



Titre: Étude de sûreté du SCWR par prise en compte du couplage
neutronique-thermohydraulique

Auteur: Aziz Abdellahi

Date: 2009

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Abdellahi, A. (2009). Étude de sûreté du SCWR par prise en compte du couplage
neutronique-thermohydraulique [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de
Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/170/>

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/170/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Guy Marleau
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE SÛRETÉ DU SCWR PAR PRISE EN COMPTE DU COUPLAGE
NEUTRONIQUE-THERMOHYDRAULIQUE

AZIZ ABDELLAHI
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
SEPTEMBRE 2009

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE DE SÛRETÉ DU SCWR PAR PRISE EN COMPTE DU COUPLAGE
NEUTRONIQUE-THERMOHYDRAULIQUE

présenté par : ABDELLAHI Aziz

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

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

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., président

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

M. KOCLAS Jean, Ph.D., membre

DEDICACE

J'aimerais dédier ce travail à la mémoire d'Andreï Olekhnovitch. Sa rigueur scientifique, sa pensée critique et son sens physique m'ont beaucoup marqué.

Je joins ma voix à celles de tous mes collègues de l'IGN pour exprimer nos plus sincères condoléances à sa famille et à ses amis.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Guy Marleau pour son excellent travail de superviseur. Sa rigueur scientifique, ses connaissances techniques et sa grande disponibilité m'ont été essentielles. Je tiens également à remercier mon co-superviseur feu Andreï Olekhnovitch pour son apport essentiel dans le domaine thermohydraulique.

J'aimerais aussi remercier Majid Fassi Fehri, auteur du programme ARTHUR, pour la formation à ARTHUR dont il m'a fait bénéficier.

J'aimerais aussi exprimer ma gratitude envers Richard Chambon pour son aide précieuse avec le code DONJON.

RESUME

Le forum génération IV est une initiative internationale dont l'objectif est de concevoir à l'horizon 2050 des réacteurs de nouvelle génération. Ces derniers devront produire moins de déchets radioactifs, présenter une sûreté accrue, résister à la prolifération militaire et être moins coûteux que les réacteurs actuels.

Le SCWR (SuperCritical Water Reactor) est le réacteur de génération IV le plus à l'étude au Canada. La version canadienne du SCWR est, tout comme les réacteurs actuels de type CANDU-6, un réacteur à tubes de force. Le caloporteur, sous forme d'eau légère supercritique, circule à l'intérieur des tubes de forces dans lesquels se trouvent le combustible enrichi. L'ensemble des tubes de force baigne dans un milieu modérateur constitué d'eau lourde. Le maintien du caloporteur supercritique à des températures élevées permettra d'obtenir un rendement thermique d'environ 45%, par rapport au 30-35% des réacteurs CANDU-6 actuels.

Malgré l'importance de la sûreté dans la conception des réacteurs de génération IV, les analyses de sûreté du SCWR sont encore peu nombreuses. Le présent projet s'inscrit dans cette démarche, en proposant une première étude de sûreté du SCWR par prise en compte du couplage neutronique-thermohydraulique. L'objectif de ce projet est d'analyser le comportement de la réactivité du SCWR en réponse à des variations de puissance et des paramètres d'opération thermohydrauliques du réacteur (débit, température d'entrée du caloporteur et pression de sortie).

L'analyse a été effectuée par comparaison avec le CANDU-6 et a été mise à bien à l'aide de l'outil de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR, développé à l'École Polytechnique de Montréal. Cet outil, spécialisé pour le traitement du CANDU-6, permet de coupler les résultats d'un code thermohydraulique programmé en FORTRAN 90 aux résultats de codes neutroniques. ARTHUR a dû être modifié pour

tenir compte de la présence de fluide supercritique dans les canaux du SCWR. Des modifications y ont également été apportées pour accélérer l'algorithme itératif de résolution des équations thermohydrauliques et pour éliminer certaines approximations qui y avaient été insérées. La partie neutronique des calculs de cœur a quant à elle été effectué à l'aide d'une combinaison des logiciels DRAGON (calculs de cellule en transport) et DONJON (calculs de réacteur en diffusion). Ces deux logiciels ont été développés à l'École Polytechnique de Montréal.

Les résultats de l'étude comparative effectuée sur le SCWR et le CANDU-6 ont permis de montrer que les caractéristiques de sûreté intrinsèques du SCWR sont supérieures à celles du CANDU-6. Comme le CANDU-6, le SCWR est muni d'un coefficient de puissance négatif, qui permet d'atténuer toute hausse de puissance par une baisse correspondante de réactivité. L'avantage du SCWR se situe dans le caractère positif de son coefficient de débit. Un coefficient de débit positif permet de compenser une perte d'efficacité du système de refroidissement du combustible par une perte de puissance correspondante. L'effet d'une perte de caloporteur est ainsi beaucoup moins dommageable pour le SCWR que pour le CANDU-6.

Les calculs de cellule en transport ont montré que le principal responsable de la positivité du coefficient de débit du SCWR est son pas de réseau. Un plus faible pas de réseau permet de diminuer l'importance de l'effet déstabilisant du vide par rapport à l'effet stabilisant de la température du combustible.

L'étude a finalement montré que le comportement du SCWR est stable au cours de son évolution. Ceci constitue une amélioration par rapport au CANDU-6, pour lequel le coefficient de puissance augmente graduellement avec le temps avant de prendre des valeurs positives.

ABSTRACT

The Generation IV Forum is an international initiative that aims at designing improved nuclear reactors. These reactors should come into production in the next 40 years. Generation IV reactors will produce less radioactive waste, will have enhanced safety features, will resist nuclear proliferation and will be less expensive than current nuclear reactors.

The SCWR (SuperCritical Water Reactor) is the main Generation IV concept being studied in Canada. The Canadian version of the SCWR follows the pressure tube reactor concept, much like today's CANDU-6. However, the SCWR uses light water as coolant and slightly enriched uranium as fuel (4.25%). The pressure tubes are contained in heavy water, which acts as moderator. Maintaining the coolant at supercritical pressures will allow the reactor to reach higher thermal efficiencies than the CANDU-6 (45% compared with 30%-35%).

Although safety is a key issue in Generation IV reactors, very few SCWR safety studies have been conducted so far. This project aims at addressing this issue by proposing a safety study that takes into account the coupling between neutronic and thermalhydraulic phenomena. Our objective is to analyze how the reactivity of the SCWR is affected by the total power of the reactor and by thermalhydraulic parameters such as the coolant's mass flow rate, the coolant's entry temperature and the coolant's pressure.

This analysis was done in comparison with CANDU-6 reactors. The neutronic-thermalhydraulic coupling was put into place using the ARTHUR code, developed at *Ecole Polytechnique de Montreal*. ARTHUR allows data exchange between internal thermalhydraulic functions programmed in FORTRAN 90 and external neutronic codes. This tool was designed to simulate CANDU-6 reactors and therefore had to be adapted to take into account the presence of a supercritical coolant. The iterative solution procedure of the thermalhydraulic equations was also simplified to decrease

computational time. Several approximations made in the original version of ARTHUR were also abandoned.

The neutronic part of the calculations were performed using a combination of the DRAGON and DONJON codes, both developed at the *Ecole Polytechnique de Montreal*. The DRAGON code uses transport theory to perform lattice calculations and the DONJON code uses diffusion theory for finite reactor calculations.

The results of this comparative study showed that the intrinsic safety characteristics of the SCWR are superior to those of the CANDU-6. Much like the CANDU-6, the SCWR is characterized by a negative power coefficient. Every increase in power therefore results in a decrease in reactivity. However, the advantage of the SCWR lies in its positive mass flow rate coefficient. In the SCWR, any decrease of the mass flow rate leads to a reactivity decrease, which in turn prevents the fuel from overheating. As a result, a loss of coolant is much less damageable to the SCWR than it is to the CANDU-6.

Simulations of a unit reactor cell using transport theory showed that SCWR's positive mass flow rate coefficient is mainly caused by the SCWR's small lattice pitch. A smaller lattice pitch decreases the destabilizing effect of a loss of coolant density. The stabilizing effect caused by the increase in fuel temperature becomes dominant.

Finally, this study showed that the behaviour of the SCWR does not change during the reactor's life cycle. This feature is an improvement, as the CANDU-6's power coefficient gradually increases in time before taking positive values.

TABLE DES MATIERES

DEDICACE.....	iii
REMERCIEMENTS	iv
RESUME.....	v
ABSTRACT.....	vii
TABLE DES MATIERES	ix
LISTE DES FIGURES.....	xii
LISTE DES TABLEAUX.....	xvi
LISTE DES ANNEXES.....	xvii
NOMENCLATURE.....	xviii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : LE SCWR.....	7
1.1 Le caloporteur	7
1.1.1 Supercriticité du caloporteur et effet sur le rendement du SCWR.....	8
1.1.2 Circuit thermohydraulique	10
1.1.3 Cœur du réacteur et canaux.....	12
1.2 Le modérateur	15
1.3 Le combustible	15
1.4 Résumé.....	18
CHAPITRE 2 : MODELISATION THERMOHYDRAULIQUE D'UN CANAL DE REACTEUR.....	20
2.1 Fluides supercritiques et fluides sous-critiques	21
2.2 Thermohydraulique d'un fluide à l'état stationnaire.....	25
2.2.1 Principes de base et hypothèses	26
2.2.2 Équations générales de conservation et approximations.....	28
2.2.3 Équations du modèle unidimensionnel : Cas monophasique.....	31
2.2.4 Équations du modèle unidimensionnel stationnaire : cas diphasique ...	34
2.3 Température moyenne de crayon	36
2.3.1 Température de la paroi externe du crayon.....	38
2.3.2 Température du combustible et de la gaine.....	39
2.4 Choix des corrélations.....	43
2.4.1 Corrélations de perte de pression par frottement	43
2.4.2 Corrélations pour le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée.....	48
2.4.3 Corrélation de taux de vide	53
2.5 Calcul de propriétés thermo-physiques	54
2.5.1 Propriétés thermo-physiques de l'eau légère	54

2.5.2 Propriétés thermo-physiques de l'eau lourde.....	58
2.5.3 Conductivités thermiques.....	58
2.6 Algorithme de résolution du modèle thermohydraulique	60
2.7 Discrétisation des équations thermohydrauliques	62
2.7.1 Caloporteur.....	62
2.7.2 Crayon de combustible.....	63
CHAPITRE 3 : PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET COUPLAGE NEUTRONIQUE - THERMOHYDRAULIQUE.....	67
3.1 Concepts de base et définitions	67
3.1.1 Réaction de fission	67
3.1.2 Le flux neutronique.....	70
3.1.3 Sections efficaces	71
3.2 Équations de bilan neutronique	75
3.2.1 L'équation de transport	75
3.2.2 État stationnaire et réactivité statique	77
3.2.3 Approximation de la diffusion	78
3.2.4 Approximation multi-groupe	80
3.3 Couplage transport-diffusion	81
3.3.1 Calcul des propriétés de cellule.....	83
3.4 Méthodes de résolution	86
3.4.1 Résolution de l'équation de transport stationnaire en milieu infini par la méthode des p_{ij}	86
3.4.2 Approximation annulaire	89
3.4.3 Condensation et homogénéisation.....	92
3.4.4 Résolution de l'équation de la diffusion stationnaire.....	93
3.5 Évolution du combustible	93
3.6 Couplage neutronique-thermohydraulique	95
3.6.1 Définition du problème à l'étude	95
3.6.2 Algorithme de couplage	98
3.6.3 Passage de paramètres de la partie thermohydraulique à la partie neutronique.....	100
CHAPITRE 4 : SIMULATIONS THERMOHYDRAULIQUES NON COUPLEES DES CANALIS DE SCWR ET DE CANDU-6	105
4.1 Choix du profil de puissance.....	105
4.2 Profils thermohydrauliques aux conditions nominales d'opération.....	107
4.3 Effet des conditions aux limites thermohydrauliques sur la distribution des propriétés thermodynamiques du caloporteur.....	110
4.3.1 Effet de la puissance.....	111
4.3.2 Effet du débit massique.....	117
4.3.3 Effet de la température d'entrée	120
4.3.4 Effet de la pression de sortie	123
4.4 Sensibilité des paramètres thermohydrauliques aux conditions d'entrée	126

4.5 Résumé.....	126
CHAPITRE 5 : CALCULS NEUTRONIQUES NON COUPLES POUR LES CELLULES CANDU-6 ET SCWR	128
5.1 Profil de réactivité des canaux SCWR et CANDU-6	128
5.2 Effet des paramètres thermohydrauliques sur la réactivité de cellule.....	130
5.2.1 Température et densité du caloporteur	134
5.2.2 Température du combustible.....	138
5.2.3 Température de la gaine	139
5.2.4 Récapitulatif	141
5.3 Explication physique de l'effet de température du combustible et de l'effet de vide	143
5.3.1 Effet de vide	145
5.3.2 Effet de température du combustible	147
5.4 Comparaison de l'effet de vide et de l'effet de température du combustible pour le SCWR et le CANDU-6.....	148
5.4.1 Effet de vide	148
5.4.2 Effet de température du combustible	150
5.4.3 Effet de vide et effet de température du combustible : Synthèse.....	151
5.5 Impact du burnup sur la réactivité de cellule, sur l'effet de vide et sur l'effet de température du combustible	151
CHAPITRE 6 : CALCULS COUPLES	156
6.1 Mise en contexte	156
6.2 Comportement au temps initial	159
6.3 Comportement en burnup.....	168
CONCLUSION.....	180
BIBLIOGRAPHIE	183
ANNEXES.....	186

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Flux de chaleur critique sur un crayon de combustible	9
Figure 1.2 : Schéma d'un réacteur à deux boucles (CANDU-6)	11
Figure 1.3 : Schéma d'un réacteur à une boucle (version américaine du SCWR)	11
Figure 1.4 : Cœur d'un réacteur de CANDU-6.....	12
Figure 1.5 : Schéma d'un canal de réacteur.....	13
Figure 1.6 : Grappe CANFLEX à 43 crayons.....	14
Figure 1.7 : Crayon de combustible	16
Figure 2.1 : Expérience d'Andrews (chauffage isobare de l'eau à l'état sous-critique) ..	22
Figure 2.2 : Courbes d'évolution T-V dans l'expérience de chauffage isobare.....	23
Figure 2.3 : Propriétés thermodynamiques de l'eau en fonction de la température.....	24
Figure 2.4 : Écoulement du fluide caloporteur dans le cas simplifié d'un canal à un seul crayon (a) Vue de face (b) Vue de profil	27
Figure 2.5 : Volume de contrôle et frontières	30
Figure 2.6 : Profil radial de température dans un crayon de combustible baignant dans un milieu caloporteur infini (la discontinuité est due à l'effet d'interface combustible-gaine).....	37
Figure 2.7 : Schéma d'un crayon de combustible	39
Figure 2.8 : Profil du nombre de Reynolds dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (calculé à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14).....	44
Figure 2.9 : Champs de pression à l'étude	46
Figure 2.10 : Densité du caloporteur obtenue avec divers profils de perte de pression (calculée à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14)	47
Figure 2.11 : Température du caloporteur obtenues avec divers profils de perte de pression (calculée à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14).....	47
Figure 2.12 : Diverses corrélations pour la détermination du coefficient de transfert de chaleur dans le SCWR avec profil de puissance uniforme (Pioro, 2007) ...	49
Figure 2.13 : Températures de paroi obtenues par les corrélations de Pioro (2007) (profil de puissance uniforme)	50
Figure 2.14 : Profil de puissance sinusoïdal.....	52
Figure 2.15 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur (HTC) dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (profil de puissance sinusoïdal)	52
Figure 2.16 : Température de paroi dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (profil de puissance sinusoïdal).....	53
Figure 2.17 : Structure et régions de l'IAPWS-IF97	55
Figure 2.18 : Enthalpie de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes	56
Figure 2.19 : Chaleur spécifique de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes	57
Figure 2.20 : Densité de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes	57

Figure 2.21 : Schéma du canal discrétisé ($N=120$)	62
Figure 2.22 : Schéma d'un crayon de combustible.....	64
Figure 3.1 : Section efficace de fission de l'uranium 235 (Stacey, 2001)	73
Figure 3.2 : Discrétisation spatiale d'un réacteur à 4 canaux	83
Figure 3.3 : Approximation du réseau infini pour le calcul des propriétés de cellule	85
Figure 3.4 : Approximation annulaire	89
Figure 3.5 : Comparaison des réactivités données par les cellules cartésiennes et annulaires pour différentes températures de combustible.....	91
Figure 3.6 : Comparaison des réactivités données par les cellules cartésiennes et annulaires pour différentes températures de caloporteur (avec effet de densité)	91
Figure 3.7 : Problème simplifié d'un réacteur à 4 canaux	96
Figure 3.8 : Réacteur à 4 canaux évoluant dans un réseau infini généré par translation (réseau périodique).....	97
Figure 3.9 : Algorithme de résolution du problème couplé (neutronique-thermohydraulique).....	99
Figure 3.10 : Moyenne radiale de la température du combustible (profil typique au point de plus haute température, SCWR).....	101
Figure 3.11 : Moyenne par grappe de la température du caloporteur (SCWR)	103
Figure 3.12 : Moyenne par grappe de la densité du caloporteur (SCWR).....	103
Figure 3.13 : Moyenne par grappe de la température de gaine (SCWR).....	104
Figure 3.14 : Moyenne par grappe de la température du combustible (SCWR).....	104
Figure 4.1 : Profil de puissance imposé pour l'étude thermohydraulique	106
Figure 4.2 : Température du caloporteur aux conditions nominales d'opération	108
Figure 4.3 : Densité du caloporteur aux conditions nominales d'opération	108
Figure 4.4 : Température de gaine aux conditions nominales d'opération	109
Figure 4.5 : Température du combustible aux conditions nominales d'opération.....	109
Figure 4.6 : Effet de la puissance sur la température du caloporteur	113
Figure 4.7 : Effet de la puissance sur la densité du caloporteur.....	114
Figure 4.8 : Effet de la puissance sur la température de la gaine.....	115
Figure 4.9 : Effet de la puissance sur la température du combustible.....	116
Figure 4.10 : Effet du débit massique sur la densité du caloporteur	118
Figure 4.11 : Effet du débit massique sur la température du combustible	119
Figure 4.12 : Effet de la température d'entrée du caloporteur sur la densité du caloporteur.....	121
Figure 4.13 : Effet de la température d'entrée sur la température du combustible.....	122
Figure 4.14 : Effet de la pression de sortie sur la densité du caloporteur	124
Figure 4.15 : Effet de la pression de sortie sur la température du combustible	125
Figure 5.1 : Profil de réactivité d'un canal de SCWR (profil de puissance sinusoïdal)	129
Figure 5.2 : Profil de réactivité d'un canal de CANDU-6 (profil de puissance sinusoïdal)	129
Figure 5.3 : Température du caloporteur à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)	132

Figure 5.4 : Densité du caloporteur à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)	133
Figure 5.5 : Température de la gaine à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)	133
Figure 5.6 : Température du combustible à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)	134
Figure 5.7 : Effet couplé de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{gaine}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}}=265\text{C}$, $P=10.5$ MPa). Ici epsilon dénote le taux de vide.	135
Figure 5.8 : Effet couplé de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de SCWR ($T_{\text{gaine}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}}=350\text{C}$, $P=25$ MPa)	136
Figure 5.9 : Effet de la température du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 sans effet de densité ($T_{\text{gaine}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}}=265\text{C}$, $P=10.5$ MPa, $\rho=870 \text{ kg/m}^3$)	137
Figure 5.10 : Effet de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de SCWR sans effet de densité ($T_{\text{gaine}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}}=350\text{C}$, $P=25$ MPa, $\rho=620 \text{ kg/m}^3$)	137
Figure 5.11 : Effet de la température du combustible sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{calo}} = 265\text{C}$, $T_{\text{gaine}}=265\text{C}$, $P=10.5$ MPa)	138
Figure 5.12 : Effet de la température du combustible sur la réactivité d'une cellule de SCWR	139
Figure 5.13 : Effet de la température de la gaine sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{calo}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}}=265\text{C}$, $P=10.5$ MPa)	140
Figure 5.14 : Effet de la température de la gaine sur la réactivité d'une cellule de SCWR	140
Figure 5.15 : Effet de la température du caloporteur, de la gaine et du combustible sur la réactivité de la cellule de CANDU-6 (écart par rapport à la cellule référence)	142
Figure 5.16 : Effet de la température du caloporteur, de la gaine et du combustible sur la réactivité de la cellule de SCWR (écart par rapport à la cellule de référence)	142
Figure 5.17 : Trajet typique d'un neutron entre deux fissions	144
Figure 5.18 : Élargissement des résonnances d'absorption de l' U^{235} par effet Doppler	147
Figure 5.19 : Impact de l'état du caloporteur sur la réactivité de la cellule SCWR pour différents pas de réseau ($T_{\text{gaine}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}}=350\text{C}$, $P=25$ MPa)	150
Figure 5.20 : Évolution de la réactivité de la cellule de référence (SCWR)	152
Figure 5.21 : Effet de vide complet et effet de température du combustible en fonction du burnup pour le SCWR (réactivité mesurée par rapport à une cellule de référence)	153
Figure 5.22 : Évolution de la réactivité de la cellule de référence (CANDU-6)	153
Figure 5.23 : Effet de vide complet et effet de température du combustible en fonction du burnup pour le CANDU-6 (réactivité mesurée par rapport à une cellule de référence)	154

Figure 6.1 : Profils de puissance obtenus par calcul couplé (conditions nominales d'opération)	159
Figure 6.2: Densité du caloporteur obtenue par calcul couplé (conditions nominales d'opération)	160
Figure 6.3 : Température du combustible obtenue par calcul couplé (conditions nominales d'opération).....	160
Figure 6.4 : Effet de la puissance sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6.....	162
Figure 6.5 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6.....	163
Figure 6.6 : Effet de la température d'entrée du caloporteur sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6	164
Figure 6.7 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR	166
Figure 6.8 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR	167
Figure 6.9 : Évolution du profil de puissance dans un canal de SCWR	170
Figure 6.10 : Évolution du profil de puissance dans un canal de CANDU-6	171
Figure 6.11 : Réactivité en fonction de la puissance à 150 jours	172
Figure 6.12 : Réactivité en fonction du débit à 150 jours	173
Figure 6.13 : Réactivité en fonction de la température d'entrée du caloporteur à 150 jours.....	174
Figure 6.14 : Réactivité en fonction de la puissance à 300 jours	175
Figure 6.15 : Réactivité en fonction du débit à 300 jours	176
Figure 6.16 : Réactivité en fonction de la température d'entrée du caloporteur à 300 jours.....	177

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Comparaison des réacteurs CANDU-6 et SCWR (récapitulatif).....	18
Tableau 2.1: Équations de bilan thermohydraulique sous forme intégrale (état stationnaire).....	28
Tableau 3.1 : Bilan énergétique de la fission d'un noyau d' U^{235} (valeurs approximatives) (Stacey, 2001)	69
Tableau 4.1 : Conditions d'opération nominales du SCWR	107
Tableau 4.2 : Conditions d'opération nominales du CANDU-6.....	107
Tableau 4.3 : Impact de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques	127
Tableau 5.1 : Plages de température à l'étude de la réactivité des cellules CANDU-6 et SCWR	131
Tableau 5.2 : Cellules de référence pour le CANDU-6 et le SCWR	141
Tableau 5.3 : Effet de la présence du caloporteur sur la réactivité d'une cellule selon la quantité de modérateur présent dans le réacteur (impact mesuré par rapport à une cellule ne contenant pas de caloporteur).....	146
Tableau 5.4 : Gain de réactivité dû à la perte de densité du caloporteur entre l'entrée et la sortie du canal	148
Tableau 6.1 : Impact des conditions aux frontières thermohydrauliques.....	157
Tableau 6.2 : Plage de conditions aux frontières thermohydrauliques considérée dans l'étude couplée	158

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 : FICHE TECHNIQUE DU SCWR ET DU CANDU-6	186
ANNEXE 2 : FICHIERS D'ENTREE ET PROCEDURES POUR LES CALCULS COUPLES	188
ANNEXE 3 : DESCRIPTION DES MODIFICATIONS APPORTEES A ARTHUR	198

NOMENCLATURE

Thermohydraulique :

V	Volume de contrôle (m^3)
A	Surface délimitant le volume de contrôle
S	Section transversale d'un canal
t	Temps (s)
z	Position axiale (m)
\mathbf{n}	Vecteur unitaire normal à une surface
ρ	Densité (kg / m^3)
ν	Volume massique (m^3 / kg)
m	Masse (kg)
\dot{m}	Débit massique (kg / s)
\mathbf{U}	Vitesse (m / s)
\mathbf{G}	Flux massique ($kg / s / m^2$)
$\overline{\mathbf{I}}$	Matrice unitaire
P	Pression (Pa)
h	Enthalpie massique (kJ / kg)
$\overline{\boldsymbol{\sigma}}$	Tenseur des contraintes visqueuses (Pa)
q'	Densité de puissance linéique (W/m)
q''	Flux de chaleur (W / m^2)
q'''	Source volumique de chaleur (W / m^3)
ε	Taux de vide
F_{frot}	Force de frottement

τ_w	Contrainte de frottement due à la paroi (Pa)
D_{hyd}	Diamètre hydraulique (m)
$D_{chauffe}$	Diamètre chauffé (m)
$P_{mouille}$	Périmètre mouillé (m)
Re	Nombre de Reynolds
P_{crit}	Pression critique (Pa)
T	Température (K)
C_p	Chaleur spécifique à pression constante ($J / kg / K$)
k	Conductivité thermique ($W / m / K$)
μ	Viscosité ($Pa \cdot s$)
f	Facteur de frottement
Pr	Nombre de Prandl
Nu	Nombre de Nusselt
h	Coefficient de transfert de chaleur ($W / m^2 / K$)
r	Positions radiale dans le crayon (m)
r_{comb}	Rayon du combustible (m)
<i>in</i>	Indice désignant l'entrée du canal
<i>out</i>	Indice désignant la sortie du canal

Neutronique :

\mathbf{r}	Position spatiale des neutrons
v	Vitesse des neutrons (m / s)
$\mathbf{\Omega}$	Direction de déplacement des neutrons
n	Densité neutronique (m^{-3})
ϕ	Flux neutronique ($m^{-2} s^{-1}$)

Q	Terme source
D	Coefficient de diffusion (cm)
σ	Section efficace microscopique (<i>barn</i>)
Σ	Section efficace macroscopique totale (cm^{-1})
Σ_s	Section efficace macroscopique de diffusion (cm^{-1})
Σ_f	Section efficace macroscopique de fission (cm^{-1})
Σ_a	Section efficace macroscopique d'absorption (cm^{-1})
Σ_c	Section efficace macroscopique de capture (cm^{-1})
N	Densité des noyaux (m^{-3})
E	Énergie cinétique des neutrons (J)
t	Temps (s)
m	Masse (kg)
α	Rendement de fission
g	Indice de groupe

INTRODUCTION

Le forum Génération IV est une initiative internationale dont l'objectif est de concevoir à l'horizon 2050 des réacteurs de nouvelle génération. Ces derniers devront :

- Produire moins de déchets radioactifs
- Résister à la prolifération militaire
- Être moins coûteux
- Présenter une sûreté accrue

Six concepts de réacteur ont été retenus par le forum Génération IV (Generation IV International Forum, 2000). Parmi ces concepts, le Canada est chargé d'étudier le réacteur à eau supercritique (SCWR, pour SuperCritical Water Reactor) (Chow, 2007; Dworschak, 2008; Pioro, 2007). La version canadienne du SCWR est, tout comme les réacteurs actuels de type CANDU-6 (IAEA, 2002), un réacteur à tubes de force. Le caloporteur, sous forme d'eau légère supercritique, circule à l'intérieur des tubes de forces dans lesquels se trouvent le combustible enrichi. L'ensemble des tubes de force baigne dans un milieu modérateur constitué d'eau lourde.

Le maintien du caloporteur supercritique à des températures élevées permettra d'obtenir un rendement thermique d'environ 45%, par rapport au 30-35% des réacteurs CANDU-6 actuels. Grâce à son rendement thermique élevé, le SCWR pourra produire plus d'énergie par unité de combustible consommée que les réacteurs actuels. À énergie produite égale, la quantité de déchets radioactifs en sera ainsi réduite. Le développement du SCWR présente donc un grand intérêt pour l'industrie nucléaire canadienne.

Compte tenu du stade préliminaire de son développement, les études de sûreté du SCWR sont encore peu nombreuses. Cet aspect est pourtant crucial dans le développement d'un

réacteur de génération IV. Le présent projet s'inscrit dans cette démarche, en proposant une première évaluation de la sûreté du SCWR.

Parmi les éléments définissant la sûreté d'un réacteur nucléaire, deux points importants sont à respecter. Pour opérer de façon sécuritaire, un réacteur nucléaire doit en effet présenter un coefficient de puissance¹ négatif et un coefficient de débit² positif.

Un réacteur muni d'un coefficient de puissance négatif atténue toute hausse de puissance par une baisse de réactivité. Plus le coefficient est élevé, plus cette rétroaction est forte. Ce comportement est souhaité car, dans le cas contraire, toute augmentation de puissance est amplifiée par l'effet de rétroaction positif de la réactivité.

Une perte de débit du caloporteur est dangereuse, dans la mesure où elle entraîne une dégradation de la qualité du système de refroidissement du combustible. Une hausse de la température du combustible s'ensuit, qui peut éventuellement mener à la fusion du combustible. Un coefficient de débit positif permet de compenser toute baisse de débit du caloporteur par une baisse de la réactivité. Une hausse de température du combustible est compensée par une diminution de la puissance, qui entraîne en retour une baisse de la température du combustible.

Les deux points de sûreté décrits ci-dessus sont des caractéristiques de sûreté intrinsèque d'un réacteur, comme elles ne dépendent d'aucune intervention extérieure. Elles sont donc d'une grande importance.

La plupart des réacteurs en opération dans le monde sont munis d'un coefficient de puissance négatif. Cependant, ce ne sont pas tous les réacteurs qui présentent un coefficient de débit positif. Le CANDU-6 est en ce sens un exemple notable. Dans un

¹ Le coefficient de puissance est défini par le taux de variation de la réactivité par rapport à la puissance.

² Le coefficient de débit est défini par le taux de variation de la réactivité par rapport au débit.

CANDU-6, toute perte de caloporteur est accompagnée d'une hausse de puissance. Des mécanismes externes de contrôle de la réactivité sont donc requis pour parer à de telles éventualités.

Un des objectifs de la conception de la version canadienne du SCWR est de présenter, contrairement au CANDU-6, un coefficient de débit positif. Ce comportement doit en principe être atteint par une diminution du pas de réseau. Le pas de réseau, qui est défini par l'espacement entre les différents canaux, a un impact direct sur le bilan neutronique du réacteur.

En plus de la puissance et du débit massique du caloporteur, l'effet d'autres paramètres thermohydrauliques sur la réactivité peut être analysé. La température d'entrée du caloporteur et sa pression de sortie sont susceptibles de varier et ainsi modifier la réactivité du réacteur. Comme le débit, la hausse de la température d'entrée du caloporteur a pour effet d'échauffer le combustible. Une réaction négative en réactivité est donc souhaitée. Le comportement en pression est également important, dans la mesure où une dépressurisation du caloporteur peut diminuer son débit.

L'objectif du présent projet est donc d'analyser le comportement de la réactivité du SCWR en réponse à des variations de puissance et à des variations des conditions aux frontières thermohydrauliques du réacteur (débit, température d'entrée du caloporteur et pression de sortie). Cette étude se fera par comparaison avec le comportement du CANDU-6 actuel. Cette étude sera par ailleurs répétée à différentes étapes de l'évolution du réacteur (combustible neuf et combustible irradié).

L'étude proposée met en jeu à la fois des phénomènes neutroniques et thermohydrauliques. Ces phénomènes ne sont pas indépendants et interagissent par effet de couplage. Le profil de puissance du réacteur, calculé à l'aide des équations de la neutronique, dépend en effet des propriétés thermodynamiques du caloporteur et des

crayons de combustible (température et densité du caloporteur, température des crayons de combustible). Ces propriétés sont en retour déterminées à l'aide du profil de puissance développé dans le combustible, via les équations de la thermohydraulique.

En général, le couplage neutronique-thermohydraulique n'est toutefois pas pris en compte dans la simulation d'un réacteur nucléaire. Le comportement d'un réacteur est généralement évalué à l'aide de profils thermodynamiques représentatifs. Le calcul neutronique du réacteur est ensuite effectué par une combinaison du formalisme du transport et du formalisme de la diffusion. Le calcul en transport permet d'évaluer les propriétés locales du réacteur (sections efficaces, coefficient de diffusion) alors que le calcul en diffusion permet de calculer le flux neutronique dans l'ensemble du réacteur. À l'Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, on utilise le code DRAGON (Marleau, 2007) pour les calculs en transport et le code DONJON (Varin, 2005) pour les calculs en diffusion.

La prise en compte des effets de rétroaction thermohydraulique-transport-diffusion nécessite donc la mise en place d'une procédure de couplage itérative. Pour parvenir à ces fins, on utilise l'outil de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR, qui a été développé par Majid Fassi Fehri dans son projet de maîtrise (Fassi-Fehri, 2008). Ce module permet de coupler le calcul thermohydraulique d'un canal avec le calcul de diffusion sur l'ensemble d'un réacteur. La partie thermohydraulique du calcul est effectué à l'aide d'un ensemble de fonctions programmées en Fortran 90 alors que le calcul de diffusion est effectué à l'aide du logiciel DONJON. Ces deux modules communiquent entre eux via l'échange de structures de données. Le calcul des propriétés locales du réacteur est quant à lui effectué par interpolation d'une base de données externe.

ARTHUR a cependant dû être modifié pour les fins de ce projet. La base de données utilisée par ARTHUR pour le calcul des sections efficaces est exclusive au CANDU-6 et

son interpolation est faite à l'aide de modèles approximatifs (feedback model). L'utilisation de la base de données a été remplacée par une série de calculs en transport, effectués à l'aide du logiciel DRAGON. Cette méthode est plus conforme aux procédures standards de calcul de réacteurs. Elle est plus précise et permet la définition de nouveaux types de réacteurs.

Par ailleurs, comme il a été initialement développé pour simuler un CANDU-6, ARTHUR ne permet pas de faire des calculs thermohydrauliques sur des fluides à l'état supercritique. Certaines fonctions ont donc été réécrites pour tenir compte de l'état supercritique du caloporteur. La méthode de résolution des équations thermohydrauliques a également été simplifiée de façon à accélérer les calculs (moins de stockage et d'inversions de matrices). Certaines approximations effectuées dans le calcul, comme celle consistant à négliger l'inhomogénéité des conductivités thermiques du combustible, ont également été abandonnées.

Certaines approximations ont été utilisées afin de réduire le temps de calcul des simulations couplées. Plus précisément, l'effet des canaux en périphérie de cœur a été négligé. Cette approximation permet de modéliser le CANDU-6 et le SCWR par un assemblage équivalent de 4 canaux évoluant dans un réseau infini de canaux identiques. Le problème ainsi défini présente des symétries qu'on peut utiliser pour accélérer les calculs.

Le présent mémoire sera structuré comme suit :

Après avoir présenté le réacteur SCWR et ses spécificités par rapport au CANDU-6 (chapitre 1), les formalismes de la thermohydraulique (chapitre 2) et de la neutronique (chapitre 3) seront présentés. Le chapitre 3 présentera également en détail les méthodes de couplage neutronique thermohydraulique. Les chapitres 4 et 5 permettront ensuite

d'anticiper les résultats de l'étude couplée en présentant des simulations thermohydrauliques (chapitre 4) et neutronique (chapitre 5) non couplées.

Les simulations du chapitre 4 ont pour objectif d'évaluer la sensibilité des propriétés thermodynamiques du caloporteur et du combustible à la modification des conditions d'opération du réacteur (puissance, débit, température d'entrée du caloporteur, pression de sortie). Les simulations du chapitre 5 permettront quant à elles d'identifier les mécanismes principaux contrôlant la réactivité d'un réacteur, à savoir la densité du caloporteur et la température de combustible. Ces simulations seront effectuées en transport neutronique sur une cellule de réacteur unique.

Finalement, le chapitre 6 présente les résultats de l'étude couplée. Une comparaison du comportement du SCWR et du CANDU-6 du point de vue de la sûreté pourra alors être effectuée.

CHAPITRE 1 : LE SCWR

Plusieurs versions du SCWR sont actuellement à l'étude à travers le monde. La version américaine du SCWR est un réacteur à cuve pressurisée alors que la version canadienne du SCWR est un réacteur à canaux (Chow, 2007 ; Dworschak, 2008). Dans le cadre de ce projet, nous nous intéresserons exclusivement à la version canadienne du SCWR³.

Dans ce chapitre, nous présenterons les caractéristiques principales du SCWR en le comparant avec les réacteurs actuels de type CANDU-6. La comparaison sera axée sur trois points : le caloporteur, le modérateur et le combustible.

1.1 Le caloporteur

Plusieurs points distinguent le caloporteur des réacteurs SCWR et CANDU-6. Le caloporteur du SCWR est composé d'eau légère portée à l'état supercritique, alors que le caloporteur du CANDU-6 est de l'eau lourde à l'état sous-critique. Le circuit thermohydraulique parcouru par le caloporteur et la composition des canaux dans lequel le caloporteur circule diffèrent également entre les deux réacteurs. Les paragraphes suivants permettront de traiter ces points plus en détail, en expliquant les motivations sous-tendant chacune de ces différences.

³ Sauf mention contraire, le terme « SCWR » désignera dans la suite de ce projet la version canadienne de ce réacteur.

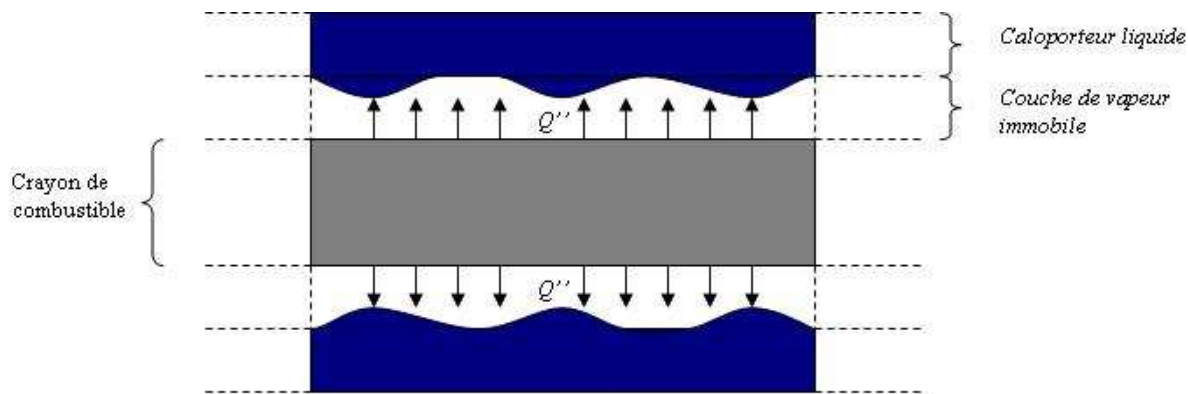
1.1.1 Supercriticité du caloporteur et effet sur le rendement du SCWR

En tant que réacteur de Génération IV (Generation IV International Forum, 2000), un des objectifs principal de la conception du SCWR est l'augmentation du rendement thermique. Ce but est atteint en portant le caloporteur du SCWR à des températures plus élevées.

L'explication de ce phénomène est simple. Comme toute machine thermique, le rendement d'un réacteur nucléaire est déterminé par la différence de température entre sa source chaude (caloporteur chauffé par son passage dans le cœur du réacteur) et sa source froide (eau de refroidissement provenant d'une rivière). Plus cette différence est grande, plus le rendement est élevé. Comme la température de la source froide est fixe, on opère sur le rendement en modifiant la température de la source chaude, en diminuant par exemple le débit massique du caloporteur (à puissance constante).

À l'état sous-critique, la température à laquelle le caloporteur peut être porté est toutefois limitée par sa température de saturation. La cause de cette limitation est le phénomène de flux de chaleur critique (FCC), qui pose de grands dangers à la sûreté d'opération d'un réacteur (Katto, 1994).

Le FCC est un phénomène caractéristique de l'écoulement diphasique (voir Figure 1.1). Dans un tel régime d'écoulement, il peut arriver qu'un film de vapeur immobile se forme sur la paroi d'un crayon de combustible. La vapeur d'eau étant très mauvaise conductrice de chaleur, cette couche inerte entraîne une augmentation drastique de la température du crayon et, éventuellement, sa fusion. Pour une opération sécuritaire du réacteur, cette situation doit être évitée à tout prix.



Q'' : Chaleur transmise du combustible à la couche de vapeur (par unité de surface)

Figure 1.1 : Flux de chaleur critique sur un crayon de combustible

À cause du FCC, le rendement d'un réacteur contenant un caloporteur sous-critique est donc généralement limité par sa température de saturation. Cette situation est toutefois moins susceptible de survenir si le caloporteur se trouve à l'état supercritique. Dans cet état, un fluide de température uniforme ne peut jamais être composé simultanément de deux phases. Il n'existe donc pas de frontières physiques bien définies permettant à un fluide de faible densité de demeurer immobile près de l'une paroi⁴.

L'utilisation d'un caloporteur à l'état supercritique permet donc de porter le caloporteur à des températures élevées sans nuire à la sûreté du réacteur⁵. Une telle stratégie permet d'augmenter le rendement thermique d'un réacteur.

⁴ Il faut toutefois noter que, en raison des variations importantes de densité dans le caloporteur, l'écoulement d'un fluide supercritique a une structure en strates.

⁵ Des phénomènes de dégradation du transfert de chaleur ont cependant déjà été observés dans des écoulements supercritiques. Ce phénomène est encore toutefois mal compris.

1.1.2 Circuit thermohydraulique

La majorité des éléments du circuit thermohydraulique d'un CANDU-6 se retrouvent dans le SCWR : cœur formé d'une multitude de canaux, turbine, pompe et condenseur.

Cependant, contrairement au réacteur CANDU-6, le SCWR n'est composé que d'une seule boucle thermohydraulique (la division circuit primaire – circuit secondaire n'existe plus). Dans un circuit à une boucle, le caloporteur passe directement du cœur à la turbine. La présence d'un générateur de vapeur, qui sert à transmettre la chaleur du circuit primaire au circuit secondaire, n'est donc plus requise. Cette situation contribue à baisser les coûts de construction de la centrale.

La Figure 1.2 et la Figure 1.3 donnent un exemple d'un réacteur à deux boucles (CANDU-6) et d'un réacteur à une boucle. Le réacteur à une boucle présenté ici est la version américaine du SCWR.

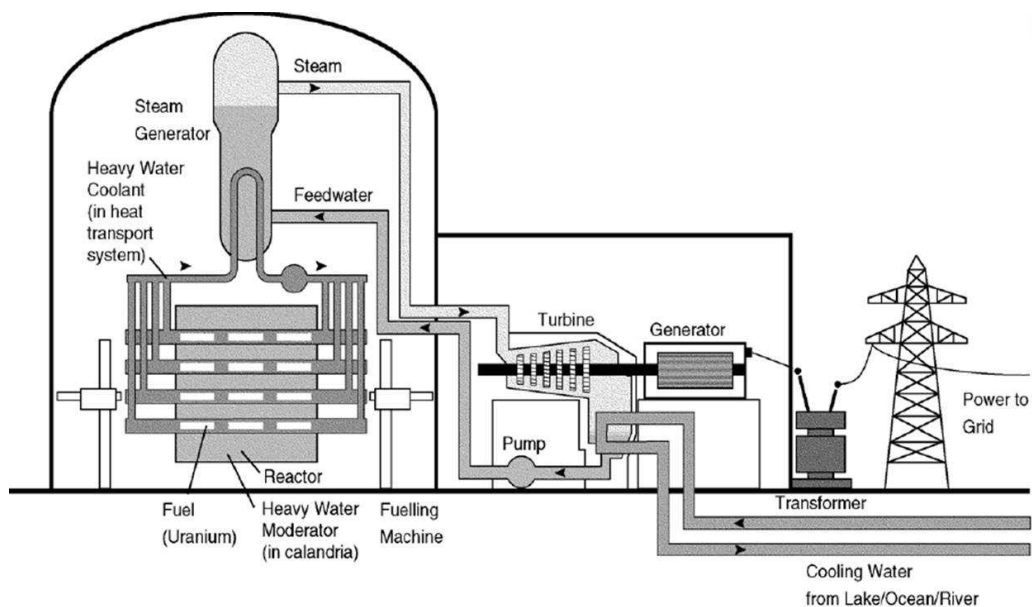


Figure 1.2 : Schéma d'un réacteur à deux boucles (CANDU-6)

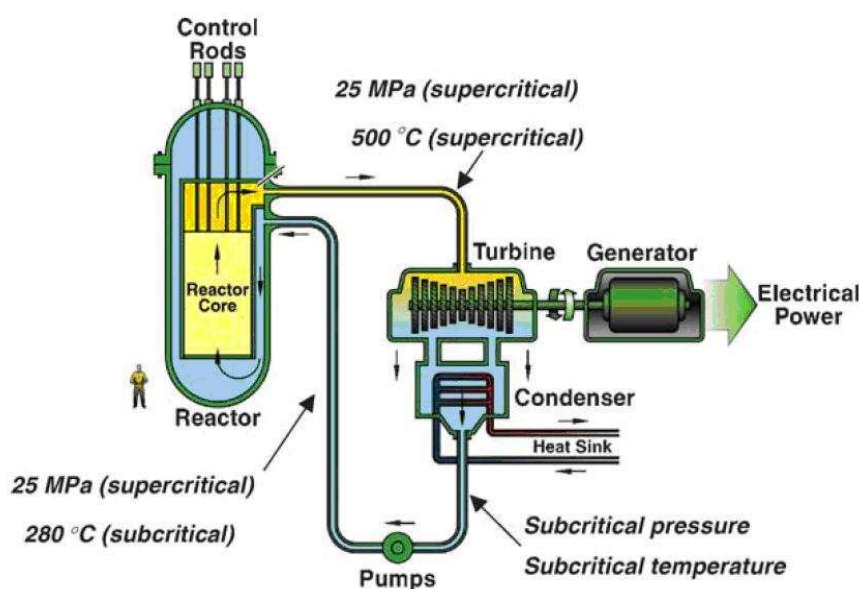


Figure 1.3 : Schéma d'un réacteur à une boucle (version américaine du SCWR)

1.1.3 Cœur du réacteur et canaux

Dans le SCWR comme dans le CANDU-6, l'écoulement du fluide caloporteur est réparti dans un ensemble de canaux (300 dans le SCWR et 380 dans le CANDU-6) (voir Figure 1.4).

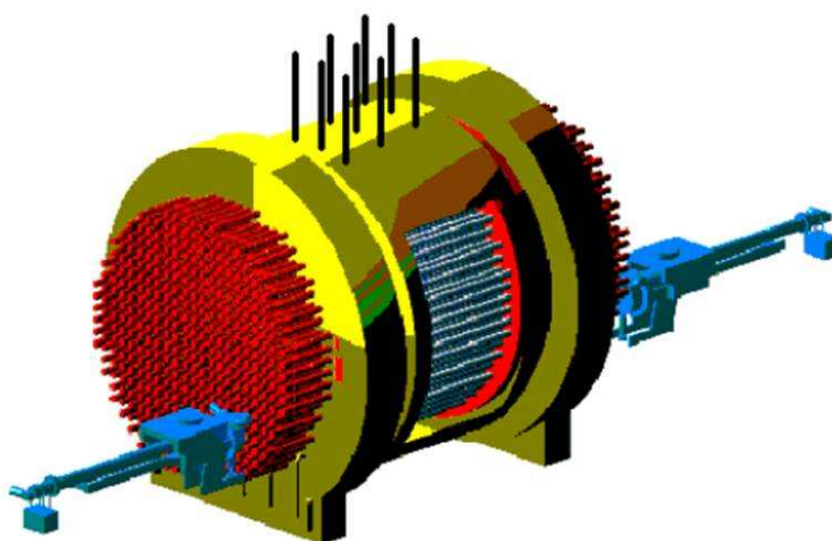
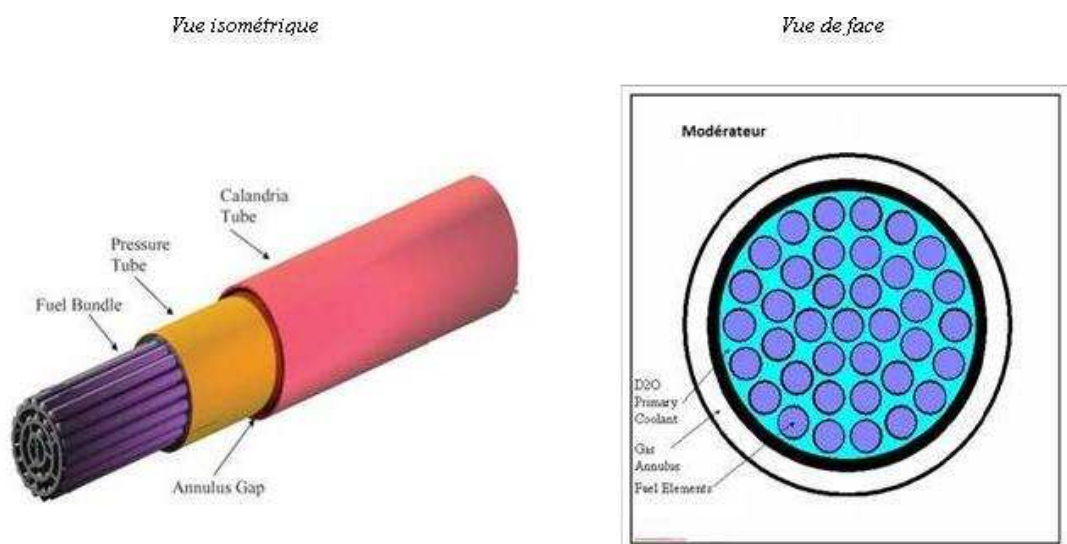


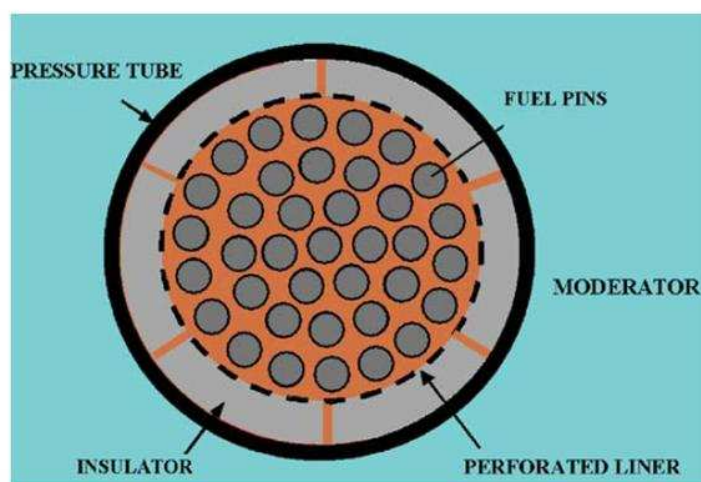
Figure 1.4 : Cœur d'un réacteur de CANDU-6

L'espacement entre les canaux est cependant plus faible dans le SCWR que dans le CANDU-6 (21cm par rapport à 28,575cm)⁶. Par ailleurs, la structure des canaux d'un SCWR et d'un CANDU-6 diffèrent sur quelques points. Cette structure est illustrée à la Figure 1.5.

⁶ Ce paramètre a un grand impact sur le comportement neutronique des deux réacteurs. Son impact sera traité plus en détail aux chapitres **Error! Reference source not found.** et **Error! Reference source not found.**.



a)



b)

Figure 1.5 : Schéma d'un canal de réacteur
a) CANDU-6 b) SCWR

En comparant les figures a) et b), on voit que l'isolation thermique et la structure de confinement du caloporteur diffèrent dans les modèles de canaux SCWR et CANDU-6. Dans le CANDU-6, le caloporteur circule dans un tube de force, lui-même entouré d'un tube de calandre. Un isolant gazeux sépare ces deux tubes de sorte que le tube de calandre demeure à basse température. Dans le cas du SCWR, le tube de force est en contact direct avec le modérateur. Il est cependant isolé thermiquement du caloporteur à l'aide d'un isolant céramique poreux. Cette isolation thermique empêche la chaleur générée par le combustible d'être transférée au modérateur. De plus, elle évite le contact entre le caloporteur à haute température et le tube de force en zirconium qui est maintenu à basse température (afin d'éviter la corrosion à haute température).

Il est à noter que, contrairement à ce que la Figure 1.5b) suggère, une grappe SCWR contient 43 crayons de combustible (grappe de type CANFLEX), contrairement aux 37 crayons de la grappe de CANDU-6. Dans une grappe CANFLEX, le crayon central et les crayons de la première couronne ont un rayon supérieur aux crayons de la deuxième et troisième couronne. Une illustration de la grappe CANFLEX est donnée à la Figure 1.6.

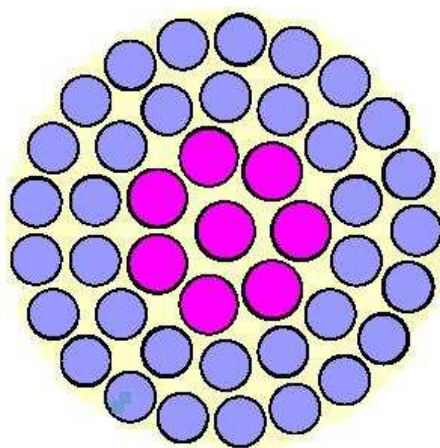


Figure 1.6 : Grappe CANFLEX à 43 crayons

Mentionnons qu'ÉACL a proposé d'autres concepts de canaux pour le SCWR, notamment le canal réentrant (Chow, 2007). Ces autres types de canaux ne seront pas considérés dans la présente étude.

1.2 Le modérateur

Dans le SCWR comme dans le CANDU-6, les canaux baignent dans un bain modérateur composé d'eau lourde. Dans les deux cas, le modérateur est froid (température de l'ordre de 70°C) et peu pressurisé.

1.3 Le combustible

Le combustible est un autre point de différence majeur entre le SCWR et le CANDU-6. Présentons d'abord la structure générale d'un crayon de combustible, qui est commune aux deux types de réacteurs (voir Figure 1.7).

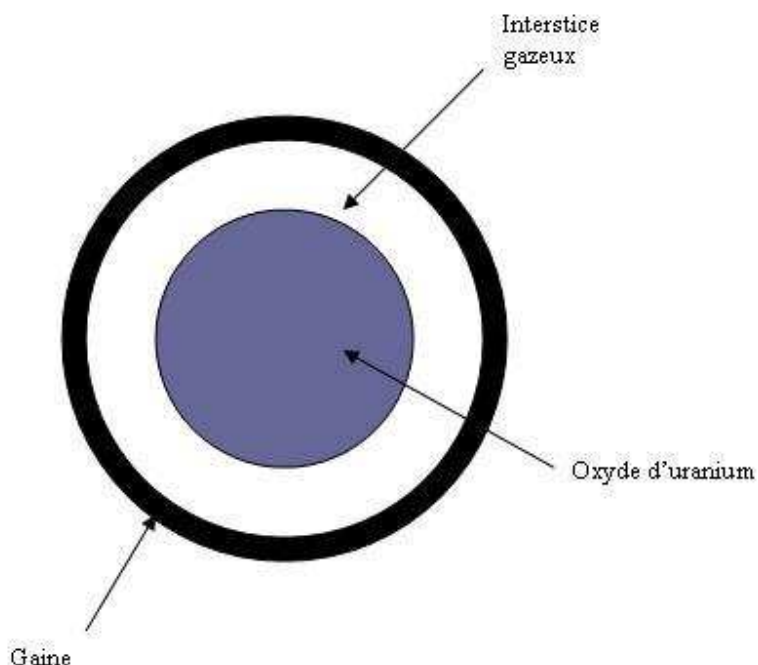


Figure 1.7 : Crayon de combustible
(échelle non respectée)

Un crayon de combustible est composé de pastilles d'oxyde d'uranium maintenues en place par une gaine métallique. Le combustible et la gaine sont séparés par un interstice gazeux, dont l'épaisseur est de l'ordre du micron. Les crayons de combustible du SCWR et du CANDU-6 diffèrent par le choix du matériau de gaine et de l'enrichissement du combustible.

Dans un CANDU-6, la gaine est faite d'un alliage de zirconium. Ce matériau est utilisé pour sa faible absorption neutronique. Il présente par ailleurs de bonnes propriétés thermomécaniques à la température d'opération du CANDU-6.

La température des crayons est toutefois sensiblement plus élevée dans le SCWR, notamment à cause de la puissance plus élevée développée par chaque crayon. Il est

prévu que la température maximale de gaine se situe entre 700°C et 800°C, par rapport à environ 340°C pour le CANDU-6. À cette température, les alliages de zirconium ne peuvent plus être utilisés à cause de leur trop faible résistance mécanique et leur taux d'oxydation élevé. ÉACL compte donc remplacer le zirconium par de l'acier inoxydable, qui a des meilleures propriétés thermochimiques et thermomécaniques.

Cependant, l'acier inoxydable absorbe plus fortement les neutrons que le zirconium. Pour cette raison, le combustible du SCWR devra être enrichi, contrairement au combustible du CANDU-6 qui est composé d'uranium naturel. Une autre raison poussant à enrichir le combustible est la forte capacité absorbante de l'eau légère. La teneur prévue en U^{235} du combustible SCWR est de l'ordre de 4,25%⁷.

⁷ Il est à noter que plusieurs paramètres du SCWR, dont l'enrichissement, n'ont pas encore été déterminés de façon officielle. Nous nous basons ici sur les travaux de Varin et Marleau (2006).

1.4 Résumé

Les tableaux suivants présentent un récapitulatif des principales différences et similarités entre le SCWR et le CANDU-6.

Tableau 1.1 : Comparaison des réacteurs CANDU-6 et SCWR (récapitulatif)

a) Rendement thermique et puissance

	SCWR	CANDU-6
Rendement	40-45%	33-35%
Puissance électrique totale	≈1140 MW	≈700 MW

b) Circuit thermohydraulique et canaux

	SCWR	CANDU-6
Circuit thermohydraulique	1 seule boucle	2 boucles (circuit primaire et circuit secondaire)
Nombre de canaux	300	380
Confinement du caloporteur	Isolant céramique poreux et tube de force	Tube de force, isolant gazeux et tube de calandre

c) Caloporteur et modérateur

	SCWR	CANDU-6
Caloporteur	Eau légère à l'état supercritique	Eau lourde
Modérateur	Eau lourde	Eau lourde

d) Crayons de combustible

	SCWR	CANDU-6
Combustible	Uranium enrichi ($\approx 4,25\%$ d' U^{235})	Uranium naturel ($\approx 0,7\%$ d' U^{235})
Matériau de Gaine	Acier inoxydable 304L (fort absorbeur de neutrons)	Zirconium (faible absorbeur de neutrons)

Pour une comparaison complète du SCWR et du CANDU-6, le lecteur est référé à l'annexe 1.

CHAPITRE 2 : MODELISATION THERMOHYDRAULIQUE D'UN CANAL DE REACTEUR

L'objectif du calcul thermohydraulique est de déterminer les propriétés thermodynamiques du caloporteur et des crayons de combustible à partir du profil de puissance généré dans les crayons.

Dans le présent chapitre, nous présenterons les équations de conservation décrivant la thermodynamique du caloporteur et du combustible ainsi que les méthodes numériques de résolution de ces équations (discrétisation des équations et algorithme itératif de résolution)⁸. Les corrélations expérimentales et relations thermodynamiques utilisées pour clore les systèmes d'équations seront également présentées. Il est à noter que, dans ce chapitre, nous traiterons à la fois le cas du CANDU-6 (caloporteur sous-critique) et du SCWR (caloporteur supercritique).

La plupart des méthodes décrites dans ce chapitre ont déjà été implantées dans le code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008). Comme ARTHUR a été développé pour le CANDU-6, certaines modifications ont dû y être apportées pour modéliser correctement la thermohydraulique du SCWR. Le calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau a d'abord été adapté de façon à couvrir le spectre supercritique. Par ailleurs, de nouvelles corrélations de perte de pression et de transfert de chaleur pour les fluides supercritiques ont été implantées. Également, comme l'écoulement d'un fluide supercritique est toujours monophasique, les équations du caloporteur ont pu être écrites et discrétisées uniquement pour les écoulements monophasiques, évitant de ce fait la mise en mémoire et la résolution de systèmes matriciels de grande taille. L'algorithme de résolution de l'ensemble des équations couplées a aussi pu être allégé.

⁸ Pour plus d'informations sur les équations de la thermohydraulique et leur résolution numérique, le lecteur est référé à (Béjan, 2004) et à (Jaluria, 2003).

Il est à noter que la version originale du code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) a été maintenue dans son intégralité pour la modélisation du CANDU-6, à l'exception de la prise en compte d'un terme supplémentaire dans l'équation de la chaleur (voir la section 2.7.2). Deux versions d'ARTHUR ont donc été utilisées dans ce projet : la version modifiée d'ARTHUR pour la modélisation du SCWR et la version originale d'ARTHUR pour la modélisation du CANDU-6. Il serait donc souhaitable, dans un projet ultérieur, d'intégrer ces deux versions en un seul programme.

2.1 Fluides supercritiques et fluides sous-critiques

Avant de passer aux équations de bilan du caloporteur, donnons une description de l'état supercritique. D'un point de vue thermodynamique, la distribution des propriétés du caloporteur (température, densité, etc.) à l'état supercritique et à l'état sous-critique sont en effet très différentes (Pioro, 2007).

L'état supercritique d'un fluide peut être introduit en considérant l'expérience classique d'Andrews (chauffage isobare de l'eau sous-critique). Dans cette expérience, on chauffe un réservoir d'eau liquide assez lentement pour que son évolution soit considérée comme quasi-statique. La pression du fluide est maintenue constante et le volume du réservoir est laissé libre de varier.

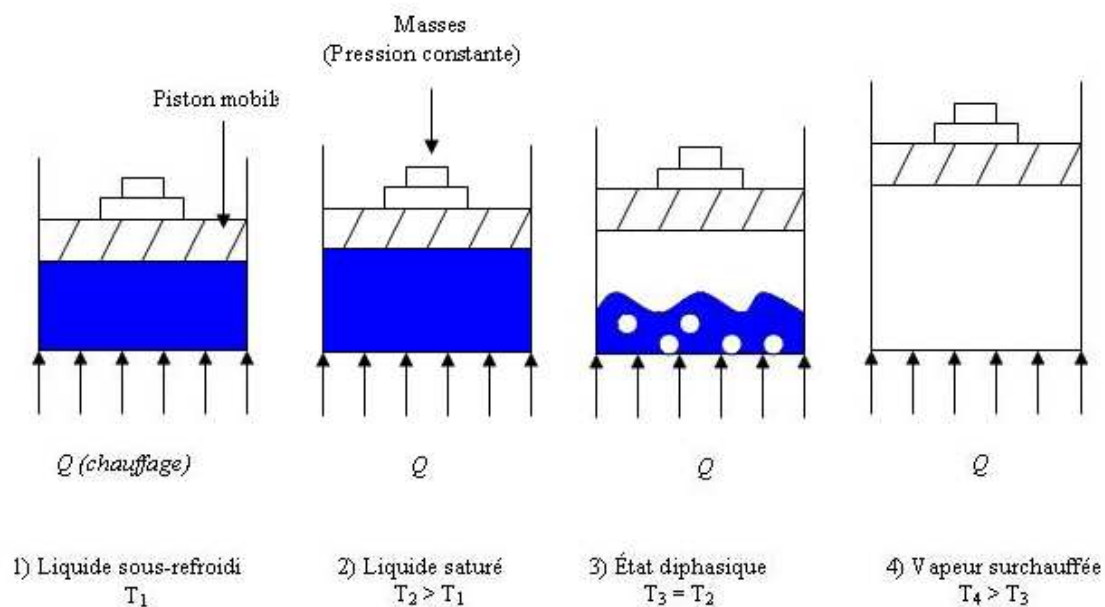


Figure 2.1 : Expérience d'Andrews (chauffage isobare de l'eau à l'état sous-critique)

À partir d'un état sous-refroidi (liquide seulement), la température et le volume de l'eau augmentent simultanément avec le chauffage (voir Figure 2.1). Après un certain apport calorifique, l'état diphasique est atteint et le volume total change sans que la température ne varie. Le volume d'eau est d'autant plus élevé que la proportion de vapeur dans le mélange est grande. Une fois l'ensemble du liquide vaporisé, la température et le volume se remettent à croître simultanément.

L'analyse de l'évolution isobare des propriétés de l'eau peut se faire à l'aide d'un diagramme T - V (température – volume). Dans ce diagramme, l'ensemble des points où le fluide est à l'état diphasique est délimité par une courbe en forme de cloche.

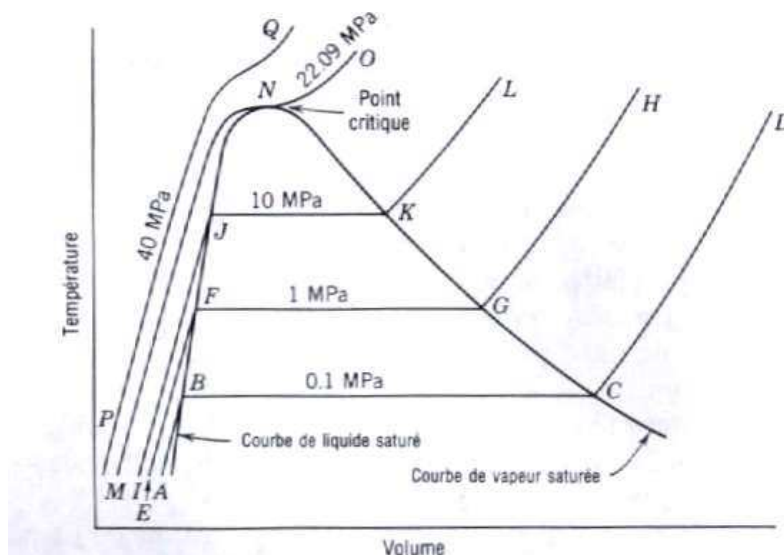


Figure 2.2 : Courbes d'évolution T-V dans l'expérience de chauffage isobare

Comme on peut le voir à la Figure 2.2, la différence de volume massique entre le liquide saturé et la vapeur saturée décroît avec la pression. Il existe une pression, dite critique, à laquelle le volume massique des deux phases coïncide. Au-delà de cette pression, la coexistence de deux phases de volumes massiques différents n'est plus possible.

Le point critique d'un fluide est le couple $(T_{\text{crit}}, P_{\text{crit}})$ défini par le sommet de la courbe T-V. On observe expérimentalement une variation drastique des propriétés d'un fluide au voisinage de son point critique. La température critique de l'eau légère est de $373,95^{\circ}\text{C}$ et sa pression critique est de $22,064 \text{ MPa}$.

La Figure 2.3 donne l'évolution à pression constante de certaines propriétés thermodynamiques de l'eau (enthalpie, chaleur massique et densité). Deux courbes isobares sont présentées, soit $P=22.064 \text{ MPa}$ (pression critique de l'eau) et $P=25 \text{ MPa}$ (pression d'opération du SCWR). On observe bien une variation drastique des propriétés thermodynamiques du fluide au voisinage du point critique. Pour des pressions

supérieures à la pression critique, on voit que le même phénomène de variation brusque se produit, mais à plus petite échelle.

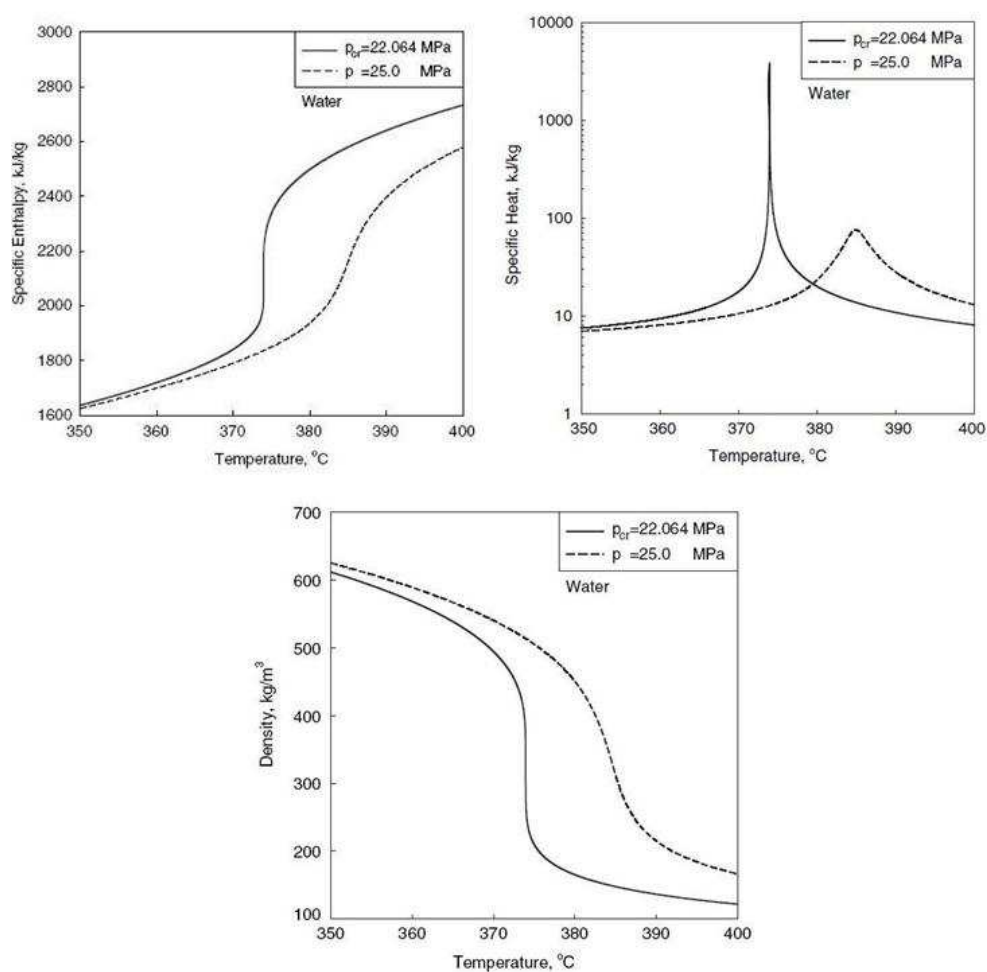


Figure 2.3 : Propriétés thermodynamiques de l'eau en fonction de la température

Pour une pression différente de la pression critique, on appelle *température pseudo-critique* la température à laquelle les propriétés du fluide varient brusquement⁹. Cette température est une fonction de la pression.

Les considérations précédentes permettent de dégager des points importants pour la modélisation du caloporteur dans les réacteurs SCWR et CANDU-6 :

- La pression d'opération d'un SCWR est supérieure à la pression critique. Le fluide caloporteur est toujours à l'état monophasique et il existe une relation univoque entre la pression, la température et le volume massique du caloporteur.
- La pression d'opération d'un CANDU-6 est inférieure à la pression critique. Le caloporteur entre dans le canal à l'état monophasique et en sort à l'état diphasique. À l'état monophasique, la relation entre la pression, la température et le volume massique du caloporteur est univoque. À l'état diphasique, le volume massique du caloporteur dépend de la quantité de vapeur dans le mélange. Cette quantité de vapeur est d'autant plus grande que la quantité d'énergie transmise au fluide caloporteur est grande.

2.2 Thermohydraulique d'un fluide à l'état stationnaire

Dans cette section, les équations de bilan décrivant le fluide caloporteur sont présentées. Un modèle unidimensionnel stationnaire est utilisé pour décrire l'écoulement du caloporteur. Ce modèle est présenté pour un écoulement monophasique et pour un écoulement diphasique.

⁹ De façon plus formelle, on appelle température pseudo critique la température à laquelle la chaleur spécifique prend sa valeur maximale.

2.2.1 Principes de base et hypothèses

Comme tout problème réaliste de mécanique des fluides, il n'existe pas de solution analytique au problème de propagation du fluide caloporteur dans un canal de réacteur. Pour effectuer le calcul, on utilise un certain nombre d'approximations.

Dans un premier temps, on se limite à l'étude de l'état stationnaire du réacteur (invariance des propriétés du réacteur dans le temps). On utilise par ailleurs un modèle unidimensionnel pour décrire le fluide caloporteur. Ces propriétés peuvent ainsi être exprimées comme seules fonctions de la coordonnée longitudinale z . Plus précisément, on cherche à déterminer les profils suivants :

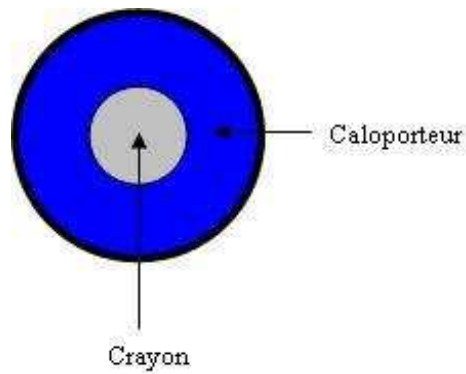
$\rho(z)$: Densité du caloporteur

$P(z)$: Pression du caloporteur

$T(z)$: Température du caloporteur

$h(z)$: Enthalpie du caloporteur

On note $q'(z)$ la densité linéique de puissance et \dot{m} le débit massique (quantité de masse traversant une section de canal à chaque seconde). Les paramètres à l'étude dans la modélisation d'un canal de réacteur sont illustrés à la Figure 2.4 (cas simplifié d'un réacteur à un crayon).



(a)

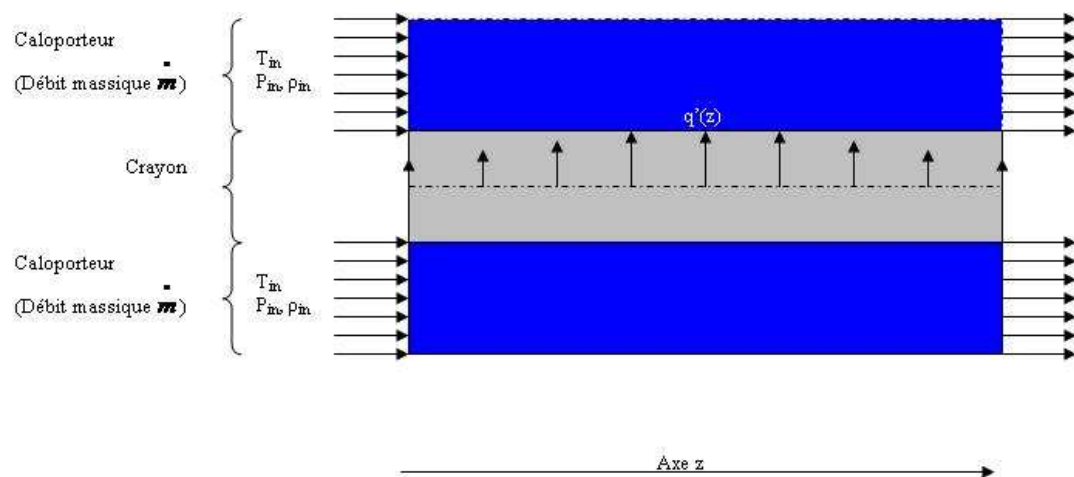


Figure 2.4 : Écoulement du fluide caloporteur dans le cas simplifié d'un canal à un seul crayon (a) Vue de face (b) Vue de profil

Les hypothèses qui ont été faites permettent de simplifier le problème. À l'état stationnaire, le débit massique \dot{m} traversant une section de canal est une constante et ne dépend pas de la coordonnée z (conservation de la masse). Par ailleurs, l'ensemble de l'énergie produite par les crayons du combustible est transmise au caloporteur.

2.2.2 Équations générales de conservation et approximations

Le modèle unidimensionnel utilisé dans ce projet est une simplification des équations générales de bilan du caloporteur (Bejan, 2004). En toute généralité, l'état du caloporteur peut en effet être décrit par des bilans de masse, de quantité de mouvement et de d'enthalpie. Ces équations sont données ici dans leur forme tridimensionnelle et intégrale (l'indice V désigne le volume de contrôle et l'indice A désigne sa frontière).

Tableau 2.1: Équations de bilan thermohydraulique sous forme intégrale (état stationnaire)

Variable	Équation de bilan	Hypothèse supplémentaire faite
Masse	$\int_A \rho \mathbf{U} \cdot d\mathbf{A} = 0$	----
Quantité de mouvement	$\int_A (\rho \mathbf{U}) \mathbf{U} \cdot d\mathbf{A} = \int_A \left(\overline{\sigma} - P \overline{I} \right) \cdot d\mathbf{A}$	<ul style="list-style-type: none"> • On ne considère pas le gradient hydrostatique créé par la gravité.
Enthalpie	$\int_A (\rho h) \mathbf{U} \cdot d\mathbf{A} = - \int_A \mathbf{q}' \cdot d\mathbf{A} + \int_V \mathbf{U} \cdot \nabla P dV$	<ul style="list-style-type: none"> • On néglige l'énergie dissipée par frottement. • On néglige la production de chaleur volumique dans le caloporteur (captures radiatives de neutrons, diffusions inélastiques de neutrons, etc).

Relations thermodynamiques	$(\rho, T, \mu) = F(h, P)$ <i>* D'autres relations fonctionnelles peuvent être utilisées</i>	----
-------------------------------	---	------

Avec :

μ : Viscosité du fluide

\mathbf{U} : Vitesse du fluide

$\overline{\sigma}$: Tenseur des contraintes visqueuses

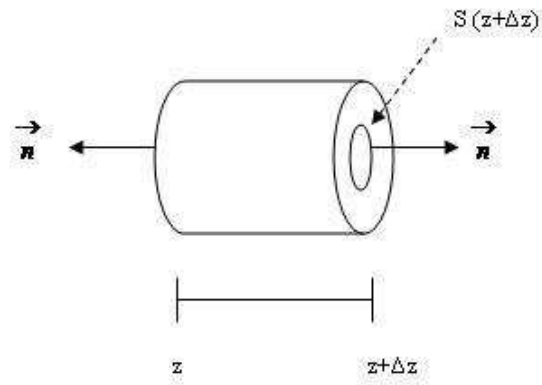
\overline{I} : Tenseur unité

h : Enthalpie

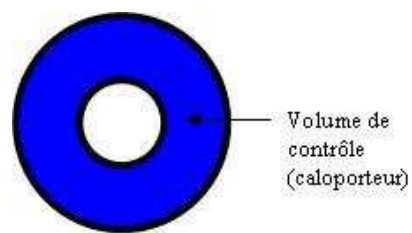
ρ : Densité (volume massique)

P : Pression

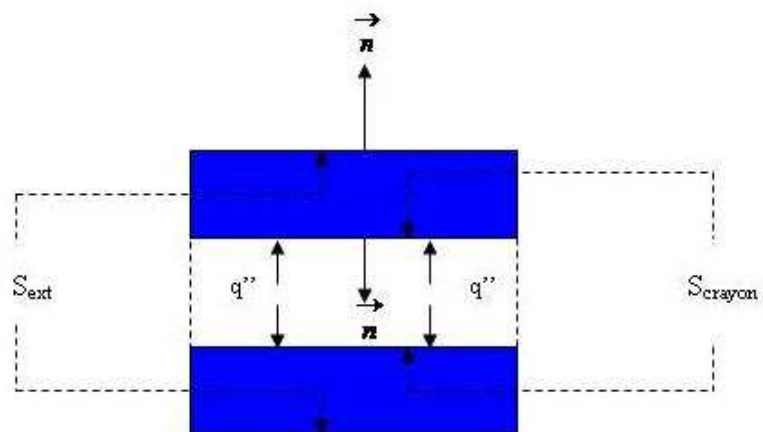
Ces équations sont valides pour tout volume de contrôle. Appliquons-les maintenant à un volume de contrôle contenant l'ensemble de la section transversale du canal. Ce volume est illustré sur un cas simplifié d'un canal à un seul crayon. Il s'agit de l'ensemble du caloporteur se situant entre les abscisses z et $z + \Delta z$. Dans le cas simplifié d'un canal à un crayon, le volume de contrôle a la forme d'un cylindre circulaire creux (voir Figure 2.5).



(a)



(b)



(c)

Figure 2.5 : Volume de contrôle et frontières
 (a) Vue isométrique (b) Vue de face (c) Vue de profil

On définit par $S(z)$ la section de passage du caloporteur à l'abscisse z . L'aire de cette section est une constante notée S . La surface extérieure du crayon est notée S_{crayon} et la surface externe du tube de force est notée S_{ext} .

En faisant tendre la longueur Δz vers 0, on obtient les équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie sous forme différentielle. Les approximations suivantes sont par ailleurs effectuées :

- Le transfert de chaleur du caloporteur vers le modérateur est négligé.
- L'ensemble des variables (P , \mathbf{U} , ρ , h , etc) ne dépend que de la coordonnée longitudinale z .
- La vitesse du caloporteur est parallèle à l'axe z : $\mathbf{U} \equiv U(z)e_z$

Ces approximations permettent d'obtenir les équations du modèle unidimensionnel.

2.2.3 Équations du modèle unidimensionnel : Cas monophasique

Débit massique

Le débit massique sur la section de passage du canal est une constante.

$$\frac{\dot{m}}{S} = \rho(z)U(z) = Cte \quad (2.1)$$

Enthalpie

Le bilan d'enthalpie sur le volume de contrôle s'écrit :

$$\dot{m} \frac{\partial h}{\partial z}(z) = q'(z) + \dot{m} \frac{\partial P}{\partial z}(z) \nu(z) \quad (2.2)$$

où ν désigne le volume massique ($\nu = \frac{1}{\rho}$). Le flux de chaleur linéique $q'(z)$, qui englobe l'ensemble de la production calorifique à l'abscisse z , est relié au flux de chaleur surfacique par la relation suivante :

$$q'(z) = \int_{S(z) \cap S_{crayon}} \mathbf{q}'' \cdot \mathbf{n}_{crayon} dl \quad (2.3)$$

où dl désigne un élément différentiel de longueur sur la circonférence du crayon.

Quantité de mouvement

Le bilan de quantité de mouvement donne l'égalité :

$$\left(\frac{\dot{m}}{S} \right)^2 \frac{\partial \nu}{\partial z}(z) = - \frac{\partial P}{\partial z}(z) + F_{frot}(z) \quad (2.4)$$

où F_{frot} désigne la force de frottement. Cette dernière s'exprime de la façon suivante :

$$F_{frot}(z) \mathbf{e}_z = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{1}{S(\Delta z)} \left(\mathbf{e}_z \cdot \int_{S_{ext} \cup S_{crayon}} \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{dA} \right) \mathbf{e}_z \quad (2.5)$$

En pratique, on réécrit le terme de frottement de la façon suivante :

$$|F_{frot}| = f \frac{1}{2} \frac{\dot{m}^2}{S^2 \rho} \frac{1}{D_{Hyd}} \quad (2.6)$$

Avec :

f : Facteur de frottement

D_{hyd} : Diamètre hydraulique ($D_{hyd} = \frac{4S}{P_{mouille}}$, où $P_{mouille}$ représente le périmètre mouillé)

Le facteur de frottement f est évalué en utilisant des corrélations adaptées à la géométrie et au régime de l'écoulement étudié. Nous reviendrons sur ces corrélations à la section 2.4.1. Il est à noter que la force de frottement est orientée dans le sens opposé à la vitesse de l'écoulement.

Relations thermodynamiques

Les équations de bilan mettent en jeu certaines variables thermodynamiques qui doivent être évaluées à l'aide de relations constitutives. Ces variables, dont le volume massique, sont généralement exprimées en fonction de la pression et de l'enthalpie.

$$(v, \text{autres variables}) = F(h, P)$$

2.2.4 Équations du modèle unidimensionnel stationnaire : cas diphasique

L'écoulement diphasique est plus complexe à décrire que l'écoulement monophasique en raison de la coexistence des phases (liquides et gazeuses) dans l'écoulement. Pour traiter correctement ce type d'écoulement, on écrit d'abord les équations de bilan comme si le fluide représentait un mélange homogène. Des corrélations sont ensuite utilisées pour décrire le comportement relatif des phases. (Rappelons que, dans le cadre de ce projet, la modélisation des écoulements diphasiques est utilisée uniquement pour la description du CANDU-6, l'objectif étant ici de comparer le comportement du SCWR et du CANDU-6.)

La description d'un écoulement diphasique nécessite la définition des paramètres suivants :

U_g : Vitesse de la phase gazeuse

U_l : Vitesse de la phase liquide

ρ_g : Densité de la phase gazeuse (état saturé)

ρ_l : Densité de la phase liquide (état saturé)

ε : Taux de vide

h_l : Enthalpie de la phase liquide (état saturé)

h_g : Enthalpie de la phase gazeuse (état saturé)

x_d : Titre de l'écoulement

G : Flux massique (débit massique par unité de surface)

où le taux de vide représente la fraction volumique de vapeur dans le mélange :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (2.7)$$

Avec V_g le volume de la phase gazeuse et V_l le volume de la phase liquide. Les équations unidimensionnelles du mélange diphasique s'écrivent comme suit :

Flux massique

$$G = (\varepsilon(z)U_g(z)\rho_g + (1 - \varepsilon(z))U_l(z)\rho_l) = Cte \quad (2.8)$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon(z)U_g^2(z)\rho_g + (1 - \varepsilon(z))U_l^2(z)\rho_l) = -\frac{\partial P}{\partial z}(z) + F_{frot}(z) \quad (2.9)$$

Énergie totale (sous forme d'enthalpie)

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon(z)\rho_g h_g U_g(z) + (1 - \varepsilon(z))\rho_l h_l U_l(z)) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\varepsilon(z)\rho_g U_g^3(z)}{2} + \frac{(1 - \varepsilon(z))\rho_l U_l^3(z)}{2} \right) = q'(z) \quad (2.10)$$

Les inconnues de ces problèmes sont au nombre de 5 : ε , U_G , U_l , P et F_{frot} . Ces équations peuvent aussi être exprimées en terme d'autres variables indépendantes, par exemple ε , G , x_d , P et F_{frot} . Dans tous les cas, deux corrélations doivent être introduites pour clore le système.

Plusieurs modèles d'écoulement diphasique existent dans la littérature, selon le choix des paramètres indépendants et des corrélations utilisées. Le modèle privilégié dans le

module de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR est le modèle à écart de vitesse (Fassi Fehri, 2008). Ce modèle utilise comme paramètres indépendants G , v_{gj} , ε , P et F_{frot} . Le paramètre v_{gj} est lié à la vitesse relative des phases. Le titre de l'écoulement x_d représente quant à lui la contribution de la phase gazeuse au débit massique et s'écrit :

$$x_d = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} , \text{ avec } \dot{m}_g \text{ le débit massique de gaz et } \dot{m}_l \text{ le débit massique du liquide.} \quad (2.11)$$

2.3 Température moyenne de crayon

À l'état stationnaire, l'ensemble de l'énergie produite dans le crayon de combustible est transmise au caloporteur. Un gradient de température est ainsi créé entre le centre du crayon de combustible et sa paroi, qui est en contact avec le caloporteur. L'objectif du calcul de température de crayon est de déterminer ce champ de température. Ces points feront l'objet des sections 2.3.1 et 2.3.2.

La Figure 2.6 donne une illustration du problème à l'étude, dans le cas simplifié d'un crayon baignant dans un milieu caloporteur infini.

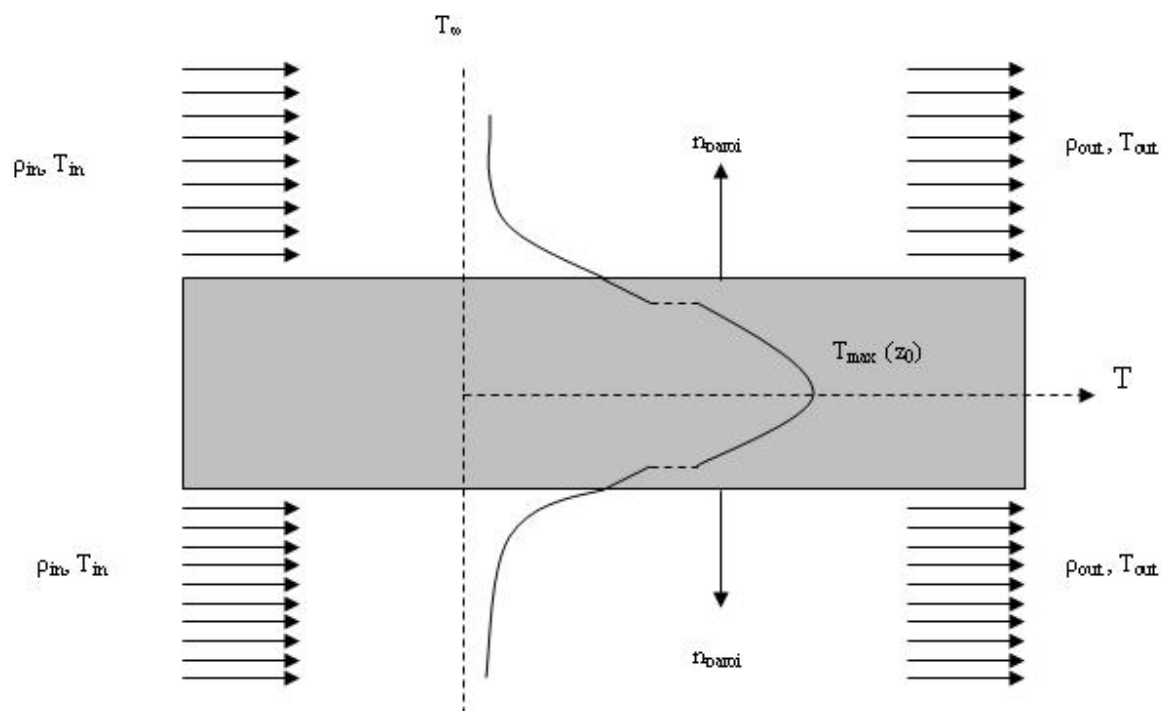


Figure 2.6 : Profil radial de température dans un crayon de combustible baignant dans un milieu caloporteur infini (la discontinuité est due à l'effet d'interface combustible-gaine)

La température de la paroi externe du crayon de combustible est déterminée à l'aide de corrélations de transfert de chaleur alors que le champ de température dans le crayon est déterminé par résolution de l'équation de la chaleur.

2.3.1 Température de la paroi externe du crayon

Le calcul du champ de température dans un crayon requiert la connaissance de la température de la paroi externe de ce crayon. En pratique, cette température est calculée à partir d'un coefficient de transfert de chaleur h . La valeur de h est déterminée à l'aide de corrélations expérimentales devant être adaptées à la géométrie et au régime de l'écoulement étudié (voir la section 2.4.2 pour plus de détails). Ce coefficient permet de déterminer la température de paroi à travers l'équation 2.12 :

$$\mathbf{q}''_{\text{paroi}} \cdot \mathbf{n}_{\text{paroi}} = h(T_p - T_f) \quad (2.12)$$

où T_p est la température de la paroi externe d'un crayon, T_f la température du fluide caloporteur et $\mathbf{q}''_{\text{paroi}}$ le flux de chaleur surfacique à l'interface crayon-caloporteur. La température du caloporteur est connue car déterminée par résolution des équations du caloporteur (voir section 2.2). Le flux de chaleur surfacique est quant à lui calculé à l'aide de la relation (2.13), valable à l'état stationnaire :

$$\mathbf{q}''_{\text{paroi}} \cdot \mathbf{n}_{\text{paroi}} = \frac{q'(z)}{2\pi r_{\text{crayon}}} \quad (2.13)$$

où r_{crayon} est le rayon externe du crayon (distance entre le centre du crayon et la paroi externe de la gaine).

2.3.2 Température du combustible et de la gaine

Un crayon est composé de pastilles d'uranium, d'un interstice gazeux (épaisseur de l'ordre du micron) et d'une gaine (voir Figure 2.7).

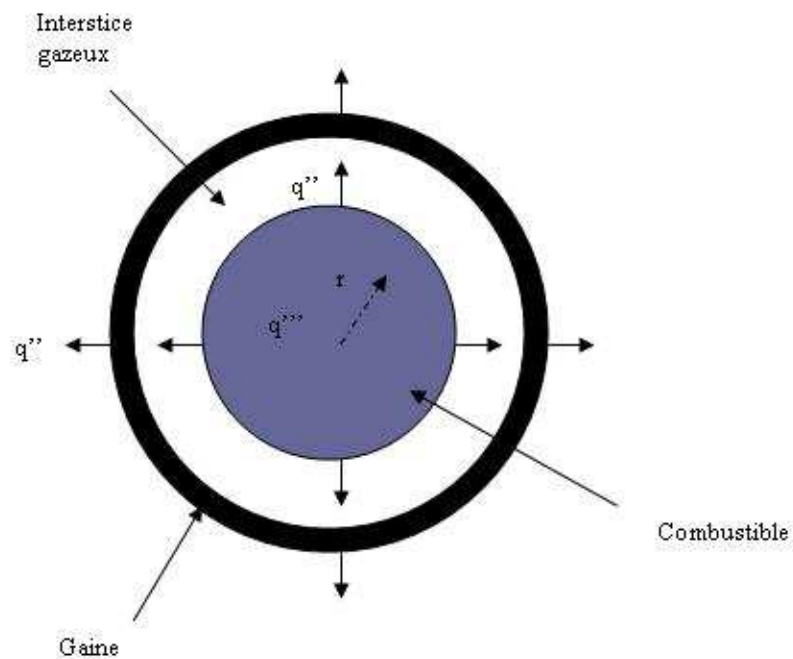


Figure 2.7 : Schéma d'un crayon de combustible

Le champ de température dans un crayon se déduit de l'équation de propagation de la chaleur, elle-même une combinaison de l'équation de conservation de l'énergie et de la loi de Fourier. On définit d'abord les paramètres suivants :

T : Température

$k(T)$: Conductivité thermique

r_{comb} : Rayon du combustible

r_{crayon} : Rayon total d'un crayon

On combine ensuite les équations du bilan d'énergie dans le crayon :

$$\int_A \mathbf{q}''(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{A} = \int_V q'''(\mathbf{r}) dV \quad (2.14)$$

Avec la loi de Fourier, c'est-à-dire :

$$\mathbf{q}'' = -k(T) \vec{\nabla} T \quad (2.15)$$

Pour obtenir l'équation de la chaleur, ici exprimée sous forme différentielle :

$$q'''(\mathbf{r}) = -\vec{\nabla} \cdot \left(k(T(\mathbf{r})) \vec{\nabla} T(\mathbf{r}) \right) \quad (2.16)$$

L'équation 2.16 est valide en tout point du crayon (q''' est toutefois non nul uniquement dans le combustible lui-même). La connaissance de la température de paroi permet de clore le système d'équations. Quelques hypothèses supplémentaires sont par ailleurs requises pour simplifier le problème :

- La puissance volumique développée dans le combustible est prise uniforme dans l'ensemble de la grappe, soit :

$$q'''(z) = \frac{q'(z)}{S_{combustible\ totale}} \quad (2.17)$$

où $S_{combustible\ totale}$ est la surface totale occupée par le combustible dans une grappe

$$(S_{combustible\ totale} = \sum_{i \in Grappe} \pi r_{comb,i}^2).$$

- Le transfert de chaleur dans l'axe longitudinal du canal est négligé (ce transfert est faible devant la puissance calorifique transmise au caloporteur).
- La température dépend uniquement de la coordonnée radiale r (approximation de la symétrie cylindrique).
- L'interstice gaine-combustible est assez mince pour être décrite par un coefficient de transfert de chaleur effectif h_{gap} ($h_{gap}=10 \text{ kW/m}^2\text{K}$ selon les méthodes standards de l'ÉACL (Fassi Fehri, 2008)).

On obtient donc 2 équations, soit une pour la gaine et l'autre pour le combustible, avec une condition d'interface entre le combustible et la gaine et une condition en température sur la frontière externe de la gaine. Sous ces approximations, le système d'équation décrivant le champ de température dans le crayon s'écrit donc :

Équation de la chaleur

Gaine :

$$-k_{gaine}(T) \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} = q'''(z) \frac{r_{comb}^2}{2r} \quad (2.18)$$

Notons que cette équation est une combinaison de la loi de Fourier (2.15) et de l'égalité

$$q'(z) = q''' \pi r_{comb}^2 = 2\pi r q''(r), \text{ caractéristique de l'état stationnaire (valide pour } r > r_{comb}).$$

Combustible :

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_{comb}(T) r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) = q'''(z) \quad (2.19)$$

Condition à l'interface combustible-gaine

$$q'(z) = h_{gap} \left(T_{comb} \Big|_{r=r_{comb}}(z) - T_{gaine} \Big|_{r=r_{gaine}}(z) \right) \quad (2.20)$$

Symétrie du profil de température dans le combustible

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (2.21)$$

Condition aux frontières

La température de la paroi est déterminée par l'équation (2.12) (h déterminé par corrélation).

Notons que la dépendance en z est une conséquence du fait que la puissance développée dans le combustible varie selon z . Cet indice sera omis par la suite.

Sous les approximations qui ont été présentées, tous les crayons de même taille présentent le même champ de température pour une position axiale donnée. L'ensemble des crayons d'une grappe de CANDU-6 peut ainsi être déduite d'un seul calcul représentatif. Dans le cas du SCWR, deux calculs doivent être effectués, comme les

crayons des deux premières couronnes n'ont pas le même rayon que les crayons des deux dernières couronnes.

2.4 Choix des corrélations

Les sections précédentes ont montré la nécessité de compléter les systèmes d'équations obtenus par des corrélations expérimentales. Ces corrélations doivent décrire le gradient de perte de pression par frottement, la température de paroi des crayons (via le coefficient de transfert de chaleur) et le taux de vide dans un écoulement diphasique.

2.4.1 Corrélations de perte de pression par frottement

2.4.1.1 Fluide sous-critique

La corrélation utilisée dans le module de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR est la corrélation de Müller-Steinhagen (Fassi Fehri, 2008). Cette corrélation décrit les termes de frottement à l'état monophasique et diphasique.

2.4.1.2 Fluide supercritique

Il n'existe pas de corrélation de perte de pression adaptée à l'écoulement d'un fluide supercritique dans un réseau de crayons. Dans sa revue de littérature, Pioro (2007) propose l'utilisation de la corrélation de Filonenko, qui a été originalement élaborée pour des écoulements turbulents dans des cylindres circulaires lisses :

$$f(z) = \frac{1}{(1.82 \log(\text{Re}(z)) - 1.64)^2}, \text{ Validité : } 4 \cdot 10^3 < \text{Re} < 10^{12} \quad (2.22)$$

La plage de validité de cette corrélation est bien respectée par l'écoulement du caloporteur supercritique dans un canal SCWR, comme le montre la Figure 2.8.

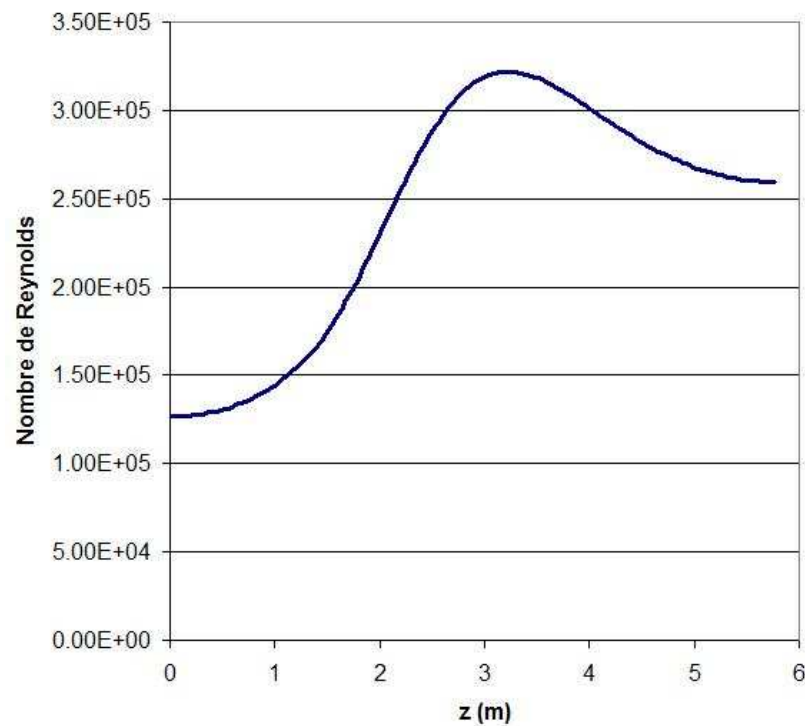


Figure 2.8 : Profil du nombre de Reynolds dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (calculé à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14)

Il est à noter que d'autres corrélations de perte de pression auraient pu être utilisées dans ce projet. Nous allons toutefois montrer que le choix de la corrélation pour calculer le coefficient de perte de pression par frottement n'a qu'un impact limité sur les profils de température et de densité du caloporteur.

Pour ce faire, comparons l'utilisation de 4 profils de perte de pression et leur impact sur les profils de température et de densité du caloporteur. Les 2 premiers profils sont obtenus par l'utilisation de corrélations, soit la corrélation de Filonenko et la corrélation de Blasius (Pioro, 2007). La corrélation de Blasius a été définie pour les écoulements turbulents dans les tubes circulaires lisses et s'écrit de la façon suivante :

$$f(z) = 0.316 \text{Re}^{-1/4}(z), \text{ Validité : } 10^4 < \text{Re} < 10^5 \quad (2.23)$$

Avec :

$$\text{Re} : \text{Nombre de Reynolds } \left(\text{Re} = \frac{GD_{hyd}}{\mu} \right)$$

$$D_{hyd} : \text{Diamètre hydraulique } \left(D_{hyd} = \frac{4S}{\text{Perimetre mouille}} \right)$$

À ces deux corrélations, nous ajoutons l'effet de deux profils de pression hypothétiques, soit un profil de pression uniforme et un profil de pression linéaire de grande amplitude (perte totale de pression de 3MPa). Ces 4 profils permettent de balayer une grande plage de valeur de pressions. Ils sont illustrés à la Figure 2.9.

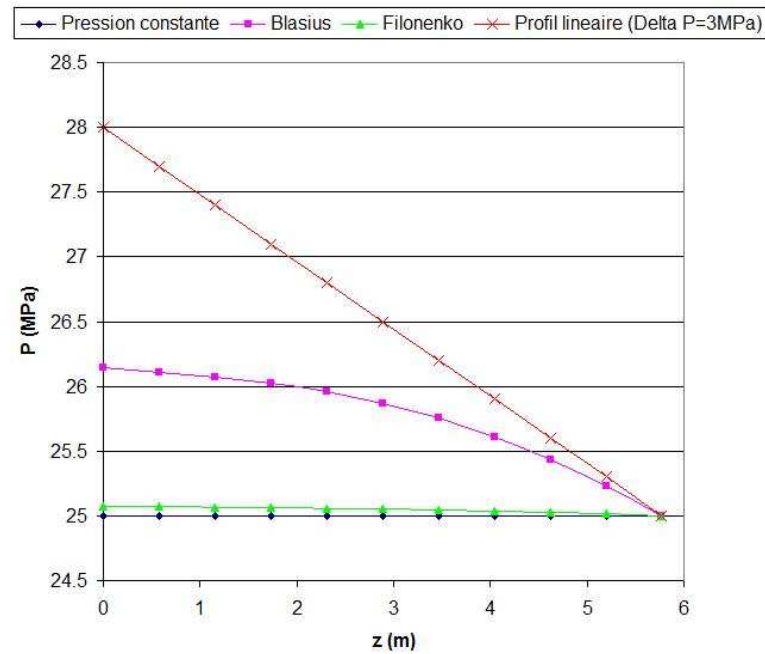


Figure 2.9 : Champs de pression à l'étude

Les résultats présentés aux figures 2.10 et 2.11 montrent que les profils de densité et de température obtenus sont très peu sensibles au choix du profil de pression.

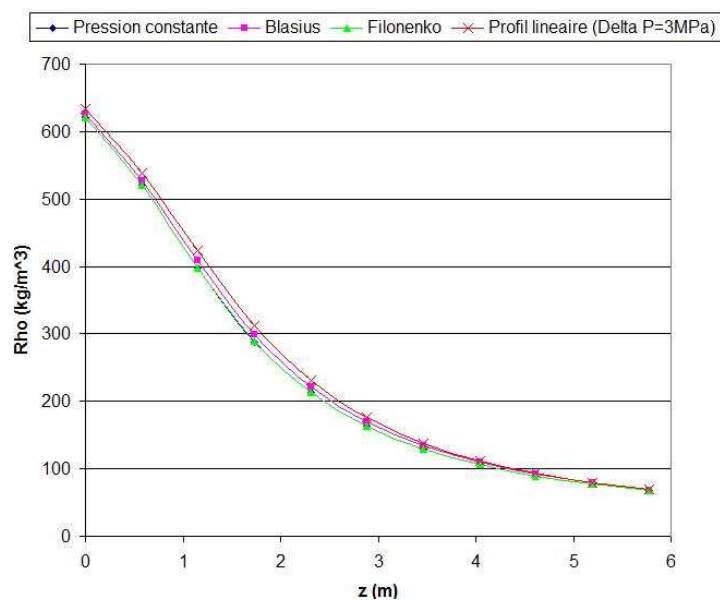


Figure 2.10 : Densité du caloporteur obtenue avec divers profils de perte de pression (calculée à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14)

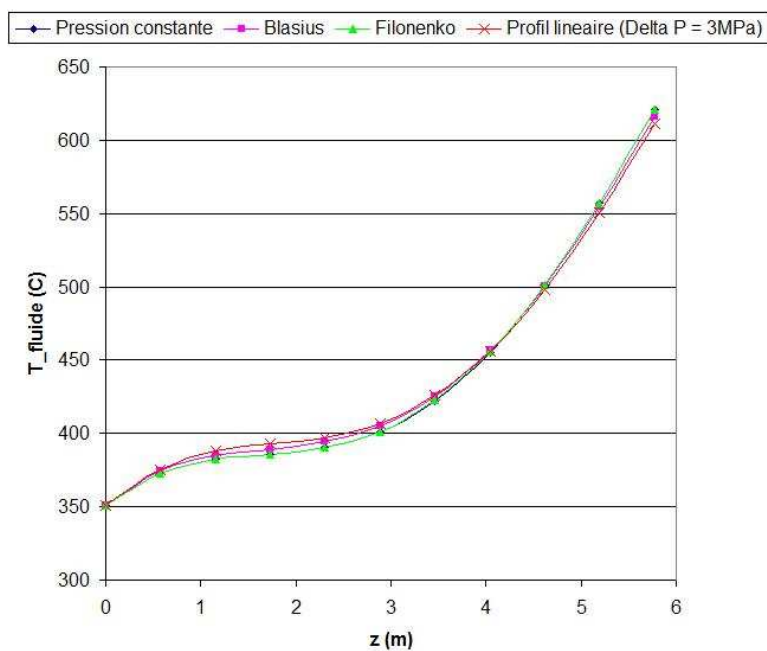


Figure 2.11 : Température du caloporteur obtenues avec divers profils de perte de pression (calculée à partir du profil de puissance sinusoïdal donné à la Figure 2.14)

Les variations de densité entre les 4 profils de pression correspondent à moins de 5% de la perte totale de densité entre l'entrée et la sortie du canal. L'effet sur la température est du même ordre de grandeur. Comme la température et la densité sont les seuls paramètres du caloporteur qui affectent le bilan neutronique d'un réacteur, le choix de la corrélation de perte de pression n'aura qu'un faible impact dans ce projet.

2.4.2 Corrélations pour le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée

2.4.2.1 Fluide sous-critique

Les corrélations utilisées dans le module ARTHUR sont la corrélation de Markoczy pour l'état monophasique et la corrélation de Chen (Fassi Fehri, 2008) pour tenir compte de l'ébullition du caloporteur.

2.4.2.2 Fluide supercritique

Il n'existe pas de corrélation de transfert de chaleur adaptée à l'écoulement d'un fluide supercritique dans un réseau de crayons. La revue de littérature effectuée à ce sujet par Pioro (2007) montre que différentes corrélations prédisent des températures de paroi pouvant différer de plus de 100°C. La Figure 2.12 et la Figure 2.13, tirées de la même référence, présentent quelques corrélations de coefficients de transfert de chaleur et les températures de paroi que celles-ci prédisent.

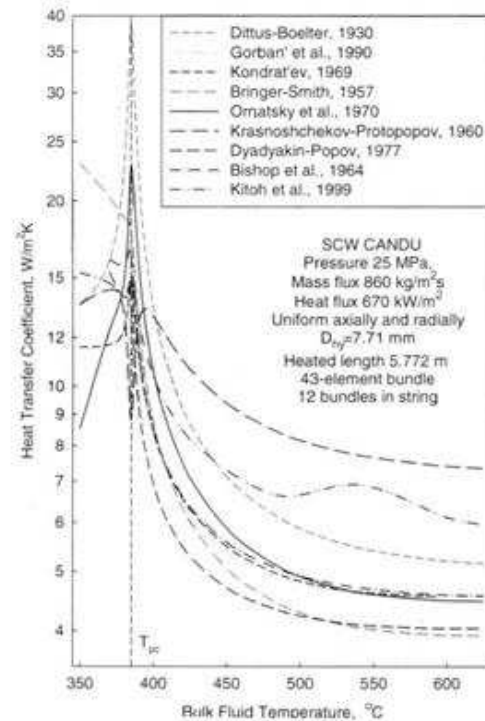


Figure 2.12 : Diverses corrélations pour la détermination du coefficient de transfert de chaleur dans le SCWR avec profil de puissance uniforme (Pioro, 2007)

Il est à noter que, dans la Figure 2.12, l'unité de l'axe des ordonnées devrait en réalité être des $kW/m^2 K$.

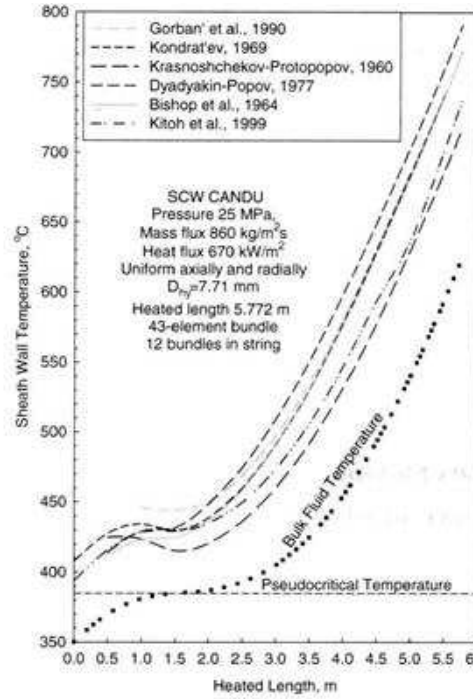


Figure 2.13 : Températures de paroi obtenues par les corrélations de Pioro (2007) (profil de puissance uniforme)

Dans un tel contexte, et face à l'absence de données expérimentales représentatives du SCWR, il est difficile de choisir une corrélation plutôt qu'une autre. Par souci de simplicité, nous opterons pour la corrélation classique de Dittus-Boelter (Pioro, 2007). Cette corrélation s'écrit comme suit :

$$Nu(z) = 0.0243 Re(z)^{0.8} Pr(z)^{0.4}, \text{ pour } 0.7 \leq Pr \leq 160 \text{ et } Re \geq 10000 \quad (2.24)$$

où :

$$Nu = \frac{hD_{chauffe}}{k} \quad (\text{Nombre de Nusselt})$$

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k} \quad (\text{Nombre de Prandtl})$$

Avec :

$$D_{chauffe} : \text{Diamètre chauffé} \quad (D_{chauffe} = \frac{4S}{\text{Perimetre chauffé}})$$

k : Conductivité du fluide

c_p : Chaleur spécifique du fluide

Les conditions d'utilisation de la corrélation sont remplies, car le nombre de Prandtl pour l'eau légère supercritique à 25 MPa se situe entre 1 et 8 (Pioro, 2007). On vérifie également, à l'aide de la Figure 2.8, que les conditions sur le nombre de Reynolds sont respectées.

Si on se fie aux résultats obtenus par Pioro (Figure 2.12), la corrélation de Dittus-Boelter a tendance à surestimer le coefficient de transfert de chaleur par rapport aux autres corrélations étudiées. La température de paroi est donc sous-estimée. Dans le cadre de ce projet et du point de vue de la sécurité d'un réacteur, une telle sous-estimation peut toutefois s'avérer désirable. L'échauffement du combustible a en effet tendance à décroître la réactivité d'un réacteur. Face à un manque d'information sur la température de paroi, la prudence conduirait à sous-estimer cette température plutôt qu'à la surestimer.

Les Figures 2.15 et 2.16 présentent le profil du coefficient de transfert de chaleur (calculé à partir de l'équation 2.24) et le profil de la température de paroi (calculées à partir équations 2.12 et 2.13) pour un canal SCWR fonctionnant aux conditions nominales d'opération. La distribution de puissance est ici prise de forme sinusoïdale (voir Figure 2.14).

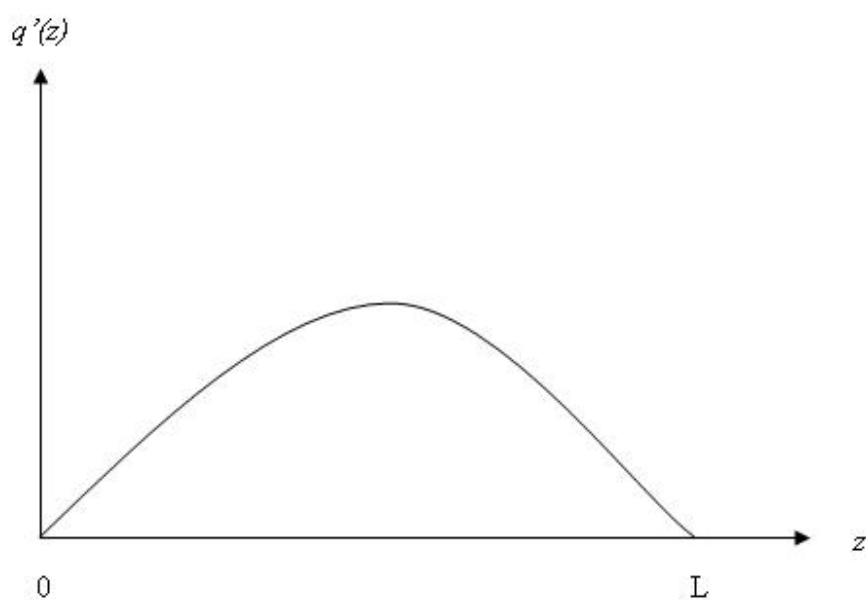


Figure 2.14 : Profil de puissance sinusoïdal

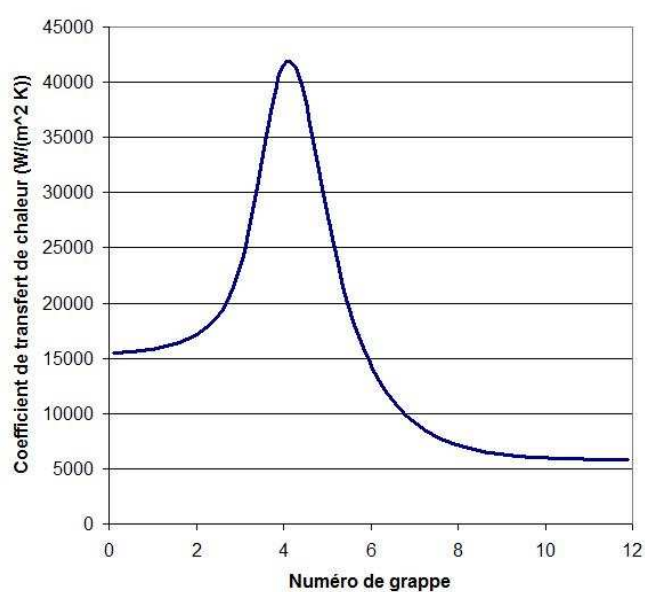


Figure 2.15 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur (HTC) dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (profil de puissance sinusoïdal)

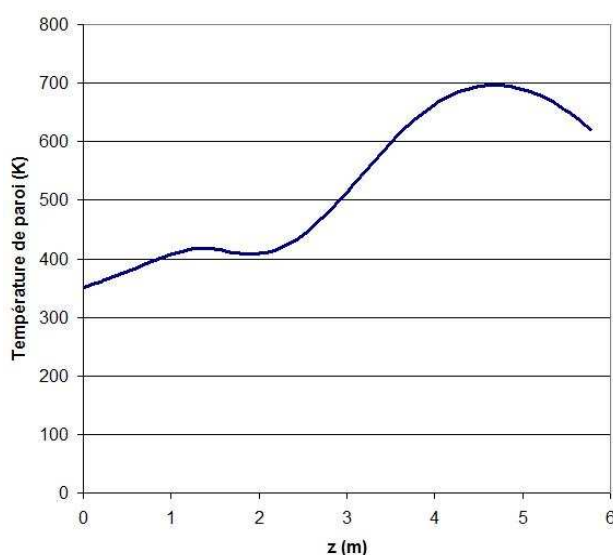


Figure 2.16 : Température de paroi dans le SCWR aux conditions nominales d'opération (profil de puissance sinusoïdal)

Il est à noter que le pic de coefficient de transfert de chaleur que l'on observe à la figure Figure 2.15 est largement dû à l'augmentation drastique de la chaleur spécifique du caloporteur au voisinage de sa température pseudo-critique (voir Figure 2.19).

2.4.3 Corrélation de taux de vide

Cette corrélation est utilisée uniquement pour la modélisation de fluides sous-critiques à l'état diphasique. Elle a été incluse dans module original d'ARTHUR pour la description du CANDU-6. La corrélation utilisée dans le module ARTHUR est la corrélation de Chexal-Lellouche (Fassi Fehri, 2008).

2.5 Calcul de propriétés thermo-physiques

Les équations thermohydrauliques décrivant le caloporteur et les crayons de combustible mettent en jeu certaines propriétés thermo-physiques devant être évaluées à l'aide de relations constitutives. Ces relations sont présentées dans les sections 2.5.1 à 2.5.3.

2.5.1 Propriétés thermo-physiques de l'eau légère

Plusieurs relations thermodynamiques sont nécessaires pour décrire l'état du caloporteur. Dans le cas monophasique, la densité du caloporteur doit être calculée à partir de sa pression et de son enthalpie. Dans le cas diphasique, les densités des phases gazeuse et liquide doivent être calculées à partir de la température du mélange diphasique. Le calcul du terme de frottement nécessite également le calcul de la viscosité du fluide. Toutes ces propriétés sont déduites d'un ensemble de fonctions thermodynamiques regroupées sous la formulation IAPWS-IF97 (Wagner et al., 2000).

La formulation IAPWS-IF97, ou *IAPWS Industrial Formulation for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*, a été présentée en 1997 par l'*International Association for the Properties of Water and Steam* (Wagner et al, 2000). Il s'agit d'une formulation standard des propriétés thermo-physiques de l'eau légère pour une grande plage de température et de pression. Ces plages de validité sont les suivantes :

$$0^{\circ}\text{C} \leq T \leq 800^{\circ}\text{C} \quad P \leq 100\text{MPa}$$

$$800^{\circ}\text{C} < T \leq 2000^{\circ}\text{C} \quad P \leq 10\text{MPa}$$

La Figure 2.17 montre les cinq régions selon lesquelles est divisée la zone de validité de l'IAPWS-IF97 :

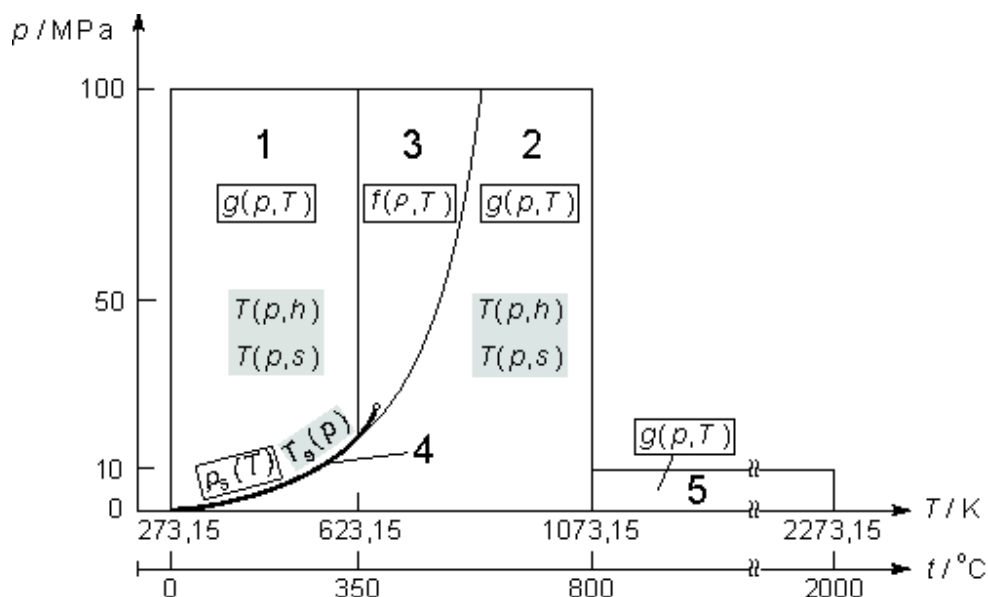


Figure 2.17 : Structure et régions de l'IAPWS-IF97

Les régions 1 et 2 sont toutes deux couvertes par une équation fondamentale pour l'enthalpie libre massique $g(P,T)$, la région 3 par une équation fondamentale pour l'énergie libre massique $f(P,T)$, et la courbe de saturation, correspondant à la région 4, par une équation de pression de saturation $p_s(T)$. La région 5, correspondant aux hautes températures est également couverte par $g(P,T)$.

Sur les bases d'IAPWS-IF97, il existe des programmes informatiques pour le calcul de plus de 25 propriétés thermo-physiques, dont la masse volumique. Le code utilisé par l'Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal est celui de l'ASME (*American Society of Mechanical Engineers*). Il s'agit de 226 fonctions codées en FORTRAN 77.

Les fonctions de l'ASME permettent en particulier de modéliser les propriétés thermo-physiques de l'eau à l'état supercritique. À titre d'exemple, les graphiques suivants

(figures 2.17 à 2.19) présentent quelques propriétés de l'eau légère obtenues à la pression critique (22.064 MPa) et à la pression d'opération du SCWR (25 MPa). Il est à noter que les résultats obtenus sont en accord avec ceux de Pioro (Pioro, 2007), présentés précédemment à la Figure 2.3.

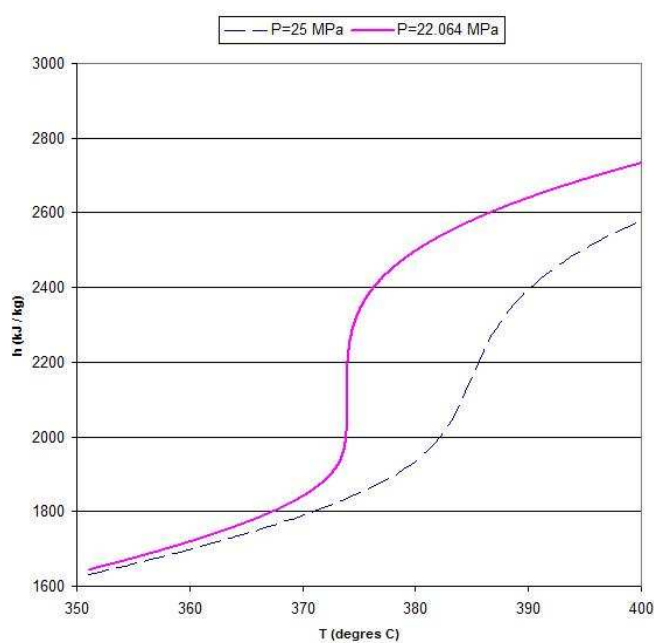


Figure 2.18 : Enthalpie de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes

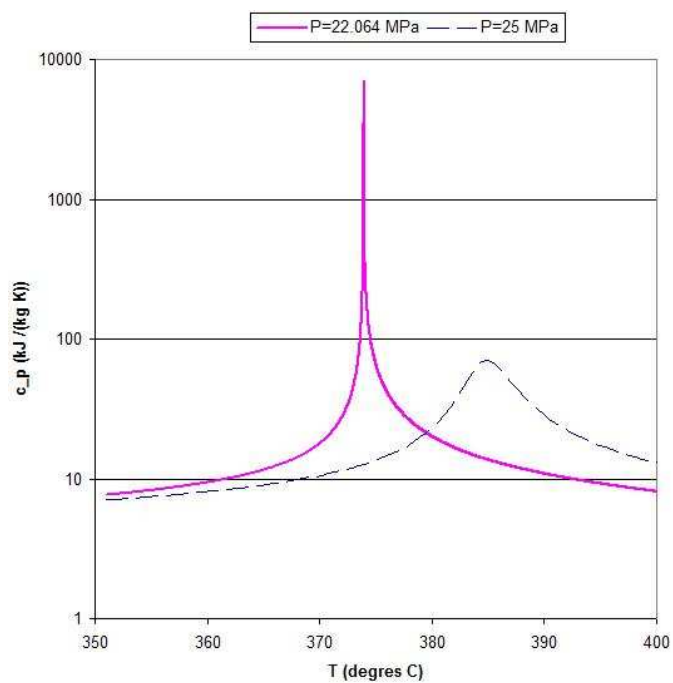


Figure 2.19 : Chaleur spécifique de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes

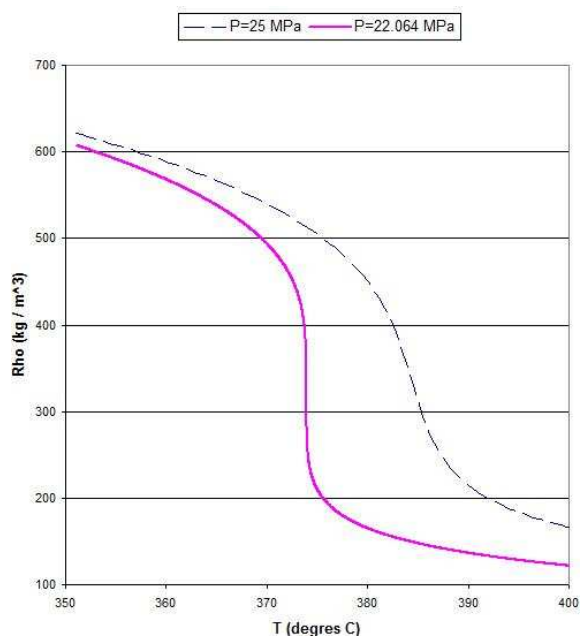


Figure 2.20 : Densité de l'eau légère à des pressions supercritiques constantes

2.5.2 Propriétés thermo-physiques de l'eau lourde

Le calcul de ces propriétés est nécessaire pour la modélisation du CANDU-6. Dans le cadre de ce projet et pour se conformer aux méthodes adoptées dans le module de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR, on fait l'approximation que les fonctions thermodynamiques de l'eau lourde sont les mêmes que celles de l'eau légère.

La densité de l'eau lourde est toutefois corrigée par un facteur $10/9$ ($\frac{M_{H_2O}}{M_{D_2O}} = \frac{10}{9}$), qui tient compte de la présence de deutérium dans la molécule d'eau.

2.5.3 Conductivités thermiques

La description des crayons de combustible requiert également l'utilisation de relations thermodynamiques, par l'entremise de la dépendance de la conductivité thermique sur la température. Ces relations sont différentes pour la gaine et pour le combustible.

2.5.3.1 Gaine du CANDU-6

La gaine d'un crayon de CANDU-6 est un alliage de zirconium (zircaloy-2/4). Sa conductivité thermique k est représentée par la formule suivante (IAEA, 2006) :

$$k = 12.767 - 5.4348 \cdot 10^{-4} T + 8.9818 \cdot 10^{-6} T^2 \quad (2.25)$$

où k est exprimé en $W/(m \cdot K)$ et T en K.

2.5.3.2 Gaine du SCWR

La gaine d'un crayon de SCWR est un d'acier inoxydable de type 304L. La conductivité thermique typique d'un tel alliage est donnée par la formule suivante (Graves, 1991) :

$$k = 7.9318 + 0.023051T - 6.64166 \cdot 10^{-6} T^2 \quad (2.26)$$

où k est exprimé en W/(m*K) et T en K.

2.5.3.3 Combustible

La conductivité thermique des pastilles d'UO₂ (oxyde d'uranium) est donnée par la formule suivante (IAEA, 2006) :

$$k = \frac{100}{7.5408 + 17.692 \left(\frac{T}{1000} \right) + 3.6142 \left(\frac{T}{1000} \right)^2} + \frac{6400}{\left(\frac{T}{1000} \right)^{5/2} \exp \left(\frac{-16.35}{T/1000} \right)} \quad (2.27)$$

où k est exprimé en W/(m*K) et T en K.

2.6 Algorithme de résolution du modèle thermohydraulique

Les sections précédentes ont permis d'identifier les équations utilisées dans la résolution du problème thermohydraulique stationnaire, ainsi que les corrélations et relations thermodynamiques utilisées pour boucler le système d'équations. La présente section traite de l'algorithme de résolution dans son ensemble.

Rappelons d'abord les équations en jeu :

A) Équations du caloporteur

Équations (2.1), (2.2) et (2.4) pour l'état monophasique

Équations (2.8) à (2.10) pour l'état diphasique

B) Température de paroi du crayon

Équations (2.12) et (2.13)

C) Température du crayon de combustible

Équations (2.18) à (2.21)

Dans la version originale du module ARTHUR, la résolution du système était itérative dans son ensemble. La séquence A-B-C devait donc être répétée à plusieurs reprises jusqu'à convergence. Les sections précédentes ont cependant montré que les trois sections du calcul pouvaient être résolues séquentiellement. Une fois la partie A) résolue, toutes les informations nécessaires à la résolution de la partie B) sont disponibles et ainsi de suite. Aucune itération externe entre les diverses parties du calcul

thermohydraulique n'est donc requise. Cette méthode a été privilégiée dans la version modifiée d'ARTHUR pour le SCWR.

Des itérations internes sont cependant requises pour la résolution de la sous-partie A) et la résolution de la sous-partie C). La partie A) est en effet composée d'un ensemble d'équations couplées. Par ailleurs, la partie C) met en jeu des conductivités thermiques dépendant de la température, qui est précisément l'inconnue recherchée.

Dans la version modifiée d'ARTHUR pour le SCWR, l'algorithme de résolution suivant a été choisi pour la résolution des équations du fluide monophasique:

0. Prendre en entrée le flux de chaleur $q'(z)$
1. Initialiser le champ de pression ($P(z) = P_{out}$)
2. Calculer l'enthalpie avec le champ de pression actuel.
3. Évaluer la masse volumique, la température et la viscosité à l'aide de la relation thermodynamique : $(\rho, T, \mu) = F(h, P)$
4. Évaluer la force de frottement (corrélation)
5. Évaluer le nouveau de champ de pression à l'aide de l'équation de la quantité de mouvement
6. Revenir à 2 et boucler jusqu'à convergence

L'algorithme de résolution choisi pour le calcul de température du crayon (sous-partie C)) est le suivant :

1. Initialisation du champ de température à la température de paroi (initialement prise égale à la température du fluide)
2. Calcul de la conductivité thermique en tout point
3. Résolution du champ de température en tout point
4. Mise à jour de la conductivité thermique

5. Revenir à 3 et boucler jusqu'à convergence

2.7 Discrétisation des équations thermohydrauliques

Les équations thermohydrauliques décrivant le caloporteur et le crayon de combustible doivent être résolues de façon numérique. Pour ce faire, on utilise des méthodes aux différences finies.

2.7.1 Caloporteur

Afin de discrétiser les équations liées au caloporteur, le canal est divisé axialement en 120 points.



Figure 2.21 : Schéma du canal discrétisé ($N=120$)

Pour la discrétisation des équations monophasiques, les dérivées en z sont approximées par des différences finies explicites :

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{f(z + \Delta z) - f(z)}{\Delta z} + O(\Delta z) \quad (2.28)$$

On obtient ainsi les équations discrétisées suivantes :

Quantité de mouvement

$$P(z + \Delta z) \approx P(z) + \left(\frac{\dot{m}}{S} \right)^2 (\nu(z + \Delta z) - \nu(z)) - F_{\text{frot}}(z) \Delta z \quad (2.29)$$

Enthalpie

$$h(z + \Delta z) \approx h(z) + \frac{q'(z) \Delta z}{\dot{m}} + (P(z + \Delta z) - P(z)) \nu(z) \quad (2.30)$$

Comme la quantité $q'(z) \Delta z$ représente en réalité une approximation d'ordre 1 de la puissance totale développée dans une tranche Δz , il a été décidé d'augmenter l'ordre de l'approximation à l'aide de la méthode du trapèze :

$$q'(z) \Delta z \approx \int_z^{z+\Delta z} q'(z) dz \approx \frac{q'(z + \Delta z) + q'(z)}{2} \Delta z \quad (2.31)$$

Pour le détail de la discrétisation des équations du caloporteur à l'état diphasique, le lecteur est invité à consulter (Fassi Fehri, 2008).

2.7.2 Crayon de combustible

Les équations décrivant le champ de température dans un crayon de combustible sont également discrétisées à l'aide de différences finies. Pour ce faire, le combustible et la gaine et sont discrétisés en couronnes radiales, comme l'indique la Figure 2.22.

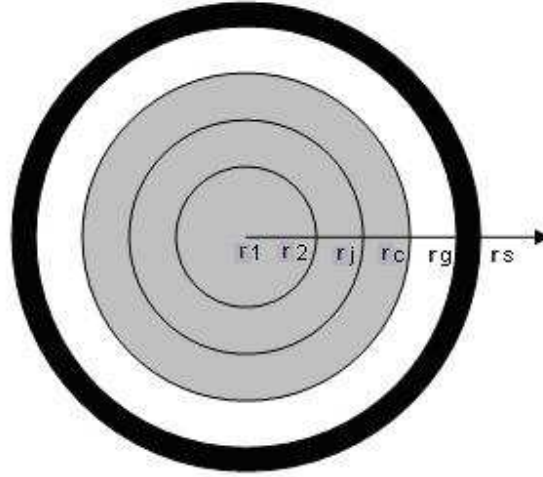


Figure 2.22 : Schéma d'un crayon de combustible

Avec $r_c \equiv r_{comb} \approx r_g$ et $r_s \equiv r_{crayon}$.

Le champ de température dans la gaine est décrit par l'équation (2.18). Une différence finie explicite d'ordre 1 permet de l'approximer de la façon suivante :

$$T(r + \Delta r) \approx T(r) - \frac{\Delta r}{k_g(T)} \frac{q''' r_{comb}^2}{2r} \quad (2.32)$$

Le champ de température dans le combustible se déduit de l'équation (2.19), avec la condition de symétrie (2.21).

L'équation (2.19) peut être développée de la façon suivante :

$$-\frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial k}{\partial r} - \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = q''' \quad (2.33)$$

Il est à noter que le premier terme de l'équation précédente a été négligé dans la version originale d'ARTHUR. Nous le considérons ici. Les différentes dérivées sont par ailleurs approximées par des différences d'ordre 2 :

$$\frac{\partial k}{\partial r} = \frac{k(r + \Delta r) - k(r - \Delta r)}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{T(r + \Delta r) - T(r - \Delta r)}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{T(r + \Delta r) - 2T(r) + T(r - \Delta r)}{\Delta r^2} + O(\Delta r^2) \quad (2.36)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \frac{3T(0) - 4T(\Delta r) + T(2\Delta r)}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (2.37)$$

On obtient finalement un système d'équation linéaire. En utilisant les notations :

Δr_c : Discrétisation radiale du combustible

$$T_i \equiv T(i\Delta r_c) , \quad i \in (0, \dots, c)$$

$$T_c \equiv T(c\Delta r_c) = T(r_c)$$

On obtient le système linéaire suivant :

$$i = 0 : 0 = 3T_0 - 4T_1 + T_2 \quad (2.38)$$

$i = 1, \dots, c-2$:

$$(\Delta r_c)^2 q''' = T_{i-1} \left[-k_i \left(\frac{-\Delta r_c}{2r_i} + 1 \right) + \left(\frac{k_{i+1} - k_{i-1}}{4} \right) \right] + T_i [2k_i] + T_{i+1} \left[-k_i \left(\frac{-\Delta r_c}{2r_i} + 1 \right) - \left(\frac{k_{i+1} - k_{i-1}}{4} \right) \right] \quad (2.39)$$

$i = c-1$:

$$(\Delta r_c)^2 q''' - T_c \left[-k_{c-1} \left(\frac{-\Delta r_c}{2r_{c-1}} + 1 \right) - \left(\frac{k_c - k_{c-2}}{4} \right) \right] = T_{c-2} \left[-k_{c-1} \left(\frac{-\Delta r_c}{2r_{c-1}} + 1 \right) + \left(\frac{k_c - k_{c-2}}{4} \right) \right] + T_{c-1} [2k_{c-1}] \quad (2.40)$$

Avec T_c connue.

Ce système est résolu par une méthode d'élimination de Gauss.

CHAPITRE 3 : PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET COUPLAGE NEUTRONIQUE- THERMOHYDRAULIQUE

La partie neutronique d'un calcul de réacteur vise à déterminer le profil de puissance dans les crayons de combustible en fonction des paramètres caractéristiques du réacteur (géométrie, conditions aux frontières, burnup) et de l'état thermodynamique des matériaux le composant (température et densité du caloporteur, température du combustible).

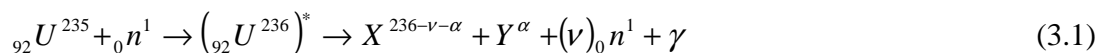
Le présent chapitre s'attachera donc à décrire le formalisme de la physique neutronique. Les méthodes de couplage neutronique-thermohydraulique seront ensuite présentées.

3.1 Concepts de base et définitions

Présentons d'abord les concepts de réaction de fission, de flux neutronique et de section efficace de réaction.

3.1.1 Réaction de fission

La fission d'un noyau d'un uranium 235 s'écrit de la façon suivante :



Avec $80 \leq \alpha \leq 115$ et $2 \leq \nu \leq 3$.

Une réaction de fission produit presque instantanément 2 produits de fission (noyaux X et Y), ν neutrons prompts et des rayons gamma. Les produits de fission sont complètement ionisés et de ce fait très rapidement ralentis dans le combustible. Les neutrons, quant à eux, sont produits à haute vitesse et ralentis par leur passage dans le modérateur. À l'état stationnaire du réacteur, un de ces neutrons engendre la fission d'un autre noyau d'uranium, alors que les autres fuient hors du réacteur ou sont absorbés de façon non productive.

L'ensemble des produits de réaction mentionnés ci-dessus sont dits prompts, car ils sont produits immédiatement après la fission. Une partie de l'énergie de fission est quant à elle transmise de façon retardée, notamment par désintégration des produits de fission.

La majorité de l'énergie de fission (80%) est récupérée sous forme de chaleur par le ralentissement des produits de fission. Le libre parcours moyen de ces noyaux étant faible, on peut considérer que cette énergie est récupérée instantanément à l'endroit où se produit la fission. Le bilan énergétique complet d'une réaction de fission est donné dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Bilan énergétique de la fission d'un noyau d' U^{235} (valeurs approximatives)
(Stacey, 2001)

Forme	Énergie (MeV)	Portée
Fragments de fission (énergie cinétique)	168	< mm
γ prompts	7	10-100cm
Neutrons prompts	5	10-100cm
Désintégration radioactive des produits de fission		
β	8	~mm
γ	7	10-100cm
Neutrinos	12	∞

En pratique, dans les simulations de réacteurs nucléaires, il est difficile de suivre l'ensemble des produits générés par une fission. Pour simplifier les calculs, on considère donc qu'un pourcentage fixe de l'énergie générée par fission est absorbé sous forme de chaleur à l'endroit où se produit la fission. Afin de se conformer aux conventions adoptées par Fassi Fehri (2008), l'auteur de la version originale du module de couplage diffusion-thermohydraulique ARTHUR, nous supposons que cette fraction vaut 94,5%.

Il est à noter que l'uranium 235 n'est pas le seul isotope fissile dans un réacteur nucléaire (l'irradiation de l'uranium 238 entraîne la création d'autres noyaux fissiles). Dans le cadre de ce mémoire et pour simplifier les calculs, le même facteur de conversion sera toutefois appliqué à l'ensemble des isotopes fissiles.

Pour calculer la puissance d'un réacteur nucléaire, il faut donc évaluer le nombre moyen de fissions par unité de temps se produisant dans le combustible. Cette quantité, appelée

taux de fission, dépend du flux neutronique et de la section efficace de fission des éléments qui composent le combustible.

Pour parvenir à l'expression exacte de cette relation, les concepts de flux neutronique et de section efficace doivent être présentés.

3.1.2 Le flux neutronique

Le flux neutronique (d'unités *neutrons/(cm² s)*) est défini de la façon suivante :

$$\Phi = nv \quad (3.2)$$

Avec :

n : Densité neutronique (nombre de neutrons par unité de volume)

v : Vitesse des neutrons

Ce flux est exprimé en fonction des 4 paramètres suivants :

\mathbf{r} : Vecteur position dans le réacteur

E : Énergie cinétique des neutrons

$\mathbf{\Omega}$: Vecteur unitaire décrivant la direction de propagation des neutrons

t : Temps

On écrit donc :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (3.3)$$

Ce flux peut être calculé par résolution de l'équation de transport neutronique.

3.1.3 Sections efficaces

La probabilité qu'une réaction survienne entre un neutron et un noyau dépend de la section efficace σ de cette réaction. Le paramètre σ a les dimensions d'une surface et dépend de l'énergie cinétique relative du noyau cible et du neutron incident.

Dans un milieu macroscopique, il est toutefois impossible de déterminer exactement la vitesse des neutrons par rapport à chacun des noyaux cibles. En pratique, la section efficace σ est donc exprimée en fonction de l'énergie cinétique E du neutron incident et de la température T des noyaux cibles, qui décrit leur distribution en énergie.

Le taux de réactions volumique dR/dV survenant dans un milieu macroscopique contenant N noyaux cibles par unité de volume à la position \mathbf{r} et parcouru par un flux neutronique $\phi(\mathbf{r}, E)$ est donné par :

$$\frac{dR}{dV}(\mathbf{r}) = \int_{E=0}^{\infty} N(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, E) \sigma(E) dE \quad (3.4)$$

(La dépendance en température de la section efficace microscopique est ici implicite.)

Le paramètre $\Sigma(\mathbf{r}, E) = N(\mathbf{r})\sigma(E)$ est appelé section efficace macroscopique. Il dépend de deux paramètres macroscopiques du milieu:

- 1- La densité volumique des noyaux cibles
- 2- La température du milieu

Dans la suite de ce mémoire, le terme « section efficace » sera utilisé pour désigner « section efficace macroscopique ». On désignera par Σ la section efficace totale de

réaction, décrivant l'ensemble des réactions possibles entre un neutron et un noyau. Cette section efficace peut se décomposer de la façon suivante :

$$\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a \quad (3.5)$$

où Σ_s est la section efficace de diffusion (collision sans absorption neutronique) et Σ_a la section efficace d'absorption (collision avec absorption neutronique). La section efficace d'absorption se décompose à son tour de la façon suivante :

$$\Sigma_a = \Sigma_f + \Sigma_c \quad (3.6)$$

où Σ_f est la section efficace de fission et la Σ_c la section efficace de capture. Le terme « capture » désigne ici l'ensemble des réactions débutant par l'absorption du neutron par le noyau, à l'exception de la réaction de fission.

Les trois types de réaction présentés (diffusion, fission et capture) ont tous un impact sur le bilan neutronique du réacteur. Elles feront l'objet des trois prochaines sections.

3.1.3.1 Section efficace de diffusion

La section efficace $\Sigma_s(\mathbf{r}, E)$ décrit la probabilité qu'un neutron d'énergie E soit diffusé par un noyau cible.

La section efficace $\Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega})$ décrit quant à elle la probabilité qu'un neutron d'énergie E' et de direction $\mathbf{\Omega}'$ soit diffusé par collision vers l'énergie E et dans la direction $\mathbf{\Omega}$. Cette section efficace se décompose de la façon suivante :

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) = g(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \Sigma_s(\mathbf{r}, E') \quad (3.7)$$

où $g(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega})$ est la densité de probabilité des vitesses des neutrons émis en fonction de la vitesse du neutron incident.

3.1.3.2 Section efficace de fission et puissance d'un réacteur

La section efficace $\Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E)$ décrit la probabilité qu'un neutron d'énergie E engendre la fission d'un isotope fissile j . Chaque fission produit en moyenne ν_j neutrons, dont la distribution énergétique est donnée par la fonction $\chi_j(E)$.

À titre d'exemple, la Figure 3.1 présente la section efficace microscopique de fission de l'uranium 235.

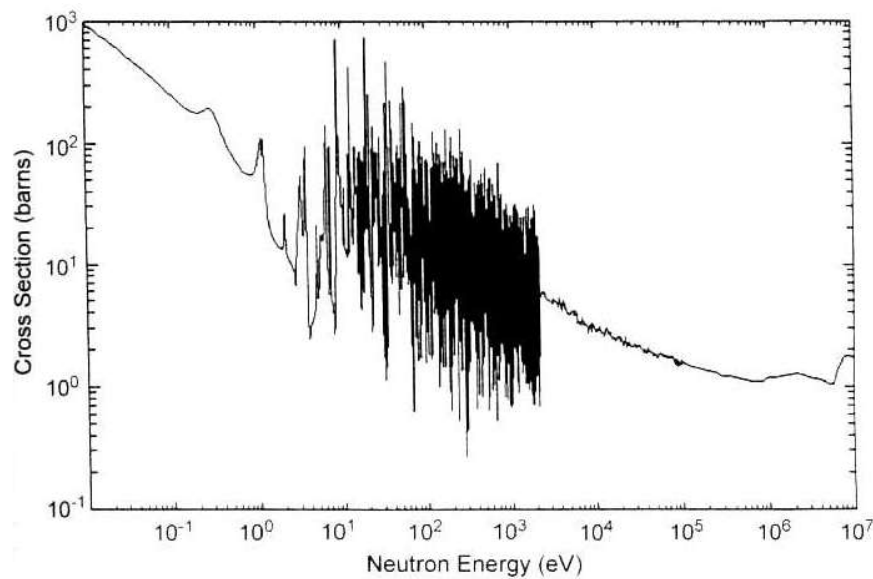


Figure 3.1 : Section efficace de fission de l'uranium 235 (Stacey, 2001)

On voit par cette figure qu'un neutron lent (de faible énergie) a beaucoup plus de chance d'induire la fission de l' U^{235} qu'un neutron rapide (de haute énergie).

En physique des réacteurs, on fait une approximation qui consiste à considérer la source de fission comme isotrope. L'énergie cinétique du neutron émis est également considérée indépendante de celle du neutron incident, via la fonction $\chi_j(E)$. On peut alors définir la section efficace de fission suivante :

$$v_j \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \approx v_j \frac{1}{4\pi} \chi_j(E) \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \quad (3.8)$$

qui décrit la probabilité que v_j neutrons d'énergie E et de direction $\mathbf{\Omega}$ soient produits par fission à partir d'un neutron d'incident d'énergie E' et de direction $\mathbf{\Omega}'$.

La connaissance de la section efficace de fission permet par ailleurs d'évaluer la puissance développée dans le réacteur. En appelant dW/dV la puissance volumique dégagée dans le combustible à la position \mathbf{r} , on a :

$$\frac{dW}{dV}(\mathbf{r}) = \sum_j \int_0^\infty \alpha E_j \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') dE' \quad (3.9)$$

où E_j est l'énergie totale générée par fission et α la fraction de cette énergie récupérable sous forme de chaleur au point de fission (94,5% dans ce projet).

3.1.3.3 Section efficace de capture

La section efficace $\Sigma_c(\mathbf{r}, E)$ décrit la probabilité qu'un neutron soit capturé par un noyau cible sans que cette capture mène à une fission.

3.2 Équations de bilan neutronique

Les notions de section efficace et de flux neutronique ayant été introduites, nous sommes maintenant en mesure de présenter les équations de bilan neutronique.

3.2.1 L'équation de transport

L'équation de transport neutronique est une équation mettant en jeu les quatre paramètres suivants :

\mathbf{r} : Position dans le réacteur

E : Énergie cinétique des neutrons

$\boldsymbol{\Omega}$: Vecteur unitaire décrivant la direction de propagation des neutrons

t : Temps

On rappelle l'écriture du flux neutronique :

$$\phi \equiv \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (3.10)$$

Pour obtenir l'équation de transport, on effectue un bilan neutronique sur l'hypervolume $d^3r dE d^2\Omega$, qui s'énonce de la façon suivante :

Variation du nombre de neutrons dans l'intervalle de temps $[t, t+dt]$

$$= n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t + dt) - n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$$

= Neutrons créés dans l'hypervolume

- Neutrons perdus par collision

- Neutrons sortant du volume d^3r

- Le nombre de neutrons créés dans l'hypervolume est donné par le terme source suivant:

$$Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$$

Ce terme source traduit le fait que des neutrons peuvent apparaître dans l'hypervolume par fission ou par diffusion. On a ainsi :

$$Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)dt = dt \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) d^2\mathbf{\Omega}' dE' \\ + dt \sum_j \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \int_0^\infty v_j \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) dE' \quad (3.11)$$

Le premier terme représente l'apport de la diffusion et le second l'apport de la fission. Il est à noter que le terme source dépend implicitement du flux neutronique.

- Le nombre de neutrons perdus par collision est donné par le terme :

$$\Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) dt$$

où $\Sigma(\mathbf{r}, E)$ est la section efficace totale.

- Le nombre de neutrons traversant la frontière du volume d^3r s'écrit, grâce au théorème de la divergence:

$$-\mathbf{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) dt$$

En passant à la limite $dt \rightarrow 0$, on obtient finalement l'équation de transport neutronique :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = -\Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) - \mathbf{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) + Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \quad (3.12)$$

Cette équation différentielle est complétée par des conditions aux frontières (flux entrant nul, condition de réflexion, etc.) et par une condition initiale sur le flux. Ces conditions dépendent du problème étudié.

3.2.2 État stationnaire et réactivité statique

Certaines configurations de réacteurs (géométrie et sections efficaces) permettent l'existence d'un état stationnaire. À l'état stationnaire, le nombre de neutrons présents dans l'hypervolume $d^3r dE d^2\Omega$ est une constante et ne dépend pas du temps. D'après l'équation (3.12), l'égalité suivante est alors vérifiée :

$$\Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \quad (3.13)$$

En général, l'état stationnaire n'est pas atteignable et le système est hors d'équilibre. Pour quantifier l'écart à l'équilibre d'un système, on introduit la réactivité statique effective k_{eff} en modifiant le terme source de la façon suivante :

$$Q = Q_{Diffusion} + \frac{1}{k_{eff}} Q_{fission} \quad (3.14)$$

L'équation de transport stationnaire devient alors un problème aux valeurs propres. $1/k_{eff}$ est la plus petite valeur propre du système et $\phi = \phi_{stat}$ est le vecteur propre associé. Comme pour tout problème aux valeurs propres, ϕ_{stat} est déterminé à un facteur multiplicatif prêt. La normalisation du flux se fait à travers la puissance du réacteur, qui doit être spécifiée.

Selon la valeur de k_{eff} on se trouve dans l'un des 3 cas suivants :

$k_{eff}=1$: Système critique (état stationnaire)

$k_{eff}>1$: Système surcritique (multiplication non contrôlée de la population neutronique)

$k_{eff}<1$: Système sous-critique (décroissance exponentielle de la population neutronique)

Dans un réacteur nucléaire, la présence de systèmes de contrôle de la réactivité (barres absorbantes de neutrons, poison soluble, etc.) permet de maintenir la valeur de k_{eff} à 1 en tout temps. Plus k_{eff} est éloigné de 1, plus le mécanisme de contrôle doit avoir un effet important sur la réactivité pour garder le système à l'équilibre.

3.2.3 Approximation de la diffusion

L'équation de transport peut être résolue dans sa forme originale, mais au prix d'un temps de calcul élevé. La simulation d'un réacteur nucléaire complet est donc généralement effectuée à l'aide du formalisme de la diffusion. Concrètement, l'approximation de la diffusion consiste à éliminer la dépendance angulaire du flux neutronique en effectuant un développement limité du flux neutronique en harmoniques sphériques.

L'équation de transport est d'abord intégrée sur l'ensemble des Ω , ce qui mène à l'équation dite de continuité, écrite en fonction d'une densité de courant neutronique \mathbf{J} . Cette équation s'écrit :

$$\Sigma(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E) + \vec{\nabla} \bullet \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = Q_0(\mathbf{r}, E) \quad (3.15)$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 Q_0(\mathbf{r}, E) &= \int_{4\pi} Q(\mathbf{r}, E, \Omega) d^2\Omega \\
 &= \int_0^\infty \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, E') dE' + \sum_j \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \int_0^\infty v_j \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') dE'
 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Et :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} \Omega \phi(\mathbf{r}, E, \Omega) d^2\Omega \quad (\text{densité de courant neutronique}) \quad (3.17)$$

En effectuant un développement limité du flux neutronique en harmoniques sphériques, il est alors possible de démontrer l'égalité de premier ordre suivante (Stacey, 2001) :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) \approx -D(\mathbf{r}, E) \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E), \quad (3.18)$$

Avec :

$$D(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{3(\Sigma(\mathbf{r}, E) - \bar{\mu}_0 \Sigma_s(\mathbf{r}, E))} \quad (3.19)$$

où $\bar{\mu}_0$ est le cosinus moyen de l'angle de diffusion. Cette égalité est appelée loi de Fick et le terme $D(\mathbf{r}, E)$ est appelé coefficient de diffusion. En insérant cette approximation dans l'équation de continuité, on obtient finalement l'équation de la diffusion :

$$\Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) - \vec{\nabla} \bullet \left[D(\mathbf{r}, E) \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E) \right] = Q_0(\mathbf{r}, E) \quad (3.20)$$

Cette équation doit être complétée par des conditions aux frontières qui dépendent de la nature du problème étudié (flux entrant nul, conditions de réflexion, etc.).

L'équation de la diffusion ne met plus en jeu la variable Ω et elle est beaucoup plus facile à résoudre que l'équation de transport. Cependant, elle demeure approximative.

3.2.4 Approximation multi-groupe

La dépendance en énergie de l'équation de transport et de l'équation de diffusion est généralement traitée à l'aide de l'approximation multi-groupe, qui consiste à discrétiser le spectre des énergies possibles en un ensemble d'intervalles $[E_{g-1}, E_g]$ sur lesquels l'ensemble des propriétés étudiées (flux neutronique, sections efficaces, etc.) sont considérées constantes. On définit ainsi le flux neutronique de groupe et les sections efficaces (microscopiques et macroscopiques) de groupe comme suit :

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \int_{E_{g-1}}^{E_g} \phi(\mathbf{r}, E) dE \quad (3.21)$$

$$\sigma_g(\mathbf{r}) = \frac{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) dE}{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \phi(\mathbf{r}, E) dE} \quad (3.22)$$

$$\Sigma_g(\mathbf{r}) = N(\mathbf{r}) \sigma_g(\mathbf{r})$$

Sous l'approximation multi-groupe, l'équation de transport et de diffusion stationnaire s'écrivent respectivement :

$$\Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}, \Omega) + \Omega \cdot \vec{\nabla} \phi_g(\mathbf{r}, \Omega) = \mathcal{Q}_g(\mathbf{r}, \Omega) \quad (3.23)$$

$$\Sigma_g(\mathbf{r})\phi_g(\mathbf{r}) - \vec{\nabla} \bullet \left[D_g(\mathbf{r}) \vec{\nabla} \phi_g(\mathbf{r}) \right] = Q_{0,g}(\mathbf{r}) \quad (3.24)$$

Il est à noter que le nombre de groupes choisi pour le calcul en transport est plus élevé que celui pour le calcul en diffusion (69 par rapport à 2).

Les définitions des sections efficaces en formalisme multi-groupe (voir l'équation 3.22) tiennent compte du fait que les taux de réaction dans chaque groupe d'énergie doivent être conservés. Cette définition est problématique car elle met en jeu l'expression d'un flux neutronique qui dépend du problème étudié (matériaux et géométrie) et qui est justement l'inconnue recherchée. En physique des réacteurs, on a donc recours à des approximations pour le calcul des sections efficaces de groupe. L'approximation la plus grossière consiste à utiliser un flux représentatif d'un milieu infini homogène (milieu sans frontières constitué uniquement de l'isotope responsable de la réaction étudiée). Cette approximation est ensuite corrigée par des méthodes dites d'autoprotection, dont l'objectif est de prendre en compte la présence d'autres isotopes dans mélange et la distribution spatiale de ces isotopes. Pour plus d'information sur les méthodes d'autoprotection, le lecteur est invité à consulter (Stacey, 2001).

3.3 Couplage transport-diffusion

L'équation de transport est plus exacte mais plus difficile à résoudre que l'équation de la diffusion. Il est en particulier très coûteux en temps de calcul de simuler en transport l'ensemble d'un réacteur. Pour pallier cette difficulté, les calculs neutroniques sont généralement effectués à l'aide d'une combinaison de l'équation de transport et de l'équation de la diffusion.

Cette démarche se fait selon les trois étapes suivantes :

- 1- Discrétisation du réacteur en un nombre fini de cellules aux propriétés homogènes (propriétés à calculer).
- 2- Calcul des propriétés de chaque cellule homogène (sections efficaces et coefficient de diffusion) par résolution de l'équation de transport, comme si la cellule se répétait à l'infini (section 3.3.1).
- 3- Calcul du flux neutronique par résolution de l'équation de la diffusion sur l'ensemble du réacteur discrétisé (Figure 3.2).

Dans le cadre de ce projet, une cellule correspond à une grappe de combustible (37 crayons pour le CANDU-6 et 43 crayons pour le SCWR) et 12 grappes de combustible forment un canal.

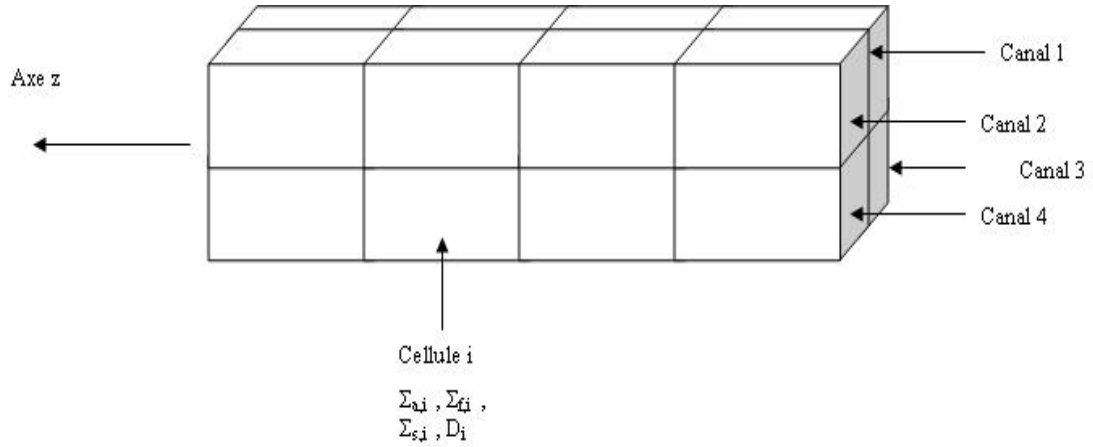


Figure 3.2 : Discretisation spatiale d'un réacteur à 4 canaux

3.3.1 Calcul des propriétés de cellule

Les sections efficaces de cellule doivent conserver le taux de réaction moyen dans la cellule, c'est-à-dire :

$$\Sigma_{r,i,g} \int_{V_i} \phi(\mathbf{r}, E) d^3r = \int_{V_i} \Sigma_{r,g}(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}) d^3r \quad (3.25)$$

$$\text{Soit : } \Sigma_{r,i,g} = \frac{\int_{V_i} \Sigma_{r,g}(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) d^3r}{\int_{V_i} \phi_g(\mathbf{r}) d^3r} \quad (3.26)$$

où V_i désigne le volume occupé par la cellule d'indice i et r le type de réaction en jeu.¹⁰

¹⁰ On rappelle par ailleurs que l'indice g représente le groupe d'énergie.

Il est donc nécessaire de connaître le flux à l'intérieur de chaque cellule pour en calculer les propriétés moyennes. Mais comme le flux est précisément l'inconnue recherchée, cette information ne peut être déduite de l'équation de la diffusion.

Pour contourner cette difficulté, le flux dans chaque cellule est calculé sous l'approximation du milieu infini. Sous cette approximation, chaque cellule est prise comme évoluant dans un réseau infini de cellules identiques à elle-même. La longueur selon l'axe z de chaque cellule est également prise comme étant infinie (voir Figure 3.3).

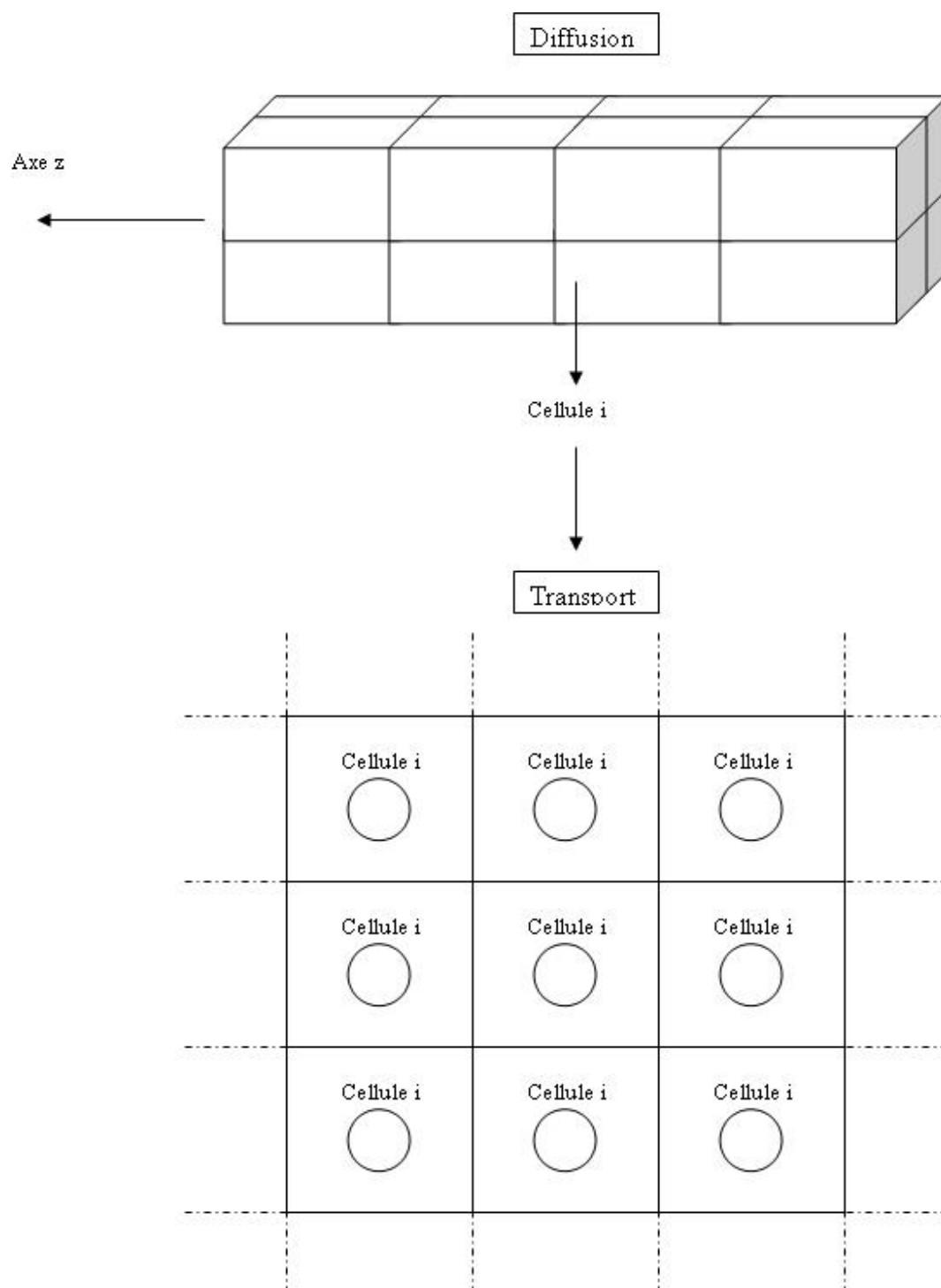


Figure 3.3 : Approximation du réseau infini pour le calcul des propriétés de cellule

Le calcul des propriétés de cellule devient alors, sous cette approximation un problème bidimensionnel. Il est ainsi possible de la résoudre à faible coût à l'aide du formalisme du transport.

3.4 Méthodes de résolution

L'objectif de cette section est de donner un aperçu des techniques de résolution de l'équation de transport et de l'équation de la diffusion. Pour une description plus détaillée de ces méthodes, le lecteur est invité à consulter (Stacey, 2001).

3.4.1 Résolution de l'équation de transport stationnaire en milieu infini par la méthode des p_{ij} ¹¹

Cette méthode de résolution numérique de l'équation de transport passe par sa forme intégrale. En effectuant un changement de variable vers une coordonnée scalaire s , on peut réécrire l'équation de transport de la façon suivante :

$$\Sigma_g(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega})\phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \frac{d}{ds}\phi_g(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) + Q_g(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) \quad (3.27)$$

Dans le cas d'un milieu infini, l'équation intégrale peut se réécrire:

$$\phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int_0^\infty \exp(-\tau_g(s)) Q_g(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) ds \quad (3.28)$$

$$\text{Avec : } \tau_g(s) = \int_0^s \Sigma_g(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}) ds' \quad (3.29)$$

¹¹ Pour plus de détails sur la méthode des p_{ij} , le lecteur est invité à consulter (Hébert, 2009).

En intégrant sur l'espace Ω , on obtient :

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \phi_g(\mathbf{r}, \Omega) d^2\Omega = \int_{4\pi} \int_0^\infty \exp(-\tau_g(s)) \mathcal{Q}_g(\mathbf{r} - s\Omega, \Omega) ds d^2\Omega \quad (3.30)$$

Le changement de variable $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\Omega$ permet d'écrire :

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \int_{\infty} \frac{\exp(-\tau_g(s))}{s^2} \mathcal{Q}_g(\mathbf{r}', \Omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) d^3r' \quad , \quad \text{avec } s = \|\mathbf{r}' - \mathbf{r}\| \quad (3.31)$$

Pour résoudre cette équation, la cellule est pavée en un nombre fini de volumes V_j . Pour simplifier le problème, on fait par ailleurs les approximations suivantes sur le terme source :

- Le terme source est constant sur chacun des volumes V_j
- Le terme source est isotrope (la section efficace de diffusion est réduite à son développement d'ordre 0 en harmoniques sphériques).

En multipliant l'égalité précédente par la section efficace totale et en intégrant sur un volume V_j donné, on obtient :

$$\int_{V_j} \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) d^3r = \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \sum_i \mathcal{Q}_{i,g} \int_{V_i^\infty} \frac{\exp(-\tau_g(s))}{s^2} d^3r' \quad (3.32)$$

où V_i^∞ désigne la réunion de tous les volumes équivalents à V_i sur le réseau infini.

Après quelques manipulations, on obtient finalement le système linéaire discrétisé p_{ij} :

$$\phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g} p_{ij,g} \quad (3.33)$$

$$\text{Avec : } \phi_{j,g} = \int_{V_j} \phi_g(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{inconnues du problème}) \quad (3.34)$$

$$Q_{j,g} = \int_{V_j} Q_g(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{termes source discrétisé}) \quad (3.35)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{sections efficaces discrétisées}) \quad (3.36)$$

$$p_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i \Sigma_{j,g}} \int_{V_i} \int_{V_j} \Sigma(\mathbf{r}, E) \frac{\exp(-\tau_g(s))}{s^2} d^3r d^3r', \text{ avec } \mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\mathbf{\Omega} \text{ et } s = \|\mathbf{r}' - \mathbf{r}\|$$

(termes de la matrice p_{ij})

(3.37)

Quelques remarques s'imposent :

- Comme les termes source Q dépendent implicitement de ϕ , ce système linéaire doit être résolu de façon itérative.
- La construction de la matrice p_{ij} est un défi en soi et fait appel à des méthodes d'intégration numérique, via des méthodes de tracking (Stacey, 2001).

3.4.2 Approximation annulaire

Pour simplifier le calcul de cellule, il est commun d'utiliser l'approximation annulaire. Cette approximation consiste à représenter la cellule de réacteur par une cellule annulaire équivalente (voir Figure 3.4).

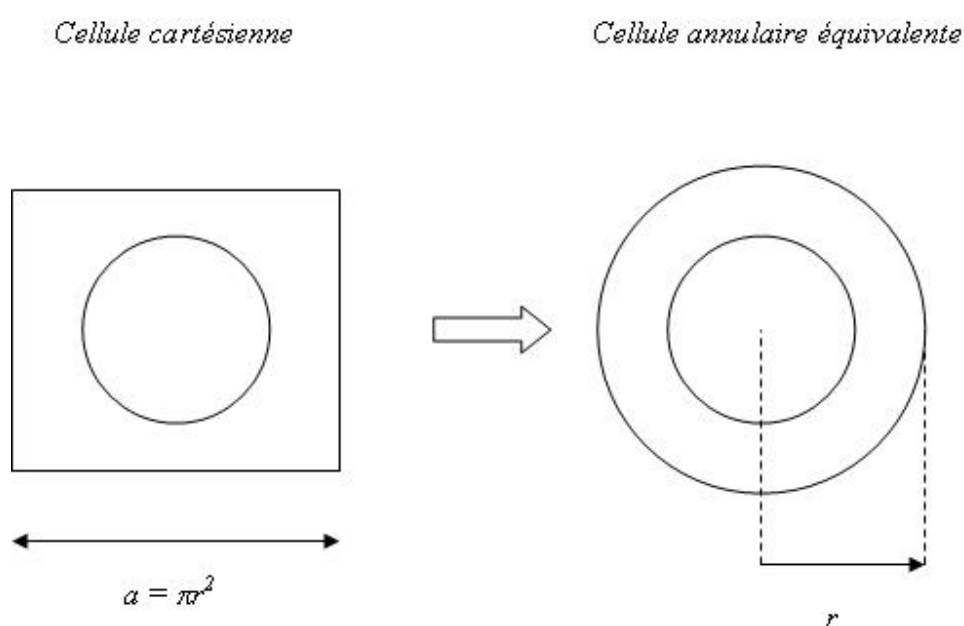


Figure 3.4 : Approximation annulaire

La distribution de modérateur dans la cellule annulaire ne représente pas fidèlement la réalité. Elle a toutefois l'avantage de posséder une symétrie circulaire, ce qui accélère grandement les calculs. Grâce à la géométrie annulaire, la cellule CANDU-6 peut se déduire d'une tranche de $\pi/12$ radians par symétries successives. La cellule SCWR présente quant à elle une symétrie d'ordre $\pi/14$. Ces symétries peuvent être mises à profit dans la construction de la matrice p_{ij} .

Cette approximation est valide si la forme de la frontière de la cellule a un impact faible sur la solution neutronique obtenue. Cela est en particulier vrai pour les réacteurs dont le pas de réseau est élevé (par exemple le CANDU-6). Dans ces cas, la cellule est composée d'une grande quantité de modérateur et la forme précise de la frontière n'a que peu d'importance sur le ralentissement total des neutrons.

Le même argument ne peut toutefois être utilisé dans le cas de la cellule SCWR, qui présente un pas de réseau plus faible (21cm). Pour utiliser l'approximation annulaire, il faut donc vérifier si les résultats qu'elle prédit sont compatibles avec ceux obtenus à l'aide de la cellule standard.

Les figures 3.5 et 3.6 présentent donc l'écart de réactivité entre la cellule standard (cartésienne) et la cellule annulaire. L'écart de réactivité est donné en valeur absolue. La comparaison est effectuée pour différents paramètres thermohydrauliques de cellule (température et densité du caloporteur, température du combustible). La finesse de la discrétisation a été choisie équivalente, de façon à ne pas fausser la comparaison.

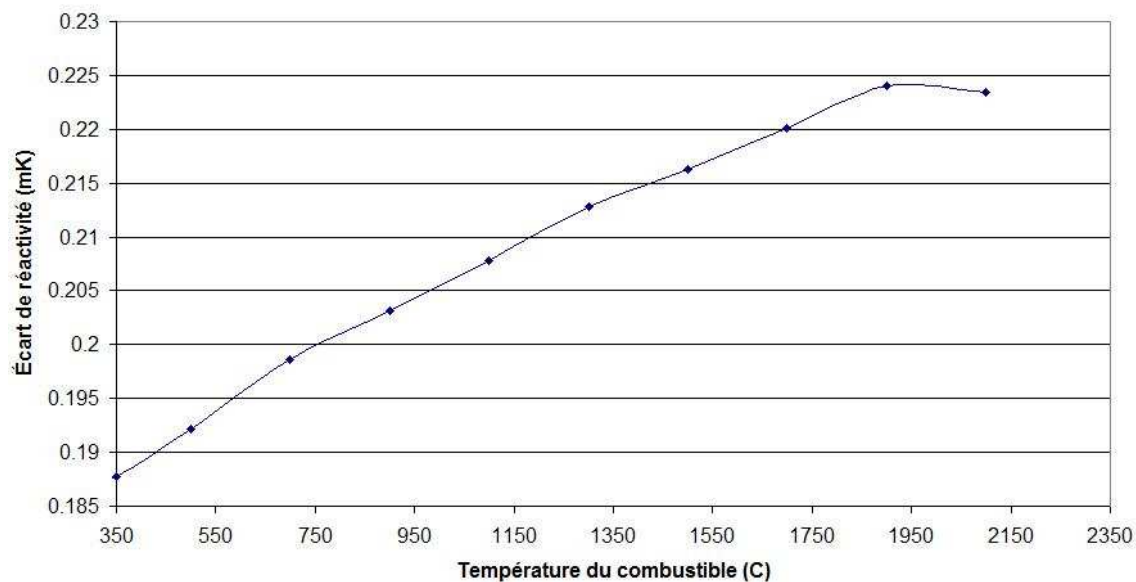


Figure 3.5 : Comparaison des réactivités données par les cellules cartésiennes et annulaires pour différentes températures de combustible

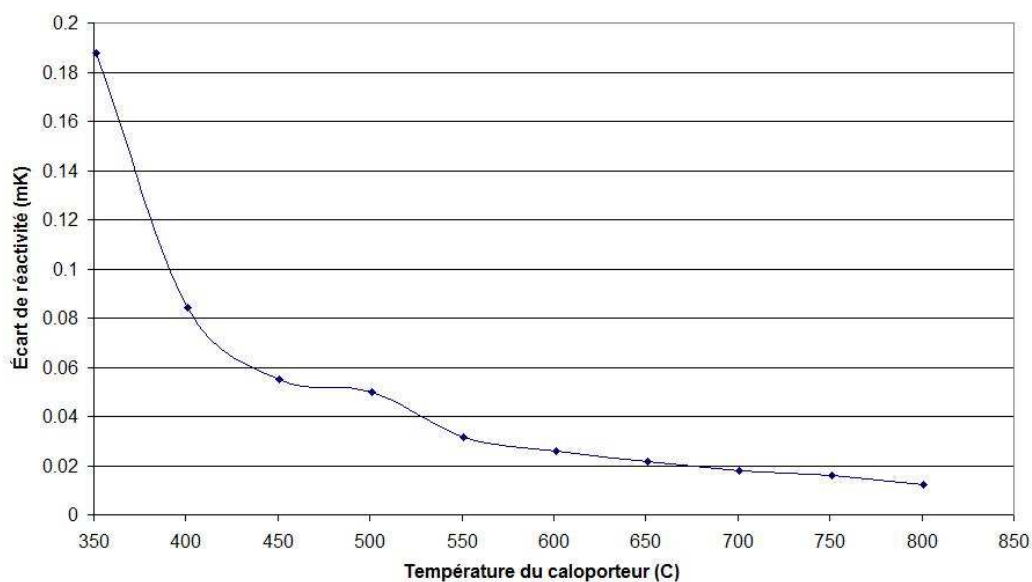


Figure 3.6 : Comparaison des réactivités données par les cellules cartésiennes et annulaires pour différentes températures de caloporteur (avec effet de densité)

On voit que la différence de réactivité entre les deux méthodes est d'au plus $0,2 \text{ mK}$, ce qui reste faible. Cependant, pour conserver cette approximation dans l'étude du SCWR, cette erreur devra être prise en compte. Pour ce faire, on attribuera une incertitude de $\pm 0,1 \text{ mK}$ à toutes les réactivités obtenues dans le cadre de nos calculs couplés.

3.4.3 Condensation et homogénéisation

Une fois le calcul en transport effectué, les propriétés (sections efficaces et coefficient de diffusion) moyennes de chaque cellule doivent être calculées et transmises au calcul de diffusion. Cette moyenne met en jeu deux processus :

- a) Homogénéisation : Moyenne spatiale des sections efficaces sur le volume occupé par la cellule.
- b) Condensation : Réduction de la discrétisation énergétique de 69 groupes à 2 groupes (thermique et rapide).

La section efficace associée à la réaction x , au volume j et au groupe d'énergie G (1 pour rapide et 2 pour thermique) s'écrit donc :

$$\Sigma_{x,i,G}(E) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{V_i} \Sigma_{x,g}(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) d^3r}{\sum_{g \in G} \int_{V_i} \phi_g(\mathbf{r}) d^3r} \quad (3.38)$$

Comme le veut une convention courante, la frontière entre les groupes rapides et thermiques est prise à 0.625 eV .

3.4.4 Résolution de l'équation de la diffusion stationnaire

On rappelle que l'équation de la diffusion multi-groupe 3.24 s'écrit :

$$\Sigma_g(\mathbf{r})\phi_g(\mathbf{r}) - \vec{\nabla} \bullet \left[D_g(\mathbf{r}) \vec{\nabla} \phi_g(\mathbf{r}) \right] = Q_{0,g}(\mathbf{r}) \quad (3.24)$$

Comme cette équation différentielle ne met pas en jeu la variable Ω , sa résolution est beaucoup plus simple et plus rapide que celle de l'équation de transport. Des méthodes classiques d'éléments finis peuvent ainsi être utilisées (Stacey, 2001).

Comme le terme source dépend de façon implicite du flux ϕ , l'équation de diffusion doit aussi être résolue par un processus itératif.

3.5 Évolution du combustible

Sous l'effet des fissions, de l'absorption neutronique et des désintégrations radioactives, la composition du combustible évolue avec le temps. Cette évolution doit être simulée si l'on souhaite prendre en compte l'âge du combustible. Les concentrations N_i des différents isotopes ont en effet un effet direct sur les sections efficaces ($\Sigma = N\sigma$).

L'âge du combustible est mesuré en terme de burnup, qu'on exprime en kWj/kg . Le burnup, qui est fonction du temps, représente la quantité totale d'énergie produite par la cellule depuis le début de son existence, normalisée par la masse de combustible dans la cellule initiale. Plus précisément, le burnup B_i associé à la cellule i est défini par :

$$B_i(t) = \frac{\sum_j E_j \int_0^t \sum_g \int_{V_{i,comb}} \phi_g(\mathbf{r}) \Sigma_{f,j,g}(\mathbf{r}) d^3r dt}{M_{comb,i}} \quad (3.39)$$

où l'indice j désigne les différents isotopes fissiles, $V_{i,comb}$ le volume occupé par le combustible dans la cellule i , $M_{comb,i}$ la masse des isotopes lourds initiaux dans la cellule i et E_j l'énergie dégagée à chaque fission de l'isotope j . Notons que le facteur de correction α n'entre pas en ligne de compte, comme on s'intéresse à l'énergie totale produite dans le combustible et non à la fraction de cette énergie récupérable sous forme de chaleur.

Le calcul d'évolution du combustible se fait sous l'approximation quasi-statique. Entre deux pas de burnup, le flux neutronique dans le combustible est considéré comme constant. Cette approximation est d'autant plus valide que les pas de burnup sont approchés.

Les équations permettant de retracer l'évolution du combustible sont les équations dites de Bateman, qui s'écrivent de la façon suivante :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=1, j \neq i}^I (\tau_{j \rightarrow i}(\phi) + \lambda_{j \rightarrow i}) N_j - (\tau_{a,i}(\phi) + \lambda_i) N_i \quad (3.40)$$

Avec :

$(N_i)_{i \in [1 \dots I]}$: Concentrations isotopiques des I différents isotopes présents dans le combustible

$\tau_{j \rightarrow i}$: Taux des réactions conduisant à l'apparition de l'isotope i à partir de l'isotope j

- $\lambda_{j \rightarrow i}$: Constante de décroissance radioactive de l'isotope j qui conduit à l'apparition de l'isotope i
- $\tau_{a,i}$: Taux de réaction d'absorption de l'isotope i
- λ_i : Constante de décroissance radioactive de l'isotope i
- ϕ : Flux neutronique

La notation $\tau_{j \rightarrow i}(\phi)$ et $\tau_{a,i}(\phi)$ désigne le fait que ces taux de réaction dépendent du flux neutronique.

3.6 Couplage neutronique-thermohydraulique

Le formalisme de la neutronique ayant été introduit, il nous est maintenant possible de présenter la méthode de couplage neutronique-thermohydraulique.

3.6.1 Définition du problème à l'étude

L'objectif de ce projet est d'évaluer l'impact de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques (température d'entrée du caloporteur, débit massique, pression de sortie) sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6.

Dans le cadre de ce projet, nous supposons que les canaux en périphérie du cœur ont un impact faible sur la réactivité de l'ensemble du réacteur. En négligeant les effets de bord, on pourra donc se limiter à l'étude d'un assemblage 2x2 de canaux évoluant dans un réseau infini d'assemblages identiques. Les figures 3.7 et 3.8 illustrent le problème ainsi défini.

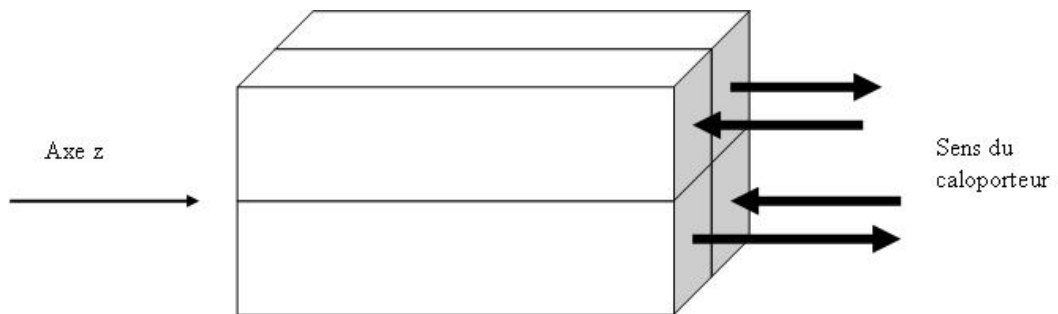


Figure 3.7 : Problème simplifié d'un réacteur à 4 canaux

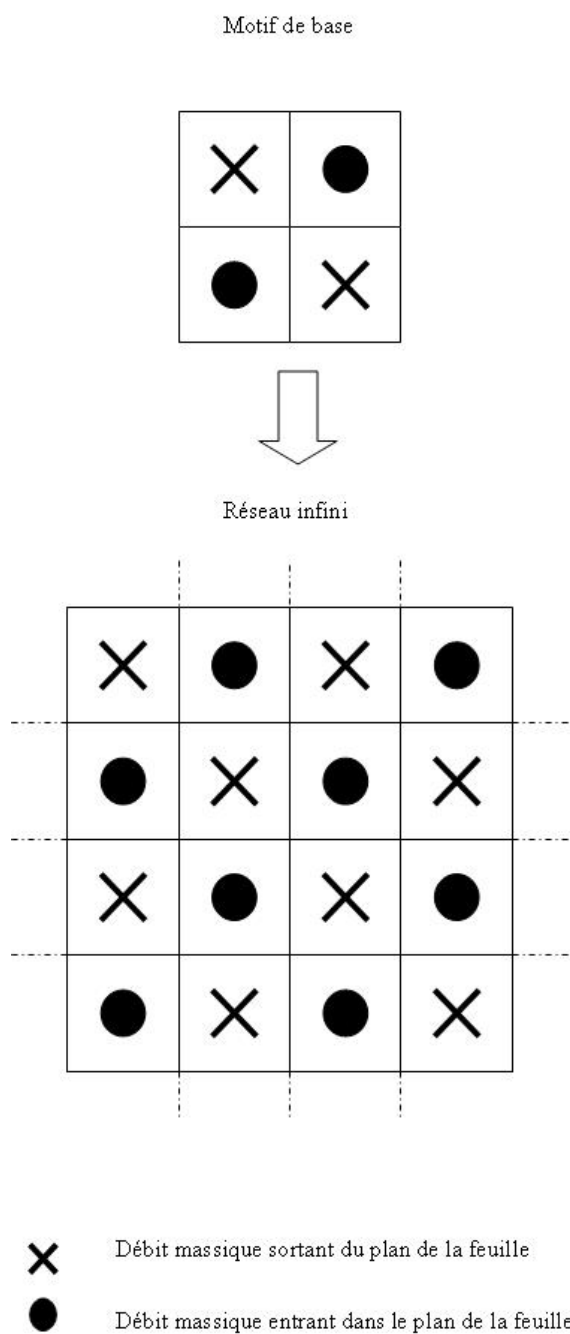


Figure 3.8 : Réacteur à 4 canaux évoluant dans un réseau infini généré par translation (réseau périodique)

Les conditions aux limites de ce problème sont les suivantes :

- Le flux entrant aux extrémités des canaux est nul (axe z)
- Le flux est symétrique par translation d'un assemblage à l'autre (plan perpendiculaire à l'axe z)

En plus d'être symétrique par translation, le problème à l'étude est symétrique par inversion du sens d'écoulement du caloporteur. Ces éléments de symétrie permettent de simplifier grandement la résolution du problème. Les canaux concourants (caloporteur circulant dans le même sens) présentent en effet des solutions identiques alors que la solution des canaux de sens opposés se déduisent l'une de l'autre par inversion de l'axe z .

3.6.2 Algorithme de couplage

La Figure 3.9 présente l'algorithme utilisé pour la résolution du problème couplé. Dans ce schéma, l'indice i désigne le numéro de cellule.

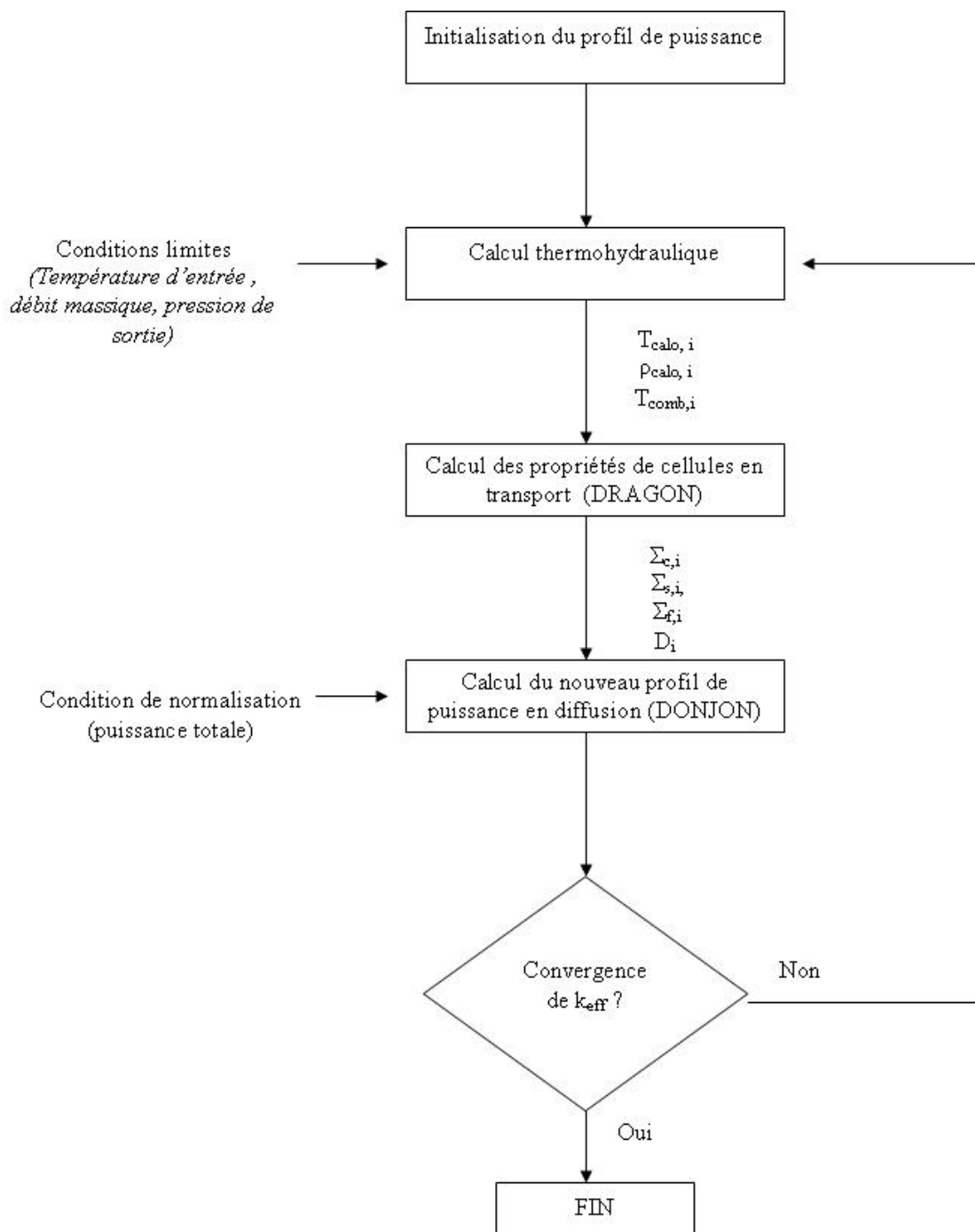


Figure 3.9 : Algorithme de résolution du problème couplé (neutronique-thermohydraulique)

La convergence de la solution est atteinte lorsque 2 valeurs successives de k_{eff} diffèrent d'un nombre inférieur à 0,1 mK (comme il a été expliqué à la section 3.4.2, le degré de précision maximal correspond à la marge d'erreur due à l'utilisation de la méthode annulaire).

3.6.3 Passage de paramètres de la partie thermohydraulique à la partie neutronique

Selon l'algorithme précédent, le passage du calcul thermohydraulique au calcul de cellules requiert une homogénéisation des densités et températures des matériaux sur chaque cellule. Les données $\rho_{calo}(z)$, $T_{calo}(z)$, $T_{gaine}(r,z)$, $T_{comb}(r,z)$, calculées à l'aide du module thermohydraulique, doivent donc être moyennées sur chaque grappe pour obtenir un ensemble de données $\rho_{calo,i}$, $T_{calo,i}$, $T_{gaine,i}$, $T_{comb,i}$.

Pour ce faire, on procède d'abord à une moyenne radiale de la température du combustible. Pour tenir compte du caractère bidimensionnel du problème, la moyenne est prise en pondérant la température de chaque couronne par son aire :

$$T_{comb}(z)_{definition} = \frac{1}{r_c^2} \sum_{i=1}^{c-1} \frac{T(r_{i+1}, z) + T(r_i, z)}{2} (r_{i+1}^2 - r_i^2) \quad (3.41)$$

La Figure 3.10 illustre l'impact de cette opération sur un profil de température typique (calculé près de l'abscisse z où les crayons atteignent leur température maximale [profil de puissance sinusoïdal]) :

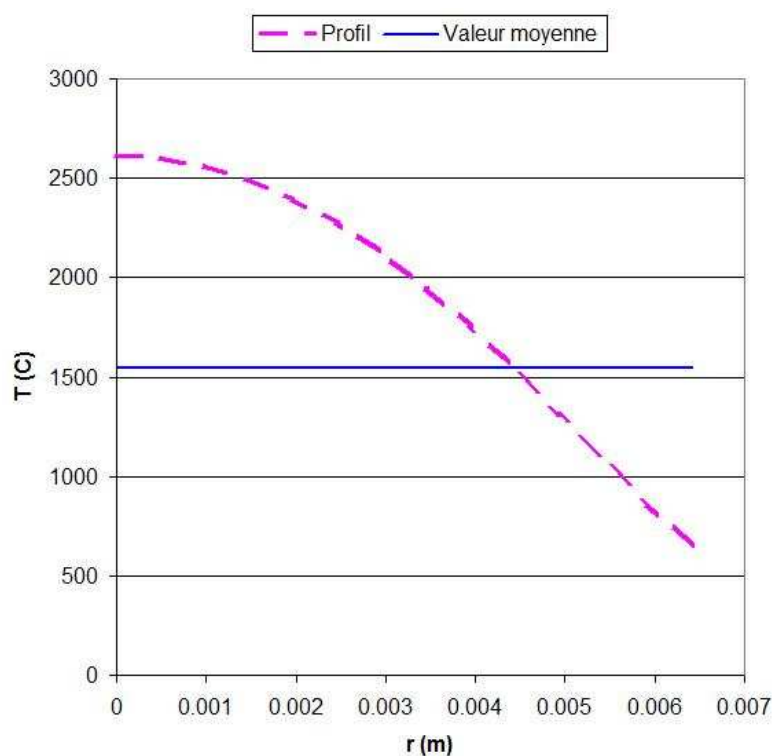


Figure 3.10 : Moyenne radiale de la température du combustible (profil typique au point de plus haute température, SCWR)

On voit que la température maximale atteinte par les crayons dans un canal est élevée, soit de l'ordre de 2600°C. Le point de fusion de l'oxyde d'uranium se situe quant à lui aux environs de 2865°C. Cette information devra être prise en compte dans le design du SCWR (possibilité de fusion partielle en centre de combustible).

La même opération de moyenne est par ailleurs effectuée sur la température de gaine. Il est à noter que, dans le cas du SCWR, le profil de température est calculé pour les 2 types de crayon présents dans la grappe. Le calcul neutronique utilise cependant une seule température représentative de la grappe, qui correspond à la moyenne surfacique de ces deux températures :

$$T_{comb}(z)_{\text{definition}} = \frac{T_{comb,1}(z)r_{comb,1}^2 + T_{comb,2}(z)r_{comb,2}^2}{r_{comb,1}^2 + r_{comb,2}^2} \quad (3.42)$$

L'ensemble des données est ensuite moyenné selon l'axe z (moyenne linéaire) :

$$T_j := \frac{1}{L_{grappe}} \sum_{z_i \in \text{Grappe } j} T(z_i) \Delta z \quad (3.43)$$

Les figures 3.11 à 3.14 illustrent l'impact de cette moyenne sur les profils thermohydrauliques (les profils montrés sur ces figures sont calculés à partir d'un profil de puissance sinusoïdal).

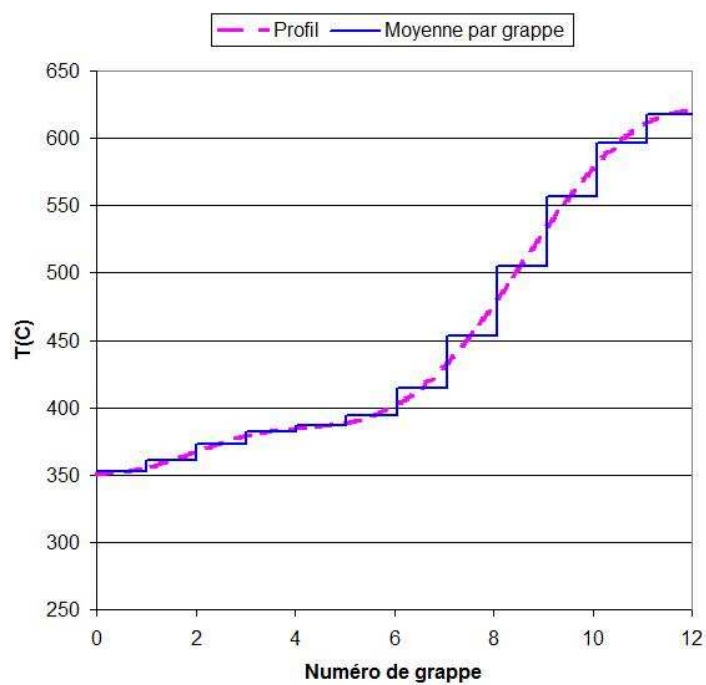


Figure 3.11 : Moyenne par grappe de la température du caloporteur (SCWR)

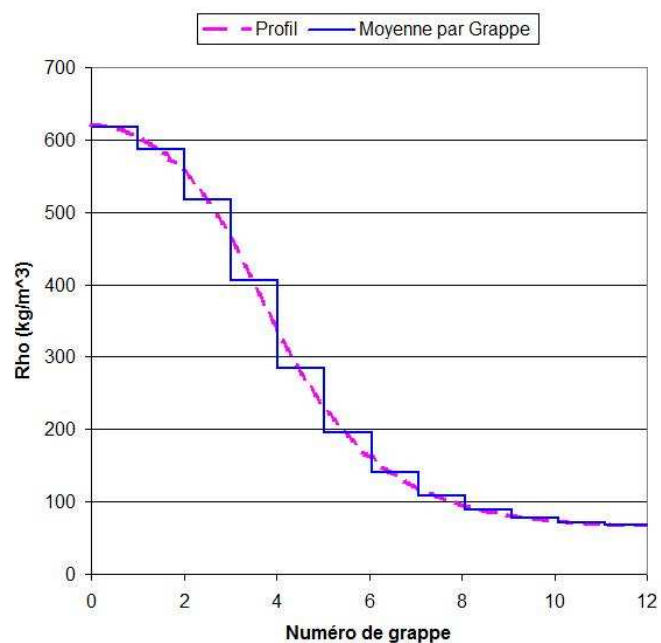


Figure 3.12 : Moyenne par grappe de la densité du caloporteur (SCWR)

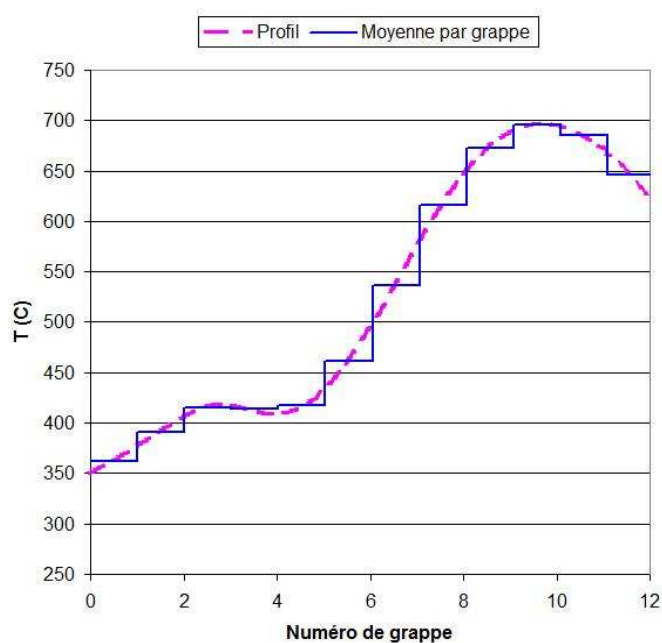


Figure 3.13 : Moyenne par grappe de la température de gaine (SCWR)

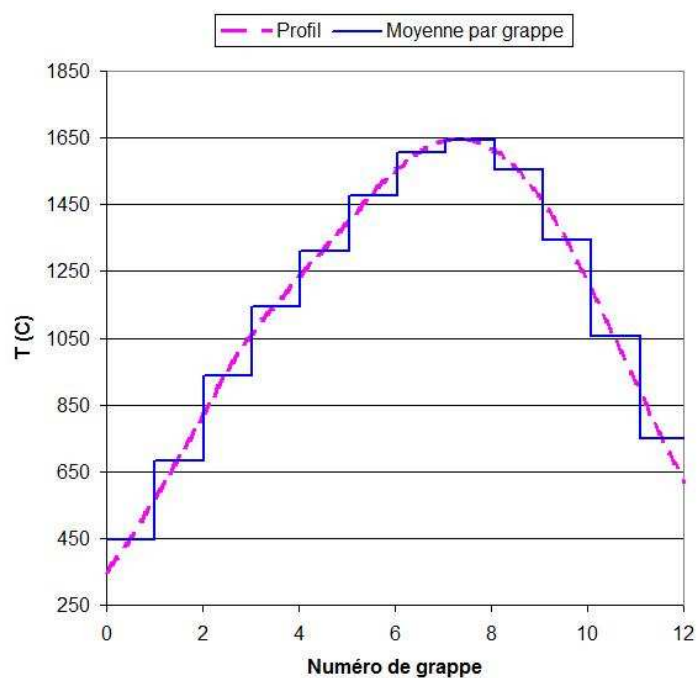


Figure 3.14 : Moyenne par grappe de la température du combustible (SCWR)

CHAPITRE 4 : SIMULATIONS THERMOHYDRAULIQUES NON COUPLEES DES CANAUX DE SCWR ET DE CANDU-6

La variation de la puissance d'un réacteur et de ses conditions aux frontières thermohydrauliques (débit massique, température d'entrée du caloporteur, pression) fait varier la réactivité en agissant sur les propriétés thermodynamiques des matériaux composant les canaux de réacteur (température et densité du caloporteur, température des crayons de combustible).

Dans ce chapitre, nous tenterons d'évaluer comment les profils thermodynamiques d'un canal varient en fonction de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques du réacteur. Bien que le couplage entre la thermohydraulique et la neutronique ne soit pas considéré dans cette étude préliminaire, l'analyse permettra tout de même de mieux anticiper les résultats qui seront obtenus à l'aide des calculs couplés.

4.1 Choix du profil de puissance

Puisque cette étude ne prend pas en compte le couplage entre les phénomènes neutroniques et thermohydrauliques, le profil de puissance dans le combustible doit y être spécifié. En première approximation, ce profil a été choisi de type sinusoïdal. Ce type de profil correspond au flux obtenu pour un réacteur cylindrique homogène sous l'approximation de la diffusion (Stacey, 2001).

Dans le cadre de cette étude, la densité linéique de puissance choisie $q'(z)$ peut donc être représentée par l'équation suivante :

$$q'(z) = W_{canal} \frac{\pi}{2L_{canal}} \sin\left(\pi \frac{z}{L_{canal}}\right), \quad (4.1)$$

W_{canal} : Puissance totale développée dans le canal

L_{canal} : Longueur totale du canal

z : Coordonnée axiale

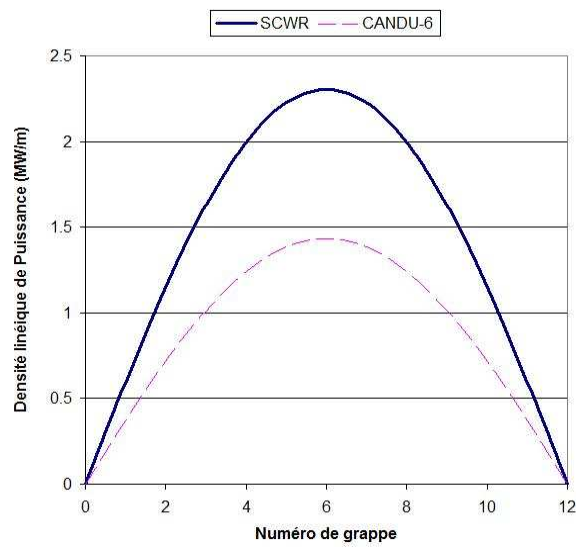


Figure 4.1 : Profil de puissance imposé pour l'étude thermohydraulique

La puissance totale d'une tranche de canal située entre les points d'abscisse z_1 et z_2 peut être calculée en prenant l'intégrale de la densité de puissance entre ces deux points :

$$W_{[z_1, z_2]} = \int_{z_1}^{z_2} q'(z) dz$$

On vérifie bien entendu que :

$$\int_0^{L_{canal}} q'(z) dz = W_{canal}$$

4.2 Profils thermohydrauliques aux conditions nominales d'opération

Les tableaux 4.1 et 4.2 rappellent les paramètres nominaux d'opération du SCWR et du CANDU-6 :

Tableau 4.1 : Conditions d'opération nominales du SCWR

Puissance thermique du réacteur	2540 MW
Nombre de canaux	300
Débit massique total	1320 kg/s (4.4 kg/s par canal)
Pression de sortie du caloporteur	25 MPa
Température d'entrée du caloporteur	350°C

Tableau 4.2 : Conditions d'opération nominales du CANDU-6

Puissance thermique du réacteur	2060 MW
Nombre de canaux	380
Débit massique par canal	9120 kg/s (24 kg/s par canal)
Pression de sortie du caloporteur	10.5 MPa
Température d'entrée du caloporteur	265°C

Après calcul, on obtient les profils thermohydrauliques d'un canal de SCWR et de CANDU-6 à ces conditions d'opération. Ces profils sont donnés dans les figures 4.2 à 4.5.

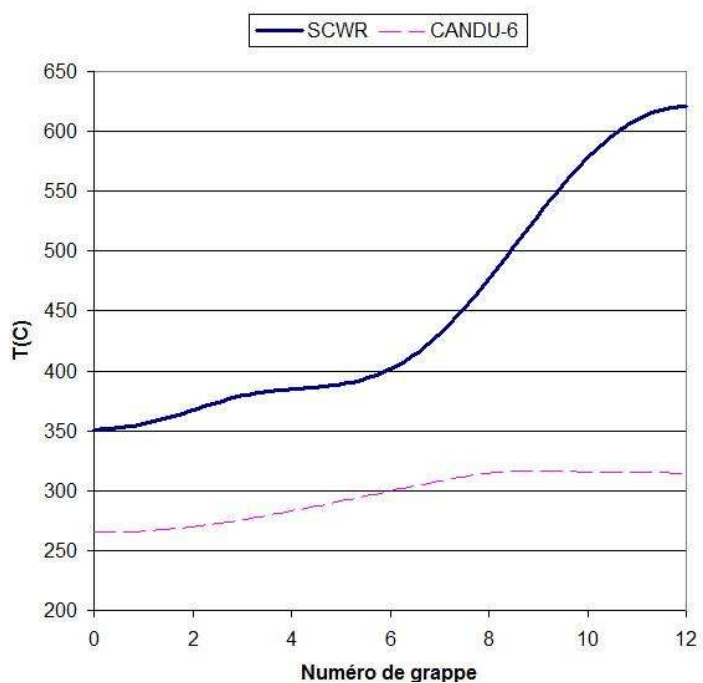


Figure 4.2 : Température du caloporteur aux conditions nominales d'opération

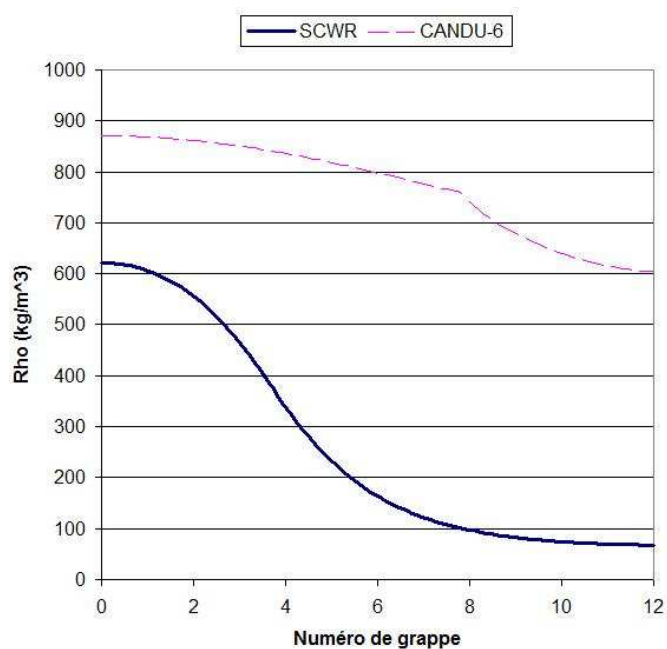


Figure 4.3 : Densité du caloporteur aux conditions nominales d'opération

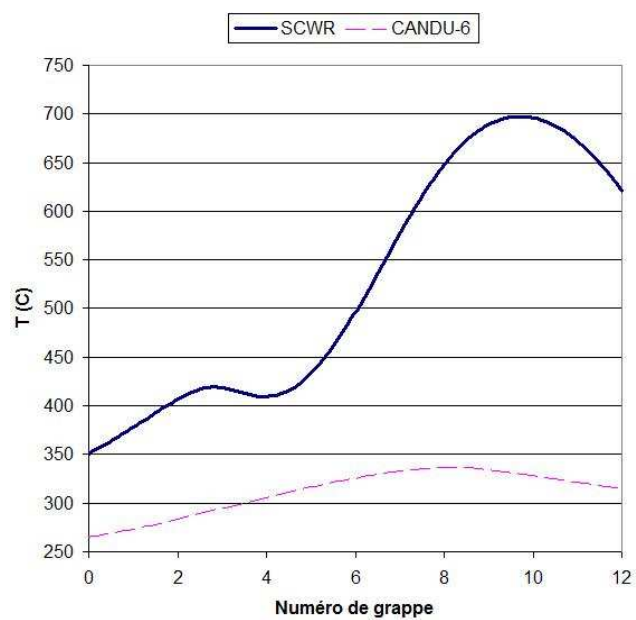


Figure 4.4 : Température de gaine aux conditions nominales d'opération

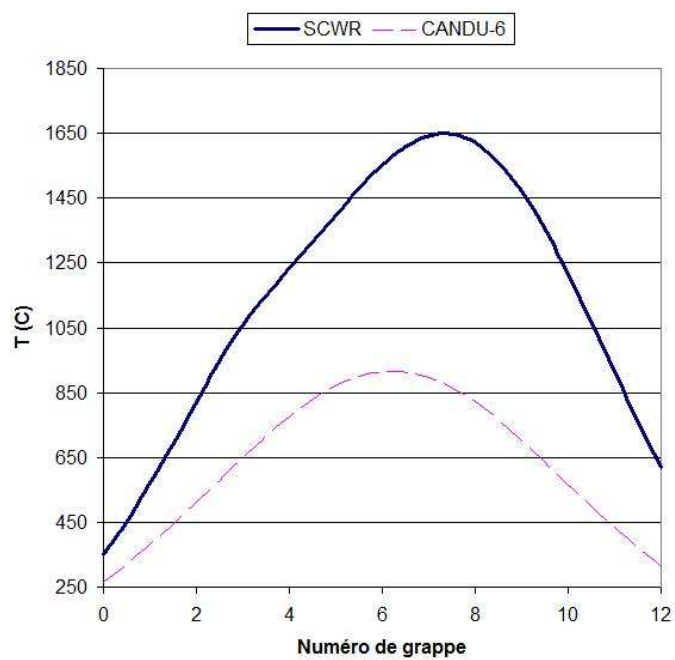


Figure 4.5 : Température du combustible aux conditions nominales d'opération

Conformément à ce qui est attendu, les températures du caloporteur, de la gaine et du combustible sont plus élevées dans le SCWR que dans le CANDU-6. Par ailleurs, la densité du caloporteur est plus faible dans le SCWR, alors que l'écart de densité entre l'entrée et la sortie est plus élevé.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent par ailleurs que les profils de température de la gaine et du combustible du SCWR présentent des irrégularités entre la troisième et la cinquième grappe de combustible. On observe en effet des changements de pente importants dans ces régions. Ce phénomène est dû au coefficient de transfert de chaleur, qui connaît un pic important dans cette région (voir Figure 2.15). On observe par ailleurs, à la Figure 4.2, que le profil de température est très plat au voisinage de $T=380^{\circ}\text{C}$. Cela s'explique par le fait que la chaleur spécifique du caloporteur passe par un pic dans cette région (voir Figure 2.19).

4.3 Effet des conditions aux limites thermohydrauliques sur la distribution des propriétés thermodynamiques du caloporteur

Nous sommes maintenant en mesure d'évaluer l'effet des conditions aux limites thermohydrauliques sur les profils thermohydrauliques précédemment calculés.

Pour alléger la présentation, seuls les profils de densité du caloporteur et de température du combustible seront présentés. En anticipant sur la suite, les analyses neutroniques montrent en effet que, parmi les propriétés thermohydrauliques étudiées, seules la densité du caloporteur et la température du combustible ont un impact significatif sur le bilan neutronique du réacteur.

L'ensemble des profils (densité et température du caloporteur, température de la gaine, température du combustible) sera tout de même illustré dans le cas des variations de puissance. Les résultats numériques seront précédés d'une analyse physique simple permettant d'anticiper les résultats.

Il est à noter que, dans le cas du CANDU-6, la densité utilisée est la densité moyenne du mélange diphasique, qui se calcule comme suit :

$$\rho = \varepsilon \rho_g + (1 - \varepsilon) \rho_l \quad (4.2)$$

Le cas monophasique est inclus dans cette définition (quand $\varepsilon = 0$).

4.3.1 Effet de la puissance

On cherche ici à étudier l'effet d'une augmentation de la puissance du caloporteur sur les profils thermohydrauliques du caloporteur et du combustible. La température d'entrée du caloporteur, son débit massique et sa pression de sortie sont maintenus constants.

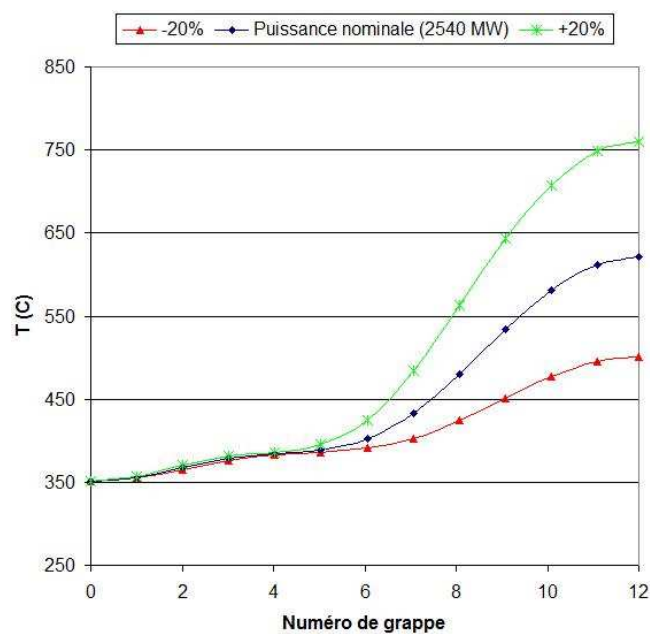
Une augmentation de puissance entraîne une augmentation de la quantité d'énergie échangée entre le combustible et le caloporteur. On s'attend donc à ce que la température du combustible, de la gaine et du caloporteur en soit augmentée. Par ailleurs, la densité du caloporteur doit diminuer, comme la température du caloporteur est plus élevée (l'effet de la température domine ici largement l'effet de la pression).

Les résultats obtenus dans figures 4.6 à 4.9 confirment cette analyse. On voit bien que les températures du caloporteur, de la gaine et du combustible sont d'autant plus élevées que la puissance est élevée.

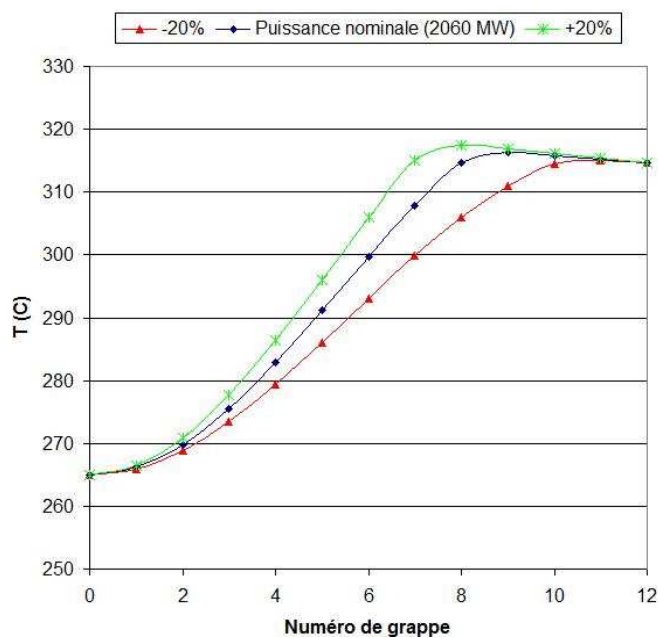
Il faut toutefois noter que, dans le cas du CANDU-6, la température de sortie du caloporteur est limitée par sa température de saturation, ce qui explique que les courbes de la Figure 4.6 b) convergent toutes vers le même point. On observe par ailleurs que la température maximale du caloporteur est atteinte avant la sortie du canal, ce qui s'explique par le fait que l'état de saturation est atteint avant la sortie. Comme la pression est partout plus élevée qu'en sortie de canal (voir Figure 2.9) et que la température de saturation croît avec la pression, le caloporteur atteint sa température maximale avant la sortie.

Dans le cas du SCWR, on remarque aussi que la température du caloporteur en début de canal est peu sensible aux variations de puissance (voir Figure 4.6 a)). Deux raisons principales permettent d'expliquer cette observation. D'abord, les valeurs de la puissance en entrée de canal sont faibles (une variation de la puissance totale ne change pas beaucoup la puissance en entrée de canal comme le profil est sinusoïdal). Ensuite, la chaleur spécifique du caloporteur supercritique passe par un pic autour de sa température pseudocritique (environ 380°C), ce qui aplatit fortement le profil de température autour de ce point.

Une remarque s'impose également sur le profil de température de combustible du CANDU-6 (Figure 4.9 b)). Une analyse fine de cette figure montre que la température maximale du combustible n'est pas atteinte exactement en milieu de canal. Elle est en réalité atteinte un peu après ce point (seuls 12 points ont été utilisés pour tracer le graphique, ce qui peut donner une illusion de symétrie dans les profils de température).

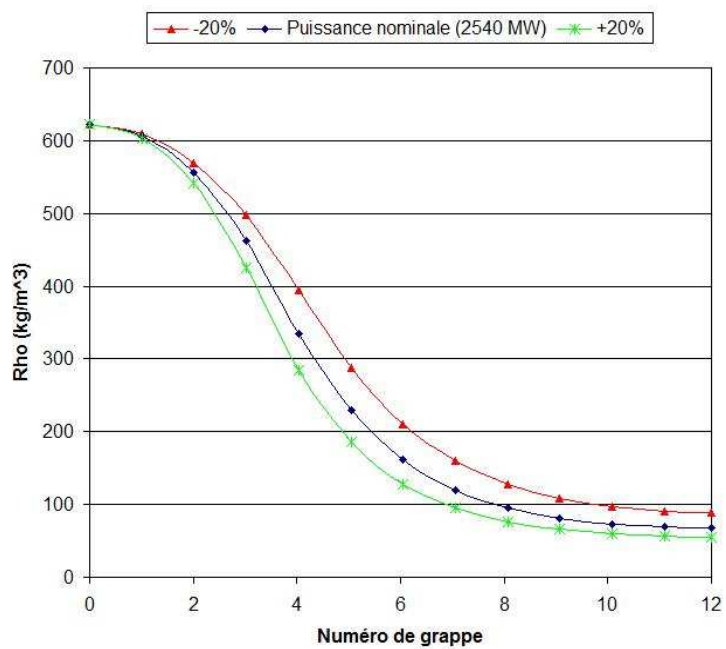


(a)

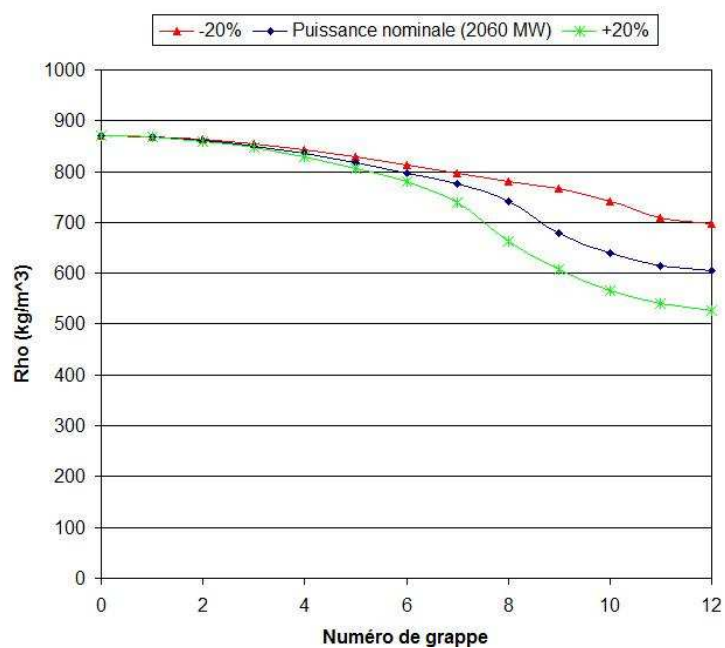


(b)

Figure 4.6 : Effet de la puissance sur la température du caloporteur
 (a) : SCWR (b) : CANDU-6

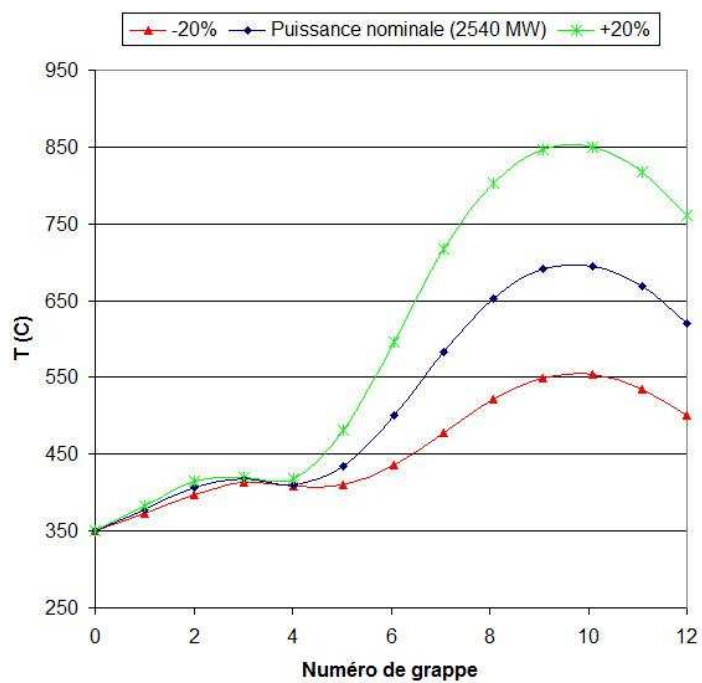


(a)

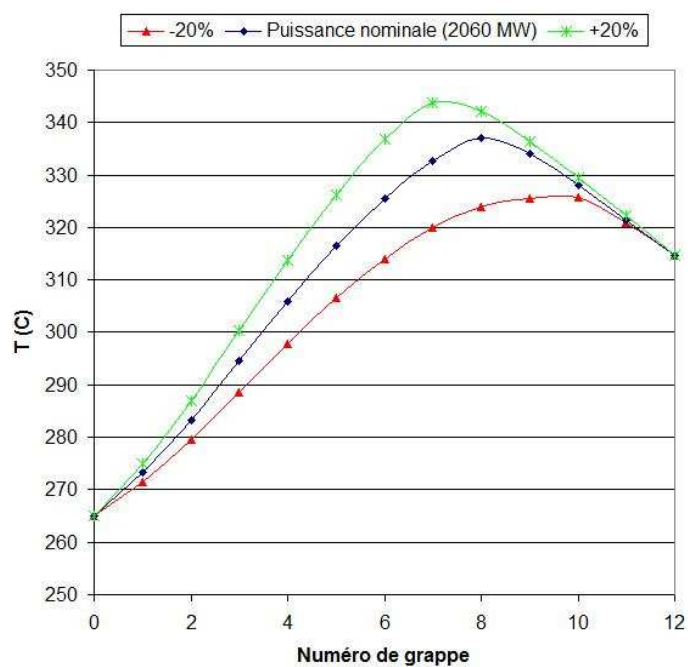


(b)

Figure 4.7 : Effet de la puissance sur la densité du caloporteur
 (a) : SCWR (b) : CANDU-6

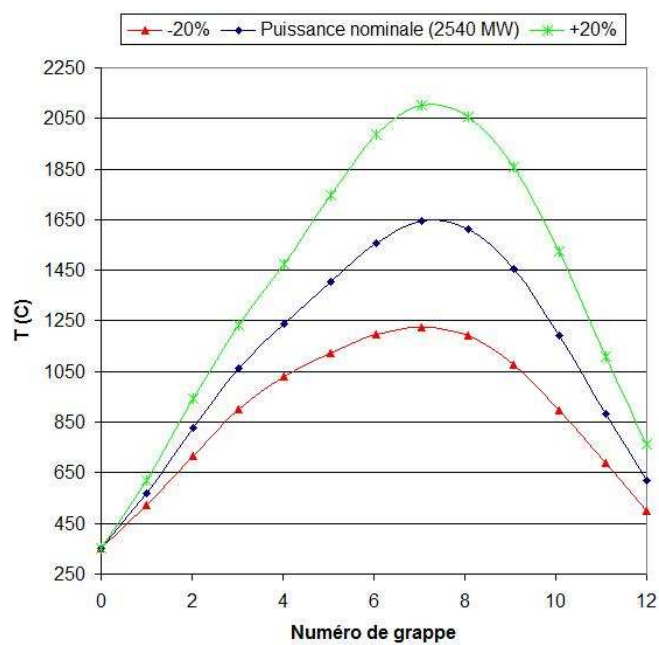


(a)

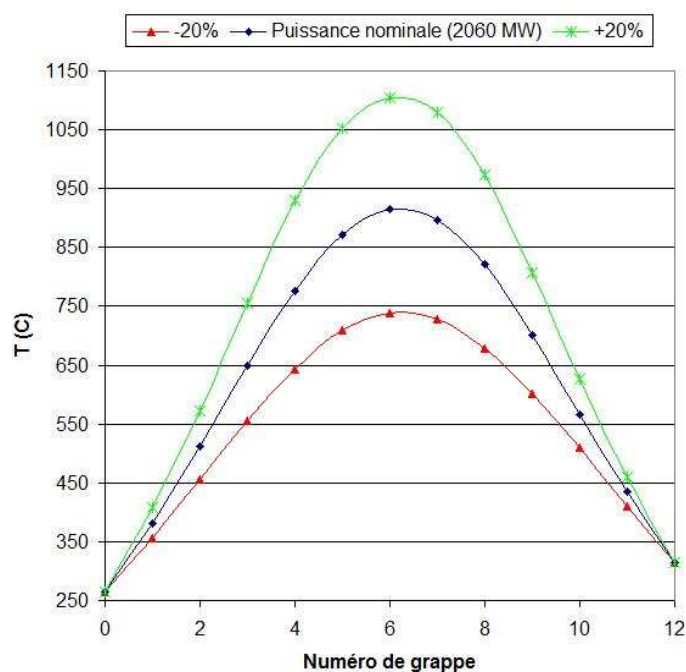


(b)

Figure 4.8 : Effet de la puissance sur la température de la gaine
 (a) : SCWR (b) : CANDU-6



(a)



(b)

Figure 4.9 : Effet de la puissance sur la température du combustible
(a) SCWR (b) CANDU-6

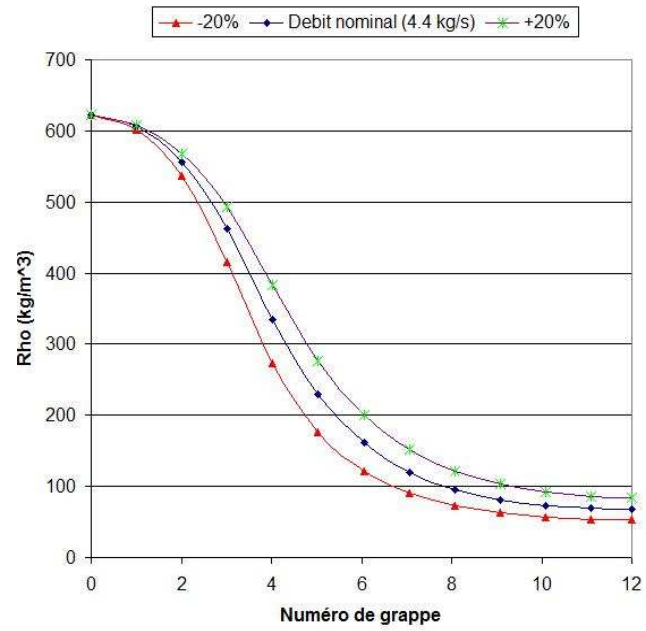
4.3.2 Effet du débit massique

Dans cette section, on cherche à étudier l'effet d'une variation du débit massique du caloporteur sur les profils thermohydrauliques du caloporteur et du combustible. Le profil de puissance développé dans le canal, la température d'entrée du caloporteur et sa pression de sortie sont par ailleurs maintenus constants.

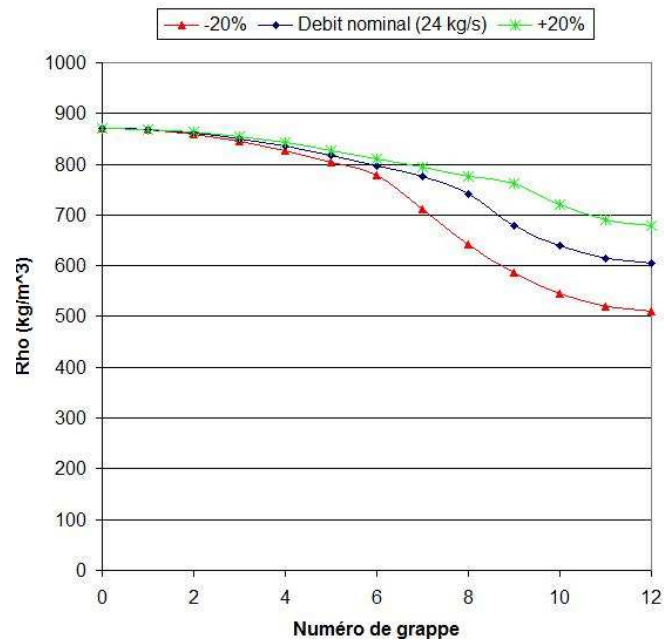
Une augmentation du débit massique entraîne une diminution de l'énergie absorbée par unité de masse de caloporteur. La quantité d'énergie transférée entre le combustible et le caloporteur reste toutefois inchangée. Ainsi, on s'attend à ce que la température du caloporteur diminue et que sa densité augmente. Cependant, les températures du combustible et de la gaine ne devraient diminuer que légèrement, et ce uniquement en raison de la baisse de la température de paroi. Le tout est illustré dans les figures 4.10 et 4.11.

Quelques remarques s'imposent au sujet de la Figure 4.11. On peut y voir que l'effet d'une variation de débit massique sur la température du combustible est beaucoup plus marqué dans le SCWR que le CANDU-6. Ceci est dû au fait que la température du caloporteur CANDU-6 est limitée par sa température de saturation. La température du SCWR, au contraire, peut augmenter indéfiniment. Comme la température de paroi du combustible dépend de la température du caloporteur par la relation (2.12), cela explique les comportements observés.

On remarque par ailleurs que, dans le cas du SCWR, le débit influence faiblement la température du combustible en entrée de canal. Cette observation s'explique par le fait que la température du caloporteur en entrée de canal, et donc la température de paroi, soit peu sensible aux variations de débit. Il s'agit d'un phénomène analogue à celui discuté à la section 4.3.1. Ce phénomène est causé principalement par le pic de chaleur spécifique du caloporteur à la température pseudo-critique.

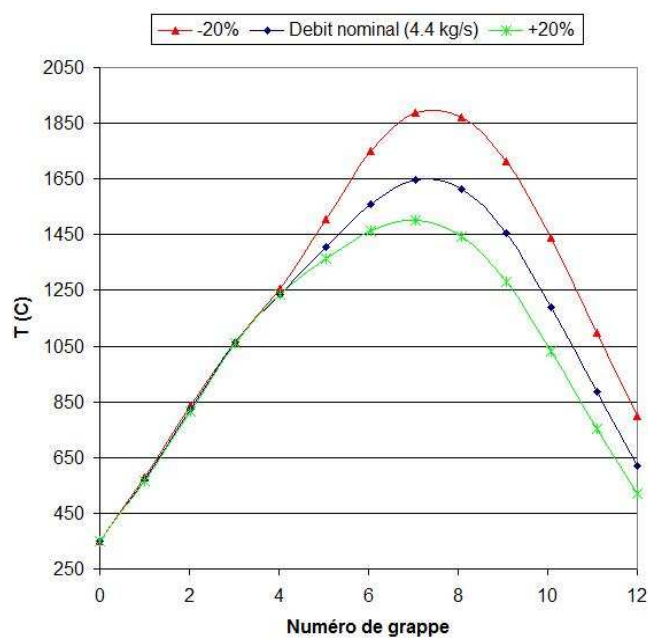


(a)

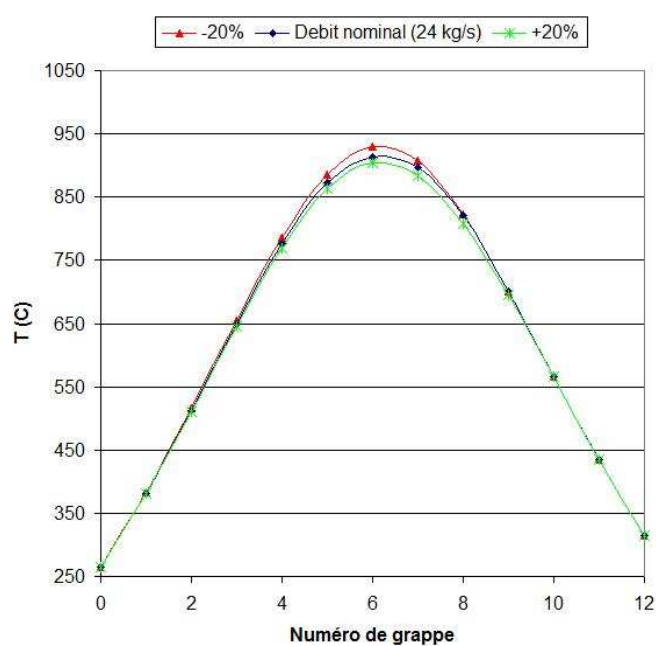


(b)

Figure 4.10 : Effet du débit massique sur la densité du caloporteur
(a) SCWR (b) CANDU-6



(a)



(b)

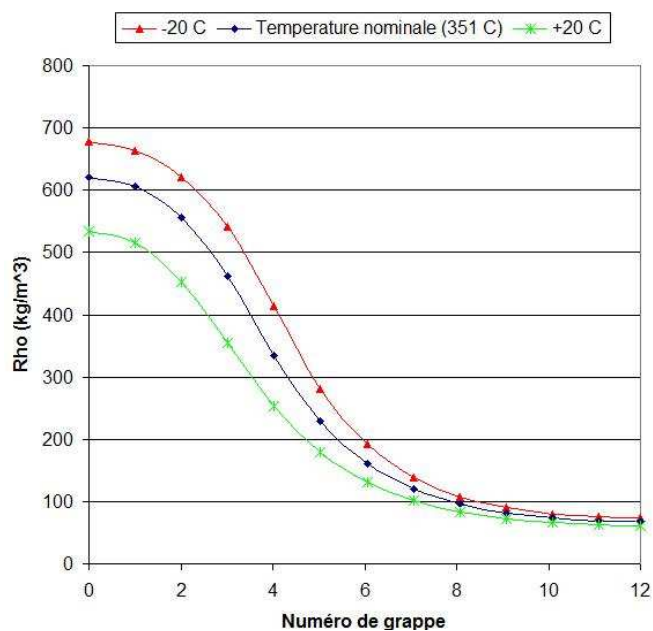
Figure 4.11 : Effet du débit massique sur la température du combustible
(a) SCWR (b) CANDU-6

4.3.3 Effet de la température d'entrée

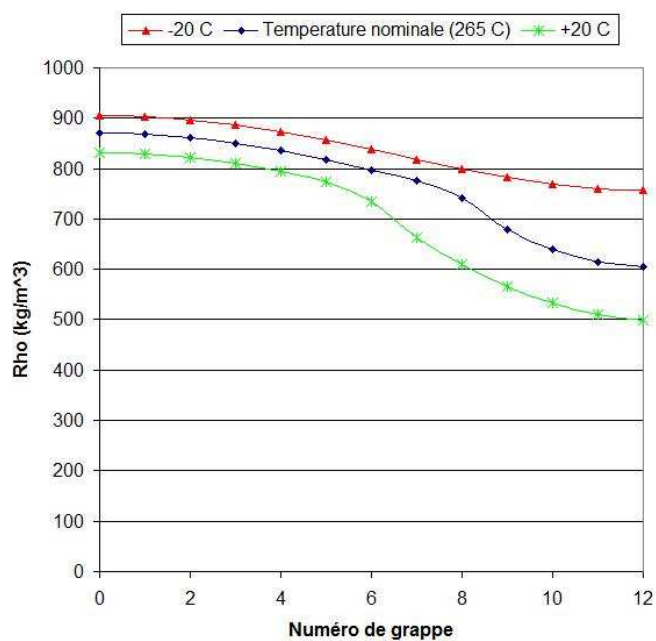
Dans cette section, on cherche à étudier l'effet d'une variation de la température d'entrée du caloporteur sur les profils thermohydrauliques du caloporteur et du combustible. Le profil de puissance développé dans le canal, le débit massique du caloporteur et sa pression de sortie sont par ailleurs maintenus constants.

Une augmentation de la température du caloporteur n'a aucun impact sur les bilans énergétiques du caloporteur et du combustible. Cependant, en raison du décalage des conditions d'entrée, la température du caloporteur est plus élevée et sa densité plus faible. La température du combustible et de la gaine augmentent aussi légèrement en raison de l'augmentation de la température de paroi. Ce dernier effet est plus important dans le SCWR que dans le CANDU-6.

Le tout est illustré dans les figures 4.12 et 4.13.



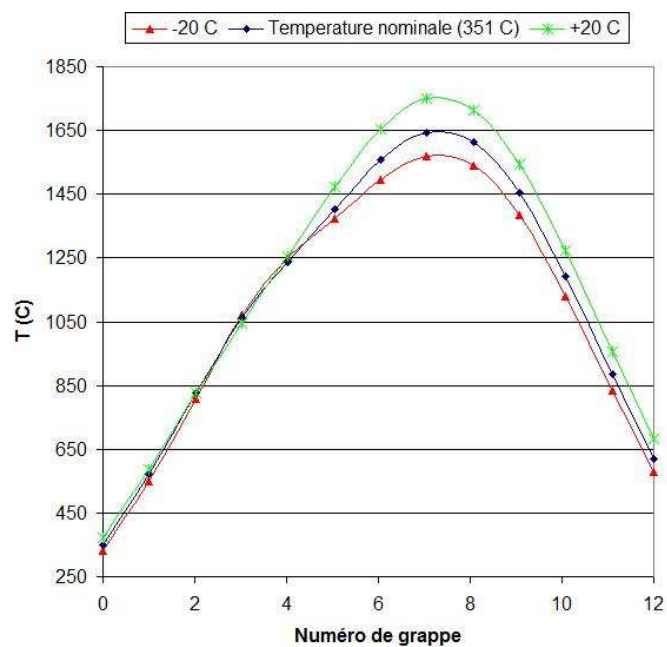
(a)



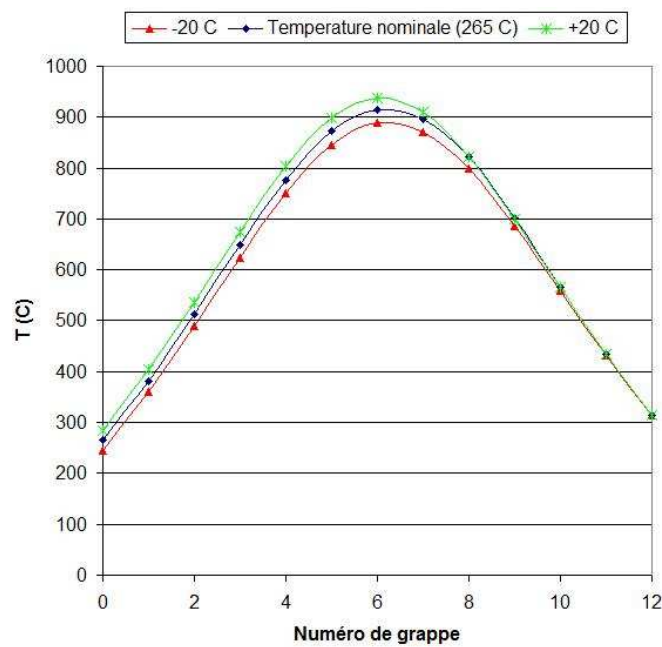
(b)

Figure 4.12 : Effet de la température d'entrée du caloporteur sur la densité du caloporteur

(a) SCWR (b) CANDU-6



(a)



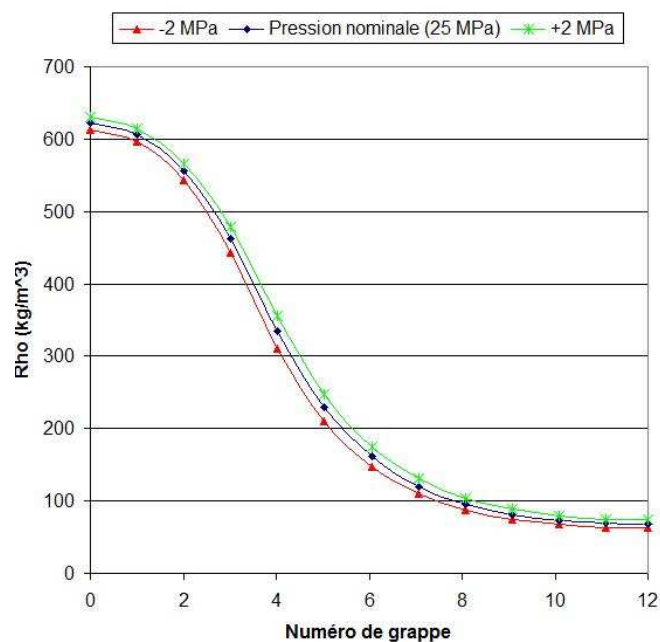
(b)

Figure 4.13 : Effet de la température d'entrée sur la température du combustible
(a) SCWR (b) CANDU-6

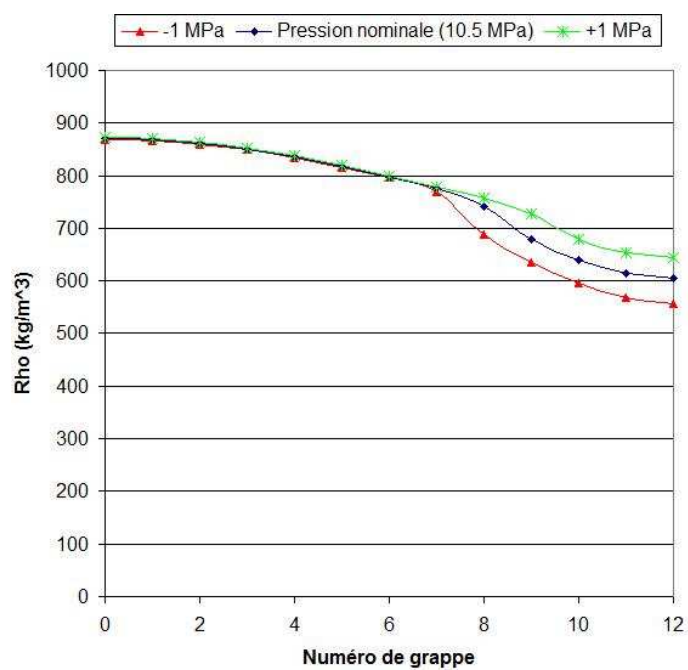
4.3.4 Effet de la pression de sortie

Dans cette section, on cherche à étudier l'effet d'une variation de la pression de sortie du caloporteur sur les profils thermohydrauliques du caloporteur et du combustible. Le profil de puissance développé dans le canal, la température d'entrée du caloporteur et son débit massique sont par ailleurs maintenus constants.

En raison de l'augmentation de pression, la densité du caloporteur et sa température ont tendance à augmenter. Cet effet entraîne une légère augmentation de la température de la gaine et du combustible (température de paroi plus élevée). Ces comportements sont illustrés aux figures 4.14 et 4.15.

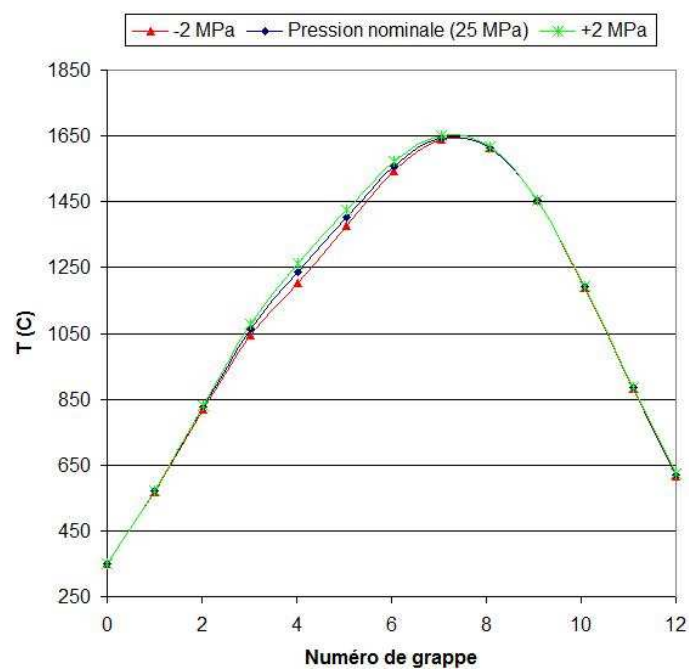


(a)

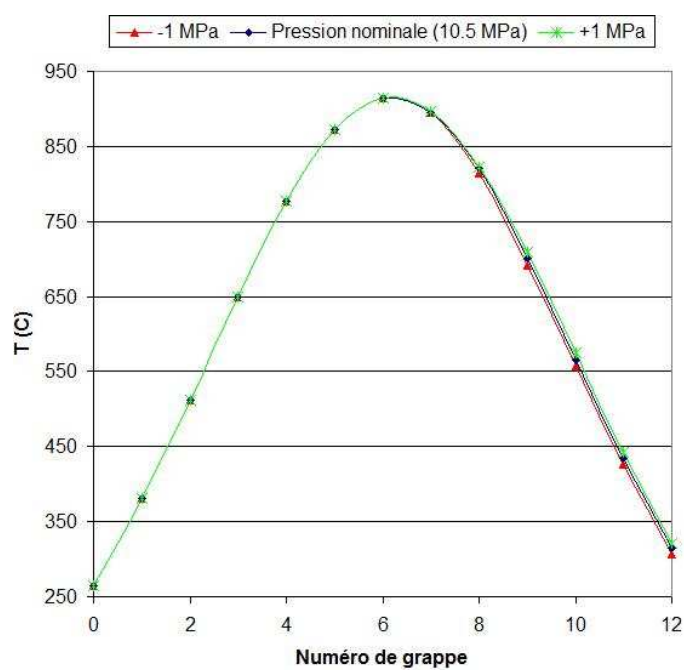


(b)

Figure 4.14 : Effet de la pression de sortie sur la densité du caloporteur
(a) SCWR (b) CANDU-6



(a)



(b)

Figure 4.15 : Effet de la pression de sortie sur la température du combustible
(a) SCWR (b) CANDU-6

4.4 Sensibilité des paramètres thermohydrauliques aux conditions d'entrée

L'étude précédente permet de tirer des conclusions importantes sur la sensibilité aux paramètres d'entrée des profils thermohydrauliques du SCWR et du CANDU-6.

On remarque en particulier que les profils caractéristiques du SCWR sont très peu sensibles à la pression de sortie du caloporteur. Ceci est cohérent avec une observation précédente selon laquelle les propriétés du caloporteur sont très peu sensibles au choix de la corrélation de perte de pression (voir section 2.4.1)

Dans le cas du SCWR, on peut donc s'attendre à ce que les variations de réactivité avec la pression de sortie soient faibles. Compte tenu de la faiblesse des variations en jeu et du manque d'information sur la corrélation de perte de pression à utiliser, nous ne considérerons pas l'effet de la pression de sortie sur la réactivité du SCWR. L'étude comparative de la réactivité du SCWR et du CANDU-6 se limitera donc aux trois paramètres suivants : puissance, débit massique et température d'entrée du caloporteur.

4.5 Résumé

Les simulations thermohydrauliques précédentes ont montré l'effet de la variation de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques sur la densité du caloporteur et la température du combustible. Ces effets sont résumés dans le Tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Impact de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques sur la densité du caloporteur et la température du combustible

	Sens de variation du paramètre (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)	Impact sur la densité du caloporteur (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)	Impact sur la température du combustible (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)
Puissance	↑	↓	↑
Débit	↑	↑	↓
Température d'entrée du caloporteur	↑	↓	↑
Pression	↑	↑	↑

Les simulations ont par ailleurs montré que l'impact de la pression de sortie sur les profils thermohydrauliques du SCWR est très faible, ce qui nous permettra de négliger la pression de sortie dans le reste de notre étude.

CHAPITRE 5 : CALCULS NEUTRONIQUES NON COUPLES POUR LES CELLULES CANDU-6 ET SCWR

Afin de comprendre l'effet de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6, les principaux mécanismes physiques contrôlant la réactivité de ces réacteurs doivent être identifiés. Sans se lancer dans des calculs couplés sur l'ensemble du réacteur, ces mécanismes peuvent être très bien compris en considérant uniquement une cellule de réacteur dans l'approximation du milieu infini. Dans ce chapitre, on se propose donc d'évaluer l'impact des paramètres thermodynamiques des cellules CANDU-6 et SCWR (température et densité du caloporteur, température du combustible et température de la gaine) sur leur réactivité respective.

Le calcul de cellules est effectué en transport. L'analyse sera par ailleurs effectuée pour du combustible neuf et pour du combustible irradié, de façon à tenir compte des effets d'évolution.

5.1 Profil de réactivité des canaux SCWR et CANDU-6

Avant de présenter la sensibilité de la réactivité de cellules aux divers paramètres thermodynamiques à l'étude, évaluons l'ordre de grandeur des réactivités en jeu. Pour ce faire, on modélise un canal soumis à un profil de puissance sinusoïdal et on évalue la réactivité locale obtenue pour chaque grappe de combustible. Les résultats sont présentés dans les figures 5.1 et 5.2.

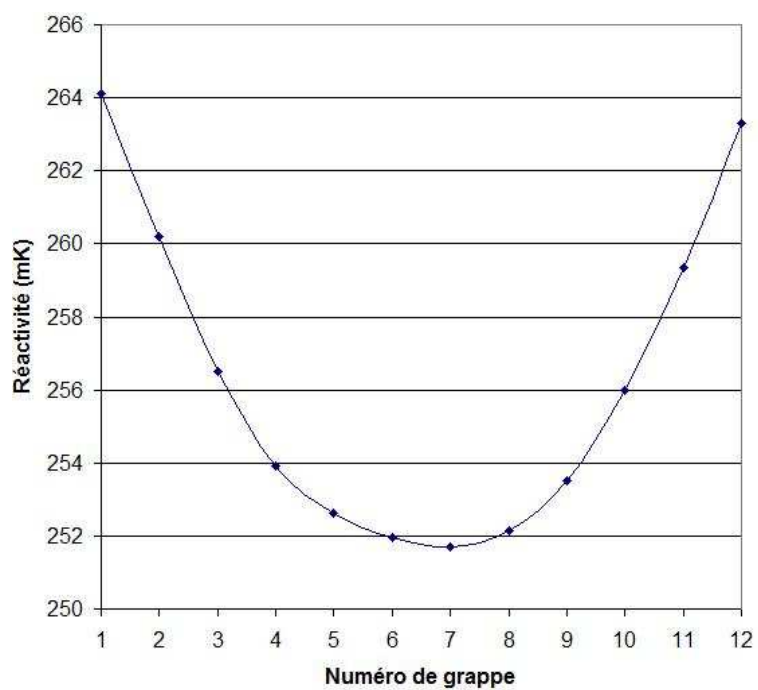


Figure 5.1 : Profil de réactivité d'un canal de SCWR (profil de puissance sinusoïdal)

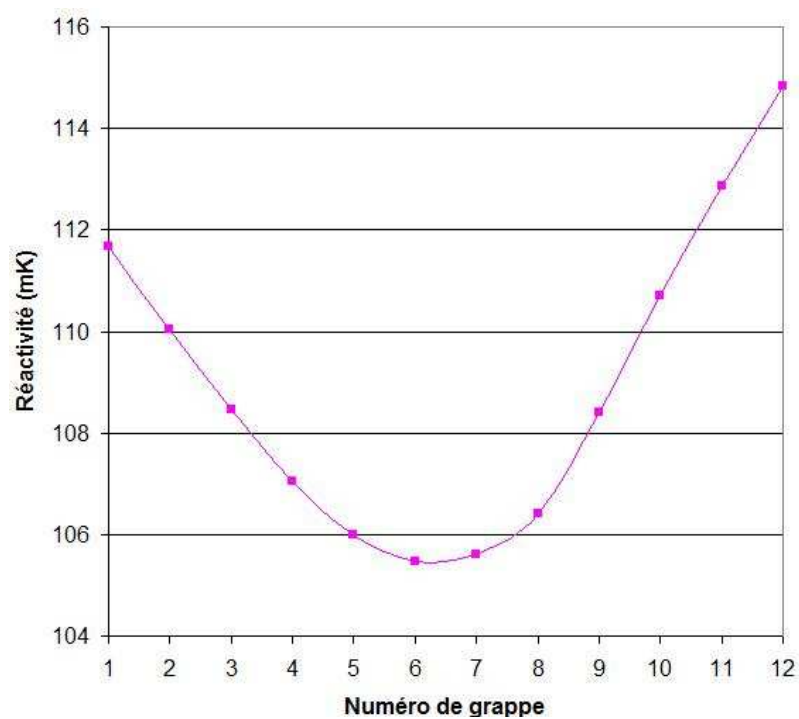


Figure 5.2 : Profil de réactivité d'un canal de CANDU-6 (profil de puissance sinusoïdal)

Ces graphiques montrent que les cellules du CANDU-6 et du SCWR sont surcritiques à burnup nul. La réactivité de cellule du SCWR est par ailleurs en tout point plus élevée que celle du CANDU-6, avec un écart de l'ordre de 150 *mK*. Les mécanismes de réactivité permettant d'abaisser la réactivité du SCWR au démarrage (barres de contrôle, poison soluble, etc.) devront avoir un pouvoir absorbant plus élevé que ceux utilisés pour le CANDU-6.

5.2 Effet des paramètres thermohydrauliques sur la réactivité de cellule

Nous pouvons maintenant passer au calcul de sensibilité de la réactivité de cellules SCWR et CANDU-6.

Les calculs de réactivité de cellule seront effectués sur des plages de température et de densité englobant celles obtenues pour un canal opérant à 120% de sa puissance nominale (profil de puissance sinusoïdal). L'objectif est ici de considérer un large spectre de température et de densité. Le Tableau 5.3 présente le spectre des données à l'étude.

Tableau 5.1 : Plages de température à l'étude de la réactivité des cellules CANDU-6 et SCWR

	CANDU-6	SCWR
Température du caloporteur (C)	265 – 315	350 -800
Densité du caloporteur (kg/m³)	870-415 (Taux de vide à la sortie : 50%)	620-60
Température de la gaine (C)	265 – 350	350-850
Température du combustible (C)	265 – 1100	350-2100

À titre indicatif, les figures 5.3 à 5.6 illustrent les profils thermohydrauliques caractéristiques d'un canal de réacteur SCWR et CANDU-6 fonctionnant à 120% de sa puissance nominale (profil de puissance sinusoïdal).

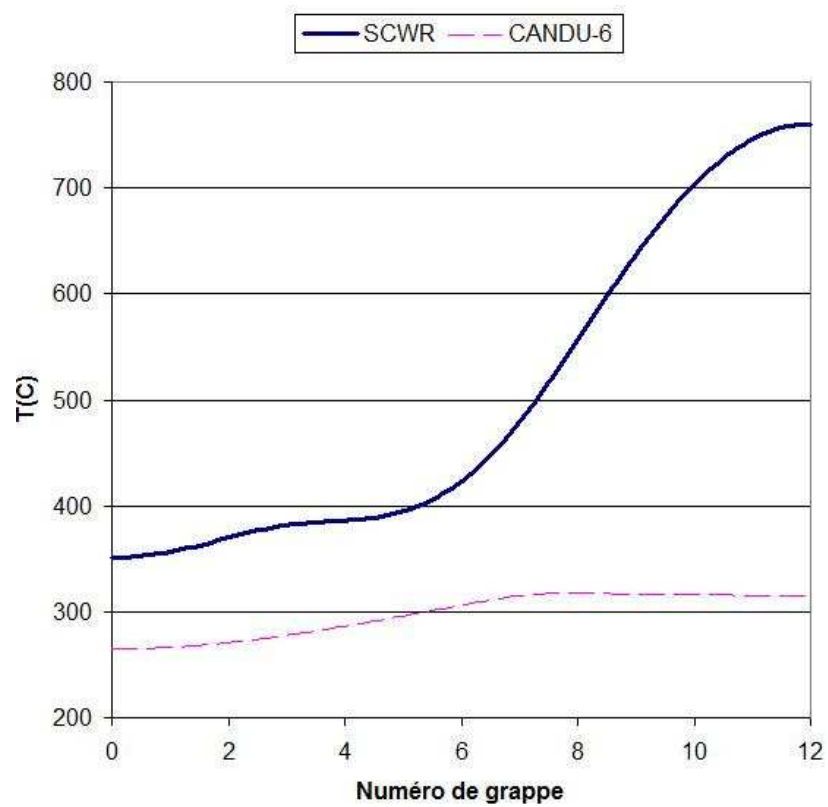


Figure 5.3 : Température du caloporteur à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)

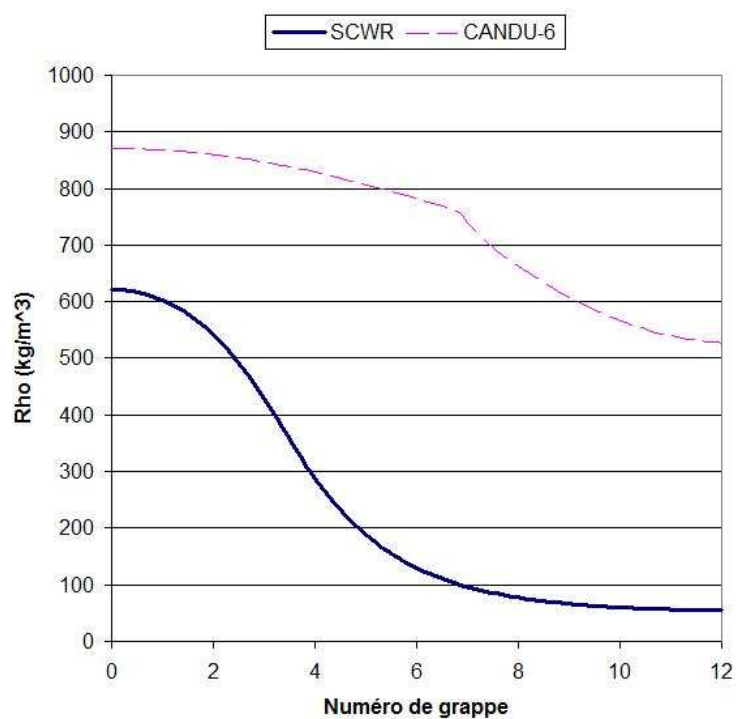


Figure 5.4 : Densité du caloporteur à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)

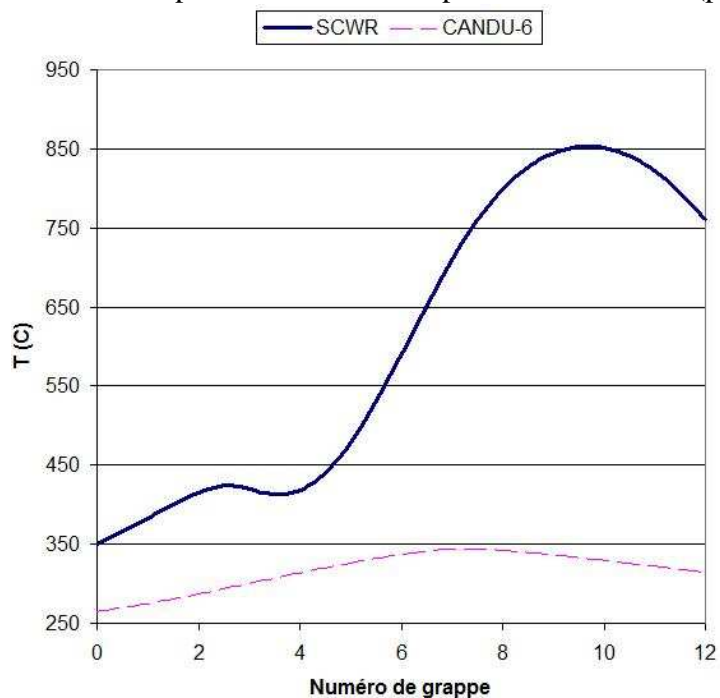


Figure 5.5 : Température de la gaine à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)
Figure :

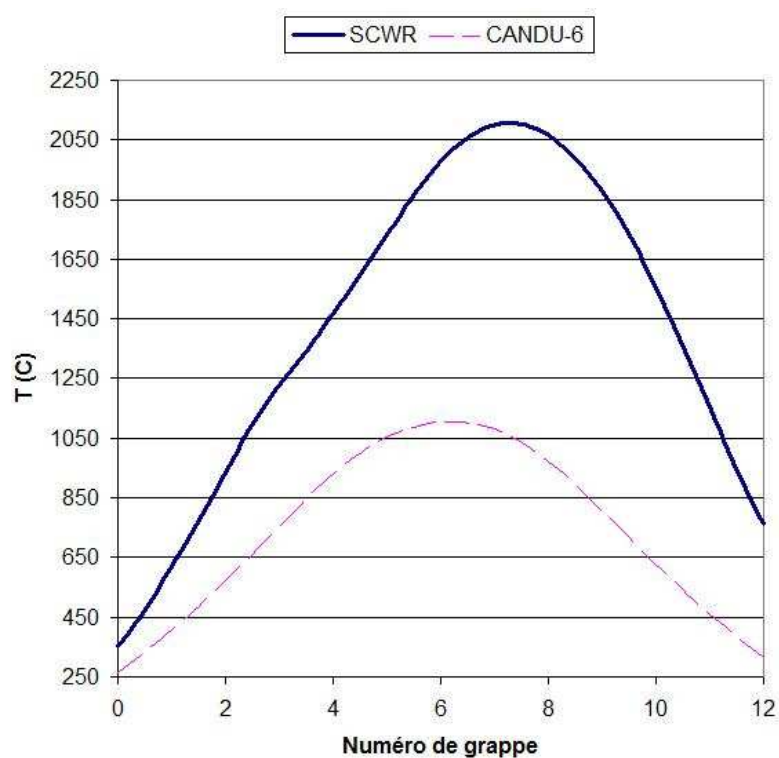


Figure 5.6 : Température du combustible à 120% de la puissance nominale (profil sinusoïdal)

5.2.1 Température et densité du caloporteur

Considérons d'abord l'effet couplé de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de SCWR et de CANDU-6.

Dans un canal de réacteur, la température et la densité du caloporteur évoluent simultanément. On se rappelle (section 2.1) que, dans le cas du SCWR, la relation entre la densité et la température est univoque. Cependant, dans le cas du CANDU-6, ceci n'est vrai qu'en-dessous de la température de saturation. Une fois la température de

saturation atteinte, le caloporteur devient diphasique et peut ainsi avoir différentes densités à la même température. Tout dépend de la proportion de vapeur dans le mélange, ou taux de vide, que l'on dénote par le symbole ϵ .

Les figures 5.7 et 5.8 présentent l'effet couplé de la température et de la densité du caloporteur pour le SCWR et le CANDU-6. L'analyse détaillée de ces comportements est toutefois reportée à la section 5.3.

Il est à noter que, à la température de saturation du CANDU-6, l'effet de 6 taux de vide ϵ différents a été considéré ($\epsilon=0\%$, 10%, 20%, 30%, 40% et 50%).

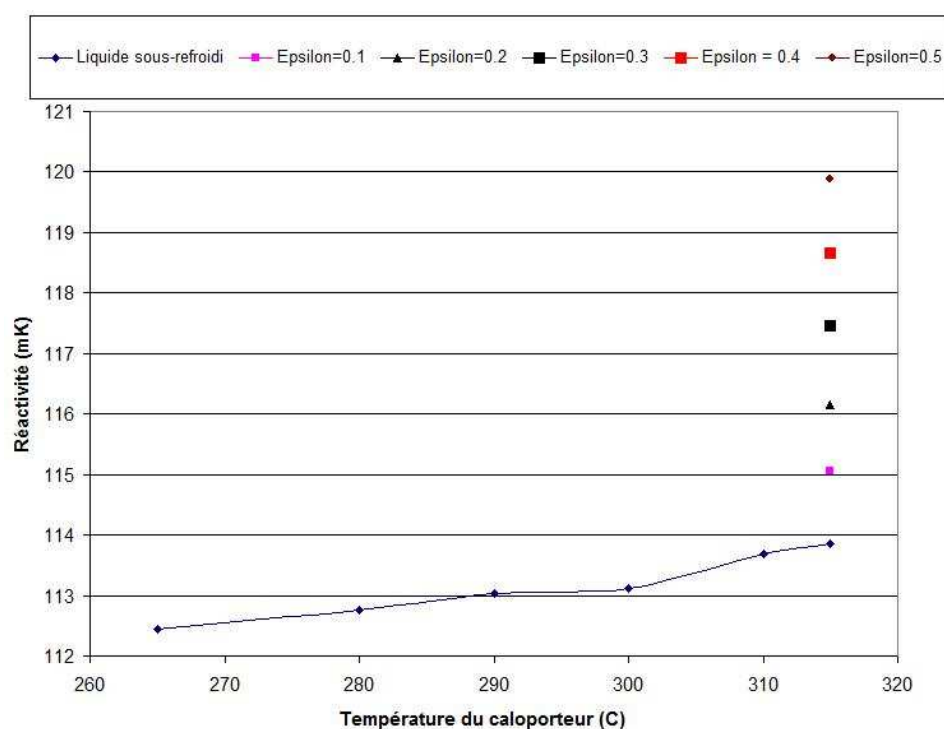


Figure 5.7 : Effet couplé de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{gaine}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}}=265\text{C}$, $P=10.5\text{ MPa}$). Ici epsilon dénote le taux de vide.

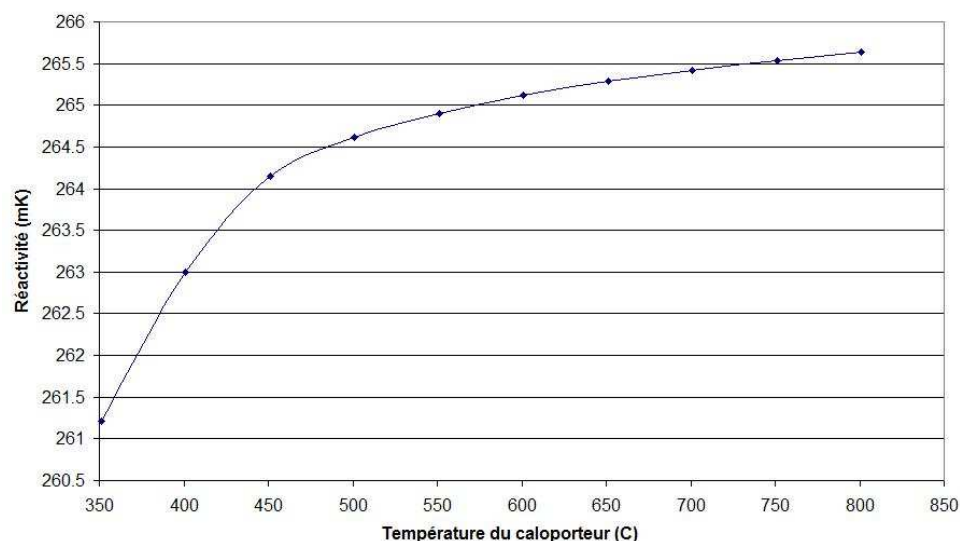


Figure 5.8 : Effet couplé de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de SCWR ($T_{\text{gaine}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}}=350\text{C}$, $P=25\text{ MPa}$)

On voit que l'augmentation de température du caloporteur, qui s'accompagne d'une baisse de densité, a un effet net positif sur la réactivité de la cellule. Bien que la température et la densité du caloporteur varient simultanément, c'est la perte de densité qui est responsable de l'augmentation de réactivité de la cellule. Pour illustrer ce fait, considérons l'évolution de la réactivité de la cellule avec la température du caloporteur, mais en négligeant l'effet de densité. Cette dernière est maintenue à sa valeur en entrée de canal.

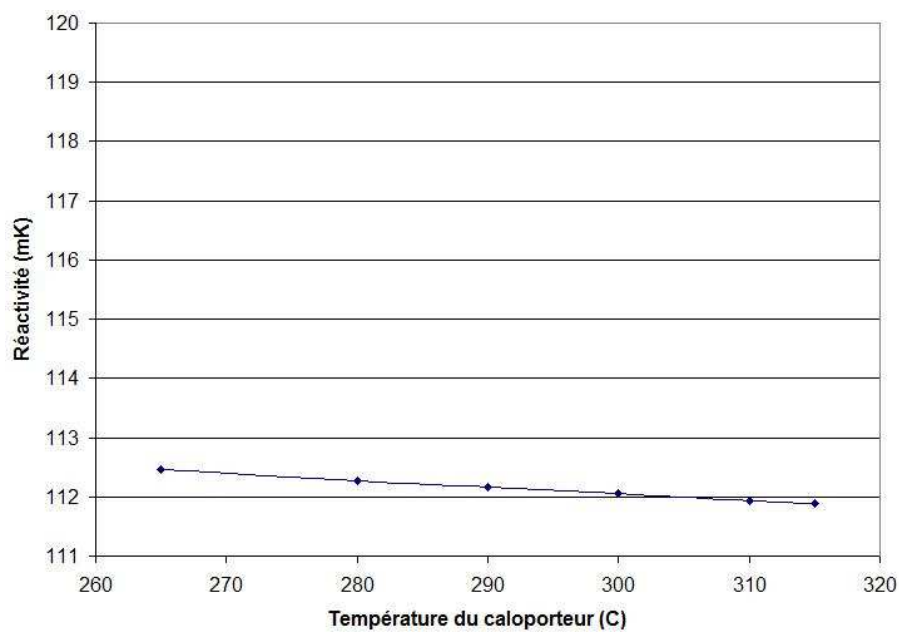


Figure 5.9 : Effet de la température du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 sans effet de densité ($T_{\text{gaine}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}}=265\text{C}$, $P=10.5\text{ MPa}$, $\rho=870\text{ kg/m}^3$)

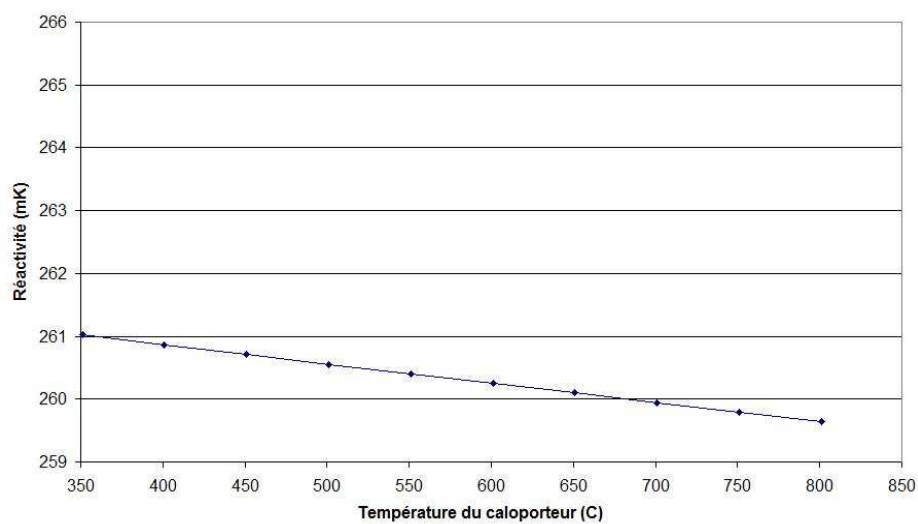


Figure 5.10 : Effet de la température et de la densité du caloporteur sur la réactivité d'une cellule de SCWR sans effet de densité ($T_{\text{gaine}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}}=350\text{C}$, $P=25\text{ MPa}$, $\rho=620\text{ kg/m}^3$)

On voit aux figures 5.9 et 5.10 que l'augmentation de la température du caloporteur a pour effet de baisser la réactivité de la cellule. Ainsi, l'apport positif à la réactivité ne peut être causé que par la perte de densité du caloporteur.

5.2.2 Température du combustible

Les figures 5.11 et 5.12 présentent l'évolution de la réactivité de cellule en fonction de la température du combustible.

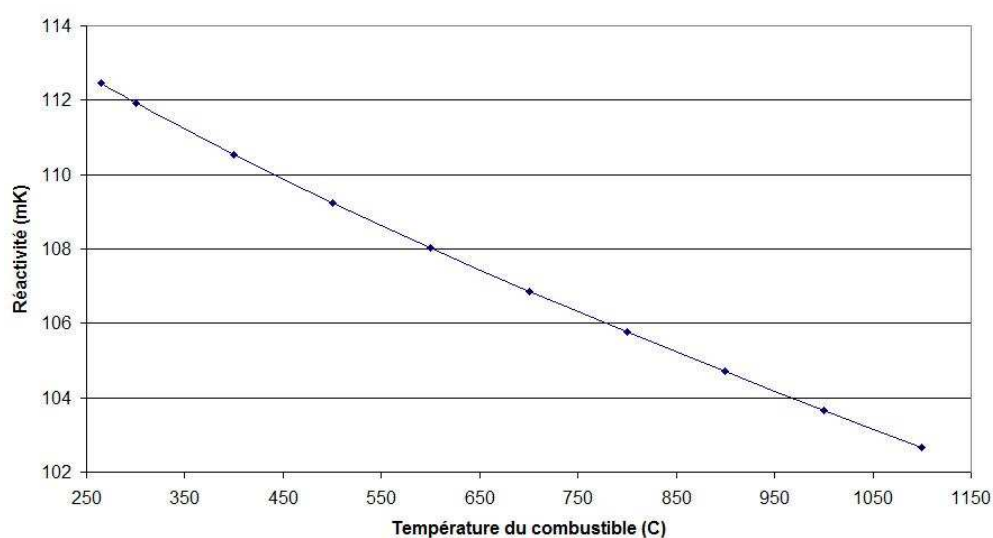


Figure 5.11 : Effet de la température du combustible sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{calo}} = 265\text{C}$, $T_{\text{gaine}} = 265\text{C}$, $P = 10.5 \text{ MPa}$)

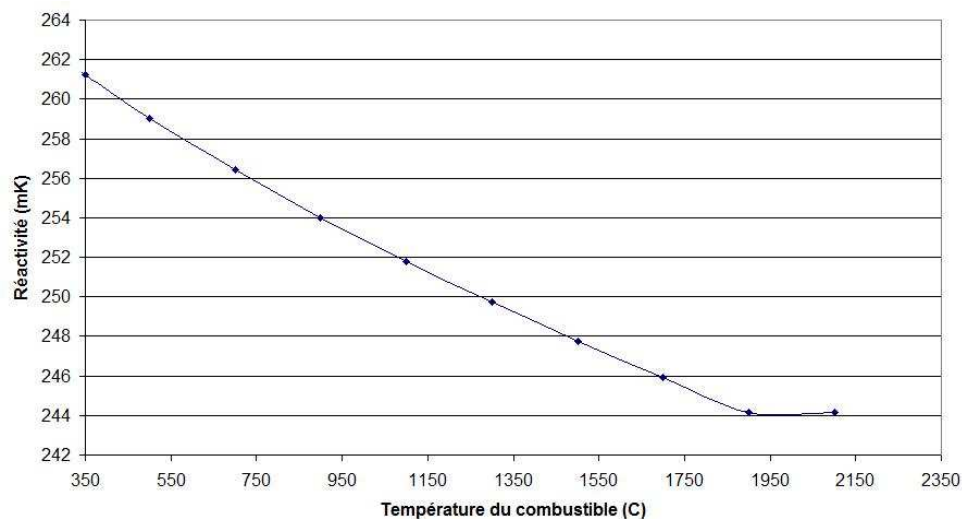


Figure 5.12 : Effet de la température du combustible sur la réactivité d'une cellule de SCWR

On voit que, dans le SCWR comme dans le CANDU-6, une augmentation de la température du combustible entraîne une baisse de la réactivité de la cellule. Notons que la réactivité de la cellule SCWR atteint un plateau pour des températures supérieures à 1900°C (Figure 5.12). Cette observation n'a pu être expliquée par des raisons physiques et requiert une analyse neutronique plus poussée.

5.2.3 Température de la gaine

Les figures 5.13 et 5.14 présentent l'évolution de la réactivité de cellule en fonction de la température de la gaine.

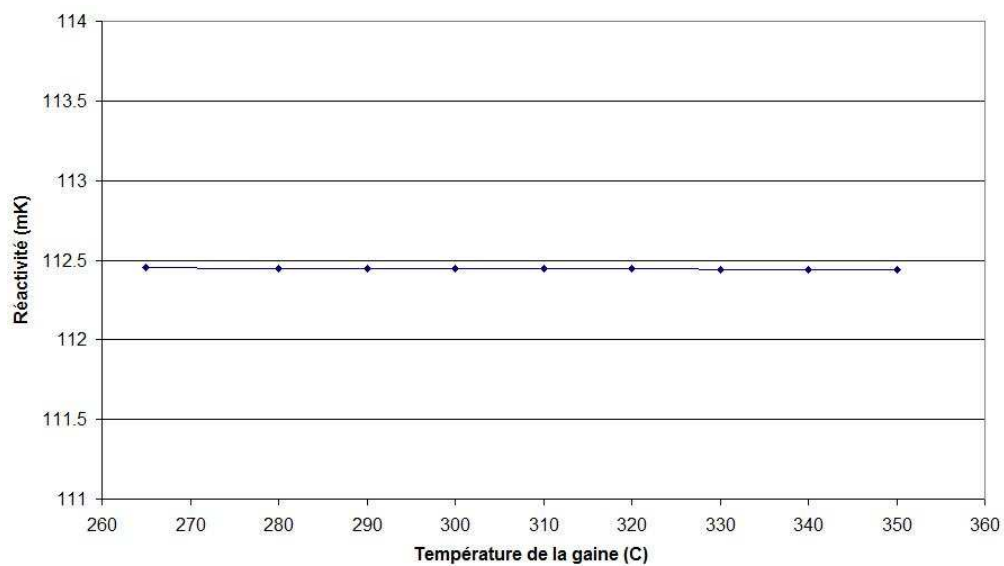


Figure 5.13 : Effet de la température de la gaine sur la réactivité d'une cellule de CANDU-6 ($T_{\text{calo}} = 265\text{C}$, $T_{\text{comb}} = 265\text{C}$, $P = 10.5\text{ MPa}$)

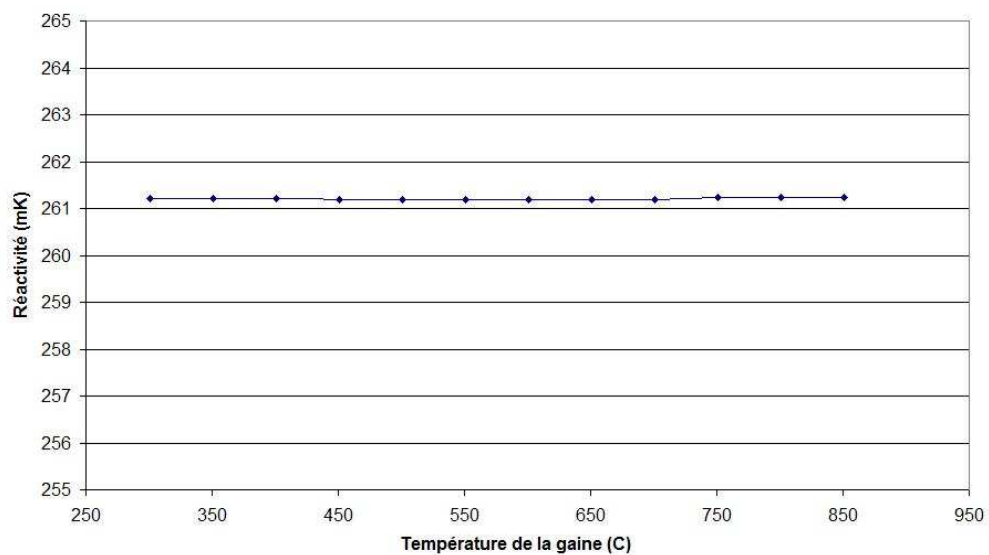


Figure 5.14 : Effet de la température de la gaine sur la réactivité d'une cellule de SCWR ($T_{\text{calo}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}} = 350\text{C}$, $P = 25\text{ MPa}$)

Ces résultats montrent que la température de gaine n'a qu'un effet négligeable sur le bilan neutronique de la cellule.

5.2.4 Récapitulatif

Les figures 5.15 et 5.16 présentent un récapitulatif des résultats obtenus. L'effet de l'état du caloporteur, du combustible et de la gaine sur la réactivité de la cellule y est présenté en terme d'écart de réactivité par rapport à une cellule de référence. La cellule de référence correspond à l'état du caloporteur et du combustible en entrée de canal et est quant à elle décrite dans le Tableau 5.2:

Tableau 5.2 : Cellules de référence pour le CANDU-6 et le SCWR

	$T_{\text{calo}} \text{ (C)}$	$T_{\text{gaine}} \text{ (C)}$	$T_{\text{combustible}} \text{ (C)}$	$\rho_{\text{calo}} \text{ (g/cm}^3\text{)}$
CANDU-6	265C	265C	265C	0.87
SCWR	350C	350C	350C	0.62

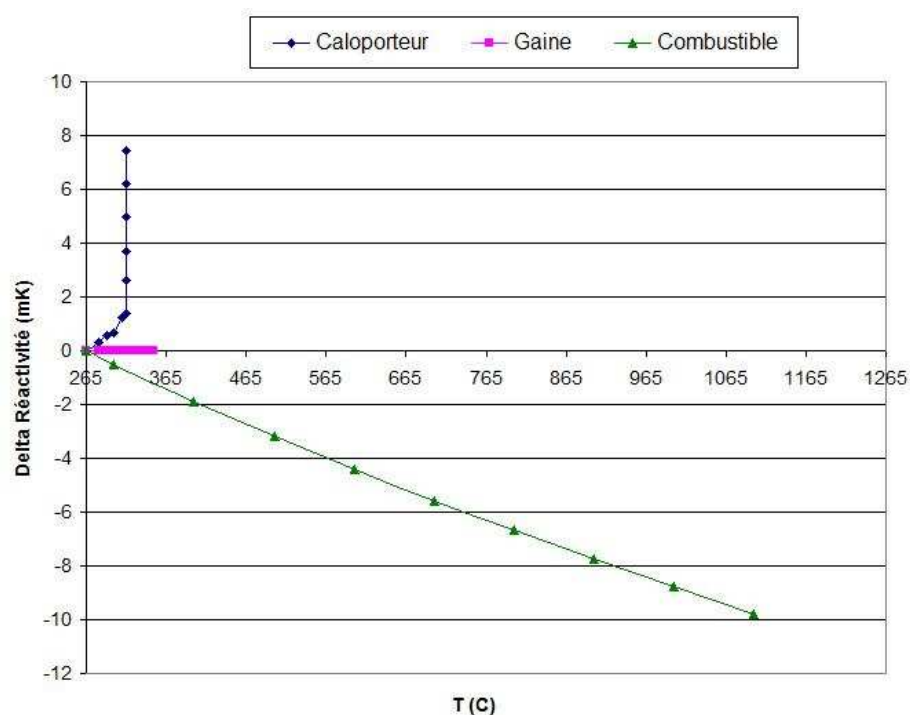


Figure 5.15 : Effet de la température du caloporteur, de la gaine et du combustible sur la réactivité de la cellule de CANDU-6 (écart par rapport à la cellule référence)

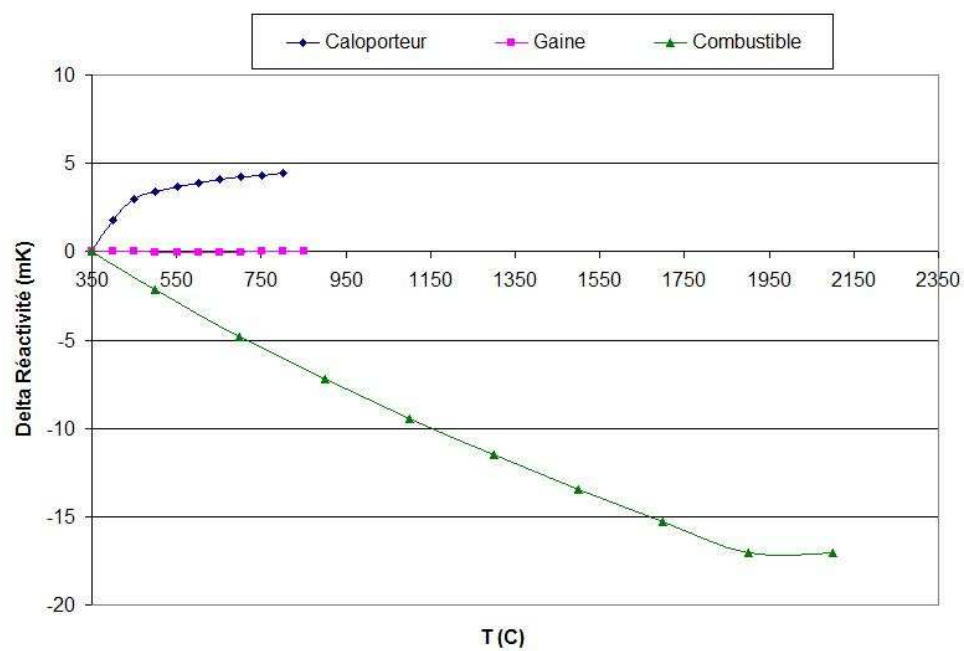


Figure 5.16 : Effet de la température du caloporteur, de la gaine et du combustible sur la réactivité de la cellule de SCWR (écart par rapport à la cellule de référence)

Il est à noter que l'effet de la température du caloporteur contient aussi l'effet de densité. Par ailleurs, les 5 points superposés à $T=315\text{C}$ correspondent respectivement à des taux de vide de 0%, 10%, 20%, 30%, 40% et 50%.

Les résultats précédents mettent en lumière l'impact de la densité du caloporteur et de la température du combustible sur le bilan neutronique d'une cellule de réacteur. La perte de densité du caloporteur entraîne une augmentation de la réactivité de la cellule par *effet de vide*, alors que l'augmentation de la température du combustible entraîne une baisse de réactivité de la cellule par *effet de température*.

Les sections 5.3 et 5.4 s'attacheront à expliquer la nature physique de l'effet de vide et de l'effet de température du combustible et les différents degrés auxquels ces derniers affectent le SCWR et le CANDU-6.

5.3 Explication physique de l'effet de température du combustible et de l'effet de vide

Afin de comprendre l'effet de la température du combustible et l'effet du vide sur la réactivité d'une cellule, il faut d'abord analyser les principaux mécanismes d'interaction des neutrons avec le caloporteur et le combustible. Pour ce faire, analysons tous les trajets possibles d'un neutron entre sa naissance et sa première absorption. La Figure 5.17 présente le trajet typique d'un neutron entre deux fissions.

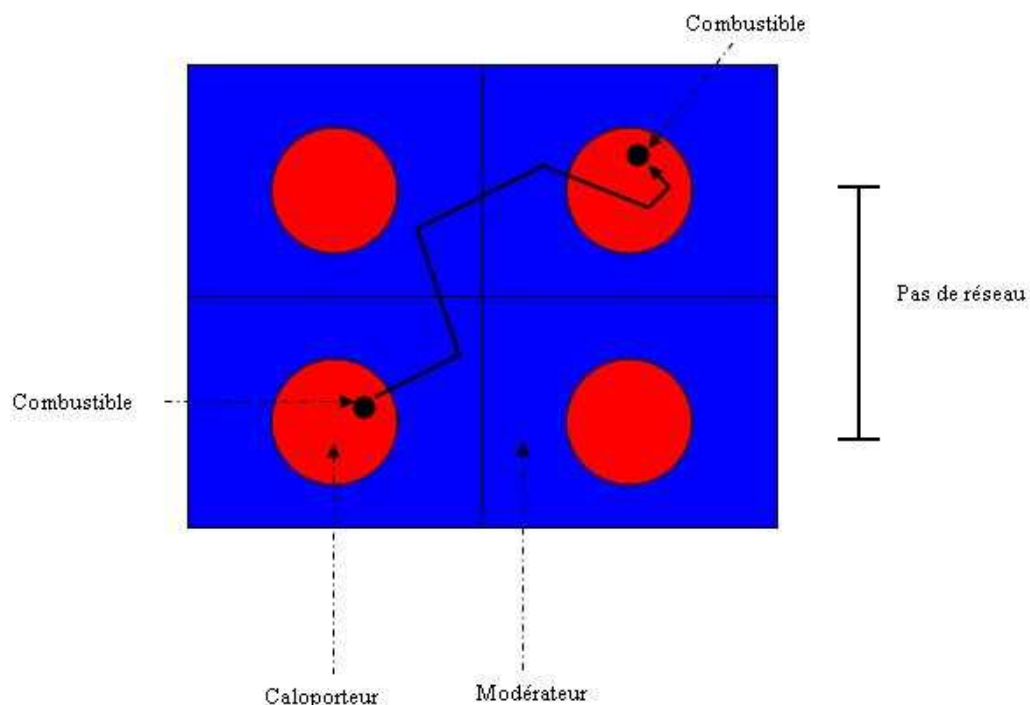


Figure 5.17 : Trajet typique d'un neutron entre deux fissions

Plusieurs événements alternatifs peuvent survenir et empêcher qu'un neutron produit par fission induise une autre fission. Les points suivants énumèrent par ordre chronologique les divers chemins que peut emprunter un neutron entre sa naissance et sa première absorption.

- Après création par fission dans un crayon de combustible, où il se trouve dans le domaine des énergies rapides, un neutron peut être absorbé de façon non productive dans le crayon de combustible qui l'a vu naître, ou encore s'échapper du crayon pour pénétrer dans le caloporteur.¹²
- Lors de son passage dans le caloporteur, le neutron peut soit être absorbé par le caloporteur, soit continuer sa route jusqu'au modérateur. Les collisions entre le

¹² Le neutron rapide peut également engendrer une fission, mais cet événement est peu probable.

neutron et les noyaux du milieu caloporteur contribuent à ralentir le neutron, comme ce dernier est beaucoup plus énergétique que le modérateur.

- Lors de son passage dans le modérateur, le neutron peut être absorbé ou encore être ralenti par collisions successives. Si aucune absorption ne survient, le neutron finit par pénétrer dans le milieu caloporteur d'un canal adjacent.
- Après avoir pénétré le milieu caloporteur d'un canal adjacent, le neutron peut soit être absorbé par les noyaux du caloporteur, soit traverser le milieu caloporteur et pénétrer dans un crayon de combustible. Dépendamment de l'énergie du neutron, les collisions avec les noyaux du caloporteur peuvent le ralentir ou l'accélérer. Un ralentissement a lieu si le neutron n'a pas été ralenti suffisamment par son passage dans le modérateur. Au contraire, si le neutron a subi suffisamment de collisions pour être parvenu à l'équilibre thermique avec le modérateur, il y a accélération (on se rappelle que le caloporteur est plus chaud que le modérateur).
- Finalement, après avoir pénétré dans un crayon de combustible, le neutron peut être capturé de façon non productive par les résonances d'absorption du combustible, ou encore engendrer une nouvelle fission.

La densité du caloporteur et la température du combustible ont des effets différents sur ces mécanismes d'interaction.

5.3.1 Effet de vide

Pour comprendre l'effet d'une perte de densité du caloporteur sur la réactivité, il faut analyser l'impact de la présence de caloporteur sur le bilan neutronique du réacteur.

Cette analyse est effectuée dans le Tableau 5.3. Deux cas sont traités, selon que la quantité de modérateur soit suffisante ou non pour ralentir complètement les neutrons.

Tableau 5.3 : Effet de la présence du caloporteur sur la réactivité d'une cellule selon la quantité de modérateur présent dans le réacteur (impact mesuré par rapport à une cellule ne contenant pas de caloporteur)

	Quantité de modérateur suffisante pour ralentir complètement les neutrons	Quantité de modérateur insuffisante pour ralentir complètement les neutrons
Absorption des neutrons dans le caloporteur	Effet négatif	Effet négatif
Ralentissement des neutrons dans le canal d'origine	Effet négligeable	Effet positif
Ralentissement des neutrons dans le canal d'arrivée		Effet positif
Accélération des neutrons dans le canal d'arrivée	Effet négatif	

Cette analyse montre que, si la quantité de modérateur est suffisante pour ralentir complètement les neutrons, le caloporteur agit purement comme poison réactif. Le vide a alors un impact positif sur la réactivité. Si au contraire la quantité de modérateur est insuffisante, il y a un conflit entre l'absorption des neutrons et leur ralentissement.

L'effet du vide sur la réactivité est dans ce cas difficile à prédire. À cause de son pas de réseau élevé, l'effet de vide du CANDU-6 est donc positif.

À cause de son pas de réseau plus faible (21cm), la positivité de l'effet de vide dans le SCWR est plus difficile à expliquer. Cette explication est reportée à la section 5.4.1.

5.3.2 Effet de température du combustible

L'augmentation de la température du combustible a comme conséquence l'élargissement des résonances d'absorption du combustible (Figure 5.18). Le combustible absorbe donc plus de neutrons, ce qui a un impact négatif sur la réactivité.

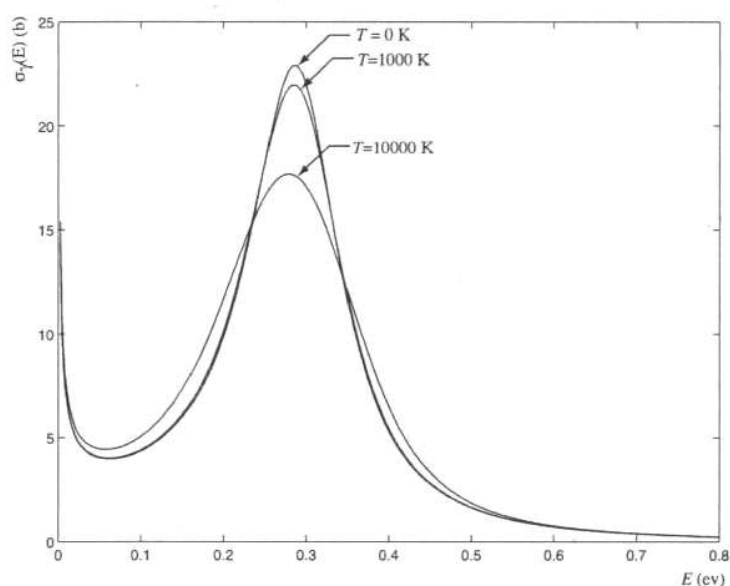


Figure 5.18 : Élargissement des résonances d'absorption de l' U^{235} par effet Doppler

5.4 Comparaison de l'effet de vide et de l'effet de température du combustible pour le SCWR et le CANDU-6

L'origine physique de l'effet de température du combustible et de l'effet de vide ayant été établie, on peut maintenant chercher à comprendre l'importance relative qu'ont ces deux effets sur la réactivité des cellules de SCWR et de CANDU-6.

5.4.1 Effet de vide

Pour comparer l'impact de l'effet du vide sur les cellules SCWR et CANDU-6, considérons le gain de réactivité dû à la perte de densité entre l'entrée et la sortie d'un canal. Ces données peuvent être obtenues par lecture de graphiques précédents (Figure 5.7 et Figure 5.8, en tenant compte des températures d'entrée et de sortie du caloporteur).

Tableau 5.4 : Gain de réactivité dû à la perte de densité du caloporteur entre l'entrée et la sortie du canal

	Densité du caloporteur en entrée de canal (g/cm^3)	Densité du caloporteur en en sortie de canal (g/cm^3)	Écart de réactivité (mK) entre l'entrée et la sortie
CANDU-6	0.870	0.600 ($\approx 20\%$)	≈ 4
SCWR	0.620	0.070	≈ 4

On observe que les effets de vide entre l'entrée et la sortie d'un canal SCWR et CANDU-6 sont similaires. Cette conclusion n'est a priori pas évidente. On sait en effet que le CANDU-6 présente un effet de vide positif, à cause de son pas de réseau élevé. Comparer l'effet de vide dans le SCWR et le CANDU-6 est toutefois difficile. En prenant le CANDU-6 comme référence, on remarque que les différences principales entre le SCWR et le CANDU-6 tendent à avoir des effets contraires sur l'effet de vide :

- L'eau légère absorbe beaucoup plus les neutrons que l'eau lourde, ce qui devrait rendre l'effet de vide du SCWR plus positif que celui du CANDU-6.
- L'eau légère ralentit mieux les neutrons que l'eau lourde, ce qui a tendance à augmenter la réactivité et ainsi rendre l'effet de vide du SCWR plus négatif que celui du CANDU-6.
- Le pas de réseau du SCWR est plus faible que celui du CANDU-6, ce qui devrait rendre l'effet de vide du SCWR plus négatif que celui du CANDU-6.

Parmi ces effets antagonistes, ce sont la capacité absorbante de l'eau légère et la faible valeur du pas de réseau qui dominent. Par ailleurs, ces deux effets se compensent, de sorte que l'effet de vide dans le SCWR et dans le CANDU-6 sont similaires. Pour illustrer ce fait, comparons l'effet du vide SCWR pour 2 pas de réseau différents (21cm et 24cm). Les résultats sont présentés à la Figure 5.19. Dans ce graphique, l'axe des ordonnées est l'écart entre la réactivité mesurée et la réactivité de la cellule de référence (Tableau 5.2).

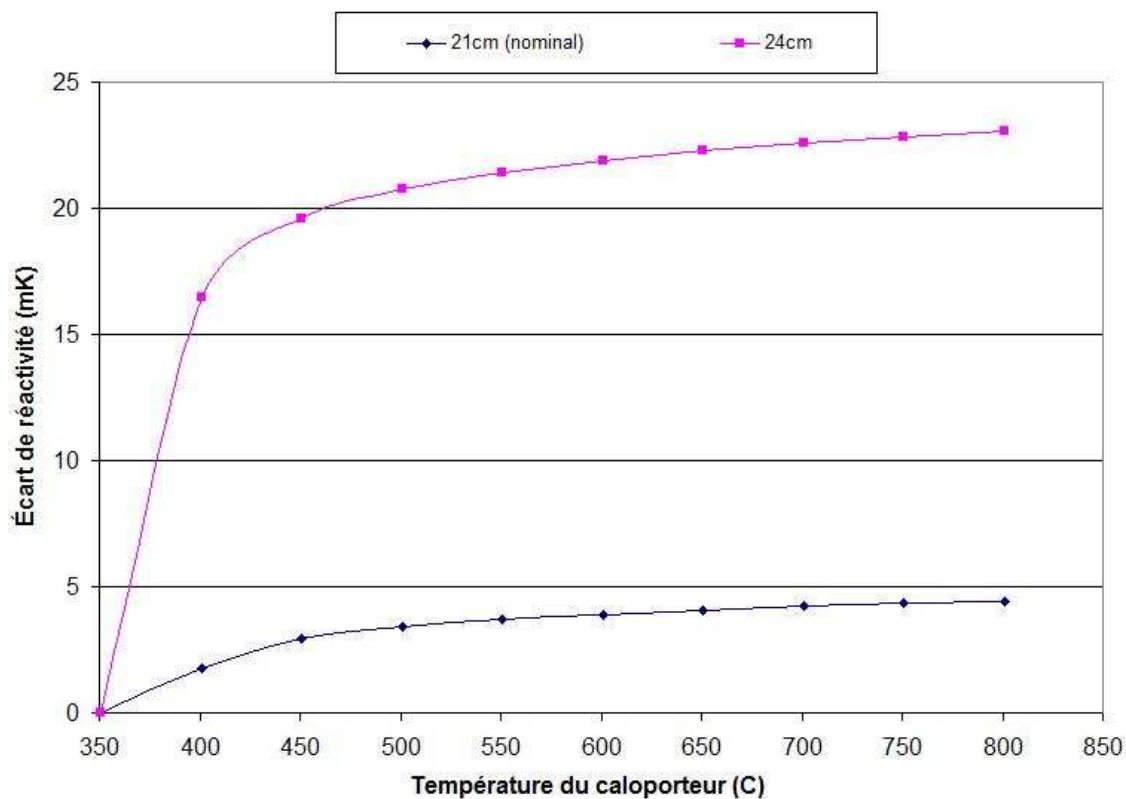


Figure 5.19 : Impact de l'état du caloporteur sur la réactivité de la cellule SCWR pour différents pas de réseau ($T_{\text{gain}} = 350\text{C}$, $T_{\text{comb}} = 350\text{C}$, $P = 25 \text{ MPa}$)

On voit que, pour un pas de réseau de 24cm, l'effet de vide du SCWR est nettement supérieur à celui du CANDU-6, ce qui s'explique principalement par le fort pouvoir absorbant de l'eau légère. Cet effet est toutefois compensé par la diminution du pas de réseau, comme le montre la courbe à 21cm.

5.4.2 Effet de température du combustible

On remarque, par inspection de la Figure 5.15 et de la Figure 5.16, que l'effet de température du combustible est plus fort dans le SCWR que dans le CANDU-6. À gain

de température égal, les pertes de réactivité sont comparables. Cependant, comme le combustible du SCWR atteint des températures plus élevées que celui du CANDU-6, l'effet de température cumulé est plus élevé dans le SCWR que dans le CANDU-6.

5.4.3 Effet de vide et effet de température du combustible : Synthèse

Pour le SCWR comme pour le CANDU-6, le vide a un effet positif sur la réactivité, alors que la température du combustible a l'effet contraire. L'effet de température du combustible est plus prononcé pour le SCWR alors que l'importance de l'effet de vide est similaire dans les deux réacteurs.

Le fait que les effets de vide soient du même ordre de grandeur malgré la présence d'eau légère dans le SCWR peut s'expliquer par le petit pas de réseau caractéristique du SCWR. La plus grande importance de l'effet de température du combustible s'explique quant à elle par la température plus élevée des crayons de combustible du SCWR.

5.5 Impact du burnup sur la réactivité de cellule, sur l'effet de vide et sur l'effet de température du combustible

Concluons ce chapitre en évaluant l'impact du burnup sur la réactivité de cellule, sur l'effet de température du combustible et sur l'effet de vide. Pour ce faire, une cellule de référence (Tableau 5.2) est vieillie à la puissance moyenne du réacteur pendant 300 jours.

À chaque pas de burnup, 3 calculs de réactivité sont effectués :

- 1- Calcul de réactivité de la cellule de référence
- 2- Calcul de réactivité de la cellule de référence sans caloporteur (effet de vide complet)
- 3- Calcul de réactivité de la cellule de référence avec une température de caloporteur élevée (1000C pour le CANDU-6 et 2000C pour le SCWR).

L'effet de vide complet et l'effet de température du combustible est alors mesuré en prenant la différence entre la réactivité de la cellule perturbée et la réactivité de la cellule d'origine. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 5.20 à 5.23.

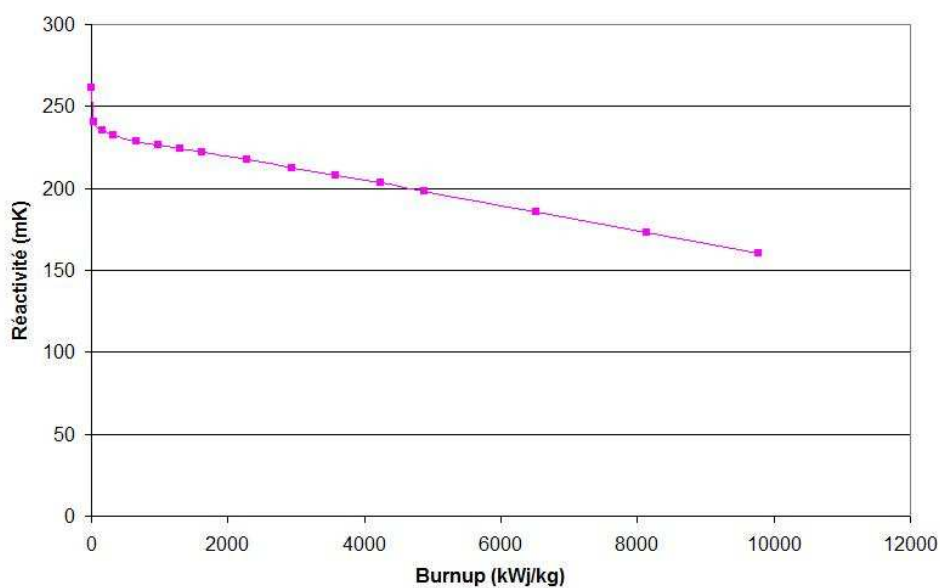


Figure 5.20 : Évolution de la réactivité de la cellule de référence (SCWR)

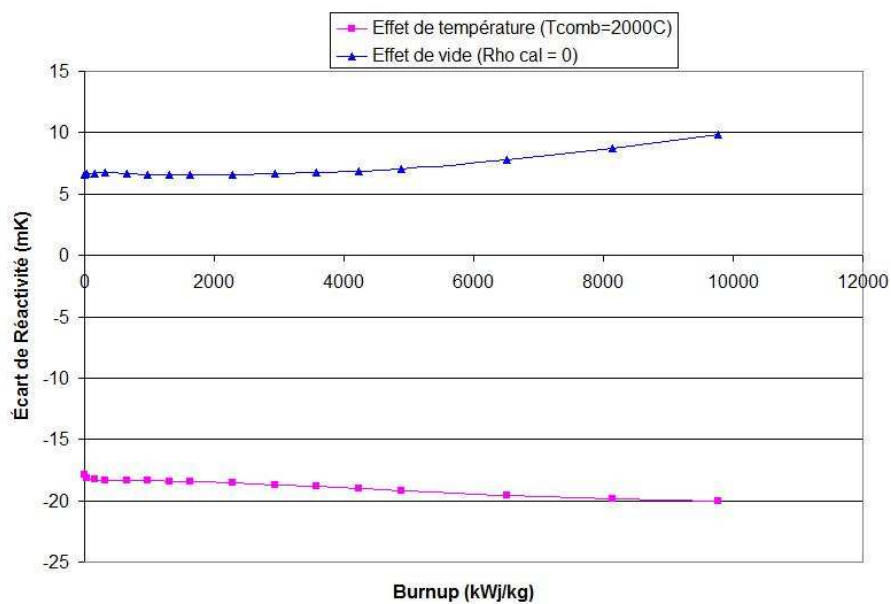


Figure 5.21 : Effet de vide complet et effet de température du combustible en fonction du burnup pour le SCWR (réactivité mesurée par rapport à une cellule de référence)

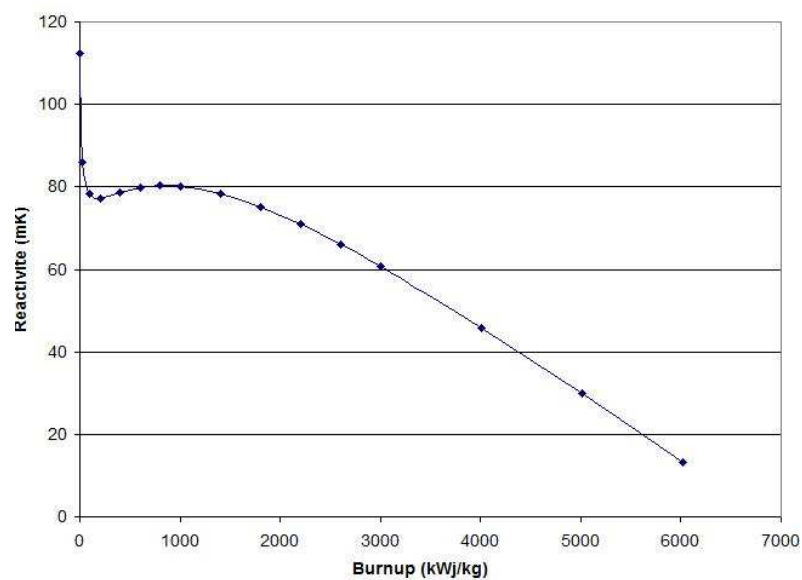


Figure 5.22 : Évolution de la réactivité de la cellule de référence (CANDU-6)

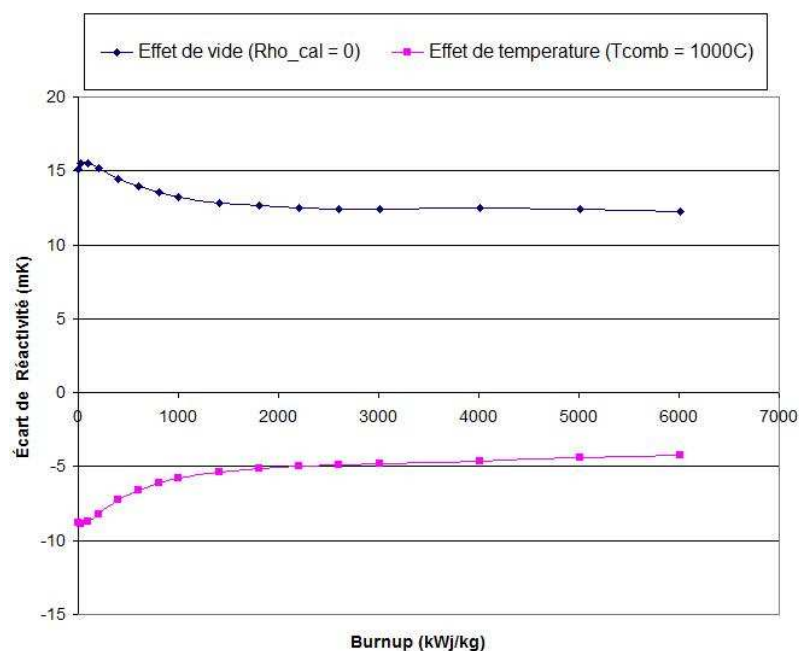


Figure 5.23 : Effet de vide complet et effet de température du combustible en fonction du burnup pour le CANDU-6 (réactivité mesurée par rapport à une cellule de référence)

On voit, aux figures 5.20 et 5.22, que l'irradiation du combustible a comme impact une diminution de la réactivité de cellules. La quantité de noyaux fissiles diminue en effet avec le temps, ce qui a comme conséquence une baisse de la réactivité. Notons que, dans le cas du CANDU-6, une légère augmentation de la réactivité survient à un burnup de 800 kWj/kg ($t=40$ jours), à cause de la formation graduelle de plutonium 239 dans le combustible (par capture d'un neutron par un noyau d'uranium 238). Cet effet n'est pas perceptible dans le SCWR à cause de son enrichissement élevé.

Par ailleurs, les figures 5.21 et 5.23 montrent que l'importance de l'effet de vide complet et de l'effet de température du combustible s'amenuise avec le temps dans le cas du CANDU-6, alors qu'elles prennent plus d'importance dans le cas du SCWR.

Notons que, dans le cas du CANDU-6, la contribution de l'effet de température de combustible diminue plus vite que la contribution de l'effet de vide complet. La valeur absolue de l'effet de vide complet chute de 3 mK , alors que la valeur absolue de l'effet de température du combustible chute de 5 mK . Au contraire, dans le cas du SCWR, l'effet de vide complet et l'effet de température du combustible évoluent au même rythme (la valeur absolue de chacun de ces effets augmente de 3 mK).

CHAPITRE 6 : CALCULS COUPLES

Tous les outils sont maintenant en place pour la présentation des résultats principaux obtenus dans le cadre de ce mémoire, à savoir l'impact de la puissance et des conditions aux frontières thermohydrauliques (débit, température d'entrée du caloporteur) sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6. Cette étude est d'abord effectuée pour un réacteur composé uniquement de combustible neuf. Elle est ensuite répétée pour du combustible ayant évolué pendant 150 jours et pendant 300 jours.

6.1 Mise en contexte

Les simulations thermohydrauliques et neutroniques effectuées dans les 2 derniers chapitres ont permis d'identifier les principaux éléments régissant la réactivité d'un réacteur.

Les calculs neutroniques de cellule ont en effet montré que deux grands phénomènes affectent la réactivité, soit la densité du caloporteur et la température du combustible. Une baisse de densité du caloporteur tend à augmenter la réactivité du réacteur alors qu'une hausse de la température du combustible tend à la faire diminuer. Les simulations thermohydrauliques de canal ont par ailleurs montré que, lorsque les conditions aux frontières thermohydrauliques changent, ces deux effets opposés agissent simultanément. Ce fait est rappelé dans le Tableau 6.1.

Tableau 6.1 : Impact des conditions aux frontières thermohydrauliques sur les variables thermohydrauliques d'intérêt

	Sens de variation du paramètre (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)	Impact sur la densité du caloporteur (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)	Impact sur la température du combustible (↑ : Augmentation ↓ : Diminution)
Puissance	↑	↓	↑
Débit	↑	↑	↓
Température d'entrée du caloporteur	↑	↓	↑

En combinant les résultats précédents à l'analyse de l'effet de vide et de l'effet de température du combustible présentée au chapitre **Error! Reference source not found.**, on peut ainsi conclure que la température du combustible a un effet stabilisant sur l'opération du réacteur alors que la densité du caloporteur a au contraire un effet déstabilisant. L'effet de température du combustible a en effet tendance à aller à l'encontre de la perturbation qui l'a engendrée alors que l'effet de la densité a tendance à aller dans le même sens que cette perturbation. Une hausse de la température du combustible diminue la réactivité ce qui en retour diminue la puissance et permet ainsi de rabaisser la température du combustible. Au contraire, une baisse de densité augmente la réactivité, ce qui en retour augmente la puissance et fait baisser à nouveau la densité. Ce cycle instable se perpétue.

La variation de chacun des paramètres thermohydrauliques de réacteur autour de sa valeur nominale crée une compétition entre l'effet de vide et l'effet de température du combustible. L'impact final sur la réactivité du réacteur peut difficilement être prévu par

des méthodes qualitatives. On peut cependant anticiper quelque peu les résultats en comparant l'ordre de grandeur de l'effet de vide et de l'effet de température du combustible pour des variations de puissance, de débit et de température d'entrée du caloporteur.

Lorsque la puissance du réacteur augmente, l'énergie déposée dans le caloporteur et l'énergie déposée dans le combustible augmentent simultanément. Les variations de densité du caloporteur et de température du combustible sont donc fortes. Par contre, lorsque le débit ou la température du caloporteur varie, la quantité d'énergie échangée entre le combustible et le caloporteur reste inchangée. Bien que l'état du caloporteur soit modifié, la température du combustible n'est affectée que dans la mesure où la température de paroi varie.

On voit donc que les variations de débit et de température d'entrée du caloporteur risquent d'être plus problématiques du point de vue de la sûreté que les variations de puissance, comme ces dernières affectent principalement la densité du caloporteur et que toute variation de densité rend le réacteur instable.

Terminons cette analyse préliminaire en présentant la plage de variation des conditions aux frontières thermohydrauliques qui sera considérée dans l'étude couplée (voir Tableau 6.2):

Tableau 6.2 : Plage de conditions aux frontières thermohydrauliques considérée dans l'étude couplée

	Puissance totale du réacteur	Débit massique du caloporteur (par canal)	Température d'entrée du canal
SCWR	2540 MW \pm 20%	4,4 kg/s \pm 20%	350C \pm 50C
CANDU-6	2060 MW \pm 20%	24 kg/s \pm 20%	265C \pm 50C

6.2 Comportement au temps initial

Avant de passer à l'étude de la réactivité, les profils thermohydrauliques du canal de SCWR et de CANDU-6 aux paramètres nominaux d'opération de ces réacteurs sont d'abord présentés (figures 6.1 à 6.3). On se rappelle que ces propriétés sont moyennées sur l'ensemble d'une grappe.

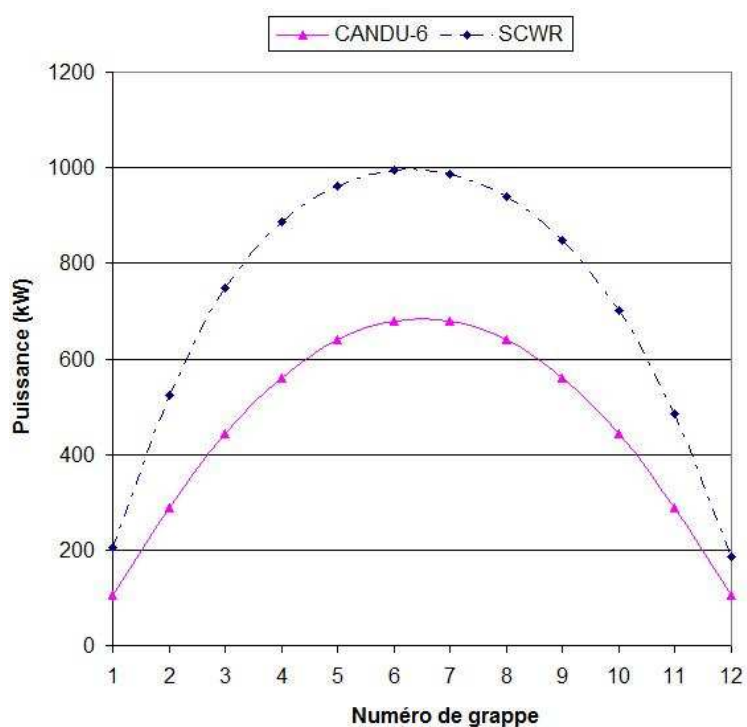


Figure 6.1 : Profils de puissance obtenus par calcul couplé (conditions nominales d'opération)

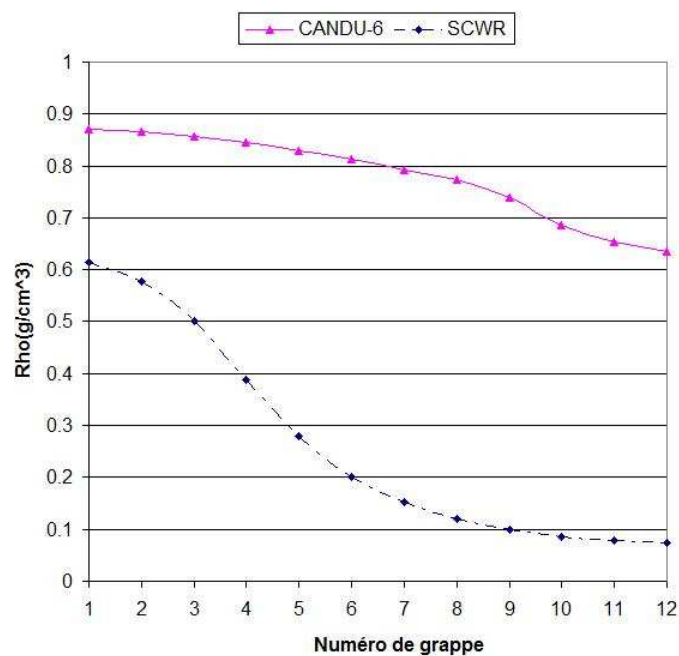


Figure 6.2: Densité du caloporteur obtenue par calcul couplé (conditions nominales d'opération)

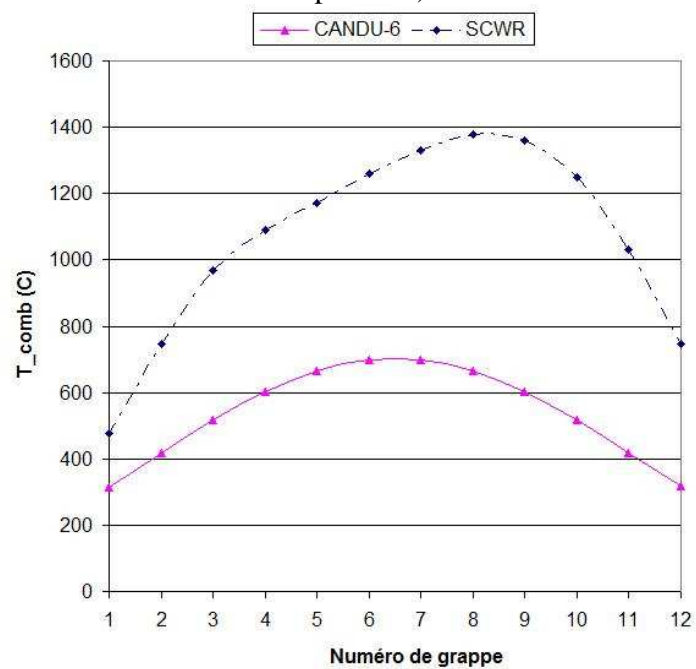
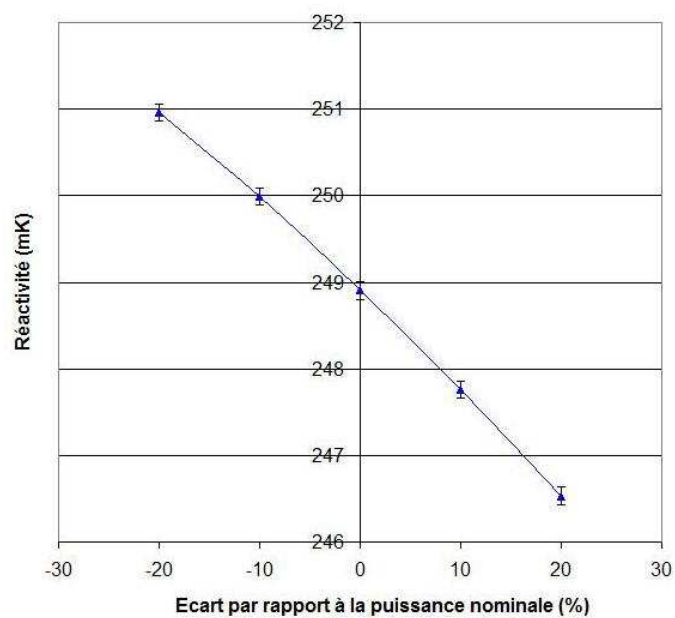
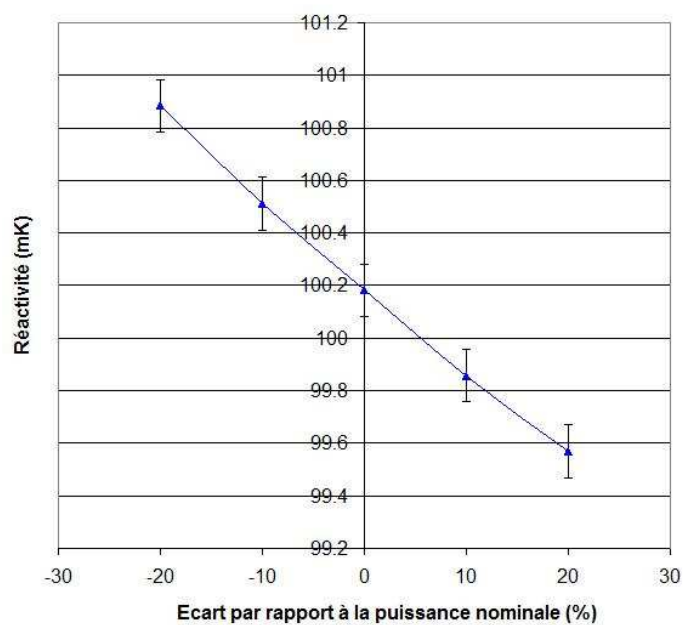


Figure 6.3 : Température du combustible obtenue par calcul couplé (conditions nominales d'opération)

Les figures 6.4 à 6.6 présentent le comportement en réactivité du SCWR et du CANDU-6 à l'instant initial, quand ces réacteurs ne contiennent que du combustible neuf. Dans chacune de ces figures, la barre d'erreur correspond à l'erreur due au critère de convergence sur la réactivité ($\pm 0,1 \text{ mK}$).



(a)



(b)

Figure 6.4 : Effet de la puissance sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6
(a) SCWR (b) CANDU-6

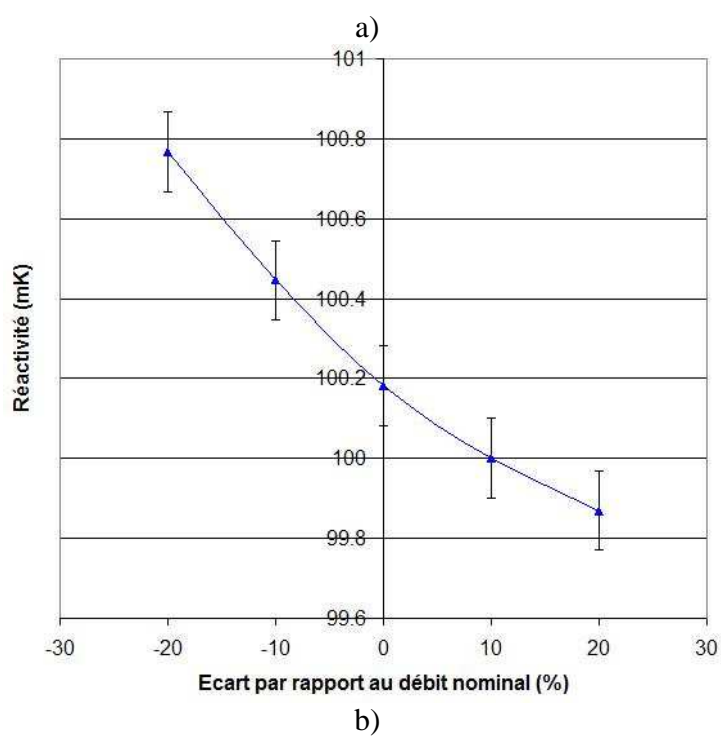
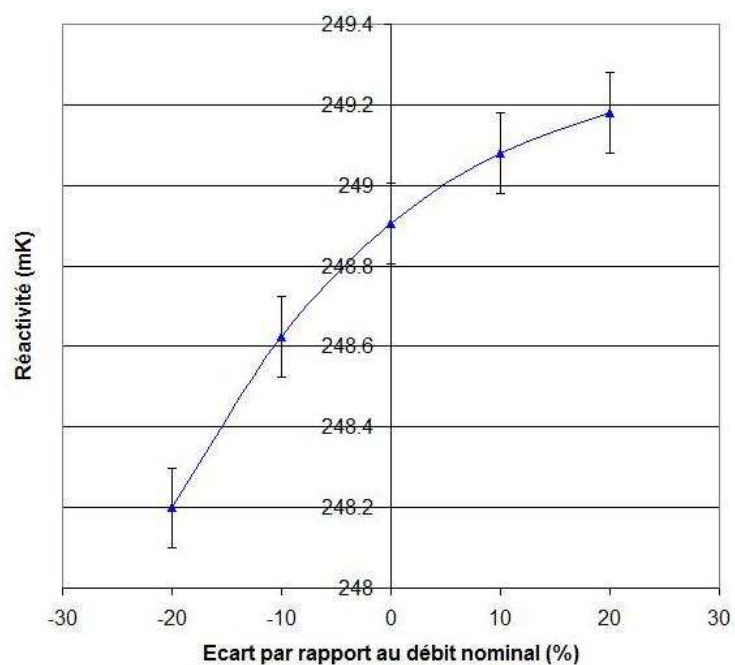


Figure 6.5 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6
(a) SCWR (b) CANDU-6

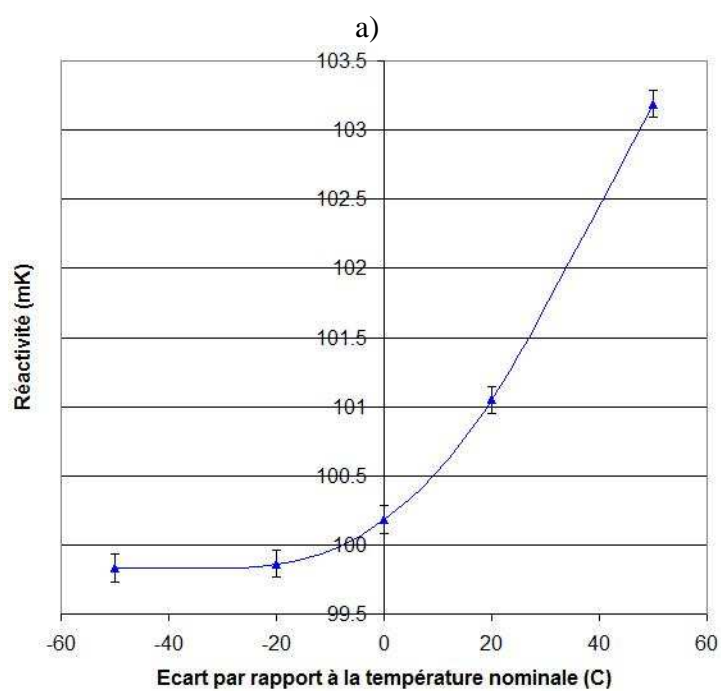
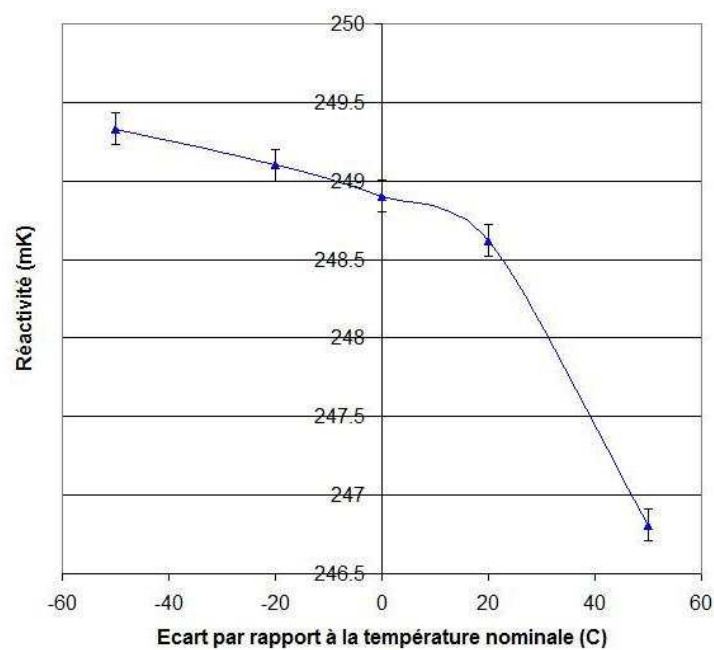


Figure 6.6 : Effet de la température d'entrée du caloporteur sur la réactivité du SCWR et du CANDU-6
(a) SCWR (b) CANDU-6

Les résultats obtenus montrent que le comportement en puissance du SCWR et du CANDU-6 est similaire, comme la réactivité décroît avec la puissance dans les deux cas. Une diminution de 20% de la puissance entraîne en effet une perte de réactivité de 2,5 mK dans le cas du SCWR et une perte de 0,6 mK dans le cas du CANDU-6. Du point de vue de la sûreté, ce comportement est désirable car il a tendance à stabiliser le réacteur (toute augmentation de puissance est compensée par une perte de réactivité qui entraîne en retour une perte de puissance).

Le comportement en débit des deux réacteurs est toutefois différent. La réactivité du CANDU-6 augmente avec une perte de débit (augmentation d'environ 0,6 mK pour une réduction du débit de 20%) alors qu'elle décroît dans le cas du SCWR (perte d'environ 0,7 mK pour une réduction de débit de 20%). Le coefficient de débit est positif pour le SCWR alors qu'il est négatif pour le CANDU-6.

Comme dans le cas du débit massique, le comportement des deux réacteurs en fonction de la température d'entrée du caloporteur est opposé. Une augmentation de la température d'entrée du caloporteur fait croître la réactivité du CANDU-6 (augmentation d'environ 1 mK pour une hausse de 20°C) alors qu'elle fait baisser la réactivité dans le cas du SCWR (perte d'environ 0,3 mK pour une hausse de 20°C).

Du point de vue de la sûreté du réacteur, le comportement en débit massique et en température d'entrée du caloporteur du SCWR est donc préférable à celui du CANDU-6. Une perte de débit massique est en effet synonyme d'une perte d'efficacité du système de refroidissement du combustible. Un crayon de combustible trop chaud peut entrer en fusion, ce qui peut poser de graves problèmes de sûreté. Un coefficient de débit positif permet de compenser une surchauffe du combustible par une baisse de puissance qui a pour effet de refroidir le combustible. De la même façon, une augmentation de la température d'entrée du caloporteur peut échauffer dangereusement le combustible. Cet

effet est compensé si la réactivité diminue quand la température d'entrée du caloporteur augmente.

Le principal responsable des comportements opposés du CANDU-6 et du SCWR en fonction du débit et de la température d'entrée du caloporteur est leur pas de réseau. Le pas de réseau du SCWR est en effet beaucoup plus faible que celui du CANDU-6 (21cm par rapport à 28,575cm). Pour appuyer cette hypothèse, le comportement en débit du SCWR est présenté pour 2 pas de réseau différents.

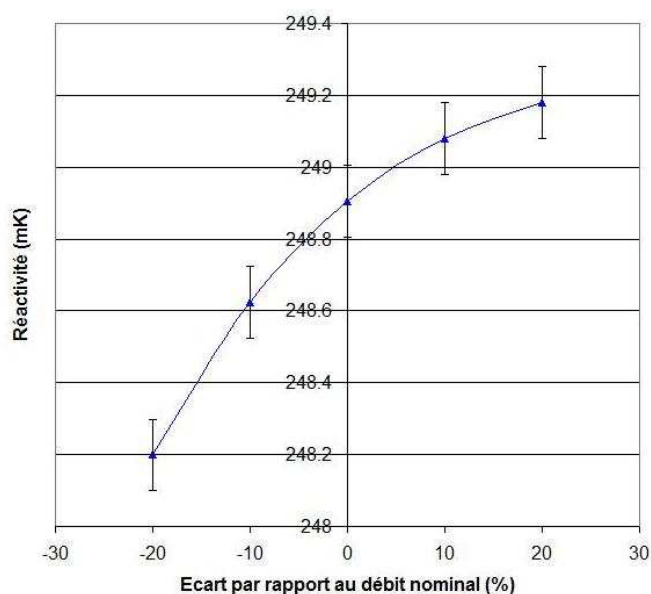


Figure 6.7 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR
(Pas de réseau de 21cm)

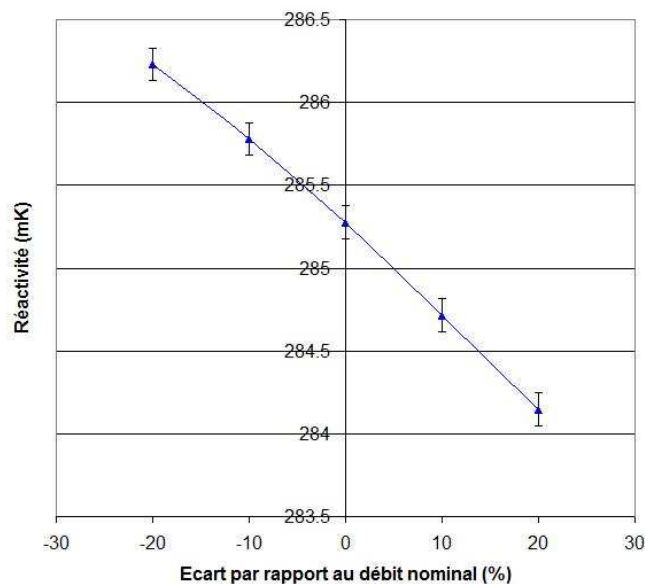


Figure 6.8 : Effet du débit massique sur la réactivité du SCWR
(Pas de réseau de 24cm)

Une comparaison de la Figure 6.7 et de la Figure 6.8 montre que l'augmentation du pas de réseau inverse le comportement du réacteur (passage d'un coefficient de débit positif à un coefficient de débit négatif). On remarque par ailleurs que la réactivité du réacteur augmente quand le pas de réseau augmente.

Pour comprendre l'impact du pas de réseau sur le comportement en débit, il faut se référer au chapitre **Error! Reference source not found.** sur les simulations neutroniques de cellules. Il a en effet été montré que l'impact positif sur la réactivité due à une perte de densité du caloporteur est plus faible pour un réacteur à faible pas de réseau. Dans ce cas, lors d'une perte de débit, l'effet stabilisant de la température de combustible peut finir par avoir le dessus sur l'effet déstabilisant de la perte de densité du caloporteur.

La différence des réactivités peut quant à elle s'expliquer par le fait que les neutrons sont plus lents dans un réacteur à haut pas de réseau que dans un réacteur à faible pas de

réseau. Les neutrons sont beaucoup mieux ralentis dans un réacteur contenant une quantité élevée de modérateur, ce qui contribue à augmenter la réactivité (la fission de l'uranium 235 est d'autant plus probable que les neutrons sont lents).

6.3 Comportement en burnup

Après avoir analysé le comportement de réacteurs contenant uniquement du combustible neuf, on cherche maintenant à évaluer le comportement de réacteurs à burnups non nuls. On s'intéresse plus particulièrement au comportement du SCWR et du CANDU-6 150 jours et 300 jours après leur démarrage.

Pour ce faire, la composition isotopique de chaque cellule du réacteur doit être évaluée aux différentes étapes d'évolution du combustible. Un calcul d'évolution du réacteur entre l'instant initial et l'instant final est donc nécessaire.

Le calcul d'évolution est effectué de façon quasi-statique. On considère donc que le profil de puissance dans le réacteur est figé entre deux pas de temps.

Pour déterminer le profil de puissance au démarrage du réacteur, on effectue d'abord un calcul couplé avec un réacteur composé uniquement de combustible neuf. Ce calcul donne la puissance $W_{0,i}$ développée par chaque grappe d'indice i à l'instant initial. Chaque cellule de réacteur est ensuite évoluée indépendamment à la puissance $W_{0,i}$, et ce jusqu'au prochain pas de temps.

Une fois le calcul d'évolution terminé, un nouveau profil de puissance dans le réacteur peut être calculé (calcul couplé). Ce profil est différent du profil calculé initialement puisque la composition isotopique de chaque cellule a changé. Le nouveau profil de

puissance permet ensuite un nouveau calcul d'évolution et ce processus est répété jusqu'à l'instant final.

Le calcul d'évolution de chaque cellule entre deux pas de temps est effectué sous l'approximation du milieu infini. Concrètement, les équations de Bateman (équation (3.40)) sont résolues comme si chaque cellule évoluait dans un réseau infini de cellules identiques à elle-même.

En résumé, l'algorithme utilisé pour le calcul d'évolution est le suivant :

- 1) Calcul couplé à l'instant initial t_0 (calcul de la puissance $W_{0,i}$ dans chaque cellule d'indice i), alors que le réacteur est composé uniquement de combustible neuf.
- 2) Calcul d'évolution de t_0 à t_1 , effectué indépendamment pour chaque cellule (calcul en transport, approximation du milieu infini, puissance constante $W_{0,i}$)
- 3) Détermination du nouveau profil de puissance au temps t_1
- 4) Calcul d'évolution de t_1 à t_2
- 5) Répéter jusqu'au dernier pas de temps

Dans notre étude, 11 pas de temps ont été pris pour le calcul d'évolution entre 0 et 300 jours, soit $t=0, 10, 20, 30, 40, 50, 100, 150, 200, 250$ et 300 jours . Les pas de temps initiaux sont pris plus rapprochés au début de l'évolution car la distribution de flux neutronique dans la cellule change plus rapidement durant cette période.

Les figures 6.9 et 6.10 présentent l'évolution du profil de puissance dans le SCWR et le CANDU-6.

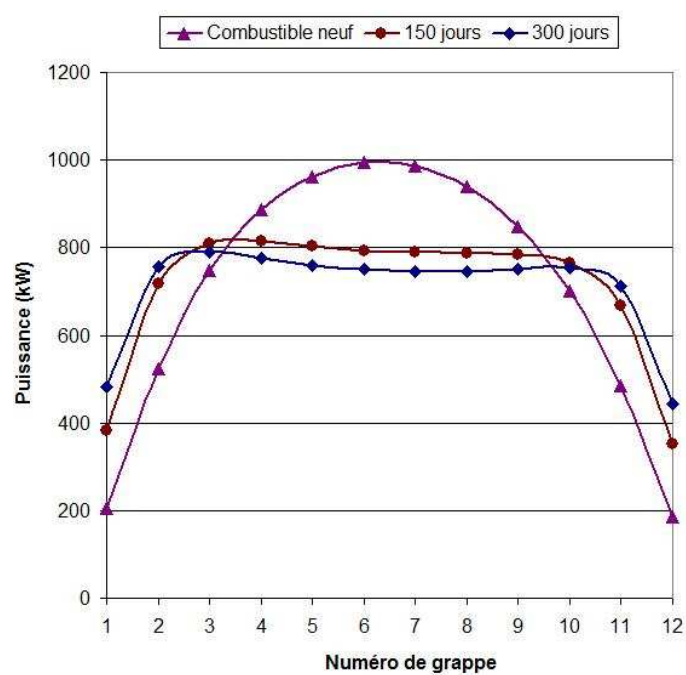


Figure 6.9 : Évolution du profil de puissance dans un canal de SCWR

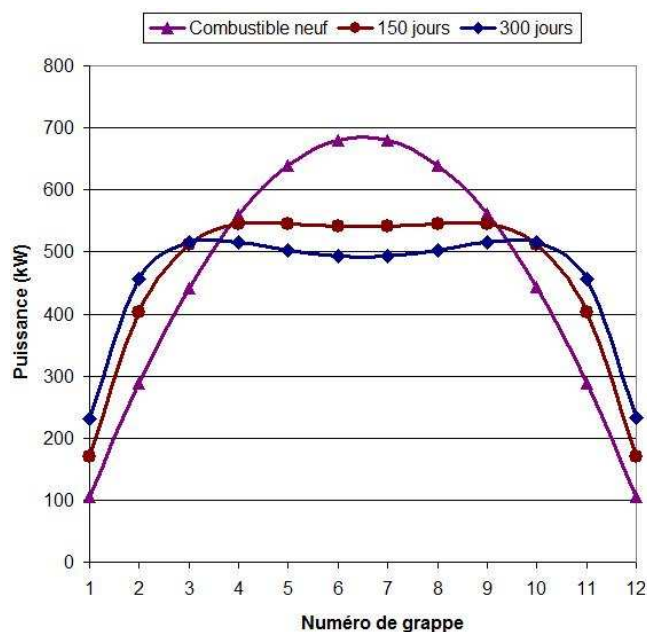
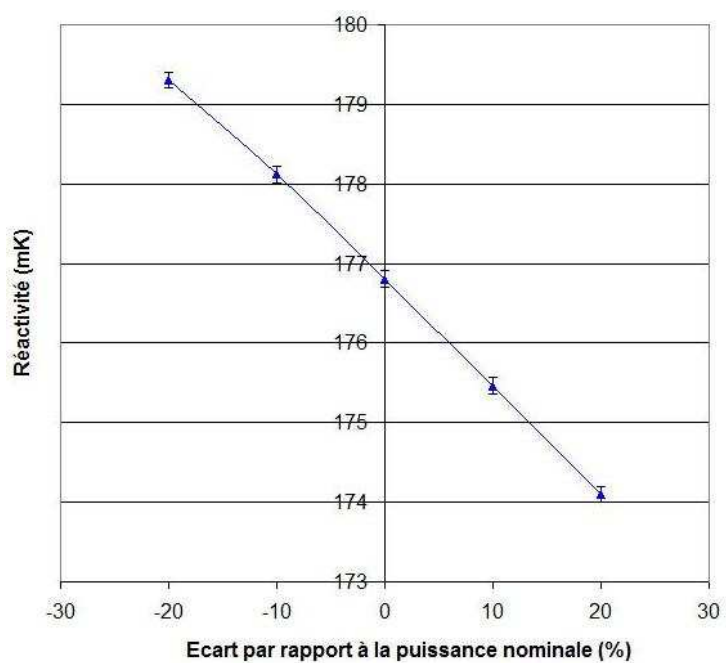


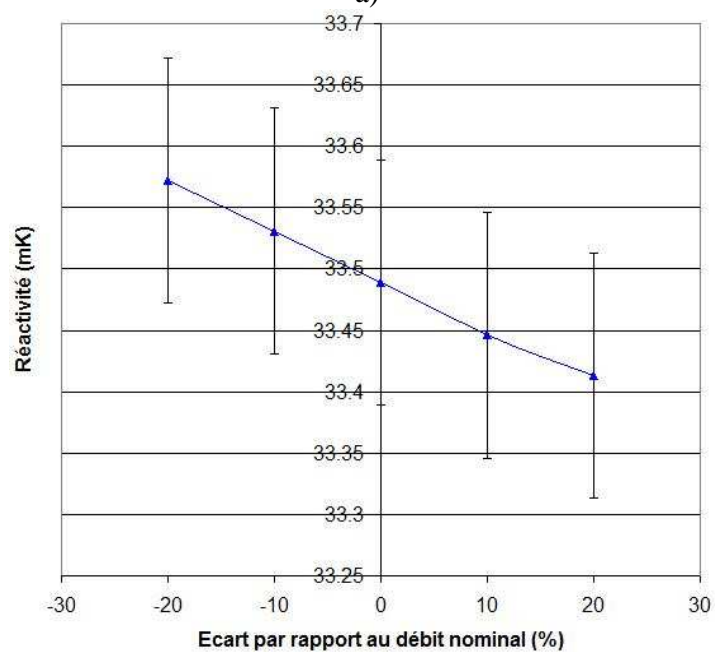
Figure 6.10 : Évolution du profil de puissance dans un canal de CANDU-6

On observe dans les deux cas un aplatissement progressif du profil de puissance avec le temps. Le combustible au centre du canal évolue en effet plus vite que le combustible aux extrémités car la puissance est initialement plus élevée au centre. La quantité de matière fissile diminue cependant plus rapidement au centre qu'aux extrémités, ce qui a tendance à aplatir graduellement le flux. Le profil de puissance s'ajuste en effet de façon à puiser plus de puissance aux extrémités du canal, où plus de matière fissile est disponible.

L'évolution du réacteur ayant été simulée, l'étude de sensibilité de la réactivité à la puissance et aux conditions frontières thermohydrauliques peut maintenant être répétée pour des réacteurs ayant évolué pendant 150 jours et 300 jours. Les figures 6.11 à 6.16 présentent les résultats obtenus.



a)



b)

Figure 6.11 : Réactivité en fonction de la puissance à 150 jours
a) SCWR b) CANDU-6

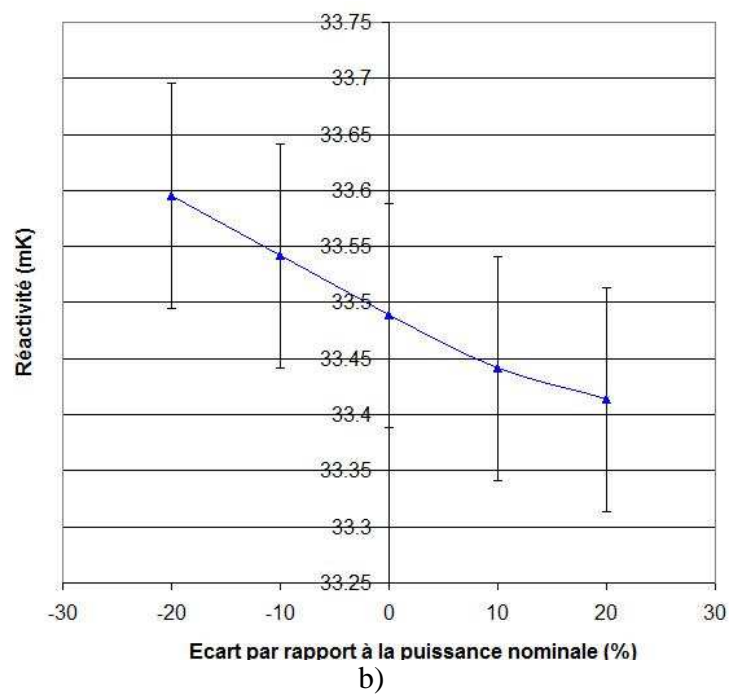
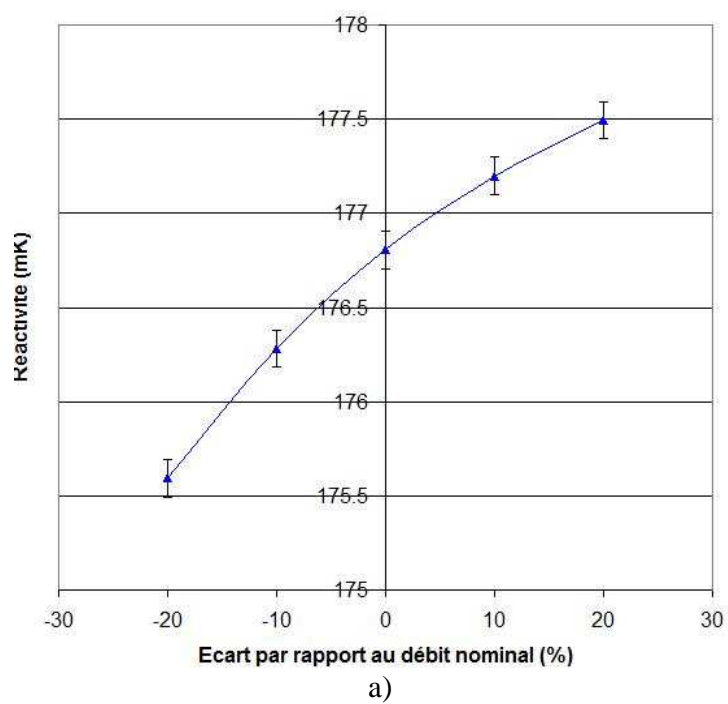
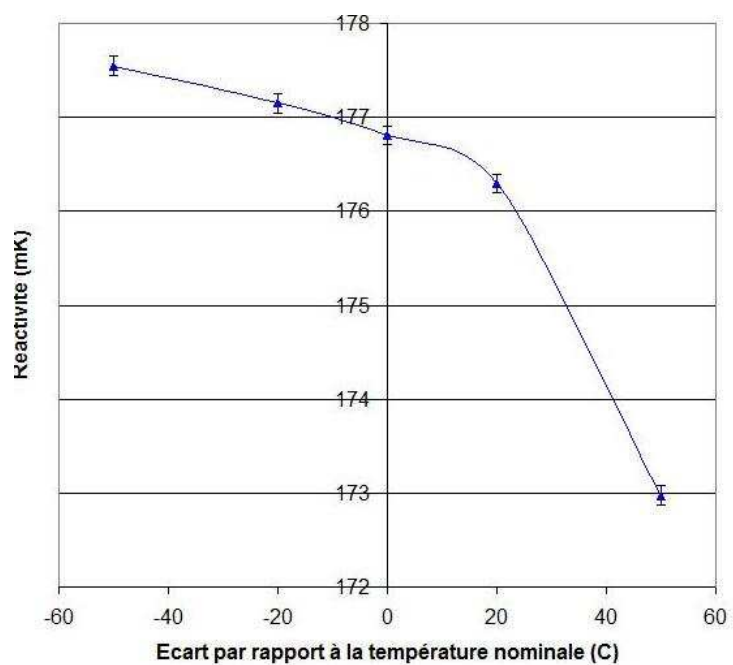
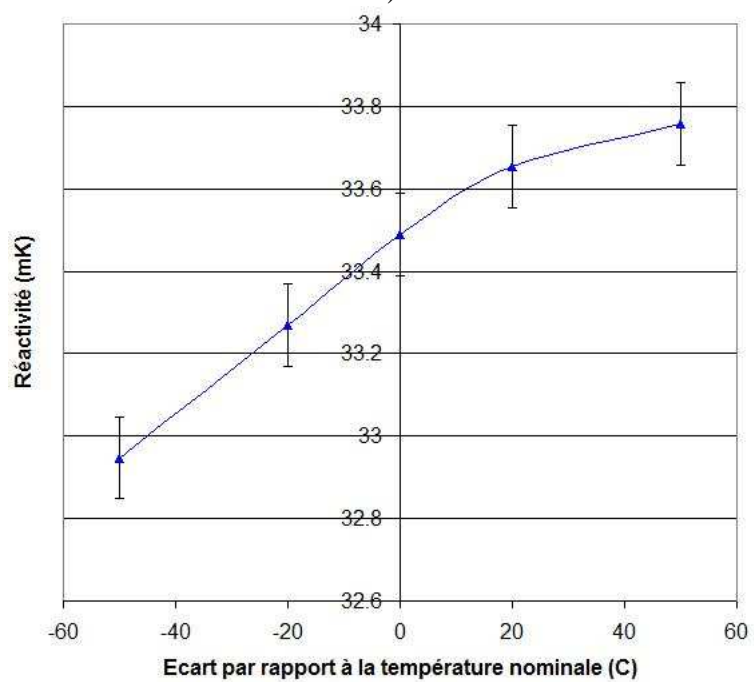


Figure 6.12 : Réactivité en fonction du débit à 150 jours
a) SCWR b) CANDU-6



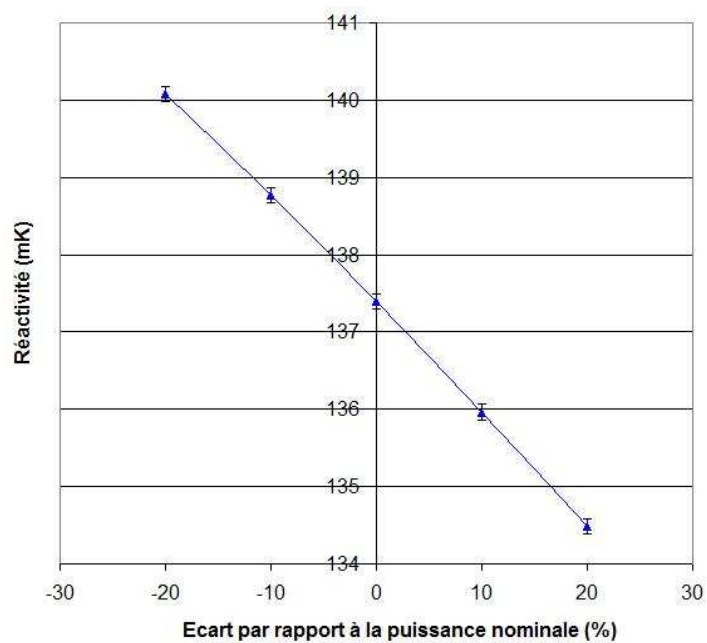
a)



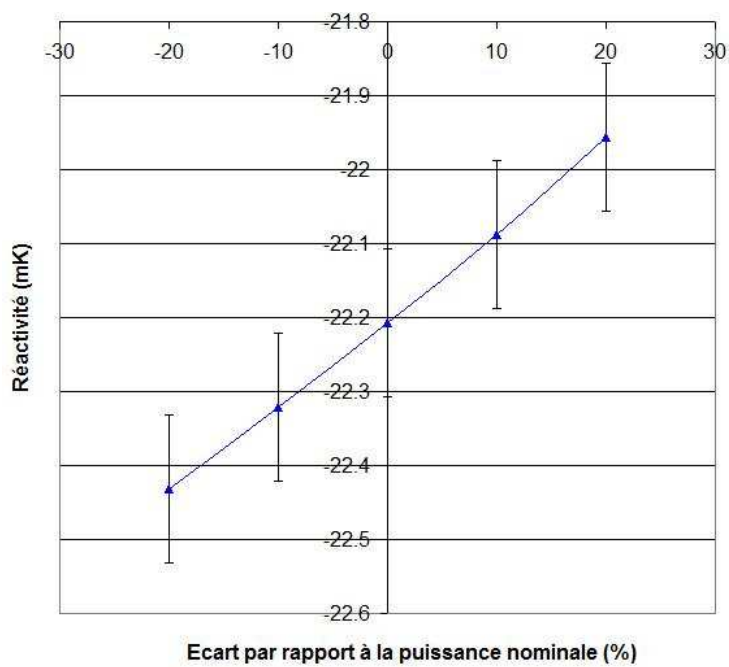
b)

Figure 6.13 : Réactivité en fonction de la température d'entrée du caloporteur à 150 jours

a) SCWR b) CANDU-6

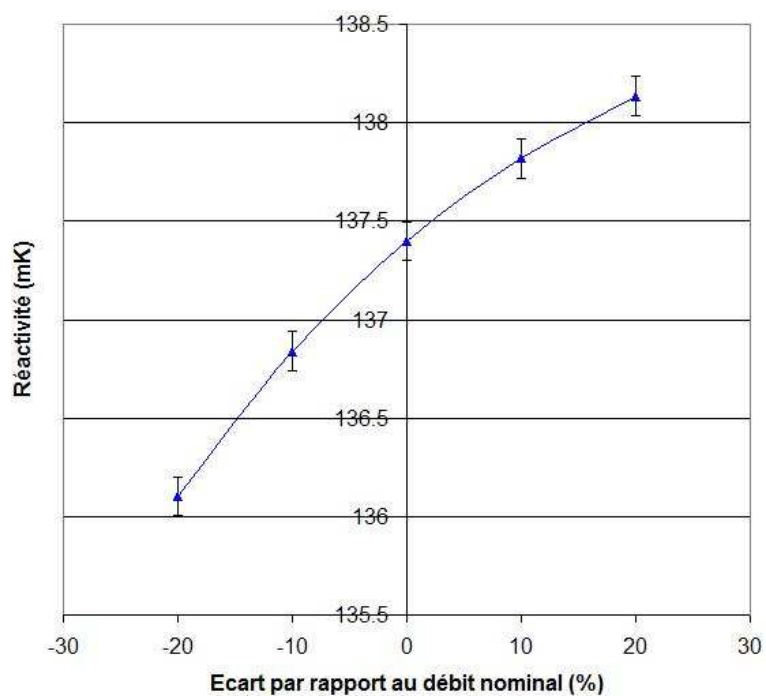


a)

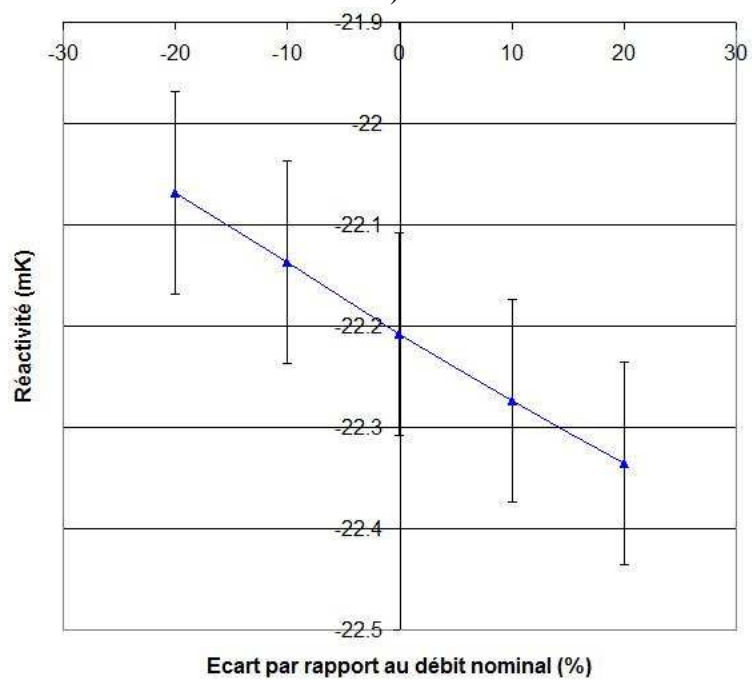


b)

Figure 6.14 : Réactivité en fonction de la puissance à 300 jours
a) SCWR b) CANDU-6

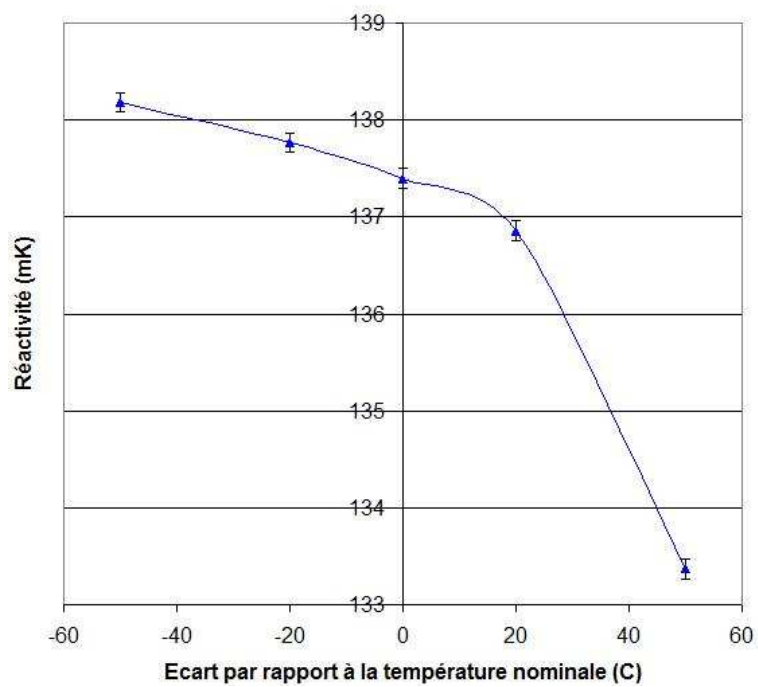


a)

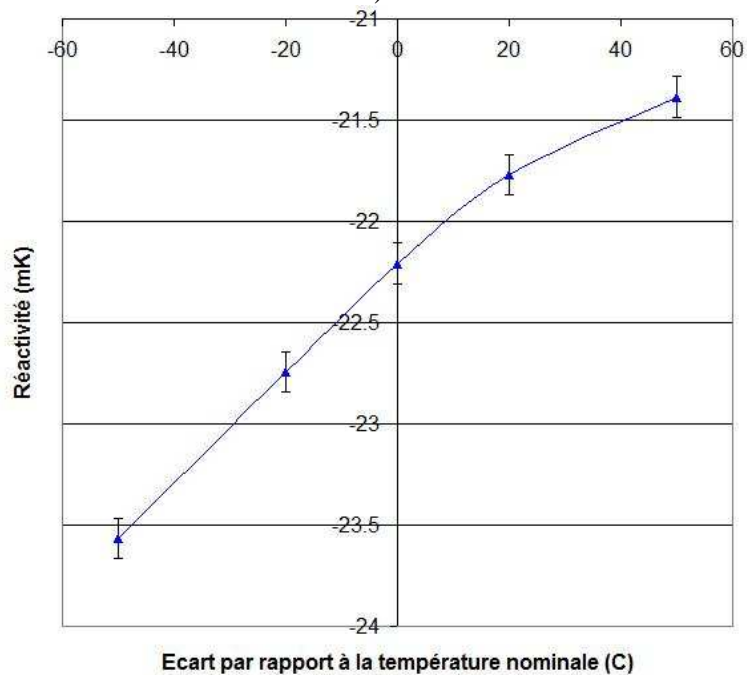


b)

Figure 6.15 : Réactivité en fonction du débit à 300 jours
a) SCWR b) CANDU-6



a)



b)

Figure 6.16 : Réactivité en fonction de la température d'entrée du caloporteur à 300 jours
a) SCWR b) CANDU-6

Une analyse de ces figures mène aux conclusions suivantes :

- Comme on peut s'y attendre, la réactivité du SCWR et du CANDU-6 diminue avec le burnup. Ceci s'explique par la disparition graduelle de la matière fissile dans le combustible.
- Le comportement du SCWR est stable au cours de son évolution. Sa réactivité diminue avec la puissance, diminue avec la perte de débit et diminue avec la température d'entrée du caloporteur.
- Le comportement du CANDU-6 n'est pas stable au cours de son évolution. Le comportement en débit et en température d'entrée du caloporteur reste le même, mais le comportement en puissance change graduellement. Le coefficient de puissance est d'abord négatif, puis perd en amplitude avant de devenir positif à 300 jours.

On peut donc affirmer que l'évolution du SCWR est plus sécuritaire que celle d'un CANDU-6. En plus de présenter un coefficient de débit négatif, le coefficient de puissance du CANDU-6 passe en effet de valeurs négatives à positives, ce qui est hautement indésirable pour la stabilité d'opération du réacteur.

Il est toutefois important de mentionner que, à $t=300$ jours, le CANDU-6 est dans un état sous-critique. Un tel réacteur ne peut donc opérer en pratique. Cependant, l'évolution montre clairement que l'effet stabilisant de la puissance sur la réactivité perd graduellement en importance, ce qui peut devenir dangereux quand cet effet s'approche de zéro.

Le changement de comportement du CANDU-6 au cours de son évolution peut être compris en analysant la Figure 5.23. L'effet de vide et l'effet de température du combustible perdent tous deux de l'importance lors de l'évolution d'une cellule de

CANDU-6. Cependant, l'impact de l'effet de vide diminue moins rapidement que celui de l'effet de température du combustible. On peut donc en conclure que l'effet de vide domine l'effet de température du combustible dans un CANDU-6 ayant évolué pendant assez longtemps.

CONCLUSION

L'objectif de ce mémoire était d'analyser le comportement de la réactivité du SCWR en réponse à des variations de puissance et des paramètres d'opération thermohydrauliques du réacteur (débit, température d'entrée du caloporteur et pression de sortie). Cette étude se voulait une première évaluation de la sûreté du SCWR.

L'analyse a été effectuée par comparaison avec le CANDU-6 et a été mise à bien à l'aide de l'outil de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR. Cet outil a dû être modifié pour tenir compte de la présence de fluide supercritique dans les canaux du SCWR. Des modifications y ont également été apportées pour accélérer l'algorithme itératif de résolution et pour éliminer certaines approximations qui y avaient été insérées.

Les résultats de l'étude comparative effectuée sur le SCWR et le CANDU-6 ont permis de montrer que les caractéristiques de sûreté intrinsèques du SCWR sont supérieures à celles du CANDU-6. Comme le CANDU-6, le SCWR est muni d'un coefficient de puissance négatif, qui permet d'atténuer toute hausse de puissance par une baisse correspondante de réactivité. L'avantage du SCWR se situe dans le caractère positif de son coefficient de débit. Un coefficient de débit positif permet de compenser une perte d'efficacité du système de refroidissement du combustible par une perte de puissance correspondante.

Les calculs de cellule en transport ont montré que le principal responsable de la positivité du coefficient de débit du SCWR est son pas de réseau. Un plus faible pas de réseau permet de diminuer l'importance de l'effet stabilisant du vide par rapport à l'effet déstabilisant de la température du combustible.

L'étude a finalement montré que le comportement du SCWR est stable au cours de son évolution. Ceci constitue une amélioration par rapport au CANDU-6, pour lequel le

coefficient de puissance augmente graduellement avec le temps avant de prendre des valeurs positives.

Dans l'ensemble, les résultats tendent donc à démontrer que les caractéristiques de sûreté intrinsèques du SCWR sont supérieures à celles du CANDU-6, ce qui répond à la mission de sûreté des réacteurs de génération IV.

Ceci étant dit, plusieurs améliorations pourraient être apportées à notre étude afin d'en rendre les résultats plus précis. Tout d'abord, plusieurs incertitudes subsistent quant à la description de l'écoulement supercritique. Les corrélations de transfert de chaleur et de perte de pression disponibles dans la littérature sont peu adaptées à l'écoulement d'un fluide supercritique dans un réseau de crayons. De meilleures corrélations devront donc être utilisées, lorsque celles-ci seront disponibles dans la littérature.

Par ailleurs, la précision des calculs neutronique pourrait être améliorée par prise en compte de l'environnement d'une cellule lors du calcul de ses propriétés. Au lieu de considérer chaque cellule comme évoluant dans un réseau infini de cellules identiques à elle-même, il serait souhaitable de calculer les propriétés d'un ensemble de 4 cellules évoluant dans un réseau infini d'assemblages identiques. Cette méthode conserverait le caractère bidimensionnel du problème en transport, tout en prenant en compte l'effet des cellules des canaux adjacents. Le calcul neutronique pourrait également être raffiné en tenant compte du profil de température dans les crayons de combustible.

Une autre amélioration possible consisterait à ne plus négliger les canaux du réacteur situés en périphérie du cœur. Cette méthode nécessiterait toutefois la modélisation de l'ensemble des canaux du réacteur, ce qui accélérerait grandement les temps de calcul.

Finalement, le calcul d'évolution du réacteur pourrait être raffiné en choisissant plus de pas de temps dans l'évolution.

Dans une perspective plus large, l'étude que nous avons présentée représente un premier pas vers une étude de sûreté plus poussée du SCWR. Une étude plus complète permettrait en outre de déterminer la composition et le poids des mécanismes de contrôle de la réactivité à insérer dans le SCWR. Les méthodes de couplage neutronique-thermohydraulique présentées ici, munies des améliorations qui ont été proposées, pourraient être utilisées à ces fins.

BIBLIOGRAPHIE

Bejan, A. (2004). *Convection heat transfer*. New Jersey : Wiley.

Chow, C.K. & Khartabil, H.F (2007). Conceptual fuel designs for CANDU-SCWR, *Nuclear Engineering and Technology*, 40 (2), 139-146.

Dworschak, R.G. (2008). Using Response Surface Methodology (RSM) to obtain preliminary results from Generation IV Super Critical Water Reactor (SCWR) fuel and lattice cell scoping. *10th International Conference on CANDU Fuel*, Ottawa, 5-8 octobre 2008.

Ellis, T.M.R., Philips, I.R. & Lahey, T.M. (1994). *Fortran 90 programming*, Harlow : Addison-Wesley.

Fassi Fehri, M. (2008). *Développement d'un code de thermohydraulique pour le couplage neutronique/thermohydraulique*. M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal, Québec, Canada.

Generation IV International Forum (2000). *Gen IV international forum : preparing today for tomorrow's energy needs*. Consulté le 8 février 2008, tire de <http://www.gen-4.org/>.

Graves, R. S., Kollie, T. G., McElroy, D.L. & Gilchrist, K.E. (1991). The thermal conductivity of AISI 304L stainless steel, *International Journal of Thermophysics*, 12 (2), 409-414.

Hébert, A. (2009). *Applied Reactor Physics*, Montréal : Presses Internationales Polytechnique.

IAEA (2002). *Heavy Water Reactors : Status and Projected Development* (Technical reports series no. 407). Vienna : IAEA.

IAEA. (2006). *Thermophysical Properties Database of Materials for Light Water Reactors and Heavy Water Reactors* (Iaea-Tecdoc-1496). Vienna : IAEA.

Ishii, M., & Hibiki, T. (2006). *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. New York : Springer.

Katto, Y. (1994). Critical heat flux, *Int. J. Multiphase Flow*, 20 (Suppl), 53-90.

Jaluria, Y., & Torrance, K. E. (2003). *Computational Heat Transfer* (2nd Ed.). New York: Taylor & Francis.

Marleau, G., Hébert, A., Roy, R. (2007). *A User Guide for DRAGON 3.05E* (IGE-174 Rev. 6E). Montréal : Ecole Polytechnique de Montréal.

Meneley, D. A. & Ruan, Y. Q (1998). *Introduction to CANDU 6*. Atomic Energy of Canada Ltd. Consulté le 4 mars 2008, tiré de <http://canteach.candu.org/>.

Pioro, I.L & Duffey, R.B (2007). *Heat Transfer and Hydraulic Resistance at Supercritical Pressure in Power-Engineering Applications*. New York : ASME Press.

Rouben, B (2002). *Introduction to Reactor Physics*. Atomic Energy of Canada Ltd. Consulté le 4 mars 2008, tiré de <http://canteach.candu.org/>.

Roy, R. (1999). *The Cle-2000 Tool-Box* (IGE-163). Montréal : École Polytechnique de Montréal.

Roy, R., & Hébert, A. (2000). *The GAN Generalized Driver* (IGE-158). Montréal : École Polytechnique de Montréal.

Rozon, D. (1992). *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*. Montréal : Éditions de L'École Polytechnique de Montréal.

Stacey, W. M. (2001). *Nuclear Reactor Physics*. Toronto : Wiley.

Varin, E, Hébert, A., Roy, R. & Koclas, J. (2005). *A User Guide for DONJON Version 3* (IGE-208 Rev. 4). Montréal : Ecole Polytechnique de Montréal.

Varin, E et Marleau, G. (2006). *Thermal-hydraulics instability modeling using dragon under supercritical pressure conditions* (IGE-290). Montréal : Ecole Polytechnique de Montréal.

Wagner, W., Cooper, J. R., Dittmann, A., Kijima, J., Kretzschmar, H. J., Kruse, A., et *al.* (2000). The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122 (1), pp. 150-180.

Wylen, V., Sonntag, R. E. & Desrochers, P. (1992). *Thermodynamique appliquée* (2^e éd.). Saint-Laurent : Éditions du Renouveau Pédagogique.

ANNEXE 1 : FICHE TECHNIQUE DU SCWR ET DU CANDU-6

	SCWR	CANDU-6
Rendement	40-45%	33-35%
Puissance électrique totale	≈1140 MW	≈700 MW
Circuit thermohydraulique	1 seule boucle	2 boucles (circuit primaire et circuit secondaire)
Nombre de canaux	300	380
Pas de réseau	21cm	28,575 cm
Modérateur	Eau lourde	Eau lourde
Caloporteur	Eau légère à l'état supercritique	Eau lourde
Pression de sortie du caloporteur	25 MPa	10,5 MPa
Température d'entrée du caloporteur	350°C	265°C
Débit massique du caloporteur	4,4 kg/s par canal	24 kg/s par canal (Flux massique : 7008 kg/(m ² s))
Matériau de combustible	Uranium enrichi (≈4,25 % d'U ²³⁵)	Uranium naturel (≈0,7% d'U ²³⁵)
Diamètre du combustible	<i>Crayon central et crayon de la première couronne :</i> 0,01284 m <i>Crayon des deuxième et troisième couronnes :</i> 0,010846 m	0,0112 m
Matériau de gaine	Acier inoxydable 304L	Zirconium (faible absorbeur de neutrons)
Épaisseur de la gaine	0,0003 m	0,0003 m
Nombre de crayons par grappe	43	37
Diamètre hydraulique	0,00765 m (Calculé sur l'ensemble du	0,00563 m (Calculé sur la première

	canal)	couronne de crayons de combustible, géométrie hexagonale)
Diamètre chauffé	0,00921 m (Calculé sur l'ensemble du canal)	0,00563 m (Calculé sur la première couronne de crayons de combustible, géométrie hexagonale)

ANNEXE 2 : FICHIERS D'ENTREE ET PROCEDURES POUR LES CALCULS COUPLES

Cette annexe donne une description des fichiers d'entrée (scripts) et des procédures utilisés pour les calculs couplés neutronique-thermohydraulique.

Ces fichiers d'entrée sont lus et exécutés par une combinaison des programmes DONJON, DRAGON et ARTHUR. En effet, comme il s'agit de couplage neutronique-thermohydraulique, les fichiers d'entrée font simultanément appel à des modules de calcul de cellules (DRAGON), de calculs de réacteurs (DRAGON) et de calculs thermohydrauliques (ARTHUR). Ces fichiers doivent donc être lus par un programme exécutable capable de comprendre à la fois les modules de DRAGON, les modules de DONJON et le module Thermo, qui est le module associé au calcul thermohydraulique d'ARTHUR. Le programme ainsi compilé a été nommé DDA, pour DAGON-DONJON-AARTHUR. Il est à noter qu'aucune programmation supplémentaire n'est nécessaire pour obtenir DDA. Il suffit simplement de compiler simultanément les modules de DONJON, les modules de DRAGON et le module Thermo. Les scripts de compilation et d'exécution de DDA ont été tirés de ceux de DRAGON et DONJON.

Dans les prochaines sections, nous présenterons les scripts et procédures utilisés dans les calculs couplés

Liste des scripts

calcul_evolution.x2m

Ce script permet de calculer l'évolution d'un réacteur à 4 canaux sur 300 jours avec des pas de temps à 0, 10, 20, 30, 40, 50, 100, 150, 200, 250 et 300 jours. La puissance et les paramètres d'opération thermohydrauliques du réacteur doivent être spécifiés dans ce script.

script_couplage_stat_initial.x2m

Ce script permet d'effectuer un calcul couplé sur un réacteur initialement à burnup nul. La puissance et les paramètres d'opération thermohydrauliques du réacteur doivent être spécifiés dans ce script.

script_couplage_stat_burnup.x2m

Ce script permet d'effectuer un calcul couplé sur un réacteur à burnup initial non nul. La puissance et les paramètres d'opération thermohydrauliques du réacteur doivent être spécifiés dans ce script. Ce script requiert qu'on lui passe des fichiers décrivant l'état de burnup de chacune des cellules du réacteur.

Liste des procédures

Les scripts précédents font appel à plusieurs procédures de calcul. La liste de ces procédures est donnée ici. On rappelle les conventions d'écriture suivantes du langage CLE-200 :

<< Variable >> : Variable d'entrée de la procédure (à l'exception des linked_list)

>> Variable << : Variable de sortie de la procédure (à l'exception des linked_list)

Les linked_list sont traitées différemment des autres types de variable. Si le nom de la linked_list se trouve à droite du nom de la procédure lors de l'appel, il s'agit d'une variable d'entrée. Si le nom de la linked_list se trouve à gauche du nom de la procédure lors de l'appel, il s'agit d'une variable de sortie.

SCWRGeoAnn.c2m

Procédure permettant de définir la géométrie d'une cellule de SCWR sous l'approximation annulaire. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
SCWRS SCWRF := SCWRGeoAnn ;
```

où SCWRS et SCWRF sont des linked_list décrivant le tracking de la cellule de SCWR.

G2G.c2m

Procédure permettant de définir la géométrie d'une cellule de CANDU-6 sous l'approximation annulaire. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
CANDU6S CANDU6F := G2G ;
```

où CANDU6S et CANDU6F sont des linked_list décrivant le tracking de la cellule de CANDU-6.

SCWRLib.c2m

Procédure permettant de définir les matériaux composant la cellule SCWR. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
LIBRARY := SCWRLib :: <<Tcool>> <<Dcool>> <<Tfuel>> ;
```

Avec :

Tcool : Température du caloporteur

Dcool : Densité du caloporteur

Tfuel : Température du combustible

LIBRARY : Linked_list décrivant les matériaux de cellule

G2L.c2m

Procédure permettant de définir les matériaux composant la cellule CANDU-6. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
LIBRARY := G2L :: <<Tcool>> <<Dcool>> <<Tfuel>> ;
```

Avec :

Tcool : Température du caloporteur

Dcool : Densité du caloporteur

Tfuel : Température du combustible

LIBRARY : Linked_list décrivant les matériaux de cellule

cellevolinit.c2m

Procédure permettant d'effectuer un calcul d'évolution sur une cellule de réacteur initialement à burnup nul. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
BURNEND cellevolinit :: <<Power>> <<Rcal>> <<Tcal>>  
                        <<Tc>>
```

Avec :

BURNEND : Linked_list de sortie décrivant l'historique de burnup de la cellule

Power : Puissance par unité de masse de combustible dans la cellule

Rcal : Densité du caloporteur

Tcal : Température du caloporteur

Tc : Température du combustible

Il est à noter que le temps d'évolution de la cellule et les pas de temps choisis peuvent être ajustés à l'intérieur de cette procédure.

cellevol.c2m

Procédure permettant d'effectuer un calcul d'évolution sur une cellule de réacteur avec burnup initial. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
BURNEND cellevol BURNSTART :: <<startday>> <<Power>> <<Rcal>> <<Tcal>>
                                <<Tc>>
```

Avec :

BURNSTART : Linked_list d'entrée décrivant l'historique d'évolution
de la cellule avant calcul

BURNEND : Linked_list de sortie décrivant le nouvel historique de burnup de la cellule

startday : Étape de burnup, en jours, où l'on veut aller chercher l'information sur l'état
initial de la cellule. Cette information est lue dans BURNSTART.

Power : Puissance par unité de masse de combustible dans la cellule

Rcal : Densité du caloporteur

Tcal : Température du caloporteur

Tc : Température du combustible

Il est à noter que le temps d'évolution de la cellule et les pas de temps choisis peuvent être ajustés à l'intérieur de cette procédure.

couplstat.c2m

Procédure permettant d'effectuer un calcul de réacteur couplé pour un réacteur à burnup nul. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
couplstat      NFUEL NREFL
               Cpoint01 Cpoint02 Cpoint03 Cpoint04 Cpoint05 Cpoint06
               Cpoint07 Cpoint08 Cpoint09 Cpoint10 Cpoint11 Cpoint12
               :: <<Pow>> <<mfin>> <<pout>> <<tinit>> <<tcini>>
               >>pow1<<    >>pow2<<    >>pow3<<    >>pow4<<
               >>pow5<<    >>pow6<<    >>pow7<<    >>pow8<<
               >>pow9<<    >>pow10<<   >>pow11<<   >>pow12<<
               >>dcalo1<<   >>dcalo2<<   >>dcalo3<<   >>dcalo4<<
               >>dcalo5<<   >>dcalo6<<   >>dcalo7<<   >>dcalo8<<
               >>dcalo9<<   >>dcalo10<<  >>dcalo11<<  >>dcalo12<<
               >>tcalo1<<   >>tcalo2<<   >>tcalo3<<   >>tcalo4<<
               >>tcalo5<<   >>tcalo6<<   >>tcalo7<<   >>tcalo8<<
               >>tcalo9<<   >>tcalo10<<  >>tcalo11<<  >>tcalo12<<
               >>tcomb1<<   >>tcomb2<<   >>tcomb3<<   >>tcomb4<<
               >>tcomb5<<   >>tcomb6<<   >>tcomb7<<   >>tcomb8<<
               >>tcomb9<<   >>tcomb10<<  >>tcomb11<<  >>tcomb12<<
               ;
```

Avec :

NFUEL, REFL : Linked_lists utilisées pour la numérotation des canaux

Cpoint01 à Cpoint12 : Linked_lists décrivant les sections efficaces initiales de chaque cellule pour l'initialisation du calcul couplé (calcul d'un profil de puissance initial)

Pow : Puissance totale du réacteur

mfin : Débit massique totale dans le canal (SCWR) ou flux massique dans le canal (CANDU-6)

pout : Pression de sortie du caloporteur

tinit : Température d'entrée du caloporteur

tcini : Température initiale du combustible (cette variable n'est pas utilisée dans le cadre de ce projet mais devant être définie pour l'utilisation du module ARTHUR)

pow1 à pow12 : Puissance dans chaque cellule (variable de sortie)

dcalo1 à dcalo12 : Densité du caloporteur dans chaque cellule (variable de sortie)

tcalo1 à tcalo12 : Température du caloporteur dans chaque cellule (variable de sortie)

tcomb1 à tcomb12 : Température du combustible dans chaque cellule (variable de sortie)

couplevol.c2m

Procédure permettant d'effectuer un calcul de réacteur couplé pour un réacteur avec burnup initial. L'appel de cette procédure se fait de la façon suivante :

```
couplevol      NFUEL NREFL
               Cpoint01 Cpoint02 Cpoint03 Cpoint04 Cpoint05 Cpoint06
               Cpoint07 Cpoint08 Cpoint09 Cpoint10 Cpoint11 Cpoint12
               Burnup_1_01 Burnup_1_02 Burnup_1_03
```



```

Burnup_1_04  Burnup_1_05  Burnup_1_06
Burnup_1_07  Burnup_1_08  Burnup_1_09
Burnup_1_10  Burnup_1_11  Burnup_1_12
:: <<startday>> <<Pow>> <<mfin>> <<pout>> <<tinit>> <<tcini>>
>>pow1<<      >>pow2<<      >>pow3<<      >>pow4<<
>>pow5<<      >>pow6<<      >>pow7<<      >>pow8<<
>>pow9<<      >>pow10<<     >>pow11<<     >>pow12<<
>>dcalo1<<    >>dcalo2<<    >>dcalo3<<    >>dcalo4<<
>>dcalo5<<    >>dcalo6<<    >>dcalo7<<    >>dcalo8<<
>>dcalo9<<    >>dcalo10<<   >>dcalo11<<   >>dcalo12<<
>>tcalo1<<    >>tcalo2<<    >>tcalo3<<    >>tcalo4<<
>>tcalo5<<    >>tcalo6<<    >>tcalo7<<    >>tcalo8<<
>>tcalo9<<    >>tcalo10<<   >>tcalo11<<   >>tcalo12<<
>>tcomb1<<    >>tcomb2<<    >>tcomb3<<    >>tcomb4<<
>>tcomb5<<    >>tcomb6<<    >>tcomb7<<    >>tcomb8<<
>>tcomb9<<    >>tcomb10<<   >>tcomb11<<   >>tcomb12<<
;

```

Avec :

NFUEL, REFL : Linked_lists utilisées pour la numérotation des canaux

Cpoint01 à Cpoint12 : Linked_list décrivant les sections efficaces initiales de chaque cellule pour l'initialisation du calcul couplé (calcul d'un profil de puissance initial).

Burnup_1_01 à Burnup_1_12 : Linked_list décrivant l'historique de burnup de chaque cellule pour le calcul en transport.

Startday : Étape de burnup, en jour, à laquelle le calcul couplé doit être effectué

Pow : Puissance totale du réacteur

mfin : Débit massique totale dans le canal (SCWR) ou flux massique dans le canal (CANDU-6)

pout : Pression de sortie du caloporteur

tinit : Température d'entrée du caloporteur

tcini : Température initiale du combustible (cette variable n'est pas utilisée dans le cadre de ce projet mais devant être définie pour l'utilisation du module ARTHUR)

ANNEXE 3 : DESCRIPTION DES MODIFICATIONS APPORTEES A ARTHUR

Le programme de couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR contient un ensemble de fonctions écrites en FORTRAN 90 permettant de calculer la distribution des propriétés thermodynamiques du caloporteur et du combustible à partir d'un profil de puissance donné. L'appel de ces fonctions se fait dans les fichiers d'entrée *.x2m via le module Thermo, qui a été construit comme module de DONJON. La définition du module Thermo et la structure d'échange de données entre DONJON et les fonctions thermohydrauliques d'ARTHUR ont été programmées en FORTRAN 77 par Majid Fassi Fehri (Fassi Fehri, 2008).

Dans le cadre de ce projet, certaines modifications ont été apportées au code ARTHUR, autant au niveau du module Thermo qu'au niveau des fonctions thermohydrauliques qui le composent. Les modifications apportées au module Thermo et aux fonctions thermohydrauliques d'ARTHUR pour la modélisation du SCWR sont présentées dans les prochaines sections.

Pour une description plus exhaustive d'ARTHUR, le lecteur est invité à consulter (Fassi Fehri, 2008).

Modification apportée au module Thermo et aux structures de données

La structure d'appel du module Thermo est décrite dans (Fassi Fehri, 2008). La définition d'un nouveau réacteur (géométrie, discrétisation, conditions aux limites) se fait de la façon suivante :

DEFCANDU

DISCRET <<NZ>> <<NF>> <<NC>>

GEO <<LZ>> <<DF>> <<TG>> <<DC>> <<DP>> <<THETA>> <<RUF>>

THCOND <<MFIN>> <<POUT>> <<TIN>> <<TCOMB>>

EVOLC <<EVOLG>> <<EVOLP>> <<EVOLT>>

TIMEPAR <<DT>>

ENDDEF

La signification des différents termes est donnée dans (Fassi Fehri, 2008). Les modifications apportées dans le cadre de notre projet sont les suivantes :

MFIN

Cette variable désigne, dans le cas du SCWR, le débit massique total (kg/s) dans le canal et non le flux massique (kg/(m²s)).

DF, TG, DC, DP

Ces variables doivent être définies mais ne sont pas utilisées dans le cas du SCWR. La description géométrique du réacteur se fait à l'interne et ne peut être modifiée par l'utilisateur (pour une nouvelle géométrie, la procédure arthur.f90 doit être modifiée et recompilée).

THETA

Angle d'inclinaison des canaux de réacteur. Cette variable doit être définie mais n'est pas prise en compte par le programme.

RUF

Rugosité d'un canal de réacteur. Cette variable doit être définie mais n'est pas prise en compte pour le SCWR.

TCOMB

Cette variable désigne la température initiale du réacteur. Elle a été implantée pour les simulations non stationnaires de réacteurs CANDU-6. Dans le cas du SCWR, cette variable doit être définie mais sa valeur n'est pas prise en compte.

EVOLG, EVOLP, EVOLT, DT

Ces variables décrivent les pas de temps utilisés pour l'évolution d'un canal de CANDU-6 lors d'un calcul non stationnaire. Ces variables doivent être définies mais ne sont pas utilisées pour les calculs de SCWR.

Modifications apportées aux fonctions thermohydrauliques

La version modifiée d'ARTHUR contient un ensemble de procédures et de fonctions permettant de résoudre les équations de la thermohydraulique dans un canal. Ces fonctions et procédures sont regroupées par fichiers, dont la description est donnée ci-dessous (les fichiers sont présentés en ordre alphabétique) :

arthur_SCWR.f90

Procédure principale du calcul thermohydraulique. Contient les spécifications géométriques d'un canal SCWR. Appelle les procédures de calcul et contient la structure de l'algorithme itératif de résolution.

calculs_SCWR.f90

Contient les procédures pour le calcul de convergence. Contient également la méthode d'inversion de résolution du système matriciel pour la température du combustible.

caloporteur_SCWR.f90

Permet de résoudre les équations thermohydrauliques du caloporteur.

crayon_scwr.f90

Permet de déterminer le champ de température dans les crayons de combustible.

correl_scwr.f90

Contient l'ensemble des corrélations utilisées (perte de pression et transfert de chaleur).

initial_scwr.f90

Initialise l'ensemble des paramètres thermohydrauliques pour débiter la procédure itérative.

inoutdat_scwr.f90

Permet d'effectuer la moyenne radiale de la température d'un crayon de combustible.

matrice_SCWR.f90

Permet de construire la matrice pour le calcul de la température du combustible.

vecteur_scwr.f90

Permet de construire le membre de droite du système matriciel décrivant la température du combustible.

mprop_scwr.f90

Contient les fonctions permettant de calculer les propriétés thermodynamiques de l'eau à l'aide de la formulation IAPWS-IF97. Contient également les fonctions permettant de calculer la conductivité thermique du combustible et de la gaine.