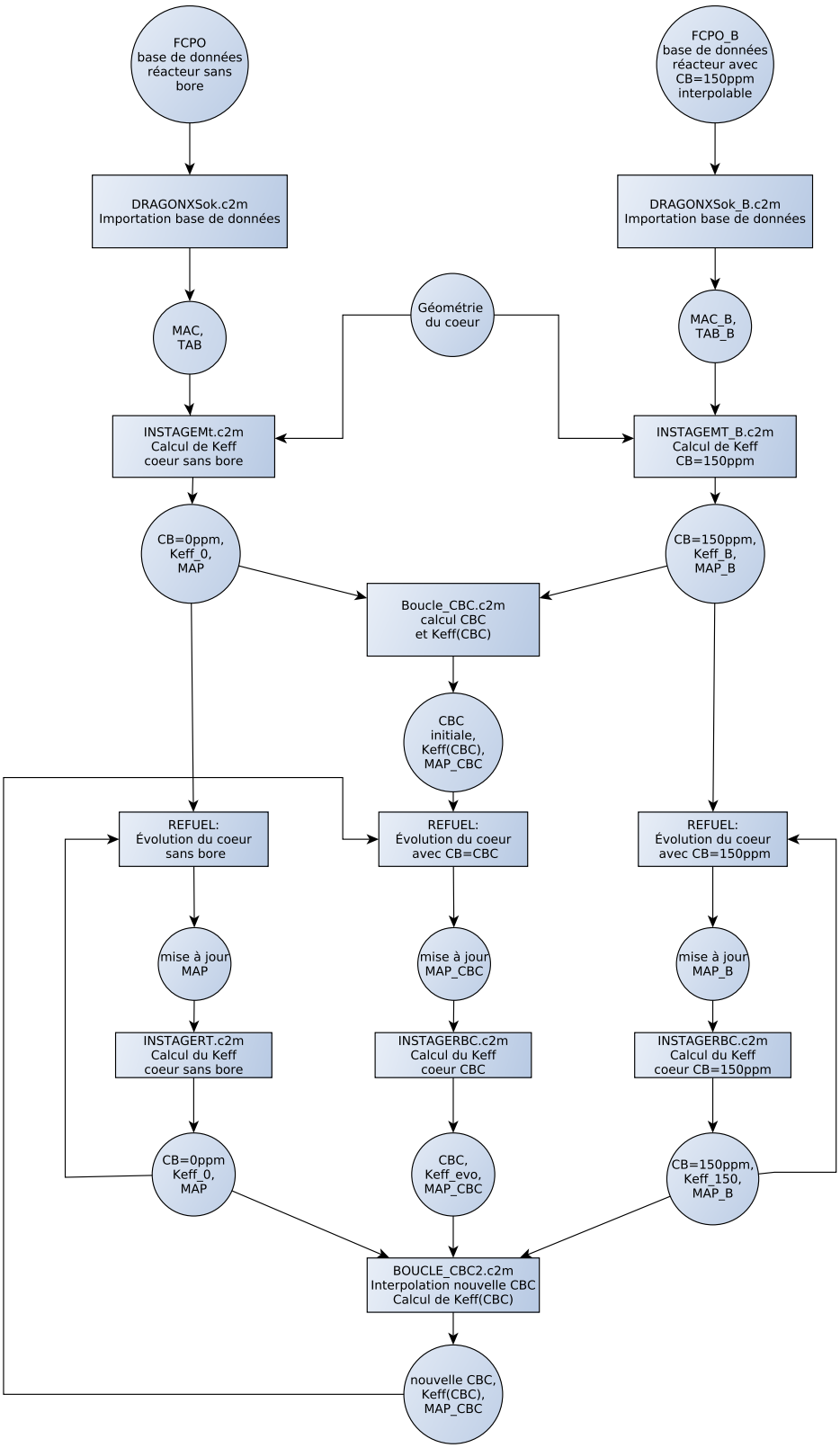

Figure 4.2 Diagramme de l'algorithme d'interpolation pour calculer la CBC en évolution.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Suite à la modélisation des cellules constitutives de ce réacteur hybride ainsi que des canaux constitutifs à l'échelle du cœur, nous présentons ici les divers résultats, tant sur les aspects neutronique que thermohydraulique. Cette partie présente ainsi dans un premier temps les résultats à l'échelle du calcul de cellule, nécessaires pour, dans un deuxième temps, pouvoir montrer et interpréter les résultats sur les calculs avec ce cœur hybride entier. Dans une dernière partie nous présentons les résultats du calcul couplé neutronique-thermohydraulique qui constitue l'achèvement de ce projet et permet de conclure en partie sur la viabilité de ce réacteur hybride.

5.1 Calculs de cellules

Nous présentons ici les résultats obtenus à partir des différents calculs de cellules effectués. Ces résultats permettent d'avoir un premier aperçu des propriétés des grappes et des canaux du réacteur hybride ainsi que de générer une base de données pour le calcul en diffusion sur le cœur en entier.

5.1.1 Calculs effectués sur des cellules simples unitaires

Dans une première étape, nous avons étudié le comportement des deux types de cellules simples, une de type ACR et l'autre de type SCWR. Nous avons principalement calculé le coefficient multiplicateur en milieu infini de telles cellules ainsi que leur évolution au cours du temps.

Nous obtenons des k_∞ de 1.369840 pour la cellule de type ACR et de 1.395737 pour la cellule SCWR. Il est à préciser que ces résultats ont été obtenus avec un modèle de fuite de type K (sans fuites) pour les deux cellules et un enrichissement de 4.25% pour la cellule ACR, ce qui explique les valeurs assez élevées des k_∞ comparativement aux valeurs que l'on trouve ailleurs dans la littérature (Talebi *et al.*, 2006; Harrisson et Marleau, 2010b). De plus, les valeurs des paramètres thermodynamiques sont rappelées dans le tableau 5.1

Tableau 5.1 Valeurs des paramètres thermodynamiques pour le calcul de cellule simple.

Paramètre	ACR	SCWR
Tcalo (K)	573.16	653.6
Dcalo (g/cm^3)	Calculée par le module `INFO`:	0.449519

On remarque que le k_∞ de la cellule SCWR est plus élevé que celle de la cellule ACR, ceci s'expliquant notamment par la différence au niveau de la densité du caloporteur dans les deux types de cellule, la faible densité de l'eau légère dans le cas SCWR provoque moins d'absorption (et de ralentissement) de neutrons et implique donc un flux plus élevé (et plus dur) au niveau du combustible.

Concernant la cellule SCWR, la valeur obtenue est proche de celle obtenue par Harrisson (Harrisson et Marleau, 2012a) i.e., $k_\infty = 1.3929$ pour leur calcul se rapprochant des conditions de notre étude. Il faut mentionner que notre pas de réseau est supérieur (25 cm contre 24 cm pour Harrisson) et que les conditions thermodynamiques sont aussi différentes (653.6 K contre 666 K pour la température caloporteur), ce qui explique la valeur légèrement supérieure de k_∞ en considérant un impact du modérateur plus important que l'impact de la différence de masse volumique du caloporteur.

Comme décrit auparavant, nous avons initialement utilisé un modèle de fuite de type K, par la suite, il a été changé pour du type B lors du calcul de cœur entier. Ce type de calcul permet d'avoir un coefficient multiplicateur effectif égal à 1 par ajustement du Laplacien géométrique. Cette technique permet de se rapprocher des conditions d'opération normales du cœur (i.e., $k_{eff} = 1$). On s'attend donc à ce que les k_∞ des cellules baissent comme on peut le voir dans le tableau 5.2. On peut également observer leur comportement en évolution sur les figures 5.1 et 5.2.

Tableau 5.2 k_∞ initiaux pour cellules simples et modèle de fuites de type B.

type de cellule	k_∞
ACR	1.345410
SWCR	1.365474

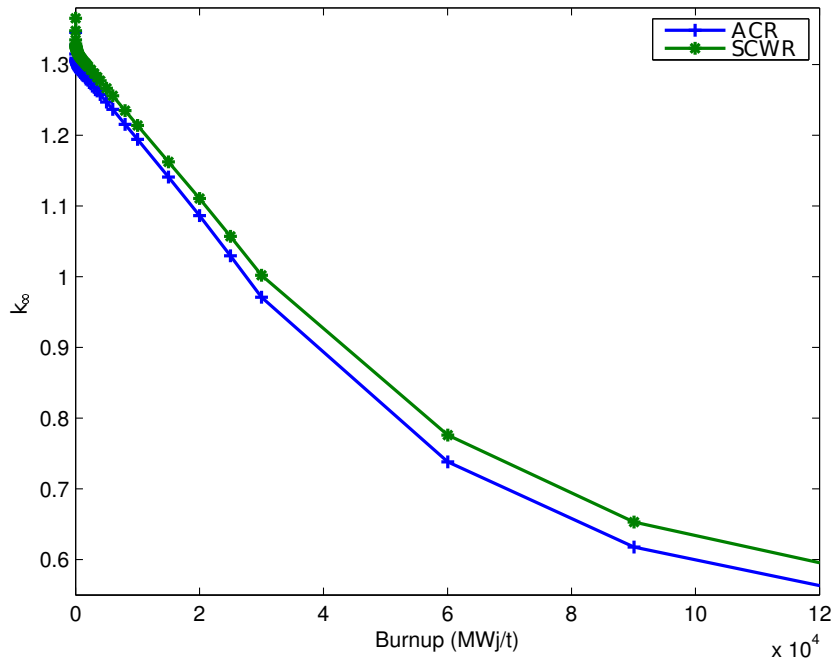

Figure 5.1 Évolution du k_∞ en fonction du burnup pour deux types de cellules simples.

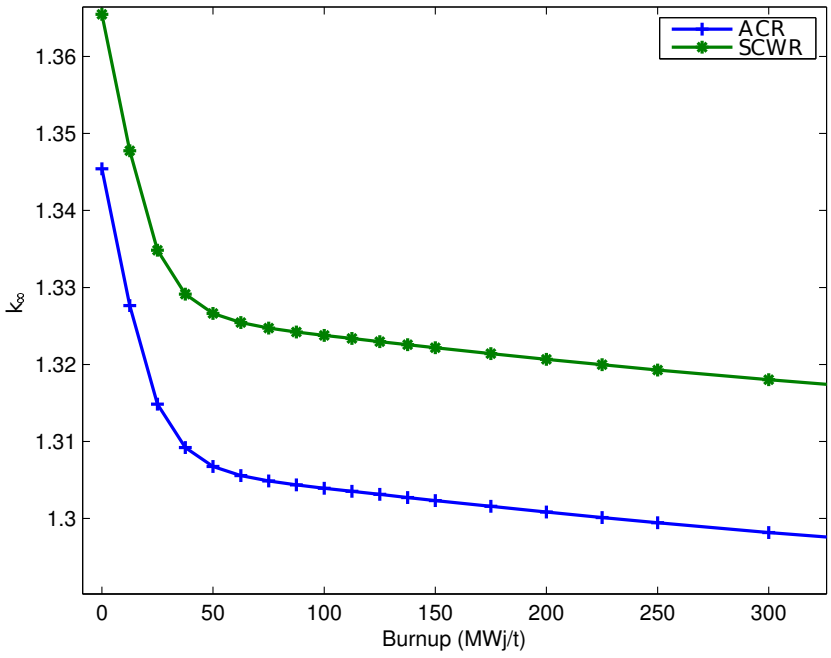

Figure 5.2 Évolution du k_∞ en fonction du burnup pour deux types de cellules simples sur les dix premiers jours.

On remarque que le coefficient de multiplication en milieu infini de la cellule SCWR reste supérieur à celui de la cellule ACR pendant la durée d'évolution. Avec ces modèles, la criticité est atteinte aux alentours de 30 GWj/t. On peut également observer que le k_∞ baisse assez vite dans les premiers pas de burnup avant de diminuer moins rapidement, cette observation peut être attribuée à l'effet xénon qui a tendance à empoisonner le cœur lors de sa formation les premiers jours après le démarrage du cœur car il présente une section d'absorption importante. Ainsi, le cœur présente une réactivité excédentaire lors de son démarrage. Cependant, après quelques jours à puissance constante, la concentration de ce produit de fission atteint un régime permanent entre sa production (directe par fission et décroissance de l'I^{135}) et son élimination (décroissance radioactive du Xe^{135} vers le Cs^{135} et capture de neutrons par le Xe^{135} produisant du Xe^{136}), cette concentration reste constante après quelques jours et tant que le flux neutronique ne change pas.

5.1.2 Calculs effectués sur des supercellules 2×2

Pour les calculs de supercellules 2×2, nous avons décidé d'étudier dans un premier temps, les interactions possibles entre cellules de différents types et voir s'il y avait des impacts sur la réactivité. Pour avoir une idée des effets d'une telle interaction, nous avons choisi de regarder le taux de réaction de fission condensé à deux groupes. Ces taux de réactions sont normalisés par le nombre total de réactions de fission se produisant dans l'ensemble de la supercellule 2×2 hybride. Ces résultats ont été obtenu pour des valeurs de paramètres thermodynamiques égaux à ceux utilisés pour les calculs de cellules simples déjà décrit au tableau 5.1 ainsi que pour un modèle de fuite de type K. Les taux de fission sont présentés sur la figure 5.3.

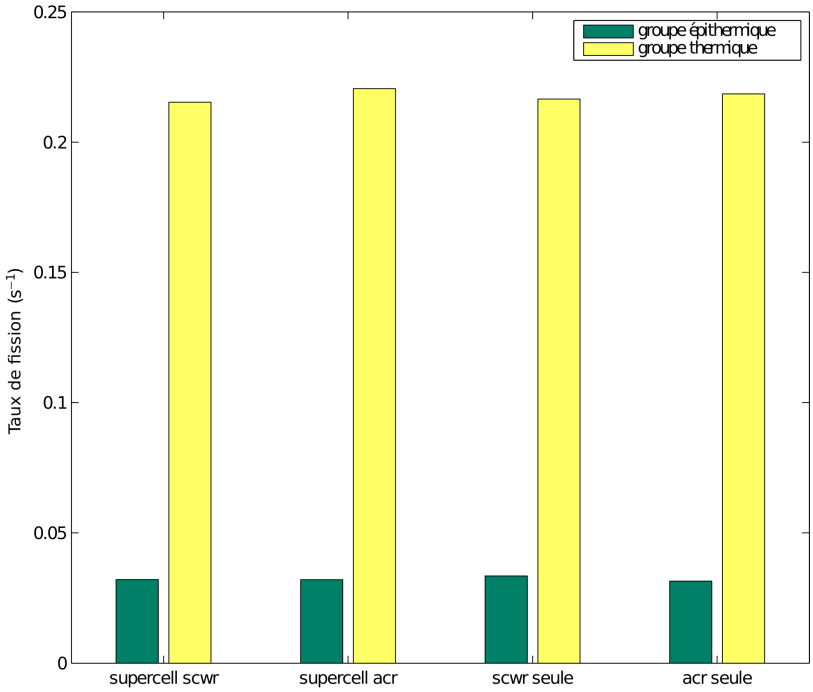

Figure 5.3 Taux de fissions dans les différents types de cellule.

On remarque que le spectre thermique est prédominant dans l'ensemble des cellules. Les taux de réactions normalisés du groupe thermique sont tous compris entre 0.20 et 0.25, en effet, pour chaque sous-cellule, on peut espérer qu'en moyenne, un quart des réactions prennent place à l'intérieur de celle-ci puisqu'une supercellule compte quatre cellules au total. On peut également remarquer que la sous cellule de type ACR, faisant partie d'une supercellule, présente un taux de fissions thermiques légèrement supérieur à la cellule ACR simple. On peut donc en déduire que l'interaction de la sous cellule ACR avec les autres sous cellules environnantes accroît les fissions dans le groupe thermique. Cet effet peut être dû à une modération plus optimale des neutrons dans le cas de la supercellule.

On a de plus les coefficients multiplicateurs en milieu infini pour un burnup nul présentés dans le tableau 5.3

Tableau 5.3 k_∞ initiaux pour différents types de cellules.

type de cellule	k_∞
ACR 2×2	1.369833
Supercellule hybride	1.37777
SCWR 2×2	1.395756

On remarque premièrement une réactivité assez élevée, si on veut dans le futur pouvoir exploiter un réacteur constitué de telles cellules, il faudra apporter à la composition des grappes de combustible des changements afin d'abaisser la réactivité. Deuxièmement, on constate que le k_∞ de la supercellule se situe bien entre les valeurs des k_∞ des cellules ACR simple d'une part et SWCR simple d'autre part. Il faut rajouter que le k_∞ ne présente pas un comportement parfaitement linéaire dans ce cas puisque le coefficient multiplicateur de la supercellule ne se situe pas exactement au centre de l'intervalle défini par les coefficients des deux autres cellules. En effet, la réactivité de la supercellule se situe en deçà de 2.637 mk de la réactivité moyenne des deux autres cellules. De plus, nous pouvons comparer nos valeurs à une étude présentant des calculs s'approchant des nôtres (Harrisson et Marleau, 2010a), avec notamment un calcul de cellule simple et un calcul sur une supercellule 2×2 avec 4 cellules SCWR qui présente un k_∞ de 1.3510. Les différences notables résident dans les valeurs des paramètres thermodynamiques ainsi que le pas de réseau (25 cm dans notre étude contre 21 cm pour Harrisson) utilisés. Ces différences expliquent l'écart entre notre résultat de calcul de supercellule et celui de Harrisson et Marleau (2010a).

Nous avons par la suite apporté quelques modifications aux modèles de cellules avec notamment un enrichissement différent pour le combustible des cellules de type ACR ainsi qu'un modèle de fuite de type B afin de générer des bases de données réacteur plus pertinentes pour un calcul en diffusion. On peut retrouver les valeurs des k_∞ initiaux dans le tableau 5.4.

Tableau 5.4 k_∞ pour différents types de supercellules 2×2.

Type de cellule	k_∞	ρ
Supercellule homogène ACR	1.365479	0.267651
Supercellule hybride	1.366333	0.268112
Supercellule homogène SCWR	1.365279	0.267549

Les k_∞ pour les cellules de type ACR et SCWR sont assez similaires, ce qui est normal vu qu'on a cherché à rapprocher la réactivité de la cellule ACR à celle SCWR par ajustement de l'enrichissement du combustible ACR. On remarque que la réactivité de la supercellule hybride est plus élevée. Cette différence s'explique par le couplage qui existe entre les sous cellules. En effet, la seule différence entre les différents modèles en dehors de leurs paramètres thermodynamiques réside dans la dilution des sections efficaces des combustibles des sous cellules lors de l'appel du module `LIB:`. Dans le cas hybride, chaque type de sous cellule appartient à un groupe de dilution distinct alors que le groupe de dilution est le même pour toutes les cellules d'une supercellule homogène. Cette différence reste, cependant, minime puisque l'écart de réactivité entre l'ACR et l'hybride est de 0.46 mk pour un burnup nul. Au bout d'un temps de combustion (environ 40 GWj/t) la tendance change, la supercellule SCWR devient la plus réactive tandis que la supercellule ACR est la moins réactive, la supercellule hybride se situant quant à elle entre les deux précédentes comme on peut le voir sur les figures 5.4 et 5.5.

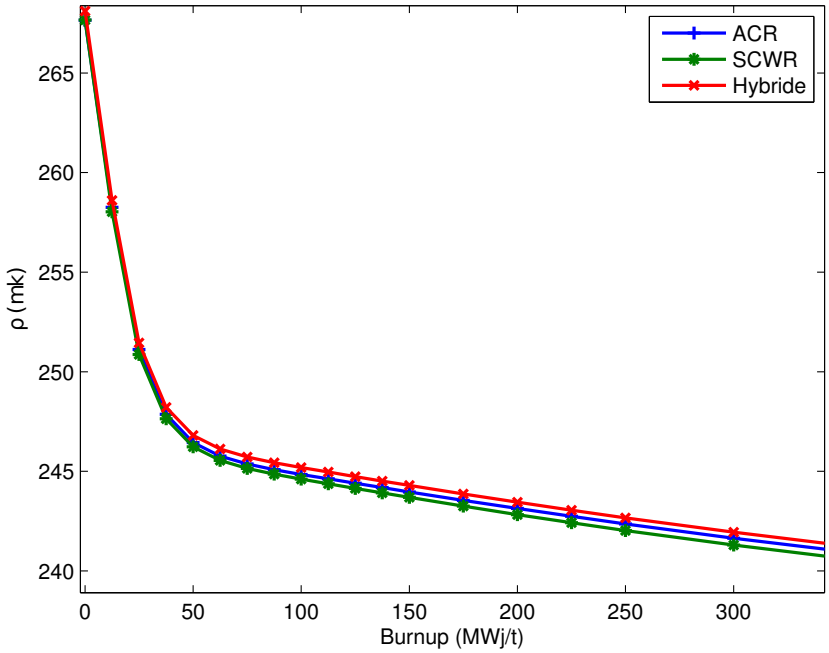

Figure 5.4 Évolution initiale de la réactivité ρ pour différents types de supercellules.

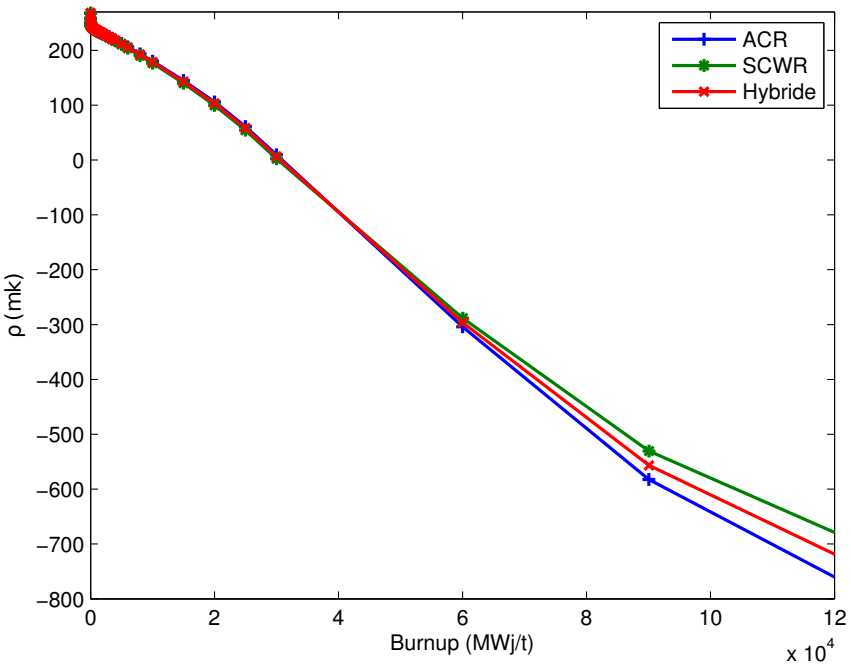

Figure 5.5 Évolution de la réactivité ρ pour différents types de supercellules.

5.1.3 Comparaison de calculs effectués sur des supercellules hybride et des cellules simples

Nous avons partiellement modifié le modèle de supercellule avec notamment un changement des paramètres thermodynamiques. Nous avons augmenté les températures et abaissé la densité dans les cellules SCWR comme on peut le voir dans le tableau 5.5. Cet ajustement fait suite aux analyses de Mme. Zoghlami (Zoghlami, 2013) qui apportent de nouveaux résultats sur la thermique des réacteurs SCWR.

Tableau 5.5 Nouveaux paramètres thermodynamiques pour les cellules SCWR.

Évolution des paramètres	Tcalo (K)	Tcomb (K)	Dcalo (kg/m^3)
Anciens paramètres	653.60	1248.85	449.52
Nouveaux paramètres	681.56	1307.06	361.06

Étant donné que nous n'avons pas réalisé de calcul avec des supercellules homogènes pour ces nouveaux paramètres thermodynamiques, nous pouvons seulement comparer les résultats

obtenus pour la supercellule hybride à ceux des cellules simples. Ainsi nous avons les résultats présentés dans le tableau 5.6

Tableau 5.6 Comparaison k_∞ et réactivités initiaux pour une supercellule hybride et des cellules simples.

Type de cellule	k_∞	ρ
Cellule ACR simple	$1,365489$	0.267662
Supercellule hybride	$1,371226$	0.272030
Cellule SCWR simple	1.373683	0.270726

On observe que la réactivité de la supercellule hybride est bien comprise entre celle de la cellule simple ACR et celle SCWR. Elle est supérieure de 0.88 mk à la réactivité moyenne des deux cellules simples. Comparativement aux résultats obtenus précédemment pour des températures du caloporteur et du combustible moins importantes ainsi qu'une masse volumique du caloporteur supérieure, on remarque que la diminution de la masse volumique du caloporteur augmente le k_∞.

On peut aussi observer le comportement de la réactivité en évolution sur les figures 5.6 et 5.7.

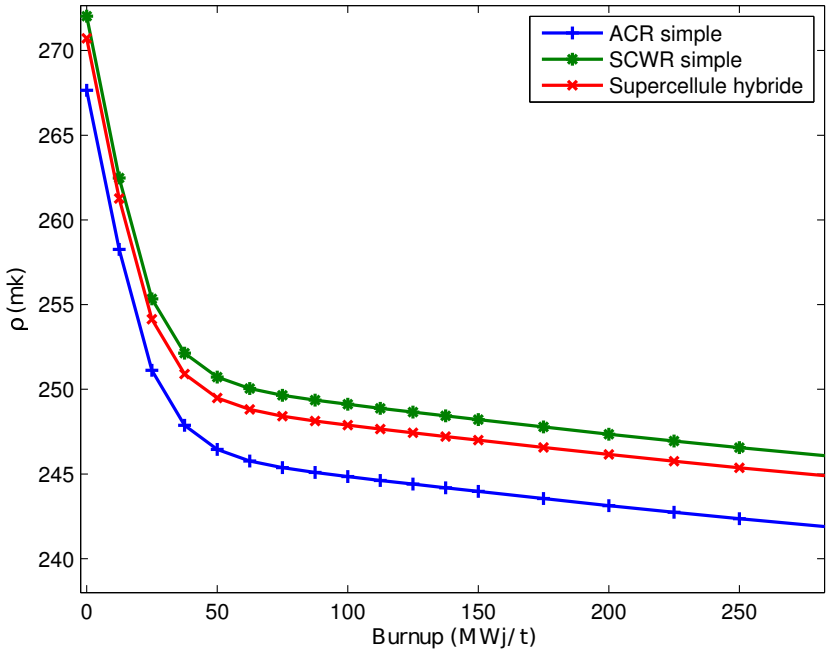

Figure 5.6 Évolution initiale de la réactivité initiale pour des cellules simples et une supercellule hybride.

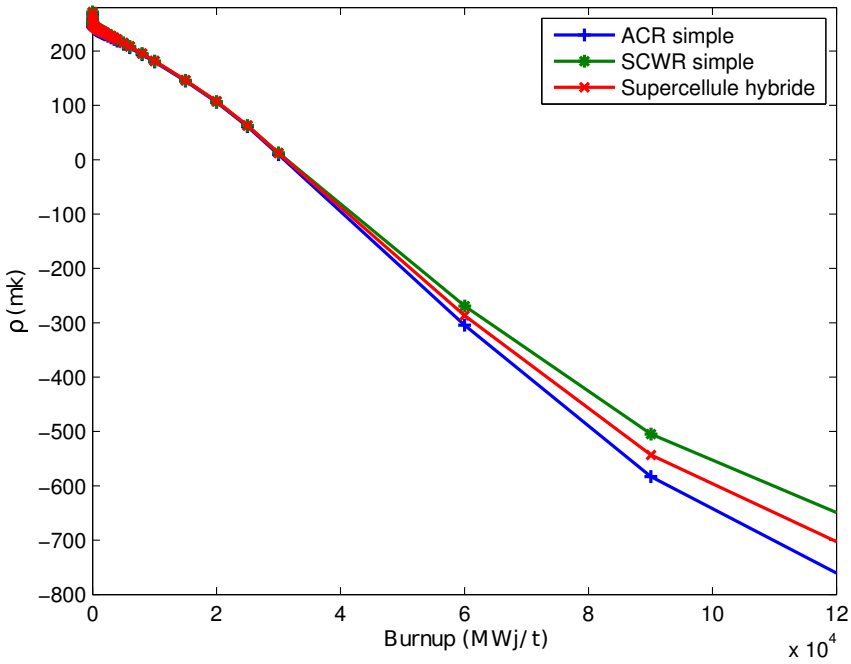

Figure 5.7 Évolution de la réactivité pour des cellules simples et une supercellule hybride.

À partir de ces figures, on remarque que les cellules simples ont des réactivités différentes ; la cellule SCWR est plus réactive que la cellules ACR. Cette différence avec les résultats précédents s'explique par le changements dans les conditions thermodynamiques des modèles de cellules alors qu'on a conservé le même enrichissement pour la cellule ACR. En effet l'enrichissement de la cellule ACR a été déterminé pour se rapprocher de la réactivité initiale de la cellule SCWR avec des anciens paramètres thermodynamiques (températures plus faibles et masse volumique du caloporteur plus importante).

5.1.4 Calculs des coefficients de réactivité en milieu infini

Afin d'approfondir notre étude sur ce nouveau concept de réacteur hybride et d'avoir une idée sur la sûreté de ce type de réacteur, dans un premier temps, nous avons calculé les coefficients de réactivité du vide à partir de calculs de cellule (milieu infini). Le coefficient de réactivité du vide (CVR) permet de caractériser la variation de réactivité lors de la vidange du caloporteur. Un tel cas de vidange peut arriver en situation accidentelle, un tel accident empêche le refroidissement du cœur, situation pouvant mener à la fusion des matériaux au contact du combustible. Le calcul du CVR est impératif pour une étude de sûreté d'un cœur. Ce coefficient se calcule comme la différence de réactivité du cœur entre son état vidangé (i.e., absence de caloporteur) et son état plein (i.e., présence de caloporteur). On peut encore le calculer à l'aide des coefficients multiplicateurs du cœur entre ces deux états (respectivement k^{vide} et k^{cool}). De cette manière, on exprime :

$$CVR\ (mk) = 1000 \times (\frac{1}{k^{cool}} - \frac{1}{k^{vide}}) \tag{5.1}$$

Il est clair qu'un CVR positif caractérise un cœur qui a tendance à s'emballer et à produire une excursion de puissance tandis qu'un CVR négatif caractérise un cœur dont la puissance diminue en cas d'un manque de caloporteur.

On calcule les CVRs pour des cellules simples ACR et SCWR ; les modèles de cellule utilisés sont les mêmes que ceux de la section précédente à la différence notable qu'on a imposé une densité de caloporteur nulle. Les différentes réactivités sont présentées dans le tableau 5.7.

Tableau 5.7 Coefficients de réactivités du vide pour des supercellules 2×2.

Type de cellule	ρ avec calo	ρ à vide	CVR (mk)
Supercellule ACR 2×2	0.269984	0.316431	46.45
Supercellule hybride	0.274189	0.316401	42.21
Supercellule SCWR 2×2	0.283542	0.314414	30.87

Les coefficients de réactivité sont tous positifs avec un CVR plus important pour la cellule ACR, ce qui semble cohérent car le calcul de CVR pour le cas ACR présente une plus grande variation de densité du caloporteur et par conséquent, une plus grande variation de l'absorption, expliquant une plus grande variation de réactivité comparativement au cas SCWR. La cellule hybride présente un excès de 3.55 mk par rapport à la moyenne des CVR des deux autres cellules 2×2. Un coefficient de vide positif est souvent observé sur les réacteurs de type CANDU, cela provient en partie de la séparation de la fonction de modération et de refroidissement de l'eau. En effet, consécutivement à une vidange du caloporteur, la modération neutronique se retrouve réduite, ce qui provoque un durcissement du flux neutronique et une baisse des fissions thermiques. Il convient de préciser qu'une partie des neutrons est encore ralentie par le modérateur à eau lourde qui est resté en place, ainsi la contribution de l'absorption neutronique par l'eau légère est fortement visible lors du calcul de CVR.

Les CVRs obtenus dans cette partie de notre étude, sont assez élevés par rapport aux valeurs qui sont calculées dans la littérature (Talebi *et al.*, 2006; Assawaroongruengchot et Marleau, 2008) puisque pour un ACR-700, on admet communément un CVR de 3.5 mk et environ 16 mk pour un CANDU-6. Cependant, beaucoup de paramètres différents de ceux d'un réacteur ACR-700 peuvent expliquer cet écart. On peut penser au pas de réseau, qui dans notre cas, est plus important que pour un ACR-700 sous-modéré, avec un enrichissement supérieur ainsi que l'ajout de dysprosium dans le crayon central, poison qui a tendance à diminuer le CVR. De plus, nos calculs de cellules utilisent un modèle de fuite de type K, ce qui a encore tendance à augmenter la valeur du k_∞.

Nous avons de plus réalisé des calculs de CBCVR, c'est à dire des coefficients de réactivité du vide pour des supercellules 2×2 à moitié vidées. Le calcul de CVR pour des supercellules à moitié vides consiste à considérer une masse volumique coloporteur nulle pour les sous cellules ACR, ou pour les sous cellules SCWR comme on peut le voir dans la première colonne du tableau (5.8). Les CBCVR sont calculés à partir des réactivités des supercellules à moitié

vide et de celle de la supercellule pleine. Ces résultats sont visibles dans le tableau 5.8.

Tableau 5.8 CBCVR pour supercellule 2×2.

Type de cellule	Réactivité	CBCVR (mk)
Supercellule pleine	0.27572	référence
ACR vide, SCWR plein	0.30265	26.9
ACR plein, SCWR vide	0.29924	23.3
Supercellule vide	0.315424	39.7

Dans ce cas, les CBCVR sont aussi positifs et légèrement au dessus de la moitié du CVR de la supercellule hybride. Malgré cela, cet effet de non-linéarité est moins prononcé que ce qu'on a pu observer avec des CBCVR de cellule de cœur d'ACR-700 où le CBCVR est très supérieur au CVR (Talebi *et al.*, 2006). Le CBCVR avec les cellules ACR vidangées est plus important de 3.6 mk que celui avec les cellules SCWR vidangées. Cela semble cohérent car la plus grande variation de masse volumique prend place lors de la vidange de la cellule ACR, ce qui entraine donc une plus grande variation de réactivité. En effet, une plus grande variation de masse volumique du caloporteur i.e., de l'eau légère, signifie une plus grande variation de la section efficace macroscopique d'absorption pour le mélange caloporteur.

Nous avons de plus réalisé d'autres calculs de CVR pour des cellules, en utilisant des modèles légèrement différents. Il s'agit de cellules simples avec un modèle de fuite de type B. La cellule ACR présente un enrichissement de 4.66 % tandis que la cellule SCWR présente des températures de $1307.06°C$ et $681.56°C$ respectivement pour le combustible et le caloporteur. Ainsi la masse volumique du caloporteur dans le canal SCWR est de 0.361 g/cm^3, alors qu'elle était de 0.450 g/cm^3 précédemment. Ces résultats sont présentés dans le tableau 5.9.

Tableau 5.9 Coefficients de réactivité du vide pour des cellules simples.

Type de cellule	Réactivité avec caloporteur	Réactivité sans caloporteur	CVR (mk)
ACR simple	0.267662	0.309997	42.36
SCWR simple	0.272030	0.298332	26.30

Tous ces coefficients de réactivité du vide sont positifs et l'ordre des CVR respecte celui des CBCVR précédent puisque le CVR pour la cellule ACR est plus important que celui de la cellule SCWR. En fait, ces résultats sont comparables à ceux du tableau 5.7, comme on s'y attend. Pour la cellule SCWR la variation de masse volumique entre la cas vide et le cas plein est moins importante que pour la cellule ACR. Ainsi, la variation de l'absorption est plus importante pour la cellule ACR ce qui explique la variation de réactivité plus importante par rapport au cas SCWR.

Comparativement au calcul de CVR précédent et présenté au tableau 5.7 avec des supercellules 2×2, le CVR pour le cas ACR a diminué de 4.09 mk et de 4.57 mk pour le cas SCWR. Parmi les différentes causes pouvant mener à ces différences pour les deux types de cellules, ACR et SCWR, on peut considérer le modèle de fuite. À ce propos, le modèle de fuite de type B permet une fuite des neutrons plus importante que pour un modèle de type K. Cet effet est encore plus important à vide car moins de neutrons sont absorbés dans la cellule et vont donc atteindre les frontières de la cellule, ce qui a pour effet une réactivité plus importante à vide pour les cellules avec un modèle de fuites de type K. Par conséquent, le CVR est réduit dans le cas du modèle de fuite de type B. Plus spécifiquement, pour le cas SCWR la masse volumique du caloporteur de la cellule simple pleine est inférieure à celle de la cellule 2×2 SCWR pleine du fait du changement de la valeur des paramètres thermodynamiques. Cette différence en masse volumique a tendance a diminuer le CVR calculé à partir de la cellule simple puisque la variation en masse volumique du caloporteur est moins importante que pour le calcul avec la cellule SCWR 2×2.

Avec les mêmes conditions que pour les cellules simples précédentes, à l'exception que le modèle de fuite utilisé pour ces nouveaux calculs est de type K, nous avons aussi calculé des CBCVR pour des supercellules hybrides. Les résultats obtenus pour ces calculs, en utilisant l'actualisation des données thermodynamiques, sont présentées dans le tableau 5.10.

Tableau 5.10 CBCVR pour des supercellules avec des conditions thermodynamiques mises à jour.

Type de cellules	Réactivité	CBCVR (mk)
Supercellule hybride pleine	0.28590	référence
ACR vide, SCWR plein	0.30957	24.5
ACR plein, SCWR vide	0.30419	18.5
Supercellule hybride vide	0.31989	34.9

Encore une fois, les CBCVR et CVR sont tous positifs, le CBCVR avec les cellules ACR vides est supérieur au CBCVR avec les cellules SCWR vides, ce qui s'explique (comme précédemment) par la variation de l'absorption par le caloporteur eau légère dans les deux cas. Le CVR pour la cellule hybride totalement vide est de 34.9 mk, par conséquent les CBCVR se situent au dessus de la moitié du CVR. Ce comportement non linéaire est encore plus marqué pour le cas avec les cellules ACR vides (écart de +7.08 mk par rapport à la linéarité). Le CVR de la cellule 2×2 hybride, se situe bien entre le CVR du cas ACR et du cas SCWR (42.36 mk et 26.30 mk respectivement)

Il faut noter que l'évolution des modèles avec le changement des conditions thermohydrauliques a globalement induit une augmentation de la réactivité avec une différence de 10.1 mk entre les deux modèles de supercellule pleine au maximum (les valeurs des deux réactivités pour ces supercellules sont visibles aux tableaux 5.10 et 5.8). Ainsi le fait d'augmenter la température du combustible et de diminuer la densité du caloporteur dans les canaux de type SCWR contribue à faire monter la réactivité. On peut y voir là un effet de la variation d'absorption de l'eau légère qui est moins dense dans le dernier cas (et qui présente donc une baisse de l'absorption). Enfin, les changements opérés ont pour effet une plus grande augmentation de réactivité pour le cas ACR vide, SCWR plein (6.8 mk) que pour le cas ACR plein, SCWR vide (5.1 mk). On peut y voir là l'effet du changement de la température du combustible et de la densité du caloporteur des cellules SCWR.

Par la suite nous avons étudié l'évolution du CVR en fonction du burnup sur une durée assez longue, d'environ 3500 jours. Afin de calculer la réactivité de la cellule sans caloporteur pour un burnup donné, nous avons évolué la cellule en condition nominale d'opération (i.e., avec caloporteur) puis pour un burnup donné, nous imposons une masse volumique du caloporteur nulle. Nous effectuons les calculs de cellule vidangée pour différents burnup, ce qui permet de calculer un CVR pour différent burnup (ou durée d'exploitation). Ces calculs nécessitent donc deux étapes à chaque pas de combustion ; un calcul pour la cellule pleine puis un calcul en perturbant cet état par mise à zéro des sections efficaces du caloporteur (densité nulle). Afin d'obtenir des résultats dans un temps raisonnable, ces calculs ont été réalisé sur des cellules simples. Dans ce cas, on a appliqué un modèle de fuites de type B, avec des conditions thermodynamiques mises à jour pour la cellule SCWR ($Tcomb = 1307.06K$, $Tcalo = 681.56K$, $Dcalo = 0.36106g/cm^3$) qui possède un enrichissement de 4.25 % tandis que la cellule ACR est enrichie à hauteur de 4.66 %. Ainsi, les résultats obtenus correspondent à un CVR de 42.34 mk pour la cellule ACR simple et de 26.30 mk pour la cellule SCWR simple.

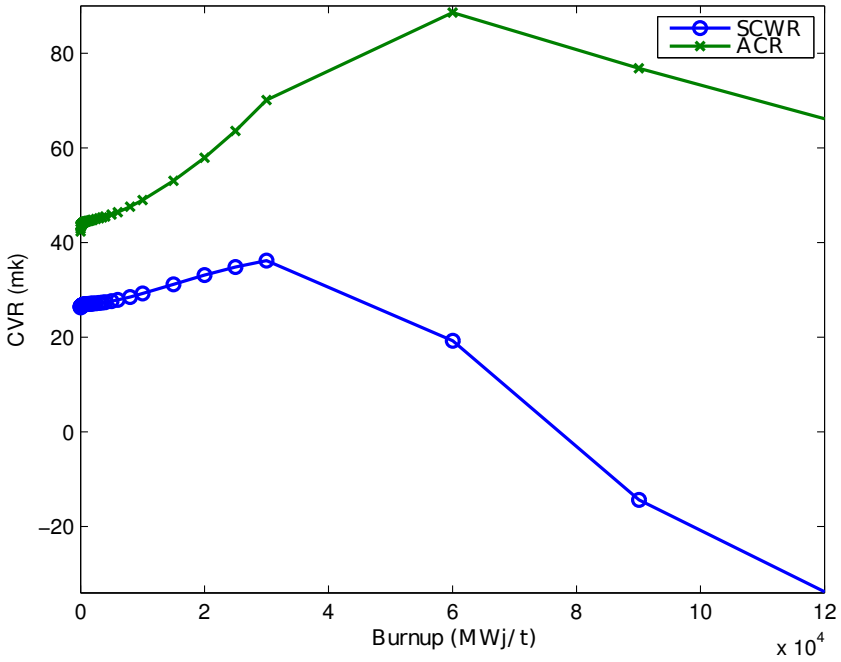

Figure 5.8 Évolution des CVR pour des cellules simples SCWR et ACR.

On note que le CVR de la cellule ACR est toujours supérieur à celui de la cellule SCWR, ce qui rejoint les remarques précédentes sur l'effet d'absorption plus important pour la cellule ACR pleine. À l'instant initial, ces CVR sont quasiment identiques à ceux présents dans le tableau 5.9. Le CVR maximum est atteint au bout de 30 GWj/t (926 jours) pour le SCWR et vaut 36.19 mk , pour la cellule ACR le CVR maximum est de 88.60 mk au bout de 60 GWj/t (1853 jours).

Finalement dans une dernière étape, nous avons essayé dans un dernier temps d'étudier la sensibilité de nos cellules au pas de réseau et ce dans une optique de réduction du CVR. En effet, en modifiant le pas de réseau, c'est à dire par ajout ou soustraction de modérateur, nous pouvons modifier la contribution relative de l'eau légère sur le ralentissement des neutrons. Ces calculs ont été effectués sur des cellules simples pour un burnup nul, des conditions thermodynamiques mises à jour pour la cellule SCWR et un enrichissement de 4.66 % pour la cellule ACR. Le pas de réseau a été augmenté à 28 cm au lieu de 25 cm précedemment. Les CVR obtenus sont de 56.74 mk pour la cellule ACR et de 34.85 mk pour la cellule SCWR. On remarque que le fait d'allonger le pas de réseau augmente le CVR (comparativement aux valeurs obtenu pour le pas de réseau de 25 cm). Le CVR a augmenté de 14.5 mk pour la cellule ACR et de 8.55 mk pour le SCWR. Cette remarque est confirmée par une autre étude,

sur un canal un peu différent cependant (Pencer *et al.*, 2013).

En conclusion, les coefficients de réactivité du vide ont été calculés pour différentes conditions du modèle de cellule. Les coefficients calculés sont tous positifs, ce qui représente un point négatif sur le critère de sûreté de notre concept de réacteur. Les CVRs des cellules SCWR semblent moins important que ceux des cas ACR, ce qui est expliqué par la variation relative de densité du caloporteur constitué d'eau légère qui présente un fort taux d'absorption. Néanmoins, le comportement non linéaire du CBCVR pour une cellule 2×2 à moitié vide semble être atténué par rapport au réacteur l'ACR-700 (Talebi *et al.*, 2006) . Il convient d'ajouter qu'il reste encore des pistes à explorer pour réduire le CVR comme par exemple l'ajout de poison. Enfin ces résultats doivent être confirmés par des calculs sur le cœur entier.

5.2 Calculs en diffusion

Dans cette partie nous présentons les différents résultats obtenus avec nos modèles de cœur entier à l'aide du code de calcul en diffusion DONJON 3.02 (Varin *et al.*, 2005).

5.2.1 Calcul de l'évolution du cœur

Dans un premier temps nous avons réalisé des calculs pour le cœur entier à partir de bases de données provenant des calculs de supercellules hybrides 2×2 avec des conditions périodiques isotropes aux frontières, sans bore dans le modérateur en utilisant un modèle de fuite de type B. Concernant les conditions thermodynamiques, nous avons définis des températures combustible et caloporteur respectivement de $960.16°C$ et $573.16°C$ pour les sous-cellules ACR ainsi que $1248.85°C$ et $653.6°C$ pour la sous-cellule SCWR. De plus, le combustible de la sous cellule ACR est enrichi à 4.25%, tout comme celui de la cellule SCWR. Cette supercellule hybride possède un k_∞ de 1.352146. Ces conditions sont homogènes sur l'ensemble du cœur. Ce modèle constitue notre premier modèle de cœur entier. On peut voir sur les figures 5.9 et 5.10 l'évolution du coefficient de multiplication effectif sur 700 jours de fonctionnement.

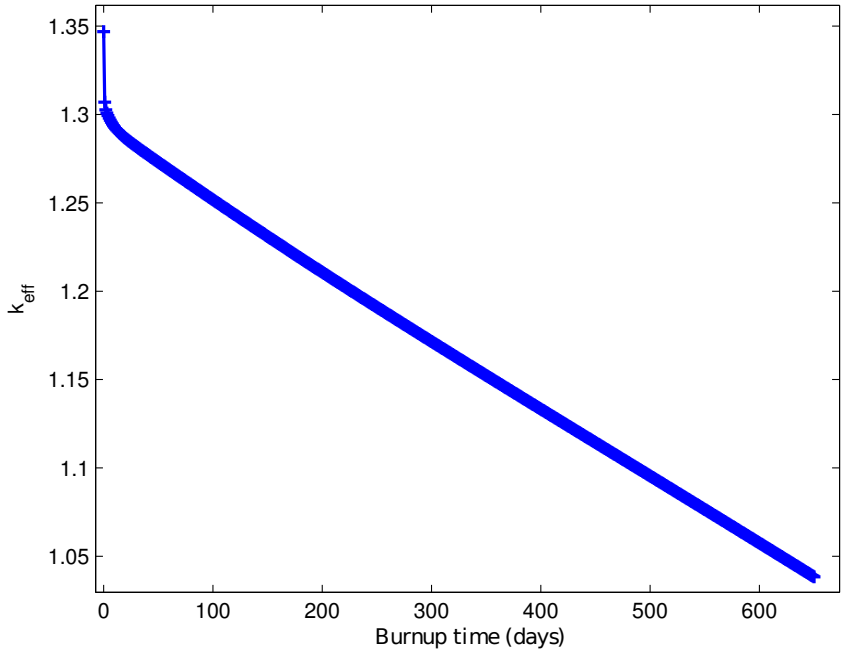

Figure 5.9 Évolution du k_{eff} du cœur hybride.

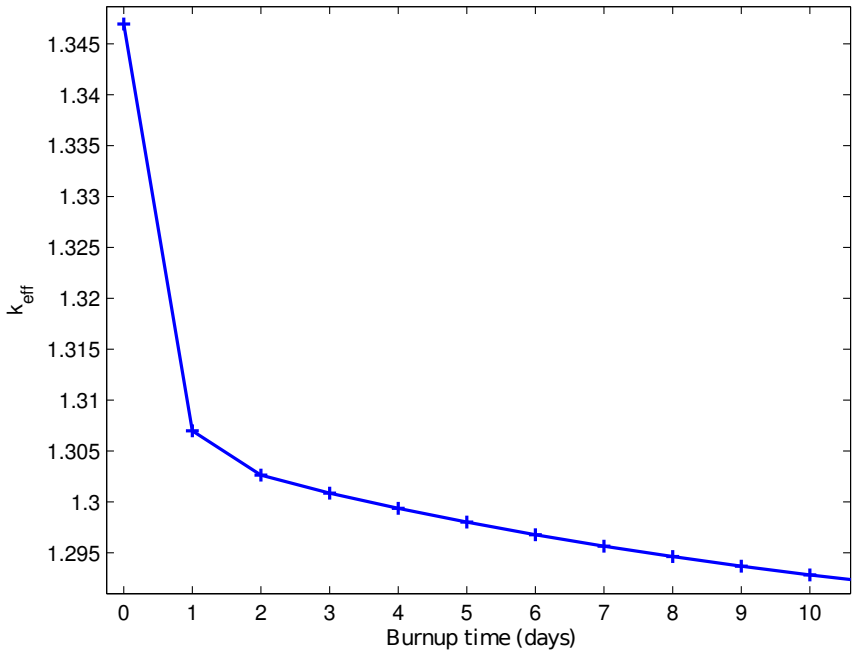

Figure 5.10 Évolution du k_{eff} du cœur hybride en début de cycle

Le k_{eff} initial est de 1.34694, mais celui-ci diminue rapidement durant les premiers jours puis un peu moins rapidement par la suite. La criticité est atteinte aux alentours de 480 jours puis continue à décroître. La réactivité initiale du cœur est assez importante, ce qui sera corrigé plus tard par l'ajout de bore dans le modérateur. Il est à préciser que dans une première partie, notre réacteur possède des conditions aux frontières radiales de flux nul, ce qui peut expliquer en partie cette réactivité élevée. Il faut mentionner que ceci a été corrigé par la suite lors de la modification du modèle pour l'ajout de bore par des conditions de vide (flux réentrant nul) qui sont plus proche de la réalité.

Nous avons aussi cherché à comparer des réacteurs entièrement constitués de canaux ACR avec des réacteurs entièrement formés de canaux SCWR. Les conditions thermodynamiques sont toujours les mêmes qu'auparavant ; la seule différence est que la cellule ACR est enrichie à 4.66%. Les résultats pour le réacteur hybride sont obtenus à partir d'une base de données provenant d'un calcul de supercellule hybride 2×2 avec les mêmes conditions pour les sous-cellules ACR et SCWR que pour les cœurs homogènes présentés ici. On trouve les résultats pour l'instant initial dans le tableau 5.11 et les courbes de réactivité en évolution sur les figures 5.11 et 5.12.

Tableau 5.11 Réactivités initiales pour différents cœurs.

Type de cellules	Réactivité (mk)
ACR	266.06
hybride	266.27
SCWR	265.49

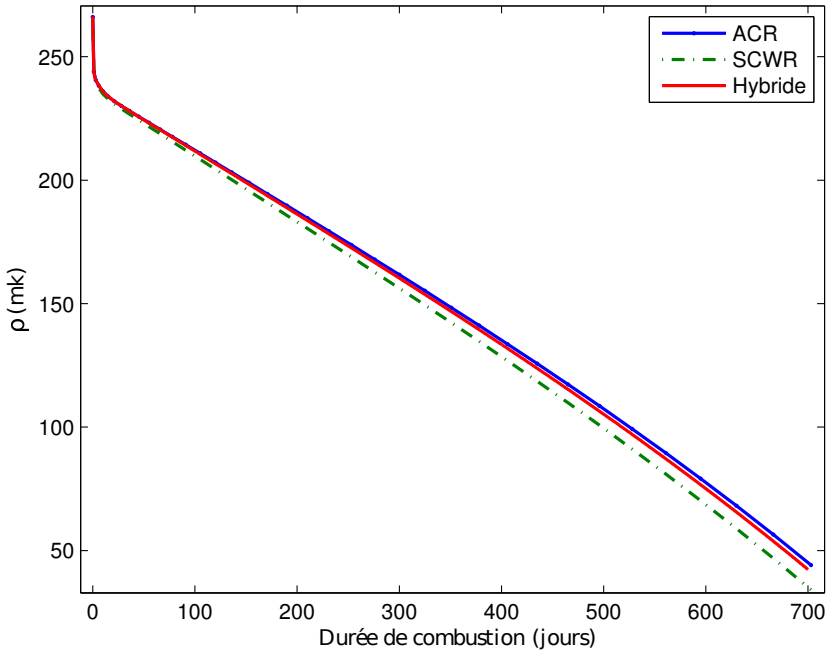

Figure 5.11 Évolution de la réactivité de différents cœurs.

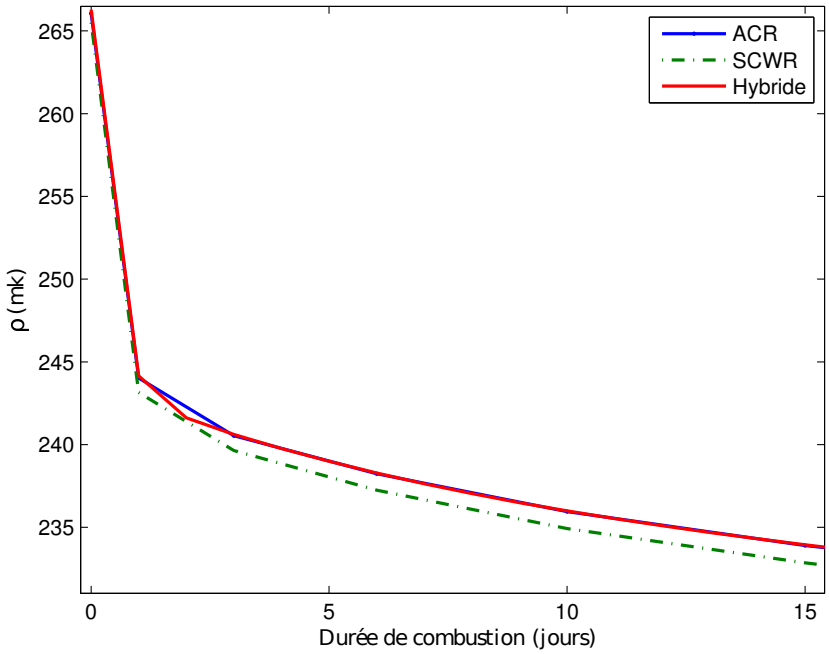

Figure 5.12 Évolution de la réactivité de différents cœurs pour les dix premiers jours.

On observe qu'après 700 jours d'opération, les réactivités des cœurs ACR et SCWR sont assez proches avec un écart maximum de 10 mk, tandis que le cœur hybride a un comportement entre les deux, plus proche de la réactivité du cœur ACR. À burnup nul, la réactivité du cœur hybride est la plus importante suivie de près par celle du cœur ACR avec un écart de 0.21 mk. Le cœur SCWR présente quant à lui une réactivité de 0.57 mk en dessous de celle du cœur ACR. L'ordre peut paraître surprenant car on peut s'attendre à un k_{eff} plus important pour le cœur SCWR qui présente une plus faible absorption que les autres modèles. Cela peut être dû au fait que les résultats de calculs de cellules utilisés pour les calculs de cœur proviennent du calcul de supercellule 2×2 et ne correspond donc pas à l'environnement retrouvé lors du calcul de cœur par la suite.

Par la suite, nous avons procédé à d'autres calculs de cœurs entiers possédant le même type de canaux. Ces cœurs correspondent soit à un cœur SCWR, soit à un cœur ACR. Le combustible ACR est enrichi à 4.66 %. Les cellules utilisées pour ces calculs sont des cellules simples, sans bore dans le modérateur, avec un modèle de fuite de type B et des conditions thermodynamiques mises à jour pour le SCWR ($Tcomb = 1307.6K$, $Tcalo = 681.56K$). On peut retrouver les valeurs de la réactivité initiale dans le tableau 5.12 ainsi que l'évolution de celle-ci sur les dix premiers jours à la figure 5.13.

Tableau 5.12 Résultats calcul sur cœurs homogènes avec de nouvelles conditions thermodynamiques.

Type de cellule ou cœur	k_∞	k_{eff}	Réactivité cœur (mk)
ACR	1.365489	1.362514	266.06
SCWR	1.373683	1.369558	269.84

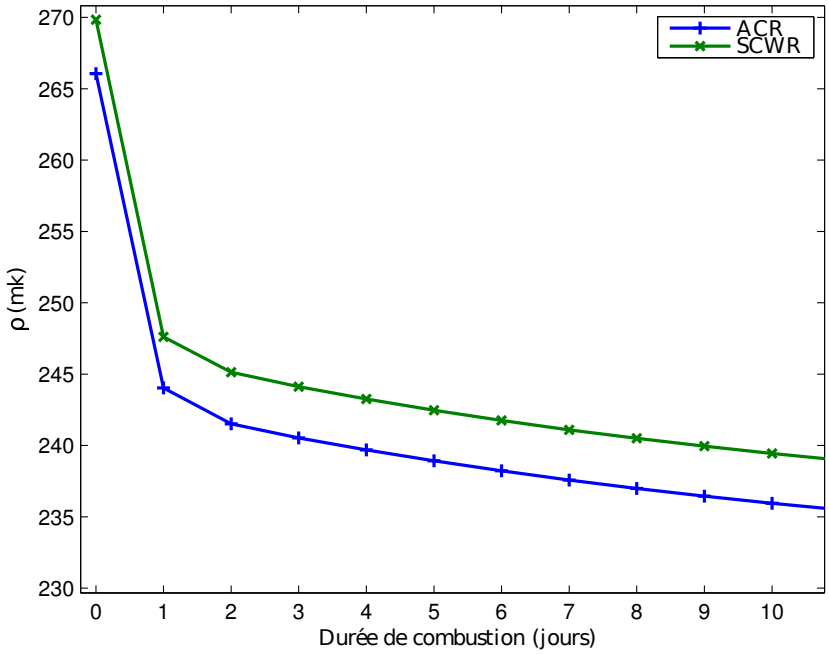

Figure 5.13 Évolution de la réactivité de cœurs homogènes avec conditions thermodynamiques mises à jour.

La réactivité du cœur ACR ne diffère pas de celle calculée précédemment tandis que celle du cœur SCWR a augmenté de 4.35 mk. Les modifications apportées sur le calcul de cellule avec les nouvelles valeurs des paramètres thermodynamiques pour le cas SCWR ont un impact sur la réactivité. La réactivité du SCWR est par conséquent supérieure à celle du cas ACR, avec un écart de réactivité de 3.78 mk. La réactivité plus importante du SCWR semble plus cohérente et peut s'expliquer par une absorption des neutrons par le caloporteur plus faible que dans le cas ACR.

5.2.2 Calculs avec du bore dans le modérateur et détermination de la concentration critique

La concentration en bore critique (CBC) correspond à la concentration de bore dans le modérateur pour atteindre la criticité du cœur (i.e., $k_{eff} = 1$). Cette concentration varie suivant les types de réacteurs et les conditions thermodynamiques du cœur. Pour cette partie de notre étude, nous nous sommes servis du travail réalisé au niveau du calcul de cellule lorsque nous avons étudié l'effet du bore. Ainsi, nous avons préparé des bases de données réacteur avec lesquelles il est possible de spécifier une concentration en bore variable. Par essais et interpolation des différents résultats obtenus, il est possible de se rapprocher de la

CBC idéale pour un état donné du cœur. Nous avons donc simulé le cœur tout en ajustant sa réactivité excédentaire par ajustement de la concentration de bore dans le modérateur. Nous avons développé différentes procédures en vue de cette réalisation, avec notamment une recherche de racine de l'équation $k_{eff} - 1 = 0$ afin de trouver la concentration en bore correspondant à $\rho = 0$.

Le modèle de cœur utilisé est celui décrit auparavant (section 4.1), la base de données réacteur pour le cœur avec bore provient d'un calcul de supercellule hybride 2×2 dont le k_∞ est de 0.9832, les températures du combustibles pour la sous cellule ACR et la sous cellule SCWR sont respectivement de $960.16K$ et $1307.06K$,de $573.16K$ et $681.56K$ pour les températures du caloporteur. De plus, la sous cellule ACR est enrichie à 4.66 % et nous avons utilisé un modèles de fuite de type B. Le modèle de cellule pour un cœur sans bore ne diffère que par la concentration en bore qui est alors nulle.

Nous illustrons dans un premier temps l'effet d'une concentration constante de bore sur un cœur. Ainsi on peut voir sur la figure 5.14 la différence de réactivité obtenue par l'ajout de 150 *ppm* dans le modérateur.

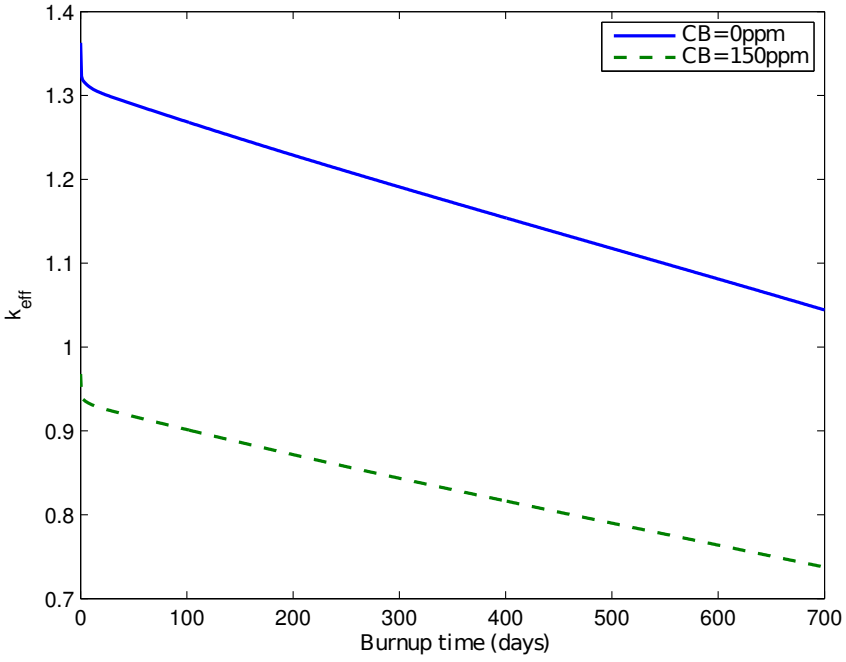

Figure 5.14 Évolution du k_{eff} de cœurs hybrides avec deux concentrations de bore différentes.

On remarque que l'ajout de 150 *ppm* de bore permet d'avoir dès l'instant initial une réactivité sous critique. En effet, le k_{eff} initial est de 1.362903 et 0.967848 pour le cœur sans bore et le cœur avec 150 *ppm* de bore respectivement. Pour pouvoir "contrôler" le réacteur et le maintenir proche de la criticité, il suffit donc d'interpoler entre ces deux courbes. C'est ce que nous avons réalisé et ce qu'on peut observer sur la figure 5.15 et la figure 5.16.

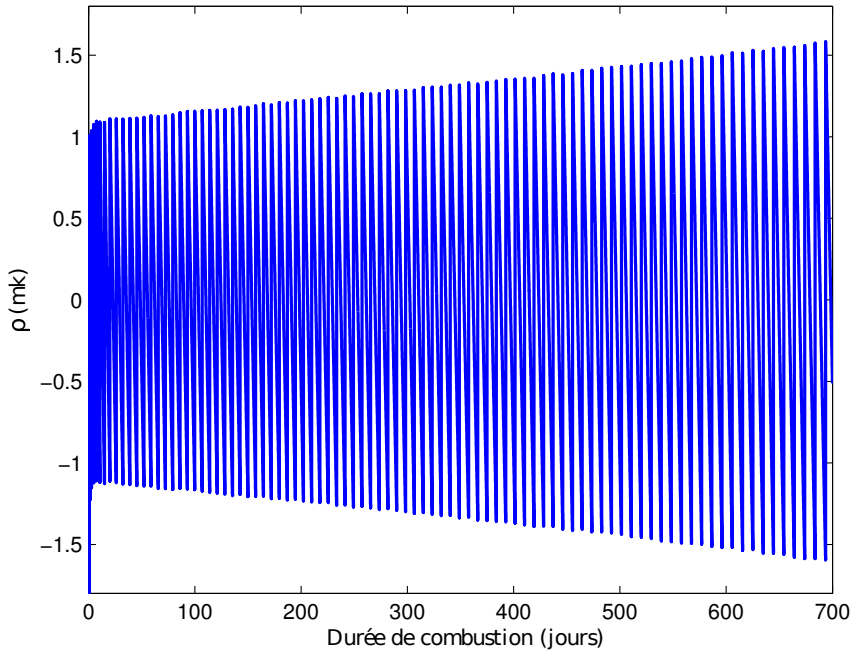

Figure 5.15 Évolution de la réactivité du cœur hybride avec ajustement de la réactivité par du bore.

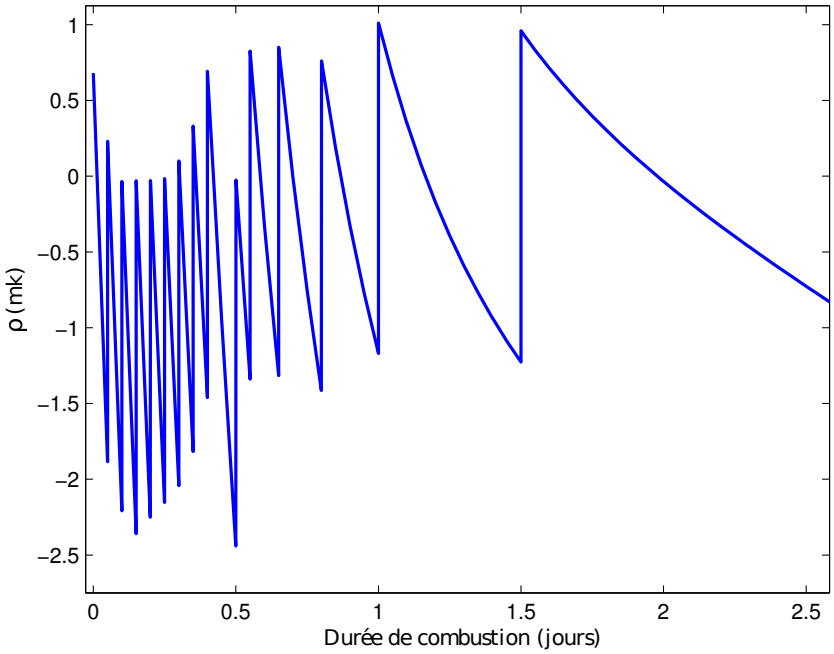

Figure 5.16 Évolution de la réactivité du cœur hybride avec ajustement de la réactivité par du bore sur les premiers jours.

On peut également observer l'évolution de la concentration en bore dans le modérateur à la figure 5.17.

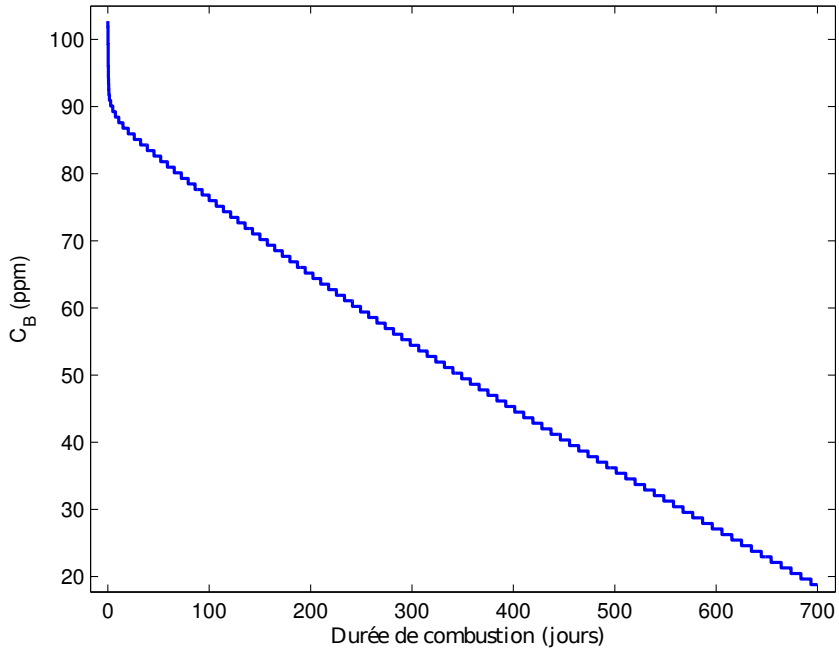

Figure 5.17 Évolution de la CBC dans le modérateur.

La concentration en bore est décroissante avec le temps de combustion, en effet, avec la combustion, la réactivité du cœur décroît, il faut donc de moins en moins de bore pour réguler la réactivité excédentaire du cœur. Concernant les premiers jours d'évolution, la réactivité montre un comportement un peu plus erratique. Ceci est dû à l'effet xénon dont l'évolution de la concentration perturbe la réactivité du cœur. Il faut donc fixer un pas de temps assez court pour le réajustement de la concentration en bore pour éviter de trop grandes variations de réactivité. Enfin, on remarque que l'on peut maintenir le réacteur de type hybride proche de la criticité pendant 700 jours, ce qui justifie l'intérêt que l'on peut porter à ce concept de cœur et apporte en partie la réponse sur la viabilité et cohérence de ce design de cœur.

5.2.3 Coefficients de réactivité du vide

Par la suite, nous nous sommes intéressés au coefficient de réactivité du vide à l'échelle du réacteur, et ce en évolution. Afin de calculer la réactivité du réacteur sans caloporteur pour un burnup donné, nous faisons évoluer le réacteur en condition nominale d'opération (i.e., avec caloporteur) puis pour un burnup donné, nous imposons une densité du caloporteur nulle. Nous effectuons les calculs de cœur vidangé pour différents burnup, ce qui permet de calculer un CVR selon la durée d'exploitation. Les bases de données réacteur proviennent des calculs de cellules en évolution présentés sur la figure 5.8. Les réactivités des différents

cœurs en évolution sont présentées à la figure 5.18 tandis que les CVRs correspondants sont visibles sur les figures 5.19 et 5.20.

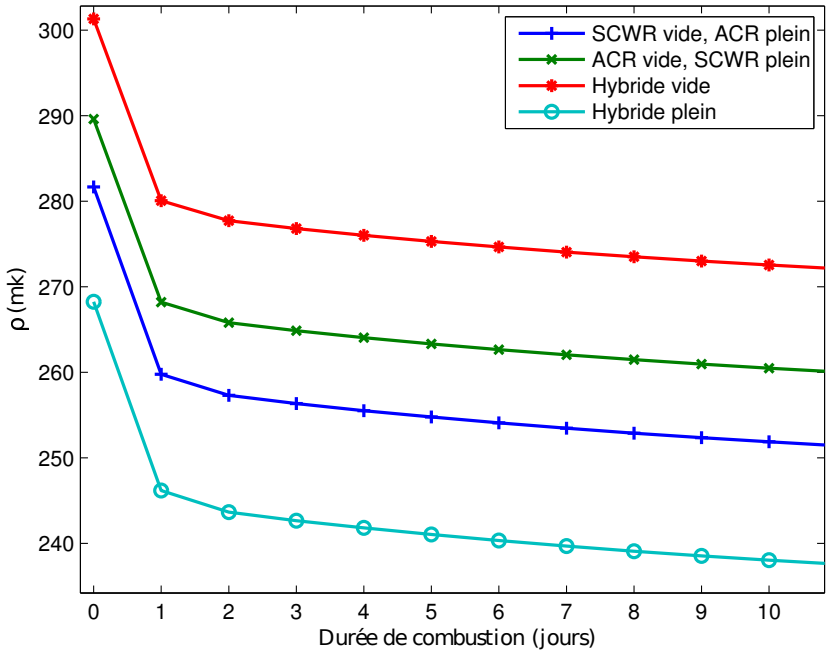

Figure 5.18 Évolution de la réactivité de cœurs hybrides avec certains types de canaux vides.

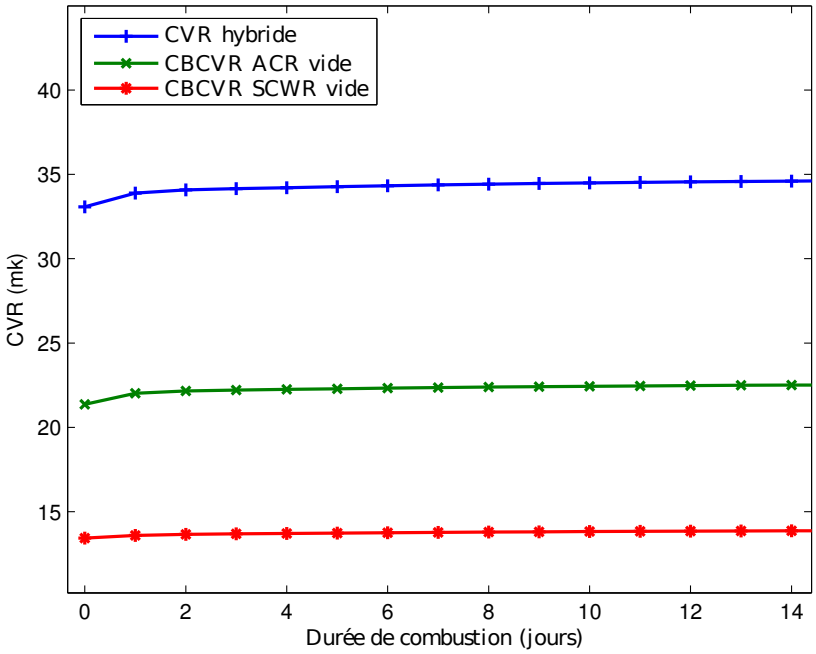

Figure 5.19 Évolution initiale des CVR en damier de cœurs hybrides.

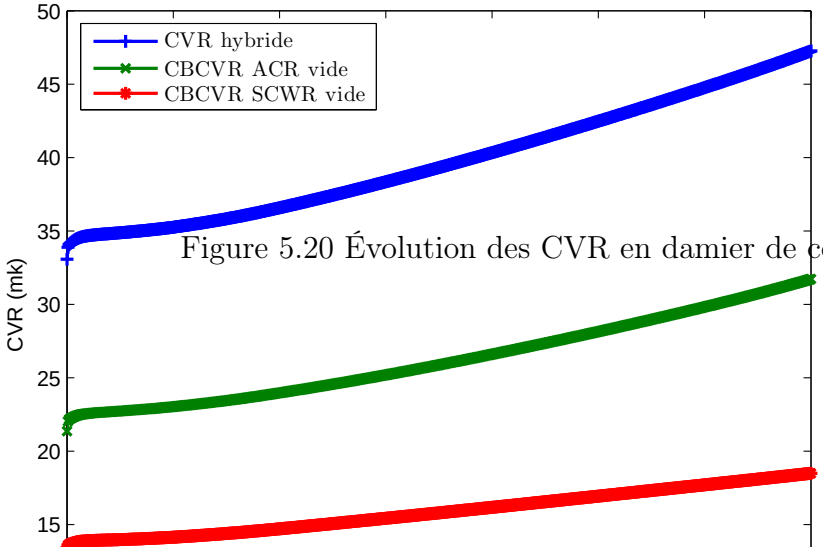

Figure 5.20 Évolution des CVR en damier de cœurs hybrides.

Concernant les réactivités du cœur hybride plus ou moins vidangé de son caloporteur, nous observons par ordre de réactivité croissante : a) le cœur plein, b) le cœur avec les canaux SCWR vidangés, c) le cœur avec les canaux ACR vidangés et enfin d) le cœur totalement vidangé. Pour l'ensemble des cœurs, la réactivité baisse d'environ 20 mk le premier jour puis plus doucement ensuite (1 mk par jour environ). Cet ordre semble cohérent si l'on considère un coefficient de réactivité du vide positif, le cœur vidangé est plus réactif que le cœur plein. De plus, le cœur avec les canaux ACR est plus réactif que celui avec les canaux SCWR vides, ce qui confirme le fait que la variation de masse volumique du caloporteur et donc d'absorption est plus important lors du cas de vidange des canaux ACR. Ainsi, cette remarque est confirmée par la courbe des CVRs sur les dix premiers jours, le CVR du cœur hybride vide est plus important que celui du cœur avec les canaux ACR vides (de 11 mk environ) qui est lui même supérieur à celui du cœur avec les canaux SCWR vides (de 9 mk environ). Pour ce qui est de l'évolution des CVR sur une durée de 700 jours (voir figures 5.19 et 5.20), on remarque que ceux-ci ne cessent d'augmenter, pour atteindre 47 mk, 32 mk, 19 mk pour les cœur hybrides vides, avec canaux ACR vides et canaux SCWR vides respectivement.

5.3 Calcul couplé neutronique-thermohydraulique

La particularité de notre concept de réacteur hybride résidant dans ses deux types de canaux différents, avec notamment la moitié des canaux refroidis à l'eau supercritique. Pour cette raison, il est nécessaire d'effectuer une étude portant seulement sur l'aspect neutronique et d'approfondir le couplage avec la thermohydraulique. Les conditions thermodynamiques ont une influence certaine sur le comportement du cœur comme nous l'avons déjà observé. En effectuant seulement un calcul de diffusion neutronique sur le cœur, nous occultons une possible rétroaction du résultat de ces calculs sur les paramètres thermohydrauliques qui ont à leur tour un impact sur le calcul neutronique par l'intermédiaire des sections efficaces. Il est donc nécessaire dans un deuxième temps de pouvoir quantifier le couplage et les rétroactions des paramètres neutroniques ou thermohydrauliques sur le calcul. C'est notre objectif dans cette partie de ce mémoire.

5.3.1 Ajustement et convergence du calcul couplé

Afin d'effectuer un calcul couplé, nous avons besoin de définir dans un premier temps certains paramètres nécessaires au couplage. Notamment, la puissance totale thermique dégagée par le cœur doit être fixée à priori. En effet, le calcul de diffusion neutronique ne fournit que des puissances relatives qui doivent être normalisées. Nous avons donc considéré

un réacteur fournissant 1 GW de puissance électrique avec une efficacité de conversion thermique/électrique de 45%. Cette efficacité correspond à l'efficacité théorique maximale pour un réacteur SCWR. Nous avons donc choisi ici un rendement optimiste.

De plus, nous avons aussi dû ajuster les débits massiques de l'eau supercritique afin de modifier les températures du caloporteur pour assurer que les canaux restent bien dans la zone d'opération du *CANDU SCWR*, c'est à dire Tcalo comprise entre $350°C$ et $625°C$. Dans un premier temps nous avons calculé une distribution de puissance à partir de paramètres thermodynamiques moyens sur tout le cœur. Nous présentons aux figures 5.21 et 5.22 les puissances de grappe initiales obtenues pour les canaux de type ACR et SCWR dans les trois régions radiales du cœur définies dans la partie modèle de cœur (section 4.3).

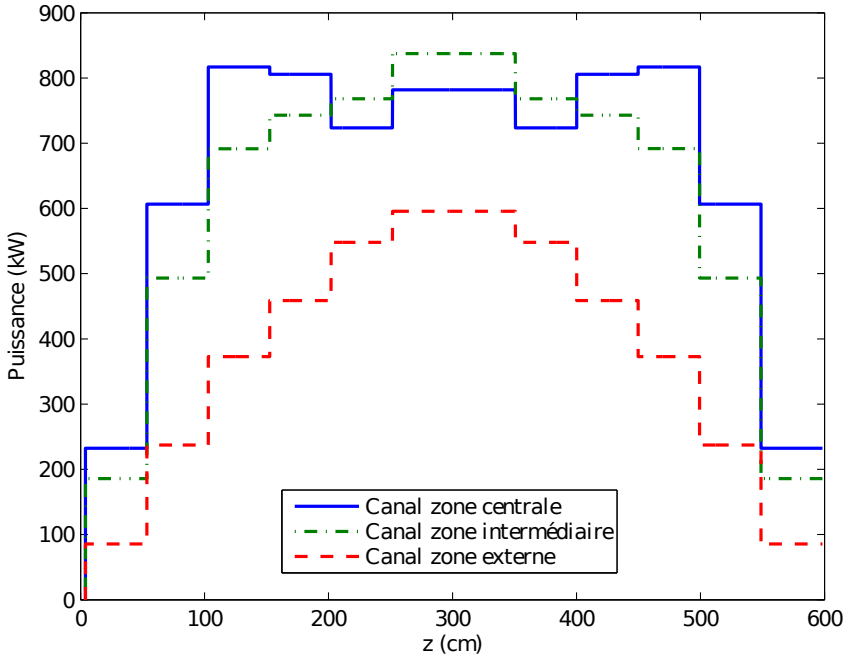

Figure 5.21 Profils de puissance initiaux pour les canaux ACR.

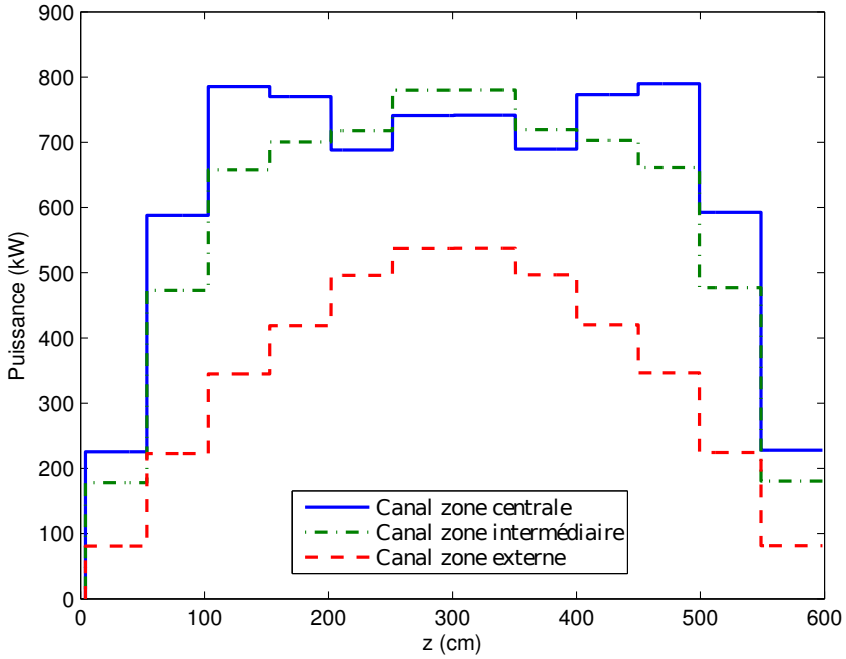

Figure 5.22 Profils de puissance initiaux pour les canaux SCWR.

On remarque sur ces deux figures une dépression de la puissance pour le canal en zone centrale (i.e., au centre du réacteur), ce qui correspond à l'action des mécanismes de contrôle qui viennent aplatir le flux neutronique dans ces zones et conséquemment la puissance. La puissance dégagée est plus importante dans les canaux de type ACR puisque dans les canaux des zones intermédiaire et centrale les puissances peuvent atteindre plus de 800 kW, valeur qui n'est pas atteinte pour les canaux SCWR.

Nous avons poursuivi ce calcul couplé sur deux itérations supplémentaires, on retrouve l'évolution de la puissance pour les canaux en zone centrale ainsi que celle des paramètres thermodynamiques sur les figures 5.23, 5.24, 5.25 et 5.26.

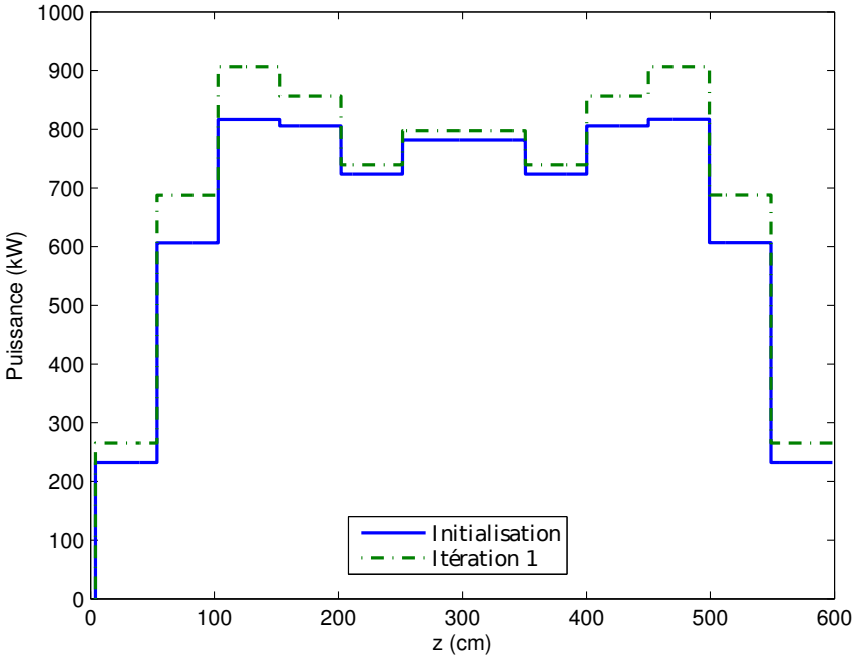

Figure 5.23 Profil de puissance pour les canaux ACR centraux.

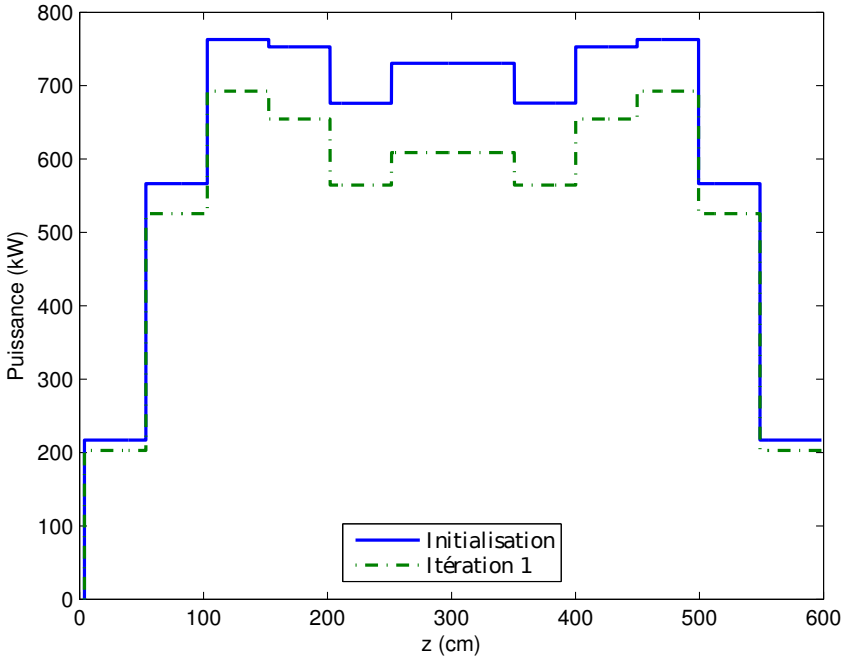

Figure 5.24 Profil de puissance pour les canaux SCWR centraux.

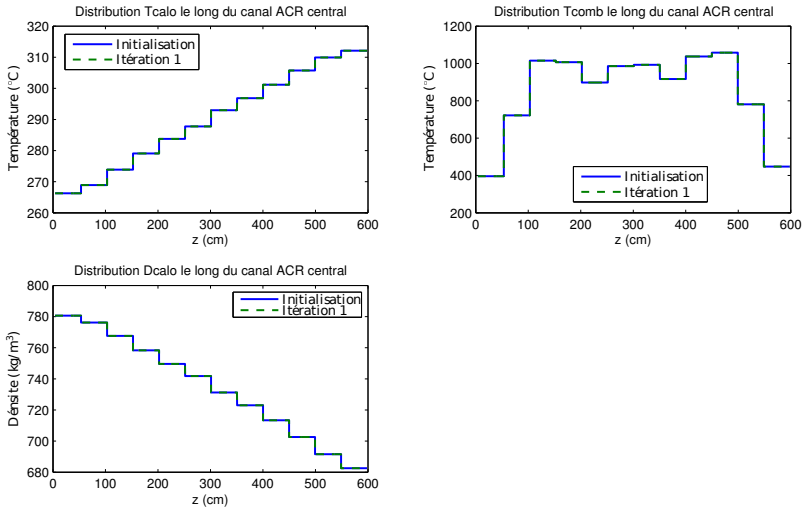

Figure 5.25 Évolution des paramètres thermohydrauliques pour les canaux ACR centraux.

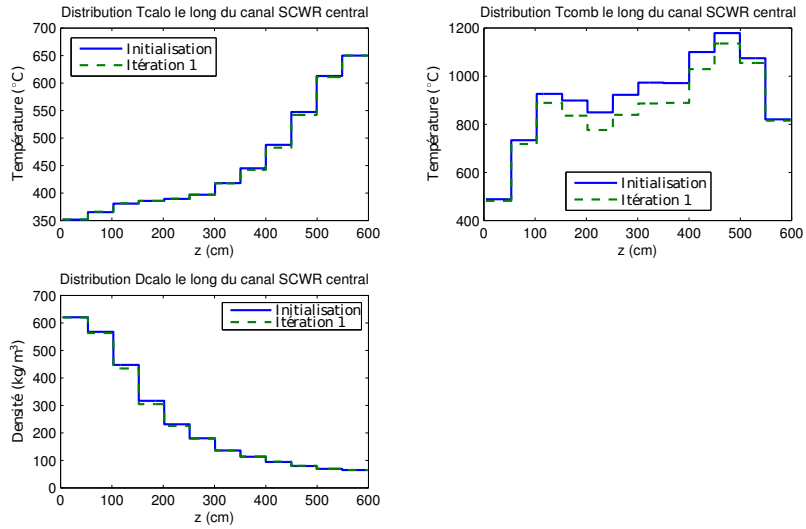

Figure 5.26 Évolution des paramètres thermohydrauliques pour les canaux SCWR centraux.

On remarque que la puissance au niveau des canaux ACR est plus importante que celle des canaux SCWR et ce pour les deux itérations. En effet, pour la dernière itération, la puissance peut atteindre plus de 900 kW pour les grappes 3 et 10 des canaux ACR tandis qu'elle ne dépasse pas 700 kW pour les canaux SCWR (grappes 3 et 10 également).

Concernant les paramètres thermodynamiques, ceux des canaux ACR n'évoluent pas significativement d'une itération à l'autre alors que pour les canaux SCWR, la température

du combustible diminue pour l'itération 1 avec une température combustible maximale légèrement inférieur à $1100°C$ pour la grappe 10. Concernant la température du caloporteur pour le canal SCWR, celle-ci varie bien entre $350°C$ et $650°C$ comme pour un canal de réacteur SCWR. Cette variation de température est accompagnée de celle de la densité qui diminue d'un peu plus de 0.6 g/cm^3 à moins de 0.1 g/cm^3. Le maximum de la température combustible est en dessous de $1200°C$ et est atteint pour la grappe 10.

Nous avons décidé d'arrêter ces calculs à ce stade car la réactivité du cœur était assez importante ($k_{eff} = 1.360161$) au regard d'un objectif de viabilité et d'exploitation d'un réacteur. En effet, le modèle de cœur utilisé jusqu'ici pour ces calculs couplés n'intègre pas de bore dans le modérateur, ce qui aurait permis d'abaisser la réactivité à une valeur raisonnable. C'est ce que nous avons réalisé par la suite.

5.3.2 Puissance

Nous avons repris les calculs de couplage en ajoutant du bore, à chaque itération. Ainsi, nous avons ajusté la concentration de bore dans le modérateur pour être proche de la criticité. Nous reprenons dans le tableau 5.13 les différentes concentrations en bore critique initial pour chaque itération ainsi que les k_{eff} en résultant.

Tableau 5.13 Valeurs des CBC et des k_{eff} pour les différentes itérations.

Paramètres	Initialisation	Itération 1	Itération 2
C_B (ppm)	132	96	96
k_{eff}	1.000326	1.000149	1.000043

Nous avons également calculé les puissances dégagées par les différents types de canaux, les profils de puissance pour la zone centrale sont présents sur les figures 5.27 et 5.28. Les profils des paramètres thermodynamiques le long des canaux sont visibles sur les figures 5.29 et 5.30.

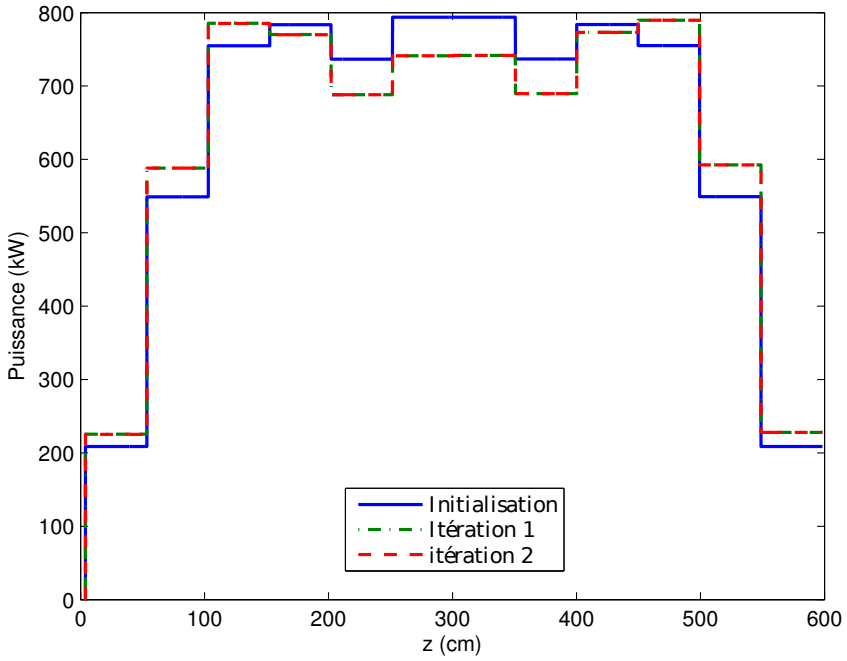

Figure 5.27 Profil de puissance axiale du canal SCWR pour la zone centrale.

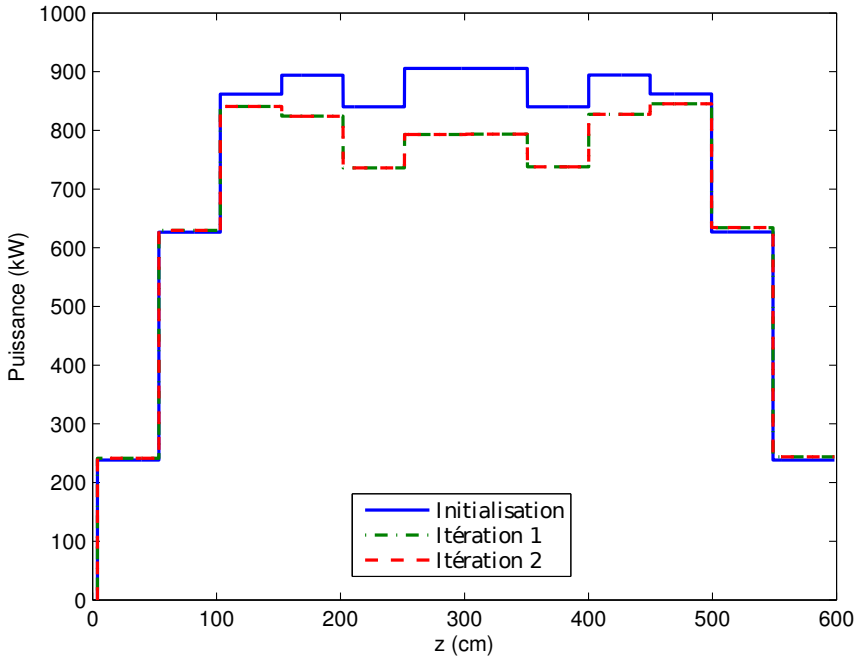

Figure 5.28 Profil de puissance axiale du canal ACR pour la zone centrale.

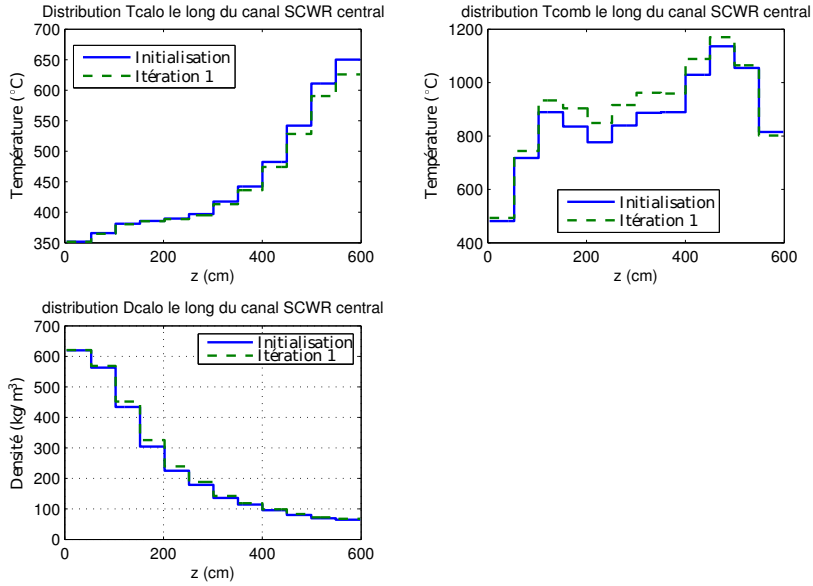

Figure 5.29 Paramètres thermodynamiques pour les canaux SCWR centraux.

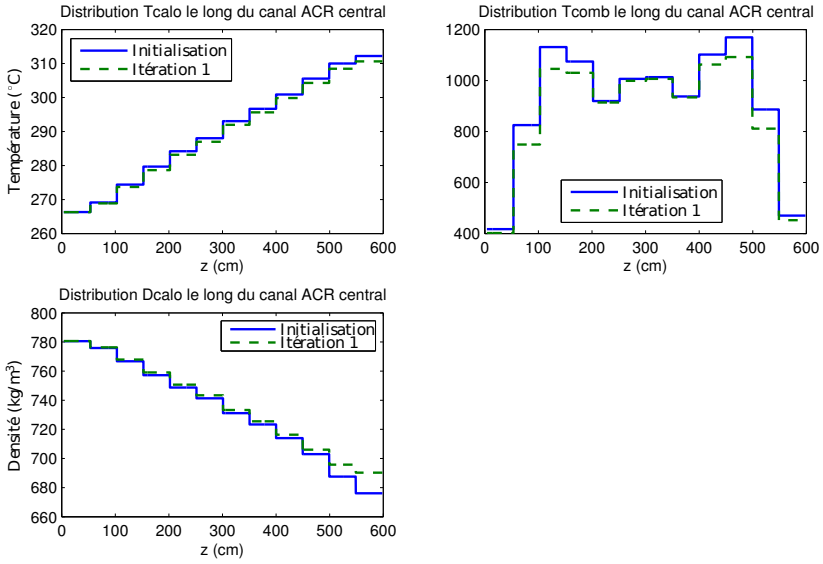

Figure 5.30 Paramètres thermodynamiques pour les canaux ACR centraux.

Pour les deux types de canaux les maxima de puissance sont situés en grappe 3 et 10 avec une puissance maximale de 840 kW pour le canal ACR et 790 kW pour le canal SCWR. L'itération 1 et 2 semblent confondues, ou sont en tout cas très proches sur les profils de puissance, ce qui semble indiquer une convergence. Du côté des paramètres thermodynamiques, la température maximum du caloporteur reste aux alentours de $650°C$ en sortie de canal SCWR tandis que le maximum de la température combustible est atteint sur la grappe 11 avec $1170°C$, enfin la densité du caloporteur varie elle toujours entre un peu plus de 600 kg/m^3 et 70 kg/m^3. Nous avons arrêté le calcul couplé à cette étape, d'une part par souci de temps, car les calculs sont assez longs avec 72 calculs de cellules ainsi qu'un calcul en diffusion sur le cœur entier et les calculs thermohydrauliques. D'autre part, sur les deux dernière itérations, la différence de réactivité atteinte est de -0.11 mk ce qui se traduit par une différence de puissance de 150 W soit une variation relative de 0.02%.

En conclusion, les calculs couplés semblent converger à l'échelle du cœur. Qui plus est, il est possible d'abaisser la réactivité trop importante de celui-ci par l'ajout de bore dans le modérateur. Les valeurs des paramètres thermodynamiques semblent correctes et dans les limites définies par les spécifications. Enfin, il est à noter qu'un tel calcul couplé demande du temps notamment au regard du nombre de calculs de cellules à effectuer.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

6.1 Synthèse des travaux

Face aux limitations et contraintes présentées avec un cœur de réacteur de type SCWR, nous avons décidé de tester la viabilité d'un cœur hybride partiellement refroidi par de l'eau à l'état supercritique (canaux de type SCWR) et de l'eau sous pression (canaux de type ACR). En vue de cet objectif, nous avons implémenté dans un premier temps deux modèles de cellules :

— Des supercellules 2×2 avec des conditions de types SCWR et ACR alternées afin de tenir compte des interactions entre les deux types de canaux différents au sein du cœur.
— Des cellules simples, des deux types (SCWR et ACR) afin de modéliser plus rapidement (notamment en calcul d'évolution et pour la chaîne de calcul).

Ces modèles ont vu certains de leurs paramètres évoluer (modèle de fuite, conditions thermodynamiques, enrichissement du combustible...) notamment après une étude préliminaire d'un canal à l'aide d'un calcul couplé neutronique-thermohydraulique (Zoghlami, 2013).

Ces calculs ont permis d'obtenir un premier aperçu des propriétés locales du cœur hybride considéré lors de cette étude ainsi que du couplage existant entre les deux types de canaux. À la suite de ces calculs de cellules et de la production de base de données du réacteur servant au calcul en diffusion, nous avons implémenté un modèle de cœur entier. Ce modèle s'inspire d'un modèle d'un réacteur CANDU-6 (i.e., 380 canaux). La géométrie des canaux et les conditions thermodynamiques à l'intérieur de ceux-ci sont cependant différents. En effet, la configuration des canaux est celle d'un damier alternant les canaux de type ACR et SCWR permettant de diminuer les contraintes ou les inconvénients d'un réacteur avec seulement des canaux SCWR. Ces canaux sont chargés avec des grappes de combustibles CANFLEX-43 pour les deux types de canaux, la seule différence entre ceux-ci étant la valeur de la température et masse volumique du caloporteur ainsi que la température du combustible.

Une fois ce modèle mis au point, nous avons implémenté un algorithme permettant l'évolution du cœur dans un intervalle restreint autour de la criticité par l'adjonction de bore

dans le modérateur. Dans une ultime étape, nous avons opéré un calcul couplé neutronique-thermohydraulique et obtenu un profil de puissance pour chaque type de canaux.

En résumé, nous pouvons affirmer qu'à l'échelle du calcul de cellule, les cellules de type SCWR présentent une réactivité supérieure à celle des cellules ACR, même si cette tendance peut être affaiblie par un enrichissement adéquat du combustible ACR. De plus, cet écart est atténué par l'effet de couplage entre les cellules des deux types qui a tendance a augmenter la réactivité du canal ACR tout en diminuant celle du canal SCWR. La cellule de type SCWR cède des neutrons à la cellule ACR du fait de la masse volumique du caloporteur différente dans chaque type de cellule.

Concernant les coefficients de réactivité du vide, l'interaction des deux types de cellules semblent minimiser cet effet de vide par rapport à la moyenne des CVR des deux types de cellules considérées individuellement. Même si le CVR d'une supercellule hybride demeure positif, il est possible de l'abaisser par l'intermédiaire du pas de réseau, i.e., en diminuant celui-ci.

À l'échelle du calcul du cœur entier, on note une criticité importante en début de combustion. Le réacteur peut être ramené à la criticité, et ce pour un durée d'exploitation intéressante, grâce à un contrôle régulier de la concentration de bore dans le modérateur. Ainsi sur une durée de combustion de 700 jours (sans rechargement), la concentration doit varier entre 100 *ppm* et 20 *ppm*.

Nous avons aussi procédé à un calcul couplé neutronique-thermohydraulique avec du bore dans le modérateur. Ce calcul nous montre un profil de puissance légèrement supérieur pour les canaux de type ACR que SWCR. Enfin, il convient de noter le temps non négligeable de l'étape de calcul de cellules (au nombre de 72) à chaque itération du couplage.

6.2 Perspectives futures

Dans l'optique de la poursuite des travaux entrepris pour ce projet, il conviendrait d'investiguer différents points et leur impact sur la réactivité du réacteur ainsi que son effet sur le coefficient de réactivité du vide :

— Changement du pas de réseau et étude de son effet sur la réactivité et le CVR.
— Utilisation d'un combustible différent, par exemple avec un mélange Th/Pu comme ce qui est investigué dans différentes études (St-Aubin, 2013; Pencer et Onder, 2012).

— Étudier la configuration des canaux, il serait intéressant de voir les profils de puissance non plus avec des canaux alternés avec un damier mais avec par exemple une répartition alternée en couronne.
— Modifier la grappe CANFLEX, on pourrait observer cet effet sur la réactivité et les profils de puissance. De cette manière, on peut envisager à un certain nombre de modifications sur la géométrie des crayons et sur la grappe telles que le nombre de couronne, les diamètres des crayons, un crayon central avec du poison ou permettant un passage du caloporteur, des enrichissement différents pour les crayons.
— Étudier le rechargement des canaux de type ACR tout en conservant les canaux SWCR en fonctionnement. De plus, la mise au point d'un plan de gestion de combustible serait une étape supplémentaire dans la démonstration de viabilité d'un tel design de cœur.
— Enfin, la poursuite du calcul couplé et ce sur plusieurs pas de combustion par exemple, avec des améliorations apportées pour une chaîne de calcul couplée plus rapide reste à faire. On peut ainsi penser à diminuer le temps de calcul en se passant du calcul en transport pour chaque itération en réalisant une base de données interpolable pour les différents paramètres nécessaire au calcul en diffusion sur le cœur entier.

RÉFÉRENCES

ABDELLAHI, A. (2009). *Étude de sûreté du SCWR par prise en compte du couplage neutronique-thermohydraulique*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

AECL (2007). ACR-1000 technical summary. Rapport technique, AECL.

ASSAWAROONGRUENGCHOT, M. et MARLEAU, G. (2008). Coolant void reactivity adjustments in advanced CANDU lattices using adjoint sensitivity technique. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 377–394.

BATEMAN, H. (1910). The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* vol. 15, 423–427.

CHEN, J. C. (1966). Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5, 322–329.

CHEXAL, B., LELLOUCHE, G., HOROWITZ, J. et HEALZER, J. (1992). A void fraction correlation for generalized applications. *Progress in nuclear energy*, 27, 255–295.

CHOW, C. K. et KHARTABIL, H. F. (2008). Conceptual fuel channel designs for CANDU-SCWR. *Nuclear Engineering and Technology*, 40, 139.

DOE, U. (2002). A technology roadmap for generation iv nuclear energy systems. *Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum*.

FEHRI, M. F. (2008). *Développement d'un code de thermohydraulique pour le couplage neutronique/thermohydraulique*. Mémoire de maîtrise, École polytechnique.

GARIMELLA, S. (2008). Near-critical/supercritical heat transfer measurements of R410A in small diameter tubes. *ARTI Report No.20120-01*.

GLASSTONE, S. et SESONSKE, A. (1981). *Nuclear reactor engineering*. Van Nostrand Reinhold Company, New York, NY.

GUZONAS, D. et COOK, W. (2012). Cycle chemistry and its effect on materials in a supercritical water-cooled reactor : a synthesis of current understanding. *Corrosion Science*, 65, 48–66.

HARRISSON, G. et MARLEAU, G. (2010a). Models for resonance self-shielding calculation in neutronic analysis of the CANDU-SCWR fuel channel. *CNS/CNA Sudent Conference*.

HARRISSON, G. et MARLEAU, G. (2010b). Models for safety analysis of the generation IV supercritical water-cooled reactor. *CCSC-2010*.

HARRISSON, G. et MARLEAU, G. (2012a). 2-D and 3-D evaluation of neutronic properties along a canadian SCWR fuel channel. *The 3rd China-Canada Joint Workshop on Supercritical-Water-Cooled Reactors (CCSC-2012), Xian, Shaanxi, China*.

HARRISSON, G. et MARLEAU, G. (2012b). Simulation Strategy for the Evaluation of Neutronic Properties of a Canadian SCWR Fuel Channel. *Science and technology of nuclear installations*.

HÉBERT, A. (2009). *Applied reactor physics*. Presses inter Polytechnique.

HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (1991a). Generalization of the Stamm'ler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nucl. Sci. Eng*, 108, 230.

HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (1991b). Generalization of the stammâler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nucl. Sci. Eng*, 108, 230.

IEA (2011). *World Energy Outlook 2011*. International Energy Agency.

LE MER, J. (2007). *Simulations du comportement neutronique des REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

LEMMON, E., HUBER, M. et MCLINDEN, M. (2010). NIST standard reference database 23 : Reference fluid thermodynamic and transport properties-refprop. 9.0.

LEYZEROVICH, A. S. (2008). *Steam Turbines for Modern Fossil-Fuel Power Plants*. Fairmont Press, Inc.

LIZON-A-LUGRIN, L. (2011). *Optimization of Power-Cycle Arrangements for Supercritical Water Cooled Reactors (SCWRS)*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

MARKOCZY, G. (1972). Convective heat transfer in rod clusters with turbulent axial coolant flow. 1. mean value over the rod perimeter. *Warme Stoffubertragung*, 204.

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, Tech. Rep. IGE-333, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire.

MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (2008). *A user guide for DRAGON 3.06*. Report IGE-174 Rev 7, École Polytechnique de Montréal.

MOKRY, S., PIORO, I., AMJAD, F., KRYSTEN, K., SAHIL, G., WARGHA, P. et K, P. (2010). Development of supercritical water heat-transfer correlation for vertical bare tubes. *Nuclear Engineering and Design 241*.

MÜLLER-STEINHAGEN, H. et HECK, K. (1986). A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 20, 297–308.

NAPC NUCLEAR DATA SECTION (2005). WIMS-D Library Update Project. *www-nds.iaea.org/wimsd*.

NOVICK, M., RICE, R., GRAHAM, C., IMHOFF, D. et WEST, J. (1965). Developments in nuclear reheat. *Proceedings of the 3rd International Conference, Geneva*. vol. 6, 225–233.

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. *Proceedings PHYSOR-2006*.

PENCER, J. et ONDER, N. (2012). Physics optimization of the canadian SCWR core : Device-free reduction of core power peaking factors. *Proc. of the 33rd Annual Conference of the Canadian Nuclear Society, TCU Place, Saskatoon, Saskatchewan*.

PENCER, J., WATTS, D., COLTON, A., WANG, X., BLOMELEY, L., ANGHEL, V. et YUE, S. (2013). Core neutronics for the canadian SCWR conceptual design. *The 6th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors (ISSCWR-6), Shenzhen, Guangdong, China*.

PIORO, I. L. et DUFFEY, R. B. (2007). *Heat transfer and hydraulic resistance at supercritical pressures in power engineering applications*. ASME Press.

REUSS, P. (2012). *Précis de neutronique*. SOFEDIS.

ROY, R. et HÉBERT, A. (2000). The GAN generalized driver. *Report IGE–158, Institut de génie nucléaire, Ecole Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec*.

SAHA, P. et ZUBER, N. (1974). Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling. Rapport technique, Georgia Inst. of Technology, Atlanta.

SAKURAI, K., KO, H., OKAMOTO, K. et MADARAME, H. (2001). Visualization of supercritical carbondioxide pseudo-boiling inside a rectangular channel. *ASME-PUBLICATIONS-HTD*, 369, 343–344.

SALTANOV, E., MONICHAN, R., TCHERNYAVSKAYA, E. et PIORO, I. (2009). Steam-reheat option for SCWRs. *17th International Conference on Nuclear Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, 775–784.

SCRIVEN, M., HUMMEL, D., NOVOG, D. et J.C, L. (2012). Analysis of the impact of coolant density variations in the high efficiency channel of a pressure tube super critical water reactor. *Proc. of the 3rd China-Canada Joint Workshop on Supercritical-Water-Cooled Reactors, CCSC-2012, Xian, China,*.

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.

TALEBI, F., MARLEAU, G. et KOCLAS, J. (2006). A model for coolant void reactivity evaluation in assemblies of CANDU cells. *Annals of Nuclear Energy*, 33, 975–983.

VARIN, E., HÉBERT, A., ROY, R. et KOCLAS, J. (2005). A user's guide for DONJON 3.01. Rapport technique, Tech. Rep. IGE-208 Rev. 4, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire.

ZOGHLAMI, S. (2013). *Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

ZUBER, N. et FINDLAY, J. (1965). Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat Transfer*, 87, 453–468.

ANNEXE A

Équations constitutives des corrélations utilisées dans le code ARTHUR (Fehri, 2008)

Corrélation de Chexal-Lellouche (Chexal *et al.*, 1992) :

Pour le calcul du coefficient de distribution :

$$C_0 = FC_{0V} + FC_{0H} \tag{A.1}$$

$$F = \frac{90^\circ - \frac{\theta}{\pi} \times 180^\circ}{90^\circ} \tag{A.2}$$

$$C_{0V} = \frac{L}{K_0 + (1 - K_0)\epsilon^r} \tag{A.3}$$

$$L = \frac{1 - e^{-C_1\epsilon}}{1 - e^{-C_1\epsilon}} \tag{A.4}$$

$$C_1 = \frac{4p_{crit}^2}{p(p_{crit} - p)} \tag{A.5}$$

$$K_0 = B_1 + (1 - B_1)\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{A.6}$$

$$r = \frac{1 + 1.57\frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 - B_1} \tag{A.7}$$

$$B_1 = min(0.8, A_1) \tag{A.8}$$

$$A_1 = \frac{1}{1 + e^{\frac{Re}{60000}}} \tag{A.9}$$

avec :

$$Re = \begin{cases} Re_g, Re_g > Re_l \\ Re_l, Re_g \leq Re_l \end{cases} \tag{A.10}$$

$$C_{0H} = \left(1 + \epsilon^{0.05}(1 - \epsilon)^2\right) C_{0V} \tag{A.11}$$

Pour le calcul de l'écart de vitesse :

$$V_{gj} = FV_{gjv} + (1-F)V_{gjh} \tag{A.12}$$

$$V_{gjv} = V_{gj}^0 C_9 \tag{A.13}$$

$$V_{gj}^0 = 1.41 \left(\frac{(\rho_l - \rho_g)\sigma g}{\rho_l^2} \right)^{0.25} C_2 C_3 C_4 \tag{A.14}$$

$$C_9 = (1-\epsilon)^{B_1} \tag{A.15}$$

$$C_2 = \begin{cases} 0.4757 \left[\ln\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \right]^{0.7}, \frac{\rho_l}{\rho_g} \leq 18 \\ \begin{cases} 1, C_5 \geq 1 \\ \frac{1}{1-e^{\frac{-C_5}{1C_5}}}, C_5 < 1 \end{cases}, \frac{\rho_l}{\rho_g} > 18 \end{cases} \tag{A.16}$$

$$C_5 = \left(\frac{150}{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{A.17}$$

$$C_4 = \begin{cases} 1, C_7 \geq 1 \\ \frac{1}{1-e^{-C_8}}, C_7 < 1 \end{cases} \tag{A.18}$$

$$C_7 = \left(\frac{D_2}{D_h} \right)^{0.6} \tag{A.19}$$

$$C_8 = \frac{C_7}{1-C_7} \tag{A.20}$$

$$D_2 = 0.09144m \tag{A.21}$$

$$C_3 = max \begin{cases} 0.5 \\ 2e^{\frac{-Re_l}{60000}} \end{cases} \tag{A.22}$$

$$V_{gjh} \approx 0 \tag{A.23}$$

Corrélation de Saha-Zuber (Saha et Zuber, 1974) : On définit le sous-refroidissement par :

$$\Delta T = T_{sat} - T_l \tag{A.24}$$

Le nombre de Peclet :

$$Pe = \frac{GD_h C_{pl}}{k_l} \tag{A.25}$$

ainsi que le titre de l'écoulement :

$$x_d = \frac{x_t h - x e^{\frac{x_{th}}{x-1}}}{1 - x e^{\frac{x_{th}}{x-1}}} \tag{A.26}$$

avec

$$x = -\frac{C_{pl}\Delta T}{(\Delta h_{lg})_{sat}} \tag{A.27}$$

Le taux de vide :

$$\epsilon = \frac{x_d}{C_0 \left[x_d + (1 - x_d)\frac{\rho_g}{\rho_l}\right] + \frac{\rho_g}{G} V_{gj}} \tag{A.28}$$

Corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen et Heck, 1986) :
la perte de pression par frottement prend la forme suivante :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frottement} = [A + 2(B - A)x_d] \cdot (1 - x_d)^{\frac{1}{C}} + B x_d^c \tag{A.29}$$

avec les coefficients :

$$A = \zeta_l \frac{G^2}{2\rho_l D_h} \tag{A.30}$$

$$B = \zeta_g \frac{G^2}{2\rho_g D_h} \tag{A.31}$$

$$C = 3 \tag{A.32}$$

où l'on utilise une formulation spéciale pour les facteurs de frictions, tenant compte de la rugosité du zircaloy :

$$\zeta_l = \begin{cases} \frac{64}{Re_l}, Re_l \leq 1187 \\ \frac{1}{4\left[\log_{10}\left(\frac{\epsilon_r}{3.7 D_h} + \frac{2.51}{Re_l \sqrt{\zeta_l}}\right)\right]^2}, Re_l > 1187 \end{cases} \tag{A.33}$$

$$\zeta_g = \begin{cases} \frac{64}{Re_g}, Re_g \leq 1187 \\ \frac{1}{4\left[\log_{10}\left(\frac{\epsilon_r}{3.7 D_h} + \frac{2.51}{Re_g \sqrt{\zeta_g}}\right)\right]^2}, Re_g > 1187 \end{cases} \tag{A.34}$$

avec les nombres de Reynolds suivant :

$$\begin{cases} Re_l = \frac{GD_h}{\mu_l} \\ Re_g = \frac{GD_h}{\mu_g} \end{cases} \tag{A.35}$$

Corrélation de Markoczy (Markoczy, 1972) :

$$Nu = \frac{h_t D_h}{k} = 0.023 \phi Re^{0.8} Pr^{0.4} \tag{A.36}$$

$$\phi = 1 + 0.912 Re^{-0.1} Pr^{0.4} (1 - 2.0043 e^{-B}) \tag{A.37}$$

$$B = \frac{D_h}{d} \tag{A.38}$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} \tag{A.39}$$

Corrélation de Chen (Chen, 1966) :

$$h_{tmac} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{k}{D_h} F \tag{A.40}$$

$$x_m = \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{rho_g}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.1} \tag{A.41}$$

$$F = 2.35(0.231 + x_m)^{0.8} \tag{A.42}$$

$$h_{tmic} = 0.00122 \left(\frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{lg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) (\Delta T)^{0.24} (\Delta P)^{0.75} S \tag{A.43}$$

$$S = \frac{1}{1.0 + 2.53 \times 10^{-6} Re^{1.17}} \tag{A.44}$$

$$Re = Re_l F^{1.25} \tag{A.45}$$

Le coefficient de transfert de chaleur prend alors la forme suivante :

$$h_t = \phi (h_{tmic} + h_{tmac}) \tag{A.46}$$

ANNEXE B

Modèle de supercellule hybride pour création de base de données pour calcul sur un cœur entier

Procédure principale : CANFLEXA.x2m

```
*DECK CalculCellule2D
*----------
*  Name          : CalculCellule2D.x2m
*  Use           : Calculations of GenIV model depending of burnup
*  Auteur        : G. Harrisson
*  Date          : 2009/11/24
*----------
*  Definir les procedures, structures et modules utilises
*----------
MODULE      DELETE: END: PSP: NXT: CPO: INFO: SHI: ;
PROCEDURE   GCANFLEXA BiblioA EvolRefBA ;
LINKED_LIST GEOS1 GEOS2 CFLXS1.tds CFLXS2.tds GEOF CFLXF.tds ;
SEQ_BINARY  CFLXS1.trk CFLXS2.trk CFLXF.trk ;
XSM_FILE    EditDS EditDS02 MicLib MicLib02 ConcIso ConcIso02 Compo01
            Compo02  ;
REAL        FEnrich1 TComb1 TCalo1 DCalo1
            FEnrich2 TComb2 TCalo2 DCalo2
            Puissance ;
INTEGER     NbEtapes ;
SEQ_ASCII   EditC01.res MicC01.res ConcC01.res CompC01.res
            EditC02.res MicC02.res ConcC02.res CompC02.res
            FigS1.ps FigS2.ps FigF.ps ;
*----------
*  1) GEOS : geometrie pour le calcul d'auto-protection des resonnances
*  2) GEOF : geometrie pour le calcul de flux
*----------
*  Choisir pas de reseau
*  28.0 cm, 25.0 cm, 22.0 cm
*  tout autre valeur utilise pas de resaeu CANDU-6 (28.575 cm)
```

```
*----
REAL  LPitch := 25.0 ;
GEOS1 GEOS2 GEOF := GCANFLEXA :: <<LPitch>> ;
CFLXS1.tds CFLXS1.trk := NXT: GEOS1 ::
  TITLE 'Geometrie CANFLEX pour auto-protection des resonances'
  EDIT 2 TISO 15 31.0 ;
CFLXS2.tds CFLXS2.trk := NXT: GEOS2 ::
  TITLE 'Geometrie CANFLEX pour auto-protection des resonances'
  EDIT 2 TISO 15 31.0 ;
CFLXF.tds CFLXF.trk := NXT: GEOF ::
  TITLE 'Geometrie CANFLEX pour calcul de flux'
  EDIT 2 TISO 15 63.0 ;
FigS1.ps := PSP: CFLXS1.tds :: TYPE MIXTURES ;
FigS2.ps := PSP: CFLXS2.tds :: TYPE MIXTURES ;
FigF.ps  := PSP: CFLXF.tds :: TYPE MIXTURES ;
*----
*  Parametres pour burnup
*----
EVALUATE Puissance :=  622.9431786 19.236 / ;
*----
*  Parametres de la bibliotheque
*----
EVALUATE FEnrich1 := 4.661650222631494    ;
EVALUATE FEnrich2 := 4.25   ;
*----------
*  Resoudre et editer pour Grappe 6
*  DCalo obtenu de INFO: car eau non supercritique
*----------
EVALUATE TComb1      TCalo1       :=
         960.16      573.16      ;
INFO: ::  EDIT 0
  TMP: <<TCalo1>> K PUR: 0.0 WGT% CALC DENS WATER >>DCalo1<< ;
EVALUATE TComb2      TCalo2     DCalo2 :=
         1307.06     681.555    0.3610599 ;
*INFO: ::  EDIT 0
*  TMP: <<TCalo2>> K PUR: 0.0 WGT% CALC DENS WATER >>DCalo2<< ;
```

```
MicLib02   := BiblioA ::
  <<FEnrich1>> <<TCalo1>>  <<DCalo1>>  <<TComb1>>
  <<FEnrich2>> <<TCalo2>>  <<DCalo2>>  <<TComb2>> ;
EditDS02 ConcIso MicLib02 :=
       EvolRefBA MicLib02 CFLXS1.tds CFLXS2.tds CFLXF.tds
       CFLXS1.trk CFLXS2.trk CFLXF.trk ::
       <<Puissance>> >>NbEtapes<< ;
EditC02.res := EditDS02  ;
MicC02.res  := MicLib02  ;
ConcC02.res := ConcIso ;
Compo02 := CPO: EditDS02 ConcIso :: BURNUP REF-CASE ;
CompC02.res := Compo02 ;
EditDS02 MicLib02 Compo02 ConcIso := DELETE: EditDS02 MicLib02
               ConcIso                       Compo02 ;
*----------
* Nettoyage
*----------
CFLXS1.trk := DELETE: CFLXS1.trk ;
CFLXS2.trk := DELETE: CFLXS2.trk ;
CFLXF.trk := DELETE: CFLXF.trk ;

END: ;
QUIT "LIST" .
```

Définition de la géométrie : GCANFLEXA.c2m

```
*DECK GCANFLEXA
*----------
*  Nom           : GCANFLEXA
*  Usage         : Definir la geometrie CANFLEX pour le calcul de
*                  l'auto-protection des resonances et pour le calcul du flux
*  Auteur        : G. Marleau
*  Date          : 2012/02/27
*
*  Description de la procedure:
*
*  GEOS GEOF := GCANFLEXA :: <<LPitch>> ;
*
```

```
*  GEOS   : Geometrie pour le calcul d'auto-protection des resonances
*  GEOF   : Geometrie pour le calcul de flux
*  LPitch : Pas de réseau
*           Trois valeurs permises : 28.0 cm 25.0 cm et 22.0 cm
*           Par defaut LPitch = 28.575 cm (CANDU-6)
*
*----------
*  Definir les structures de donnees des parametres et les modules utilises
*----------
PARAMETER  GEOS1 GEOS2  GEOF  ::
           ::: LINKED_LIST GEOS1 GEOS2 GEOF ; ;
MODULE  GEO:  END: ;
REAL  LPitch ;
::  >>LPitch<< ;
*----
*  Parametres de geometrie
*----
REAL  LLPitch ;
INTEGER isplitc ;
EVALUATE LLPitch := LPitch 2.0 / ;
IF LPitch 22.0 = THEN
  EVALUATE isplitc := 1 ;
ELSEIF LPitch 25.0 = THEN
  EVALUATE isplitc := 3 ;
ELSEIF LPitch 28.0 = THEN
  EVALUATE isplitc := 7 ;
ELSE
  EVALUATE LLPitch := 28.575 2.0 / ;
  EVALUATE isplitc := 8 ;
ENDIF ;
REAL  CLMin CLMax := LLPitch -1.0 * LLPitch ;
*----------
*  Geometrie pour le calcul d'auto-protection des resonances
*  de chaque cellule de l'assemblage
*----------
GEOS1 := GEO: :: CARCEL 8 1 1
```

```
   EDIT 0
   X- REFL  X+ REFL  Y- REFL  Y+ REFL
   MESHX <<CLMin>> <<CLMax>>
   MESHY <<CLMin>> <<CLMax>>
   RADIUS  0.      0.7685   0.865    2.4525   3.7295
           5.1750  5.3250   6.00     6.7
   MIX     1  1  1  1  1  3  5  6  7
   CLUSTER ROD1 ROD2 ROD3 ROD4
      ::: ROD1 := GEO: TUBE 2
         MIX  9 8  NPIN  1 RPIN 0.0000 APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 ;
      ::: ROD2 := GEO: TUBE 2
         MIX 10 8  NPIN  7 RPIN 1.734  APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 ;
      ::: ROD3 := GEO: TUBE 2
         MIX 11 8  NPIN 14 RPIN 3.075  APIN 0.2244
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 ;
      ::: ROD4 := GEO: TUBE 2
         MIX 12 8  NPIN 21 RPIN 4.384  APIN 0.0
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 ;
 ;
GEOS2 := GEO: :: CARCEL 8 1 1
   EDIT 0
   X- REFL  X+ REFL  Y- REFL  Y+ REFL
   MESHX <<CLMin>> <<CLMax>>
   MESHY <<CLMin>> <<CLMax>>
   RADIUS  0.      0.7685   0.865    2.4525   3.7295
           5.1750  5.3250   6.00     6.7
   MIX     13  13  13  13  13  16  17  6  7
   CLUSTER ROD1 ROD2 ROD3 ROD4
      ::: ROD1 := GEO: TUBE 2
         MIX  19 18  NPIN  1 RPIN 0.0000 APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 ;
      ::: ROD2 := GEO: TUBE 2
         MIX  20 18  NPIN  7 RPIN 1.734  APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 ;
```

```
      ::: ROD3 := GEO: TUBE 2
         MIX  21 18  NPIN 14 RPIN 3.075  APIN 0.2244
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 ;
      ::: ROD4 := GEO: TUBE 2
         MIX  22 18  NPIN 21 RPIN 4.384  APIN 0.0
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 ;
 ;
*----------
*  Geometrie pour le calcul de flux
*----------
GEOF := GEO: :: CAR2D 2 2
    EDIT 3
    X- TRAN  X+ TRAN  Y- TRAN  Y+ TRAN
    CELL ACR1 ACR2 ACR2 ACR1
    ::: ACR1 := GEO: CARCEL 9 5 5
       MESHX <<CLMin>> -10.5 -7.0711 7.0711 10.5 <<CLMax>>
       MESHY <<CLMin>> -10.5 -7.0711 7.0711 10.5 <<CLMax>>
       SPLITX <<isplitc>> 5 2 5 <<isplitc>>
       SPLITY <<isplitc>> 5 2 5 <<isplitc>>
       RADIUS  0.      0.7685   0.865    2.4525   3.7295
               5.1750  5.3250   6.00     6.7     10.0
       SPLITR 1 1 8  8  8 1 8 4 10
       MIX     1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
               1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
```

```
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
            1  1  1  1  1  3  5  6  7  7
   CLUSTER ROD1 ROD2 ROD3 ROD4
      ::: ROD1 := GEO: TUBE 2
         MIX  9 8  NPIN  1 RPIN 0.0000 APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 SPLITR -4 1 ;
      ::: ROD2 := GEO: TUBE 2
         MIX 10 8  NPIN  7 RPIN 1.734  APIN 0.0000
         RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 SPLITR -4 1  ;
      ::: ROD3 := GEO: TUBE 2
         MIX 11 8  NPIN 14 RPIN 3.075  APIN 0.2244
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 SPLITR -4 1 ;
      ::: ROD4 := GEO: TUBE 2
         MIX 12 8  NPIN 21 RPIN 4.384  APIN 0.0
         RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 SPLITR -4 1 ;
 ;
::: ACR2 := GEO: CARCEL 9 5 5
   MESHX <<CLMin>> -10.5 -7.0711 7.0711 10.5 <<CLMax>>
   MESHY <<CLMin>> -10.5 -7.0711 7.0711 10.5 <<CLMax>>
   SPLITX <<isplitc>> 5 2 5 <<isplitc>>
   SPLITY <<isplitc>> 5 2 5 <<isplitc>>
   RADIUS  0.      0.7685   0.865    2.4525   3.7295
           5.1750  5.3250   6.00     6.7     10.0
   SPLITR 1 1 8  8  8 1 8 4 10
   MIX    13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
```

```
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
          13  13 13  13  13 15 17  6  7  7
  CLUSTER ROD1 ROD2 ROD3 ROD4
     ::: ROD1 := GEO: TUBE 2
        MIX  19 18  NPIN  1 RPIN 0.0000 APIN 0.0000
        RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 SPLITR -4 1 ;
     ::: ROD2 := GEO: TUBE 2
        MIX 20 18  NPIN  7 RPIN 1.734  APIN 0.0000
        RADIUS 0.00000 0.6420  0.6720 SPLITR -4 1  ;
     ::: ROD3 := GEO: TUBE 2
        MIX 21 18  NPIN 14 RPIN 3.075  APIN 0.2244
        RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 SPLITR -4 1 ;
     ::: ROD4 := GEO: TUBE 2
        MIX 22 18  NPIN 21 RPIN 4.384  APIN 0.0
        RADIUS 0.00000 0.5423  0.5723 SPLITR -4 1 ;
;
```

```
 ;
END: ;
QUIT "LIST" .
```

Calcul de flux en évolution : EvolRefBA.c2m

```
*DECK EvolRefBA
*----------
*  Nom           : EvolRefBA.c2m
*  Usage         : Resoudre pour les flux, evoluer et generer le fichier
*de resultats dependant du burnup
*  Auteur        : G. Harrisson
*  Date          : 2009/11/24
*
*  Description de la procedure:
*
*  EditDS ConcIso := EvolRefBA MicLib TrackingS1 TrackingS2 TrackingF
*                    IntlineS1  IntlineS2 IntlineF ::
*                   <<Puissance>> >>NbEtapes<< ;
*
*  MicLib        : Microlib requise pour calcul
*  Puissance     : Puissance specifique de grappe en kW/kg
*  NbEtapes      : Nombre d'etapes d'evolution
*  EditDS        : Fichier de resultats
*  ConcIso       : Concentration isotopiques en fonction du temps
*
*----------
* Definir les structures de donnees des parametres
*----------
PARAMETER    EditDS ConcIso MicLib TrackingS1 TrackingS2 TrackingF
             IntlineS1 IntlineS2 IntlineF ::
  ::: XSM_FILE    EditDS     ConcIso              MicLib        ;
  ::: LINKED_LIST TrackingS1 TrackingS2 TrackingF               ;
  ::: SEQ_BINARY  IntlineS1  IntlineS2  IntlineF                ;    ;
*----------
*  Recuperer l'information transferee a la procedure
*----------
REAL     Puissance ;
```

```
INTEGER  NbEtapes  ;
::  >>Puissance<< ;
ECHO "Puissance specifique de grappe =" Puissance "kW/kg"  ;
*----------
*  Modules et structures de donnees et variables
*----------
MODULE       SHI: ASM: FLU: EDI: EVO: GREP: DELETE: ;
LINKED_LIST  TmpMicLib ;
XSM_FILE     PIJ Flux  ;
REAL         keff              ;
INTEGER      FinEvo   := 0     ;
REAL         klower   := 0.98  ;
REAL         iBurn    := 0.    ;
REAL         DBURN    := 12.5  ;
REAL         Delt     := DBURN Puissance / ;
*REAL Delt Timec Timei Timef :=
*     1.0  1.0   0.0   0.0      ;
SEQ_ASCII    Fig_f.ps Flux.res ;
*----------
*  1er Calcul de flux complet
*  1) Auto-protection
*  2) Assemblage
*  3) Calcul de flux
*  4) Edition
*----------
TmpMicLib := MicLib ;
EVALUATE NbEtapes := 1 ;
TmpMicLib := SHI: TmpMicLib TrackingS1 IntlineS1   :: EDIT 0   ;
TmpMicLib := SHI: TmpMicLib TrackingS2 IntlineS2   :: EDIT 0   ;
PIJ  := ASM: TmpMicLib TrackingF IntlineF        :: EDIT 0   ;
Flux := FLU: PIJ TmpMicLib TrackingF             :: TYPE B   ;
EditDS := EDI: Flux TmpMicLib TrackingF          ::
            EDIT 5
            COND 0.625 MERG CELL SAVE                   ;
*EditDS := EDI:  Flux TmpMicLib TrackingF     ::
*           EDIT 5
```

```
*           COND 0.625 TAKE MIX 9 10 11 12 MICR ALL SAVE     ;
PIJ := DELETE:  PIJ ;
*------------
*Edition flux
*------------
*Fig_f.ps := PSP: TrackingF Flux :: TYPE FLUX ;
Flux.res := Flux ;
*------------------------
*Calcul en évolution
*      Burnup parameters:
*      a) Power (Puissance par défaut = 622.9431786/19.236)
*         =   32.384236775 kW/kg de 0 à 700 jours
*      b) intervales de temps pour le Burnup
*         =      1 jour  entre   0 et   1 jour
*         =      4 jours entre   1 et   5 jours
*         =      5 jours entre   5 et  10 jours
*         =     10 jours entre  10 et  50 jours
*         =     20 jours entre  50 et 150 jours
*         =     50 jours entre 150 et 700 jours
*      c) jours ou l'intervale de burnup change
*         =1.0, 5.0, 10.0, 50.0, 150.0 et 700.0 jours
*      d) variables de controle pour la durée du Burnup Timei, Timef
*         Timei = temps initial
*         Timef = temps final
*-------------------------

WHILE FinEvo 1 < DO
  IF iBurn 0. = THEN
    ConcIso TmpMicLib := EVO:         TmpMicLib Flux TrackingF ::
      DEPL <<Delt>>  DAY POWR <<Puissance>> ;
  ELSE
    ConcIso TmpMicLib := EVO: ConcIso TmpMicLib Flux TrackingF ::
      DEPL <<Delt>>  DAY POWR <<Puissance>> ;
  ENDIF ;
  EVALUATE  iBurn    := iBurn DBURN + ;
*----------
```

```
*  Calcul de flux complet pour differentes etapes d'evolution
*  1) Auto-protection
*  2) Assemblage
*  3) Calcul de flux
*  4) Edition
*----------
TmpMicLib := SHI: TmpMicLib TrackingS1 IntlineS1   :: EDIT 0   ;
TmpMicLib := SHI: TmpMicLib TrackingS2 IntlineS2   :: EDIT 0   ;
PIJ  := ASM: TmpMicLib TrackingF IntlineF        :: EDIT 0   ;
Flux := FLU: Flux PIJ TmpMicLib TrackingF             :: TYPE B ;
EditDS := EDI: EditDS Flux TmpMicLib TrackingF          ::
            EDIT 5
            COND 0.625 MERG CELL SAVE                   ;
PIJ := DELETE:  PIJ ;
*----------
*  Changer Delta t lorsque requis
*----------
  IF iBurn       150. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 25.    ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn   250. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 50.    ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn   500. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 100.   ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn  1000. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 200.   ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn  2000. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 500.   ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn  4000. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 1000.  ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn  6000. = THEN
```

```
    EVALUATE  DBURN := 2000.  ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn 10000. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 5000.  ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
  ELSEIF iBurn 30000. = THEN
    EVALUATE  DBURN := 30000. ;
    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
*  ELSEIF iBurn 40000. = THEN
*    EVALUATE  DBURN := 20000. ;
*    EVALUATE  Delt  := DBURN Puissance / ;
*  ELSEIF iBurn
  ENDIF ;
*----------
*  Verifier si keff < klower
*----------
  GREP: Flux :: GETVAL 'K-EFFECTIVE' 1 >>keff<< ;
  ECHO "k-eff ="  keff ;
  IF keff klower < THEN
    EVALUATE FinEvo := 1 ;
  ENDIF ;
  IF iBurn 100000. > THEN
    EVALUATE FinEvo := 1 ;
  ENDIF ;
ENDWHILE ;
*----------
*  Nettoyer
*----------
Flux TmpMicLib := DELETE: Flux TmpMicLib ;
*----------
*  Retourner nombre de calculs
*----------
:: <<NbEtapes>> ;
QUIT .
```

Définitions des mélanges : BiblioA.c2m

```
*DECK BiblioA
*----------
*  Nom             : SCWRLib.c2m
*  Usage           : Calculer les proprietes d'une cellule du SCWR
*                    en fonction du taux de combustion
*  Auteur          : G. Harrisson
*  Date            : 2009/11/24
*
*  Description de la procedure:
*
*  MicLib := BiblioA ::
*  <<FEnrich1>> <<TCalo1>> <<DCalo1>> <<TComb1>>
*  <<FEnrich2>> <<TCalo2>> <<DCalo2>> <<TComb2>> ;
*
*  FEnrich   : Enrichissement du combustible en %wgt
*  TCalo     : Temperature du caloporteur en K
*  DCalo     : Densite du caloporteur en g/cm3
*  TComb     : Temperature du combustible en K
*  MicLib    : Microlib requise pour calcul
*
*  Dans cette simulation, le caloporteur est de l'eau legere pure a 100%.
*
*----------
*  Definir les structures de donnees des parametres et les modules utilises
*----------
PARAMETER  MicLib  ::  ::: XSM_FILE MicLib ; ;
MODULE     INFO: LIB: DELETE: END: ;
*----------
*  Lire les variables transmises a la procedure
*----------
REAL  FEnrich1 TCalo1 DCalo1 TComb1
      FEnrich2 TCalo2 DCalo2 TComb2 ;
::  >>FEnrich1<< >>TCalo1<< >>DCalo1<< >>TComb1<<
    >>FEnrich2<< >>TCalo2<< >>DCalo2<< >>TComb2<< ;
REAL FwgtU51 FwgtU81 FwgtO161 FwgtU52 FwgtU82 FwgtO162 ;
```

```
INFO: ::
  EDIT 0
  ENR: <<FEnrich1>> WGT%
  LIB: WIMSD4 FIL: iaea
  ISO: 3 '2235'   '8238'  '6016'
  CALC WGT% UO2 >>FwgtU51<<  >>FwgtU81<<  >>FwgtO161<< ;
INFO: ::
  EDIT 0
  ENR: <<FEnrich2>> WGT%
  LIB: WIMSD4 FIL: iaea
  ISO: 3 '2235'   '8238'  '6016'
  CALC WGT% UO2 >>FwgtU52<<  >>FwgtU82<<  >>FwgtO162<< ;
REAL  CwgtH1ESC CwgtO16ESC := 11.1898 88.8102 ;
*----------
*  Donnees iaea
*----------
INTEGER iedit := 0   ;
MicLib := LIB: ::
  EDIT <<iedit>>
  NMIX 22 CTRA WIMS
  DEPL LIB: WIMSD4 FIL: iaea
  MIXS LIB: WIMSD4 FIL: iaea
*----------
* Melanges de la premiere cellule
*----------
*   CALOPORTEUR
  MIX  1  <<TCalo1>>   <<DCalo1>>
    O16  = '6016'   <<CwgtO16ESC>>
    H1   = '3001'   <<CwgtH1ESC>>
*   LINER (55 % acier 45 % H2O)
  MIX  2  <<TCalo1>>   7.75
    Fe   = '2056' 85.69864
    Ni58 = '58'    0.598767
    Cr52 = '52'   11.99989
    P31  = '31'    0.04
    Si   = '29'    0.5
```

```
    S    = '32'    0.03
  MIX 3 COMB 2 0.55 1 0.45
*   ISOLANT (30% ZrO2, 70% EAU LEGERE)
  MIX 4  <<TCalo1>>  5.89
    O16  = '6016' 32.0
    Zr   = '91'   90.99493
  MIX 5 COMB 4 0.30 1 0.70
*   TUBE DE FORCE (Zr)
  MIX 6  345.66   6.5041
    Fe   = '2056'  0.04678
    Ni58 = '58'    0.003685
    Cr52 = '52'    0.008088
    Nb93 = '93'    2.58
    B10  = '1010'  0.00002431
    Zr   = '91'   97.31429
*   MODERATEUR (EAU LOURDE)
  MIX  7  345.66   1.082885
    O16  = '6016'  7.98895E-1
    D2   = '3002'  2.01016E-1
    H1   = '3001'  8.96000E-5
*   GAINE (ACIER 304SS)
  MIX 8    <<TCalo1>>   7.92
    Fe   = '2056' 68.0113
    Ni58 = '58'   10.1092
    Cr52 = '52'   19.02022
    Mn55 = '55'    2.0
    P31  = '31'    0.04
    Si   = '29'    0.75
    C    = '2012'  0.08
    S    = '32'    0.03
*   COMBUSTIBLE
  MIX  9  <<TComb1>>  10.5541
    O16      = '6016'  <<FwgtO161>>
    Xe135    = '4135'   0.0
    U235     = '2235'   <<FwgtU51>>    1
    U238     = '8238'   <<FwgtU81>>    1
```

```
    U236     = '236'    0.0            1
    Pu239    = '6239'   0.0            1
  MIX  10  COMB 9 1.0
  MIX  11  COMB 9 1.0
  MIX  12  COMB 9 1.0
 ;
* Donnees pour seconde cellule (sauf eau lourde et tube de force)
MicLib := LIB: MicLib ::
  EDIT <<iedit>>
  NMIX 22 CTRA WIMS
  DEPL LIB: WIMSD4 FIL: iaea
  MIXS LIB: WIMSD4 FIL: iaea
  MIX  13  <<TCalo2>>   <<DCalo2>>
    O16  = '6016'   <<CwgtO16ESC>>
    H1   = '3001'   <<CwgtH1ESC>>
*   LINER (55 % acier 45 % H2O)
  MIX  14  <<TCalo2>>   7.75
    Fe   = '2056' 85.69864
    Ni58 = '58'    0.598767
    Cr52 = '52'   11.99989
    P31  = '31'    0.04
    Si   = '29'    0.5
    S    = '32'    0.03
  MIX 15 COMB 14 0.55 13 0.45
*   ISOLANT (30% ZrO2, 70% EAU LEGERE)
  MIX 16  <<TCalo2>>  5.89
    O16  = '6016' 32.0
    Zr   = '91'   90.99493
  MIX 17 COMB 16 0.30 13 0.70
*   GAINE (ACIER 304SS)
  MIX 18    <<TCalo2>>   7.92
    Fe   = '2056' 68.0113
    Ni58 = '58'   10.1092
    Cr52 = '52'   19.02022
    Mn55 = '55'    2.0
    P31  = '31'    0.04
```

```
    Si   = '29'    0.75
    C    = '2012'  0.08
    S    = '32'    0.03
*   COMBUSTIBLE
  MIX  19  <<TComb2>>  10.5541
    O16      = '6016'  <<FwgtO162>>
    Xe135    = '4135'   0.0
    U235     = '2235'   <<FwgtU52>>    2
    U238     = '8238'   <<FwgtU82>>    2
    U236     = '236'    0.0            2
    Pu239    = '6239'   0.0            2
  MIX  20  COMB 19 1.0
  MIX  21  COMB 19 1.0
  MIX  22  COMB 19 1.0
 ;

END: ;
QUIT "LIST" .
```

ANNEXE C

Diagramme chaine de calcul DRAGON et DONJON pour calcul couplé sur canal SCWR

On trouve dans cette annexe les diagrammes détaillés (figures C.1 et C.2) pour la chaine de calcul couplé de canal SCWR avec les codes DRAGON et DONJON.

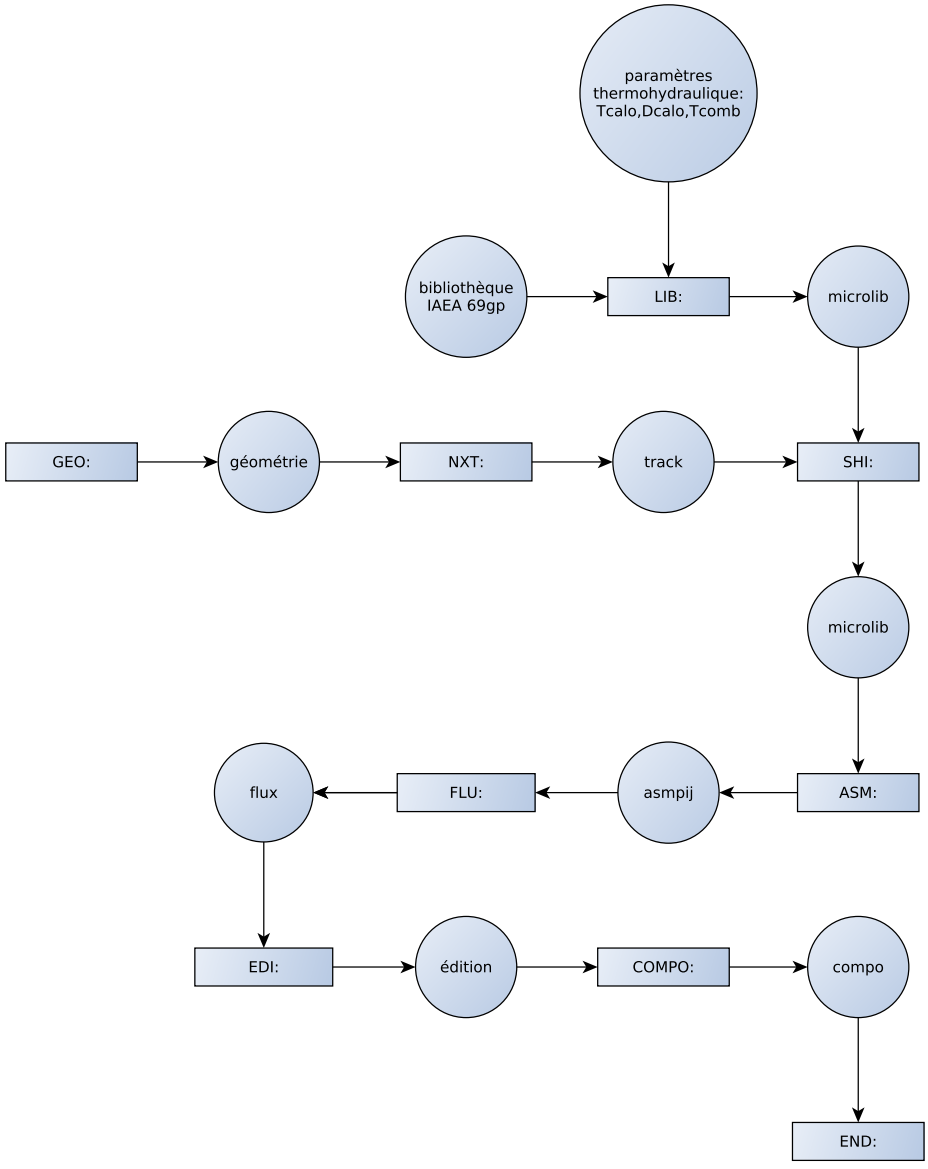

Figure C.1 Diagramme pour le calcul couplé avec le code DRAGON pour un canal SCWR

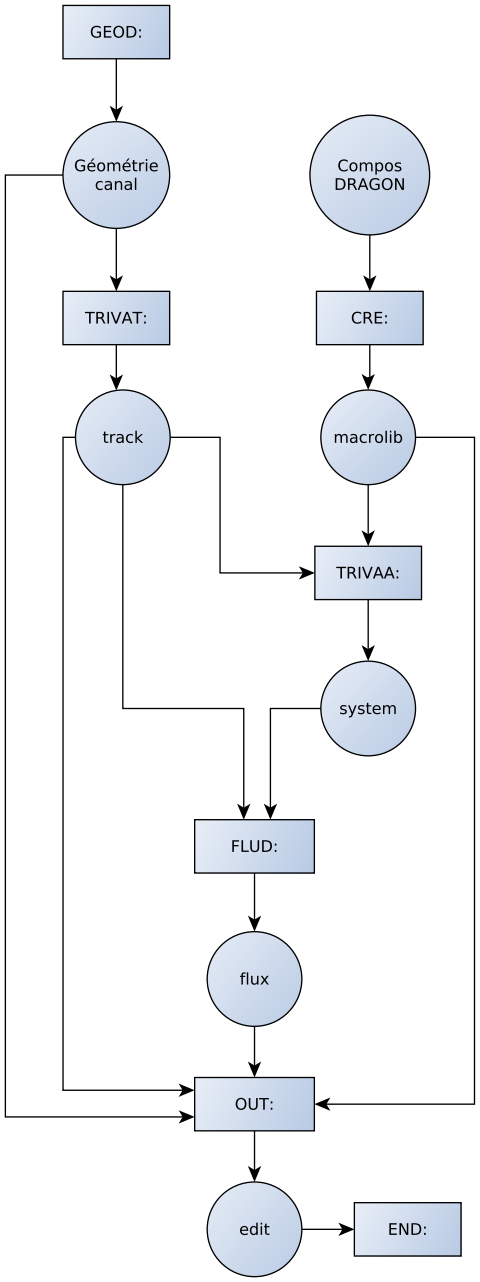

Figure C.2 Diagramme pour le calcul couplé avec le code DONJON pour un canal SCWR

ANNEXE D

Procédures pour déterminer la CBC à chaque pas de burnup

Procédure principale : core_CBC.x2m

```
LINKED_LIST FCPO FCPO_B DCPO RCPO ADJ1CPO ADJ2CPO ADJ3CPO
            ADJ4CPO ADJ5CPO ADJ6CPO ZCU1CPO ZCU2CPO ZCU3CPO SOR1CPO ;

LINKED_LIST GEOM INDEX TRACK MAP PWRS TAB MAC MAPP MACRESP FLU MAC3
            DEVICE L0 ;
LINKED_LIST GEOM_B INDEX_B TRACK_B MAP_B PWRS_B TAB_B MAC_B MAPP_B
            MACRESP_B FLU_B MAC3_B DEVICE_B MAP_Bcl ;

LINKED_LIST GEOM_CBC INDEX_CBC TRACK_CBC MAP_CBC PWRS_CBC TAB_CBC
            MAC_CBC MAPP_CBC MACRESP_CBC FLU_CBC MAC3_CBC DEVICE_CBC
            MAP3_CBC DEVICEsb MAP_CBCt   MAC_BC TAB_BC TABA_BC MAP_t ;

SEQ_ASCII fuel.res fuel_B.res refl.0 ADJ1CPO.0 ADJ2CPO.0 ADJ3CPO.0
          ADJ4CPO.0 ADJ5CPO.0 ADJ6CPO.0 ZCU1CPO.0 ZCU2CPO.0 ZCU3CPO.0
          SOR1CPO.0 ;
MODULE END: DELETE: RECOVER: BACKUP: REFUEL: ;
SEQ_ASCII maps.0 Tablini.res TabliniB.res mapp.res macresp.res flum.res
          indexm.res macf.res mapb.res ;
PROCEDURE DRAGONXSok DRAGONXSok_B DRAGONXS_CBC INSTAGEMt INSTAGEMt_B
          INSTAGERt BoucleCBC INSTAGE_CBC INSTAGERBC INSTAGERtB
          BoucleCBC2 INSTAGE_evo DRAGONXS_BC ;
***
*concentration (en ppm) en Bore de la compo pour interpolation
REAL CB CBNB ;
EVALUATE CB := 150. ;
EVALUATE CBNB := 9.0468E-6 ;
*CBNB représente la concentration en 10^24 part/cm3
```

```
REAL Keff_0 Keff_B Keff_CBC Keff_evo Keff_ad  Keff_i Keff_150 ;
REAL B1 := 8000.0 ;
*REAL 1B1 1R2 1R3 R2p R3p ;
INTEGER CASE N8 := 3 8 ;
REAL    keff CBC ;
REAL    Time := 0.0 ;
***
* traduction : ascii -> linked list
FCPO := fuel.res ;
RCPO := refl.0 ;
ADJ1CPO := ADJ1CPO.0 ;
ADJ2CPO := ADJ2CPO.0 ;
ADJ3CPO := ADJ3CPO.0 ;
ADJ4CPO := ADJ4CPO.0 ;
ADJ5CPO := ADJ5CPO.0 ;
ADJ6CPO := ADJ6CPO.0 ;
ZCU1CPO := ZCU1CPO.0 ;
ZCU2CPO := ZCU2CPO.0 ;
ZCU3CPO := ZCU3CPO.0 ;
SOR1CPO := SOR1CPO.0 ;
DCPO := BACKUP:      ADJ1CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ADJ2CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ADJ3CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ADJ4CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ADJ5CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ADJ6CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ZCU1CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ZCU2CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO ZCU3CPO ;
DCPO := BACKUP: DCPO SOR1CPO ;
***
*----------------------------------
*INITIALISATION pour trouver la première concentration en Bore
*critique (CBC)
*----------------------------------
```

```
*--------------------------------------
*Calcul du Keff initial pour un réacteur sans Bore
*--------------------------------------
ECHO "DEBUT INITIALISATION reacteur sans Bore" ;
* Importation des fichiers COMPO
MAC TAB := DRAGONXSok FCPO DCPO RCPO :: <<CASE>> ;
FCPO  := DELETE: FCPO  ;
Tablini.res := TAB ;
***
* Modeles instantanes initial
DEVICE MAC3 FLU MAP MACRESP GEOM INDEX TRACK := INSTAGEMt TAB MAC
                                      :: <<CASE>> >>keff<< ;
DEVICEsb := DEVICE ;
EVALUATE Keff_0 := keff ;
ECHO "Keff_0=" Keff_0 ;
*--------------------------------------
*Calcul du Keff initial pour un réacteur avec 150ppm Bore
*--------------------------------------
ECHO "DEBUT INITIALISATION reacteur avec Bore" ;
FCPO_B := fuel_B.res ;
* Importation des fichiers COMPO
MAC_B TAB_B := DRAGONXSok_B FCPO_B DCPO RCPO :: <<CASE>> ;
*DCPO RCPO := DELETE: DCPO RCPO ;
TabliniB.res := TAB_B ;
***
* Modeles instantanes initial

DEVICE_B MAC3_B FLU_B MAP_B MACRESP_B GEOM_B INDEX_B
TRACK_B := INSTAGEMt_B TAB_B MAC_B FCPO_B
                                      :: <<CASE>> >>keff<< ;
EVALUATE Keff_B := keff ;
ECHO "Keff_B=" Keff_B ;
*-----------------------------------
*Determination de la CBC par la méthode de Brent
*-----------------------------------
L0 := BoucleCBC FCPO_B DCPO RCPO ::  <<CASE>> <<Keff_0>>
```

```
                                        <<Keff_B>> <<CBNB>> >>CBC<<
                                        >>Keff_i<< ;
ECHO "CBC initiale:" CBC ;
ECHO "Keff_CBC verif:" Keff_i ;
**************************
*modèle avec CBC initiale (creation structures donnees)

* Importation des fichiers COMPO
MAC_CBC TAB_CBC := DRAGONXS_CBC FCPO_B DCPO RCPO :: <<CASE>>
                                                    <<CBC>> ;

***
* Modeles instantanes initial

DEVICE_CBC MAC3_CBC FLU_CBC MAP_CBC MACRESP_CBC GEOM_CBC INDEX_CBC
TRACK_CBC := INSTAGE_CBC TAB_CBC MAC_CBC FCPO_B
                                    :: <<CASE>> <<CBC>> >>keff<< ;
**********************
ECHO "Keff init:" keff ;



MAP3_CBC := MAP_CBC ;
*jusqu'ici ok, on a calculé le keff de départ du coeur
ECHO "TIME" 0.0 ;
*-------------------------------------
*Boucle d evolution
*-------------------------------------
ECHO "entrée boucle evolution" ;
WHILE Time 700. < DO
   EVALUATE Time := Time 0.05 + ;
   ECHO "TIME" Time ;
*-------------------------
*evolution coeur sans Bore pour pouvoir interpoler par la suite
*-------------------------
   MAP := REFUEL: MAP  :: EDIT 5
```

```
                        FOLLOW TIME 0.05 DAY ;
   MACRESP MAP := INSTAGERt MACRESP MAP GEOM INDEX
                          TRACK TAB MAC FCPO DEVICEsb
            :: <<CASE>> >>keff<< ;

   EVALUATE Keff_0 := keff ;
   ECHO "Keff_0" Keff_0 ;
*------------------------------
*evolution coeur avec 150ppm de Bore
*------------------------------
   MAP_B := REFUEL: MAP_B  :: EDIT 5
                        FOLLOW TIME 0.05 DAY ;
*DEVICE_B MAC3_B FLU_B MAP_B MACRESP_B GEOM_B INDEX_B
*TRACK_B := INSTAGEMt_B TAB_B MAC_B FCPO_B
*                                    :: <<CASE>> >>keff<< ;
MACRESP_B MAP_B := INSTAGERBC MACRESP_B MAP_B GEOM_B
                           INDEX_B TRACK_B TAB_B MAC_B FCPO_B
                           DEVICE_B
                                    :: <<CASE>> <<CBNB>>
                                    >>keff<< ;
EVALUATE Keff_150 := keff ;
ECHO "Keff_150=" Keff_150 ;
*-------------------------
*evolution coeur avec CBC au timestep precedent
*-------------------------
   MAP_CBC := REFUEL: MAP_CBC :: EDIT 5
                  FOLLOW TIME 0.05 DAY ;
*on recalcule le Keff À partir de la map évoluée et avec la CBC
* Importation des fichiers COMPO
   MAC_CBC TAB_CBC := DELETE: MAC_CBC TAB_CBC ;
   MAC_CBC TAB_CBC := DRAGONXS_CBC FCPO_B DCPO RCPO :: <<CASE>>
                                                       <<CBC>> ;
   MACRESP_CBC MAP_CBC := INSTAGERBC MACRESP_CBC MAP_CBC GEOM_CBC
                           INDEX_CBC TRACK_CBC TAB_CBC MAC_CBC FCPO_B
                           DEVICE_CBC
                                    :: <<CASE>> <<CBC>>
```

```
                                        >>keff<< ;
   EVALUATE Keff_evo := keff  ;
   ECHO "Keff evo:" Keff_evo ;
*Keff evo doit etre plus petit que 1
*------------------------------
*réajustement CBC
*determination CBC pour timestep actuel avec CB 0ppm et CB=CBC timestep
*précédent
*------------------------------
L0 := DELETE: L0 ;
MAP_t := MAP_CBC ;
L0 := BoucleCBC2  MAP_t INDEX_CBC DEVICE_CBC GEOM_CBC TRACK_CBC
                            FCPO_B DCPO RCPO ::  <<CASE>> <<Keff_0>>
                                      <<Keff_150>> <<Keff_evo>> <<CBC>>
                                      >>CBC<< >>Keff_ad<< ;

   ECHO "nouvelle CBC:" CBC ;
   ECHO " Keff conv :" Keff_ad ;
MAP_t := DELETE: MAP_t ;

 ENDWHILE ;
END: ;
```

Procédure INSTAGE_CBC.c2m

```
PARAMETER       DEVICE MAC3 FLUX MAP MACRES GEOM INDEX TRACK
                TABFL MACRO FCPO ::
::: LINKED_LIST DEVICE MAC3 FLUX MAP MACRES GEOM INDEX TRACK
                TABFL MACRO FCPO ; ;
LINKED_LIST     MAC2 SYSTEM
                PROCEDE PWR ;
PROCEDURE       CANDU6 DEFINEDEV DATA ;
MODULE          INIRES: END: UTL: DELETE: GREP: LINKDS: REFRES:
                CRE: INIMAC: NEWMAC: TRIVAA: FLUD: FLXAXC: POWER: ;
SEQ_ASCII       mapp.res mapc.res flum.res macresm.res mapref.res
                mapini.res mapinib.res tablein.res indexc.res
                indexref.res indexdev.res geomr.res flur.res
```

```
                macp.res fcpo.res macres.res ;
ECHO "DÉBUT DE INSTAGE_CBC.c2m" ;
INTEGER DATE CASE BANC CALCUL ;
STRING proc DEVIC := "INSTAGE" "NOMINAL" ;
REAL epsFLUX Ptot alp k fadj fzcu fmca fsor ;
* REAL PmaxG PmaxC FmaxG FmaxC  ;
:: >>CASE<< ;
REAL CBC ;
:: >>CBC<< ;

DATA :: <<proc>> >>epsFLUX<< >>Ptot<< >>alp<< ;
***
MAP GEOM INDEX TRACK := CANDU6 ;
mapc.res := MAP ;
indexc.res := INDEX ;
DEVICE PROCEDE INDEX := DEFINEDEV INDEX GEOM :: <<CASE>> <<DEVIC>>
      >>fadj<< >>fzcu<< >>fmca<< >>fsor<< ;
PROCEDE DEVICE := LINKDS: PROCEDE DEVICE GEOM :: EDIT 0
   DEVC TYPE CONTROLLED ROD SS-ADJUSTER  POS ALL <<fadj>>
                        LZC LIQZONECTRL  POS ALL <<fzcu>>
                        ROD MECHABSORBER POS ALL <<fmca>>
                        ROD SHUTOFFROD   POS ALL <<fsor>>
                        ROD GUIDETUBEADJ POS ALL 1.0
                        ROD GUIDETUBEMCA POS ALL 1.0
                        ROD GUIDETUBESOR POS ALL 1.0 END ;
indexdev.res := INDEX ;
geomr.res := GEOM ;
INDEX MAP := REFRES: INDEX MAP GEOM ;
mapref.res := MAP ;
indexref.res := INDEX ;
MAP := INIRES: MAP :: BURNUP-ZC
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
```

```
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 ;
mapini.res := MAP ;
MAP := INIRES: MAP :: IMOD 4 BURN-FUEL
     0.0        0.0        0.0        0.0        0.0
     .          .          .          .          .
     .          .          .          .          .
     .          .          .          .          .
```

(Nous avons décidé de ne pas mettre in extenso l'ensemble des 4560 *valeurs toutes égales à* 0.0*.)*

```
     .          .          .          .          .
     .          .          .          .          .
     .          .          .          .          .
     0.0        0.0        0.0        0.0        0.0 ;
mapinib.res := MAP ;
tablein.res := TABFL ;
****
MACRES := CRE: TABFL MAP :: EDIT 3 READ TABLE TABFL
   MIX  1 FUEL1 BURNUP DIRECTC ENDMIX
   MIX 61 FUEL2 BURNUP DIRECTC ENDMIX
 ;
fcpo.res := FCPO ;
macres.res := MACRES ;


MACRES := CRE: MACRES FCPO :: EDIT 3 READ
               COMPO FCPO
               MIX 1 'COMPO      1'
               I-BURNUP 12.5
               MICRO Bnat <<CBC>> ENDMIX
               COMPO FCPO
               MIX 61 'COMPO      2'
               I-BURNUP 12.5
```

```
                MICRO Bnat <<CBC>> ENDMIX
                 ;


macresm.res := MACRES ;
MAC2 := INIMAC: INDEX MACRO MACRES ;
MAC3 := NEWMAC: DEVICE MAC2 GEOM :: NOSIGF TYPE CONTROLLED XFAC 2.0 ;
SYSTEM := TRIVAA: MAC3 TRACK :: EDIT 0 ;
FLUX := FLUD: SYSTEM TRACK :: EDIT 0 EXTE <<epsFLUX>> ;
flur.res := FLUX ;
*
MAP := FLXAXC: MAP FLUX TRACK INDEX :: AXIAL ZONE ;
mapp.res := MAP ;
macp.res := MACRES ;
*MAP := POWER: MAP MACRES :: EDIT 5
*   POWER <<Ptot>>
*   SEND MaxP >>PmaxG<< >>PmaxC<< MaxF >>FmaxG<< >>FmaxC<<
*   ;
*PWR MAP := POWER: MAP MACRES :: EDIT 0 POWER <<Ptot>>
*SEND MaxP >>PmaxG<< >>PmaxC<< MaxF >>FmaxG<< >>FmaxC<<
* ;
MAP := POWER: MAP MACRES :: EDIT 5
  POWER <<Ptot>> ;
GREP: FLUX :: GETVAL K-EFFECTIVE 1 >>k<< ;
ECHO "********* INITIAL **********" ;
ECHO "***          keff = " k "***" ;
**ECHO "*** P.MAX. CANAL  = " PmaxC " kW    ***" ;
**ECHO "*** P.MAX. GRAPPE = " PmaxG " kW    ***" ;
**ECHO "*** F.MAX. CANAL  = " FmaxC " cm/s  ***" ;
**ECHO "*** F.MAX. GRAPPE = " FmaxG " cm/s  ***" ;
*ECHO "***************************" ;
*RESEAU := MAP ;

MAC2 SYSTEM PROCEDE
  := DELETE:
  MAC2 SYSTEM PROCEDE ;
```

```
****
:: <<k>> ;
****
ECHO "FIN DE INSTAGE_CBC.c2m" ;
END: ;
QUIT "LIST" .
```

Procédure Boucle_CBC2.c2m

```
*------------------------------
*L0 := BoucleCBC2 TAB_BC MAP_B INDEX_B DEVICE GEOM_B TRACK_B
*                              FCPO_B DCPO RCPO ::  <<CASE>> <<Keff_0>>
*                                        <<Keff_B>> <<CBNB>>
*                                        >>CBC<< >>keff_ad<< ;
*------------------------------
ECHO "DEBUT BOUCLECBC2" ;

PARAMETER  L0 MAP_D INDEX_B DEVICE GEOM_B TRACK_B
                            FCPO_B DCPO RCPO ::
::: LINKED_LIST  L0 MAP_D INDEX_B DEVICE GEOM_B TRACK_B
                            FCPO_B DCPO RCPO ; ;
MODULE END: FIND0: DELETE: ;
LINKED_LIST MAC_BC TAB_BC TABA_BC DEVICE_B MAC3_B FLU_B MACRESP_B
            MAP_Bcl
           ;
SEQ_ASCII   taba_BC.res ;
REAL Y1 Y2 X1 X2 keff_CB150 keff_CB0 densB1 densB2 ROOT densBC keff
     keff_CBC YNEW  CBC densB0 keff_ad ;
INTEGER Iter := 0 ;
LOGICAL CONV ;
INTEGER CASE ;
:: >>CASE<< ;
REAL Keff_0 ;
:: >>Keff_0<< ;
REAL Keff_150 ;
:: >>Keff_150<< ;
REAL Keff_B ;
:: >>Keff_B<< ;
```

```
REAL CBNB ;
:: >>CBNB<< ;
PROCEDURE DRAGONXS_BC INSTAGEMt_B INSTAGEMBc INSTAGE_Bcl ;
*------------------
*INITIALISATION de la solution en CBC
*-----------------------
EVALUATE densB0 := 0. ;
EVALUATE X2 := Keff_0  ;
EVALUATE X1 := Keff_B ;
EVALUATE Y1 := 1.0 1.0 X1 / - ;
EVALUATE Y2 := 1.0 1.0 X2 / - ;

IF Y1 0. > THEN
EVALUATE X2 := Keff_150 ;
EVALUATE Y2 := 1.0 1.0 X2 / - ;
EVALUATE densB0 := 9.0468E-6 ;
ENDIF ;
ECHO "Y1" Y1 ;
ECHO "Y2" Y2 ;
ECHO "X1" CBNB ;
ECHO "X2" densB0 ;
L0 := FIND0: :: ITMAX 20 TOL 1.0E-7
                POINT X <<CBNB>> Y <<Y1>>
                POINT X <<densB0>> Y <<Y2>>
                >>CONV<< >>ROOT<< ;
ECHO "BOUCLE avec densBC:" ROOT "ppm" ;
MAP_Bcl := MAP_D ;
*-----------------------
*Iterations CBC jusque convergence
*avec MAP avec Bore évoluée et CB en paramètre
*-----------------------
REPEAT
  IF Iter 0 > THEN
  MAC_BC TAB_BC TABA_BC := DELETE:   MAC_BC TAB_BC TABA_BC ;
   FLU_B  := DELETE:   FLU_B ;
```

```
  ENDIF ;
  EVALUATE densBC := ROOT ;
  ECHO "densBCB:" densBC ;

  MAC_BC TAB_BC TABA_BC := DRAGONXS_BC FCPO_B DCPO RCPO :: <<CASE>>
                                                  <<densBC>> ;
*taba_BC.res := TABA_BC ;
***
* Modeles instantanes initial


MAP_D FLU_B := INSTAGE_Bcl TAB_BC MAP_D INDEX_B MAC_BC DEVICE GEOM_B
                           TRACK_B FCPO_B
                         :: <<densBC>> >>keff<<  ;

*INSTAGE_Bcl doit donner le keff correspondant à la concentration
*calculée juste précedemment avec
* FIND0: , et a partir de la MAP évoluée au bon temps (burnup) calculée
* pour 150 ppm et pouvant etre
*interpolée


  EVALUATE keff_CBC := keff ;

  IF keff_CBC 1.0 = THEN
  ELSE

  EVALUATE YNEW := 1.0 1.0 keff_CBC / - ;

   L0 := FIND0: L0 :: Y <<YNEW>>
                    >>CONV<< >>ROOT<< ;
  EVALUATE Iter := Iter 1 + ;
  ECHO "iter n :" Iter ;
  ECHO "densBC" Iter ROOT ;
  EVALUATE densBC := ROOT ;
  ENDIF ;
```

```
UNTIL CONV ;

MAC_BC TAB_BC TABA_BC := DELETE: MAC_BC TAB_BC TABA_BC ;
ECHO "CBC is: " ROOT ;
EVALUATE CBC := ROOT ;
FLU_B := DELETE: FLU_B ;
:: <<CBC>> ;
*verif du Keff:
MAC_BC TAB_BC TABA_BC := DRAGONXS_BC FCPO_B DCPO RCPO :: <<CASE>>
                                                  <<CBC>> ;

MAP_D FLU_B := INSTAGE_Bcl TAB_BC MAP_D INDEX_B MAC_BC DEVICE GEOM_B
                           TRACK_B FCPO_B
                         :: <<CBC>> >>keff<<  ;
 FLU_B := DELETE:  FLU_B ;
*ECHO "Keff ajuste:" keff ;
EVALUATE keff_ad := keff ;
:: <<keff_ad>> ;
ECHO "FIN DE BOUCLECBC2" ;
END: ;
QUIT "LIST" .
```

ANNEXE E

Le code ARTHUR_SCWR

Programme Principale.F90 : Ce fichier contient le programme principal du code ARTHUR_SCWR. Dans ce fichier, se fait la lecture des données d'entrée (telles que les puissances des grappes provenant d'un calcul couplé avec la neutronique), le calcul de la géométrie, l'appel à la routine principale "arthur_scwr" et la création des fichiers de sortie sous l'extension '.txt'.

arthur_scw.f90 : Ce fichier contient deux routines :
arthur_scwr : c'est la routine principale du code dans laquelle se fait la discrétisation du canal, l'appel à la routine d'initialisation des paramètres et le routine de calcul stationnaire.
pcplstat_scwr : Cette routine contient l'algorithme du calcul itératif. Elle fait appel aux routines de calcul et aux routines de calcul de convergence.

calculs_scw.f90 : Ce fichier contient huit routines :
gausscqm : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement.
gaussce : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de la conservation de l'énergie.
gausstig : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de transfert de chaleur.
convrge : Test de convergence de la partie écoulement.
convrgt : Test de convergence de la partie thermique.
convrg : Test de convergence des parties écoulement et thermique.
Twall_SCW : Calcul de la température à la surface intérieure de la gaine à une position du tube de force.
Temp_gaine_SCW : Calcul de la température à la surface intérieure de la gaine à le long du tube de force.

correl_scw.f90 : Ce fichier contient trois fonctions :
hgap : Calcul de la conductance thermique du gap entre la surface extérieur du combustible et la surface interne de la gaine.
dpfric_SCW : Calcul du coefficient de la perte de pression par frottement.

heat_transfer_correl : Calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée.

initial_scw.f90 : Ce fichiers contient la routine initparam_SCW qui initialise les distributions de la pression, l'enthalpie de mélange, la température de la tige, la température de la surface extérieure de la gaine et la puissance thermique le long du tube de force.

inoutdat.f90 : Ce fichier contient la routine qui calcule les sorties pour le calcul neutronique, qui sont la densité et la température du caloporteur et la température du combustible.

matrice_scw.f90 : Ce fichier contient trois routines :
initmatcqm_SCW : Remplissage de la matrice de conversation de la quantité de mouvement.
initmatcestat_SCW : Remplissage de la matrice de conversation de l'énergie.
initmattigstat : Remplissage de la matrice de transfert de chaleur.

mprop_scw.f90 : Ce fichier contient trois fonctions :
propur : Calcul des propriétés du dioxyde d'Uranium.
prop304ss : Calcul de la conductivité thermique de l'acier inoxydable 304L.
propev_SCW : Calcul des propriétés thermophysiques de l'eau.

vecteur_scw.f90 : Ce fichier contient trois routines :
initvectcqmstat : Remplissage du vecteur de conservation de la quantité de mouvement.
initvectcestat : Remplissage du vecteur de conservation de l'énergie.
initvecttigstat : Remplissage du vecteur de transfert de chaleur à l'état statique.

Code source :

Nous ne mettons ici que la procédure principale qui permet de rentrer les valeurs de puissance en entrée. L'ensemble du code source est disponible dans le mémoire de S. Zoghlami (Zoghlami, 2013).

Programme Principale.F90 :

```
program Arthur_Principale
implicit none
!Discrétisation
integer :: i,k,j
    Integer, parameter::  Ndisc=12
    Integer, parameter::  Mcdisc=16
```

```
    Integer, parameter::  Mgdisc=4
    Integer, parameter::  Mdisc=20
integer:: prnt,act
double precision:: dt
!Matrices des propriétés thermodynamiques et des températures de la tige
double precision, dimension (Ndisc,2) :: hent, ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq
double precision, dimension (Mdisc,Ndisc,2) :: Ttig
!Conditions initiales et d'évolution
double precision :: Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,
qmax,minit,qmin,Atot
double precision, dimension (Ndisc):: qinit,Ttigsomme,Ttigmoyenne,zz,qinit1
!Angle de l'écoulement
double precision:: theta
!Géométrie
double precision :: Dcomb,tg,Dgext,Dinter,epsr,Ltig
!Valeurs à calculer
double precision :: Dgint,Atothex,Atigehex,A,Pe,Dh
double precision :: dz,drc,drg,c
double precision, dimension (Ndisc) :: qwv,qws,Twall
 !Puissance volumique et surfacique
!Matrice et vecteur
double precision, dimension (Ndisc,Ndisc) :: matcm, matcqm, matce
!matrices des coefficients thermodynamiques
double precision, dimension (Ndisc) :: vectcm, vectcqm, vectce
!vecteurs des propriétés thermodynamiques
double precision, dimension (Mdisc,Mdisc,Ndisc) :: mattg
!matrices des coefficients de transfert de chaleur
double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: vecttig
 !vecteurs des propriétés thermiques
!Vecteurs temporaires
double precision, dimension (Ndisc) :: henttps, pprestps, Gmeltps
!vecteurs temporaires pour la convergence
double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: Ttigtps
!vecteurs temporaires pour la convergence
!Sortie neutronique
double precision, dimension (Ndisc) :: Tcal,Rcal,Tcomb
```

```
!Constantes
double precision, parameter :: pi=3.14159265359



dt=0.1
!Conditions initiales et d'évolution


!INITIAL
!!Axe centrale
!minit=3.8

!!Axe externe
!minit=2.2

!!Axe intermediaire
!minit=3.56

!!ITIRATION 1
!!Axe centrale
!minit= 3.33

!!Axe externe
!minit=2.0

!!Axe intermediaire
!minit= 3.19


pinit= 25000000.0


tinit= 350+273.15
!tinit=tinit-tinit*20.0/100.0
```

```
tcini= 400+273.15
evolg= 0.0
evolt= 0.0
evolp= 0.0

Ltig= 5.9436

dz=Ltig/(dble(Ndisc)-1.0)


! INITIAL
!!Axe centrale
!!qinit =[216.9447,566.4619,762.8207,752.8083,676.1000,730.4282,730.4083,
676.1438,752.8365,762.8539,566.4993,216.9591]*1000.0
!
!!Axe externe
!!qinit =[79.8289,221.6939,348.4842,428.9287,512.1660,556.8268,556.8379,
512.1926,428.9623,348.5065,221.7096,79.8345]*1000.0
!
!!Axe intermidiaire
!qinit =[173.3534,460.5134,645.7873,694.0596,717.5122,781.9980,781.9968,
717.5574,694.0987,645.8241,460.5462,173.3657]*1000.0


! ITERATION 1
!!Axe centrale
!qinit =[202.76807,525.63752,692.61870,654.48234,564.41887,608.89711,
608.87534,564.45273,654.49283,692.63097,525.65953,202.77592]*1000.0
!
!!Axe externe
!qinit =[74.187053,204.88926,317.22535,384.60652,461.27191,502.52152,
502.53253,461.29672,384.63572,317.24144,204.90004,74.190392]*1000.0
!
!!Axe intermidiaire
!qinit =[162.31197,428.58922,590.34348,614.94790,627.29257,685.38520,
685.38295,627.33195, 614.97419,590.36396,428.61033,162.31921]*1000.0
```

```
! Initialisation après modification "ajout du bore pour
! baisser la réactivité".(12-11-2013) 9h
!!Axe centrale
!minit=3.33

!!Axe externe
!minit=2.0

!!Axe intermediaire
!minit=3.19

!!Axe centrale
!qinit =[202.76807,525.63752,692.61870,654.48234,564.41887,608.89711,
608.87534,564.45273,654.49283,692.63097,525.65953,202.77592]*1000.0
!
!!Axe externe
!qinit =[74.187053,204.88926,317.22535,384.60652,461.27191,502.52152,
502.53253,461.29672,384.63572,317.24144,204.90004,74.190392]*1000.0
!
!!Axe intermidiaire
!qinit =[162.31197,428.58922,590.34348,614.94790,627.29257,685.38520,
685.38295,627.33195,614.97419,590.36396,428.61033,162.31921]*1000.0


!"ajout du bore pour baisser la réactivité" ITIRATION 1

!!Axe centrale
!minit=4.04

!Axe externe
!minit=2.23

!!Axe intermediaire
minit=3.73
```

```
!!Axe centrale
!qinit =[225.47073,588.23774,785.51710,770.19427,688.20965,741.22576,
741.70178,689.73901,773.09250,789.66433,592.45717,227.8232]*1000.0
!
!Axe externe
!qinit =[80.938173,222.87627,344.98938,418.82712,496.13294,537.26160,
537.54029,496.92643,420.301692,346.346788,224.327259,81.3375083]*1000.0
!
!!Axe intermidiaire
qinit =[ 178.24224,473.16414,657.96883,700.59252,717.96814,779.90811,
780.36240,719.35679,703.00862,661.41007,477.07888,180.44656]*1000.0

!Angle de l'écoulement
theta = 1.570796327


Dcomb= 0.01284
tg= 0.000299
!Dgext = 0.0135+2*0.000299
Dgext = 0.01284+2*0.00005+2*0.000299
Dinter= 0.01504708807
epsr= 3D-7



!Calcul de la géométrie
Dgint=Dgext-2.0*tg
! Atothex=3.0*(Dinter)**2.0*(3.0)**(1.0/2.0)/2.0
! Pour un hexagone
    Atothex= (7.0/4.0)*(Dinter)**2.0*(1/tan(pi/7.0))
    ! Pour un héptagone
Atigehex=(pi*Dgext**2.0/4.0)*(7.0/4.0)
A=Atothex-Atigehex
! Ac= 3* pi*Dgext**2.0*3.0/4.0   ! Surface chauffé
! Pe=3.0*pi*Dgext                ! Pour un hexagone
```

```
    Pe=(7.0/2.0)*pi*Dgext          ! Pour un héptagone
Dh=4*A/Pe

!section de passage pour le réacteur au complet
Atot = 0.0037764

Ginit= minit/Atot


prnt=1

act=0
call arthur_scw (Ndisc,Mcdisc,Mgdisc,Mdisc,dt,&
&hent,ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq,Ttig,&
&qinit,Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&
&theta,Dcomb, tg, Dgext, Dinter, Ltig, epsr,Tcal,Rcal,Tcomb,Twall,act,prnt)


act=1
call arthur_scw (Ndisc,Mcdisc,Mgdisc,Mdisc,dt,&
&hent,ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq,Ttig,&
&qinit,Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&
&theta,Dcomb, tg, Dgext, Dinter, Ltig, epsr,Tcal,Rcal,Tcomb,Twall,act,prnt)


print*, Tcal(12)-273.15


    OPEN(1,FILE='Tcalo.txt')
    do k=1,Ndisc
    WRITE(1,*)  Tcal(k)-273.15
    end do

    OPEN(2,FILE='Tcomb.txt')
    do k=1,Ndisc
    WRITE(2,*)  Tcomb(k)-273.15
```

```
 end do

 OPEN(3,FILE='Twall.txt')
 do k=1,Ndisc
 WRITE(3,*) Twall(k)-273.15
 end do

 OPEN(4,FILE='Rcal.txt')
 do k=1,Ndisc
 WRITE(4,*) Rcal(k)
end do


 OPEN(6,FILE='hent.txt')
 do k=1,Ndisc
 WRITE(6,*)  hent(k,1)
 end do

 OPEN(7,FILE='ppres.txt')
 do k=1,Ndisc
 WRITE(7,*)  ppres(k,1)
 end do

 OPEN(11,FILE='Ttig01.txt')
 do i=1,Mdisc
 WRITE(11,*)  Ttig(i,1,1)-273.15
 end do

 OPEN(12,FILE='Ttig02.txt')
 do i=1,Mdisc
 WRITE(12,*)  Ttig(i,2,1)-273.15
 end do

 OPEN(13,FILE='Ttig03.txt')
 do i=1,Mdisc
 WRITE(13,*)  Ttig(i,3,1)-273.15
```

```
end do


OPEN(14,FILE='Ttig04.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(14,*)  Ttig(i,4,1)-273.15
end do


OPEN(15,FILE='Ttig05.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(15,*)  Ttig(i,5,1)-273.15
end do


OPEN(16,FILE='Ttig06.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(16,*)  Ttig(i,6,1)-273.15
end do

OPEN(17,FILE='Ttig07.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(17,*)  Ttig(i,7,1)-273.15
end do

OPEN(18,FILE='Ttig08.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(18,*)  Ttig(i,8,1)-273.15
end do

OPEN(19,FILE='Ttig09.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(19,*)  Ttig(i,9,1)-273.15
end do
```

```
    OPEN(20,FILE='Ttig010.txt')
    do i=1,Mdisc
    WRITE(20,*)  Ttig(i,10,1)-273.15
    end do


    OPEN(21,FILE='Ttig011.txt')
    do i=1,Mdisc
    WRITE(21,*)  Ttig(i,11,1)-273.15
    end do


    OPEN(22,FILE='Ttig012.txt')
    do i=1,Mdisc
    WRITE(22,*)  Ttig(i,12,1)-273.15
    end do


!    OPEN(23,FILE='Ttig013.txt')
!    do i=1,Mdisc
!    WRITE(23,*)  Ttig(i,13,1)-273.15
!    end do
!



    end program  Arthur_Principale
```