

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE NUMÉRIQUE DES EFFETS DE DIFFUSION
DIRECTIONNELS DANS LE COEUR DU RÉACTEUR
GENTILLY-2.

SILVIO H. NAVARRO ARIAS
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAÎTRE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A.)
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
NOVEMBRE 1996



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

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

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

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

0-612-26503-X

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE NUMÉRIQUE DES EFFETS DE DIFFUSION
DIRECTIONNELS DANS LE COEUR DU RÉACTEUR
GENTILLY-2.

présenté par: NAVARRO ARIAS Silvio H.

en vue de l'obtention du grade de: Maître ès sciences appliquées

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

M. Daniel Rozon, Ph. D., président

M. Robert Roy, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. Jean Koclas, Ph. D., membre et co-directeur

M. Guy Marleau, Ph. D., membre

à Samy

à Elva

à ma famille

à mes amis.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier chaleureusement mon directeur de recherche Monsieur Robert Roy qui m'a dirigé tout au long de ce travail.

Je remercie aussi les professeurs Alain Hébert, Jean Koclas et les chercheurs Guy Marleau, Tahar Sissaoui et Elizabeth Varin pour le temps qu'ils ont bien voulu m'accorder.

Je suis très reconnaissant envers Mlle. Samira Mouhid pour ses corrections de français et pour son soutien moral.

Finalement, j'aimerais exprimer ma gratitude à Monsieur Daniel Rozon pour m'avoir accueilli au Groupe d'Analyse Nucléaire (GAN) de l'Institut de Génie Nucléaire, ainsi que pour l'aide financière qu'il m'a offerte, sans laquelle ce travail n'aurait pas été possible.

Merci à tous.

RÉSUMÉ

Un des problèmes inhérents au design des réacteurs nucléaires de type CANDU6 est son coefficient positif pour la réactivité du vide.

Cet effet oblige les fabricants à recourir à des systèmes de contrôle et de sûreté qui sont d'autant plus onéreux que leur temps de réponse doit être court. Les expériences de vidange sur ce type de réacteurs, même de recherche, sont également très coûteuses; donc tout moyen d'améliorer la simulation numérique de l'effet de vidange apparaît essentiel pour les exploitants.

Dans le cadre des projets de recherche du groupe d'analyse nucléaire GAN, il est prévu de raffiner les modèles de diffusion afin de mieux prendre en compte les effets axiaux résultant d'une vidange du caloporteur. Le code DRAGON permet depuis peu de produire des propriétés homogénéisées de cellules avec coefficients de diffusion directionnels.

Avec l'aide de ces tables de propriétés, cette recherche consistait notamment à analyser leur impact sur la chaîne de calcul usuelle qui utilise une théorie de diffusion adirectionnelle. L'étude de ces effets axiaux sur le coeur du réacteur de Gentilly-2 est une étape importante dans l'effort d'amélioration du design.

ABSTRACT

One of the inherent problems to the design of the CANDU reactor is its positive coefficient for the void reactivity.

This effect requires the constructors to turn to reactivity control systems that are all the more costly since their response time has to be short. Voiding experiences on reactors, even research ones, are also very expensive, that explains why any way of improving the numerical simulation of the voiding effect appears to be essential for nuclear station managers.

It is planned, within the framework of the nuclear analysis group GAN research projects, to refine the diffusion models in order to better take into account the axial effects resulting from the void cooling. The DRAGON code recently allows to produce cells homogenized properties with directional diffusion coefficients.

Given these property tables, this research work consisted in analysing in particular their impact on the usual calculation chain which uses a non-directional diffusion theory. The study of these axial effects on the core of the reactor of Gentilly-2 is an important step in the design improvement effort.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES ANNEXES	xiv
INTRODUCTION	1
1 Description de l'approche B_1 homogène et hétérogène.	3
1.1 Rappels théoriques sur l'équation de transport.	3
1.2 L'approche P_1	5
1.3 L'approche B_1	7
1.3.1 Le modèle du mode fondamental homogène.	7
1.3.1.1 Définition du coefficient de fuite	9
1.3.2 Le modèle du mode hétérogène.	10
1.3.2.1 Traitement pour la composante réelle du flux	14
1.3.2.2 Traitement pour la composante imaginaire du flux	17
1.4 Calcul de transport multigroupe.	19

1.5	Homogénéisation et condensation des propriétés sur la cellule. . . .	20
1.5.1	Homogénéisation des propriétés.	20
1.5.2	Condensation multigroupe.	20
1.6	Méthodologie du calcul des coefficients de fuites	21
1.6.1	Modèle B_1 homogène	21
1.6.2	Modèle B_1 hétérogène	22
1.7	Bilan neutronique et formule des 4 facteurs.	23
1.8	Équation de la diffusion multigroupe.	28
2	Description de la modélisation numérique du CANDU-6	31
2.1	Le Réacteur CANDU-6	31
2.1.1	Calcul de cellule.	33
2.1.2	Calcul de supercellule.	35
2.1.3	Les dispositifs de contrôle de la réactivité.	35
2.1.3.1	Les compartiments de réglage à eau légère	38
2.1.3.2	Les barres de compensation	41
2.1.3.3	Les barres solides de réglage	43
2.2	Calculs des mécanismes de contrôle de la réactivité	43
2.2.1	Résultats numériques avec un coeur neuf.	45
2.2.1.1	Barres de compensation sans bore.	47
2.2.1.2	Barres de compensation avec addition de bore.	49
2.2.1.3	Contrôleurs liquides sans bore	49
2.2.1.4	Contrôleurs liquides avec addition de bore	51
2.2.1.5	Barres solides sans bore	52
2.2.1.6	Barres solides avec addition de bore	52
2.2.2	Résultats numériques avec un coeur à l'équilibre.	53
3	Simulations numériques de l'effet de vidange.	55
3.1	Considérations faites dans les calculs.	55

3.2	Vidange complète d'un coeur neuf.	57
3.2.1	Influence du bore sur la vidange.	59
3.2.2	Influence de l'enrichissement du combustible sur la vidange.	62
3.3	Vidange complète du caloporteur pour un coeur à l'équilibre	63
3.4	Comportement des coefficient de diffusion lors de la vidange.	67
CONCLUSION		70
BIBLIOGRAPHIE		73
ANNEXES		76

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Valeurs des paramètres locaux utilisés lors du calcul de cellule. . .	34
2.2	Bancs de barres de compensation	41
2.3	Épaisseur des barres de compensation	42
2.4	Insertion des BC séquentiellement sans présence de bore	48
2.5	Insertion des BC par bancs individuellement sans présence de bore .	48
2.6	Insertion des BC séquentiellement en présence de bore	50
2.7	Insertion des BC par bancs individuellement en présence de bore . .	50
2.8	Réactivité des contrôleurs liquides sans présence de bore	51
2.9	Réactivié des contrôleurs liquides en présence de bore	51
2.10	Réactivité des barres solides sans présence de bore	52
2.11	Réactivité des barres solides en présence de bore	53
2.12	Réactivité des mécanismes de contrôle	53
3.1	Données de référence	56
3.2	Valeurs de laplacien choisi	57
3.3	Influence du laplacien choisi sur la réactivité au démarrage.	59
3.4	Influence de la concentration de Bore avec laplacien hétérogène . .	60
3.5	Influence du laplacien choisi sur la réactivité à l'équilibre	63
3.6	Nos calculs: Influence des facteur sur la vidange du caloporteur . .	65
3.7	Comparaison des résultats.	65
3.8	Valeurs des coefficients de diffusion directionnels et adirectionnels .	68

LISTE DES FIGURES

1.1	Distance parcourue par un neutron entre deux points d'un milieu hétérogène	11
1.2	Distance parcourue par un neutron sur une surface.	15
2.1	Plan axial No 4 avec combustible appauvri	32
2.2	Cellule utilisée pour le calcul des propriétés nucléaires	34
2.3	Supercellule utilisées pour le calcul des propriétés nucléaires des mécanismes de contrôle de la réactivité.	36
2.4	Disposition des mécanismes de contrôle de la réactivité	37
2.5	Vue supérieure d'un contrôleur liquide composé de deux zones. . . .	39
2.6	Position des contrôleurs liquide	40
2.7	Barre de contrôle solide.	43
2.8	Caractéristique intégrale de la barre.	44
2.9	Effet du combustible appauvri et des mécanismes de contrôle sur la distribution du flux.	46
2.10	Réactivité négative introduite par les bancs de barres de compensation	54
3.1	Composante axiale et radiale du laplacien preservant le rapport constant ($\frac{B_z^2}{B^2}$) par rapport au laplacien global.	58
3.2	Variation de la réactivité en fonction de la concentration de Bore au démarrage.	60
3.3	Variation de la réactivité en fonction de la densité du caloporteur .	61
3.4	Variation de la réactivité en fonction de l'enrichissement du combustible	63
3.5	Distribution de flux selon le spectre d'énergie des neutrons	64

3.6	Comportement du flux lors d'une vidange complète du coeur.	66
3.7	Distribution du flux sur la Ligne "L" au plan axial No 5.	67
3.8	Distribution du flux thermique avec coefficients directionnels et avec coefficients adirectionnels (Ligne "L" plan axial No 5) pour un coeur neuf.	68

LISTE DES ANNEXES

A	Table d'intégration.	77
B	Carte du flux du coeur avec les mécanismes de contrôle.	78
C	Carte du flux du coeur entier.	79
D	Carte du flux avec vidange de mi-coeur	80

INTRODUCTION

Le calcul de design constitue une des étapes principales dans la conception d'un réacteur nucléaire. Ces calculs, très importants du point de vue de la sûreté du réacteur, permettent d'établir les différents intervalles d'exploitation normale, ainsi que les conséquences possibles des événements ou des accidents, par exemple: la vidange d'un canal, la vidange du coeur, etc.

Dans un réacteur CANDU (CANada Deutérium Uranium), une des particularités dont il faut tenir compte pendant le design est la diversité et le grand nombre de mécanismes de contrôle de la réactivité qui existent dans le coeur.

Les barres de compensation destinées à aplatir la distribution spatiale du flux, c'est-à-dire, obtenir un "burnup" moyen de sortie le plus uniforme possible, jouent un rôle primordial pendant un arrêt. Le retrait des barres du coeur fournit un gain de réactivité positive capable de démarrer le réacteur dans le délai pré-établi et d'éviter ainsi l'empoisonnement par le xénon.

Les contrôleurs liquides jouent également un rôle important dans le réglage de la puissance globale, mais aussi de la puissance locale, pendant une perturbation comme celle provoquée par le rechargement d'un canal.

Durant le calcul de design, la position et l'apport en réactivité de chacun de ces mécanismes (considérés comme des poisons de contrôle parce qu'ils introduisent une réactivité négative au système), sont nécessaires au maintien d'un réacteur en équilibre stable. Il faut aussi considérer certaines configurations temporaires comme la présence du bore et du combustible appauvri que l'on introduit au premier démarrage du réacteur avec l'objectif d'aplatir aussi la distribution du flux neutronique.

Le but de notre travail consistera d'abord à représenter le plus fidèlement possible tous ces mécanismes dans un modèle numérique du coeur en nous servant du

code XSIMUL [1].

Les étapes suivantes sont ici présentées:

1. Récupération et analyse des données de cellules à l'aide de l'interface COM-PO;
2. Calculs de supercellules pour les mécanismes (barres de compensation et contrôleurs liquides);
3. Validation des effets en réactivité des mécanismes pour un coeur neuf.

Finalement, on fera une simulation numérique dans le cas d'une vidange du coeur.

Dans cette étude, on tiendra compte des effets de diffusion directionnels, ainsi que de l'influence de différents paramètres locaux lorsque la vidange se produit. Cependant, on considérera que la vidange se produit très lentement ou très rapidement de façon à négliger les effets de température.

On analysera aussi l'influence de la concentration de bore dans le modérateur, ainsi que le degré d'enrichissement du combustible sur la réactivité du système lorsque la vidange du coeur.

CHAPITRE 1

Description de l'approche *B1* homogène et hétérogène.

1.1 Rappels théoriques sur l'équation de transport.

L'équation de Boltzman décrivant le comportement d'une population neutronique indépendante du temps, dans un élément de volume d^3r entourant le point $\vec{r}$, dans l'intervalle d'énergie dE autour de E , d'angle solide $d^2\Omega$ entourant la direction $\vec{\Omega}$ peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = & \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E') \\ & \times \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \int_{4\pi} d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \end{aligned} \quad (1.1)$$

où les différents termes désignent:

- $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: le flux angulaire au point $\vec{r}$, dans la direction $\vec{\Omega}$ et à l'énergie E .
- $\Sigma_t(\vec{r}, E)$: la section efficace macroscopique totale au point $\vec{r}$, à l'énergie E .
- $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')$: la section efficace macroscopique de transfert au point $\vec{r}$, de l'angle $\vec{\Omega}'$ vers $\vec{\Omega}$, et de l'énergie E' vers l'énergie E .
- $\Sigma_f(\vec{r}, E')$: la section efficace de fission au point $\vec{r}$, à l'énergie du neutron incident E' .
- $\nu(E')$: le nombre de neutrons produit par neutron incident d'énergie E' .
- $\chi(E)$: le spectre d'énergie des neutrons.

Dans cette équation, nous supposons que le spectre ne dépend pas de l'énergie du neutron incident, et de plus, qu'il n'a pas de dépendance spatiale, on pourra normaliser le spectre des neutrons de la façon suivante:

$$\int_0^\infty \chi(E) dE = 1$$

Dans la plupart des cas, la solution de cette équation n'est pas directement possible parce que la configuration n'est pas critique. On modifiera alors le terme de source de fission en introduisant un élément (K_{eff}) de façon à garder le bilan neutronique comme étant:

$$Q_f(\vec{r}, E) = \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \int_{4\pi} d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \quad (1.2)$$

où:

K_{eff} est la constante de multiplication effective (inverse de la valeur propre) de l'équation de transport. Cette valeur est introduite pour garder la balance neutronique.

Il peut se présenter trois cas différents en fonction de la valeur de K_{eff} :

- Soit la population de neutrons augmente avec le temps à cause de l'importance du taux de production par rapport au taux de disparition.

Milieu multiplicateur sur-critique $K_{\text{eff}} > 1$ ($\Delta\rho > 0$).

- Soit la population de neutrons est stationnaire à cause de l'égalité entre le taux de production et le taux d'absorption.

Milieu multiplicateur critique $K_{\text{eff}} = 1$ ($\Delta\rho = 0$).

- Soit la population de neutrons décroît avec le temps à cause de l'importance du taux d'absorption par rapport au taux de production.

Milieu multiplicateur sous-critique $K_{\text{eff}} < 1$ ($\Delta\rho < 0$).

On obtient alors une solution fondamentale de l'équation de transport. On verra plus loin que ce n'est pas la seule façon de rétablir la balance neutronique.

Les premiers modes angulaires du flux neutronique ont une grande importance.

La composante isotropique est appelée "*flux scalaire*" et elle est définie par:

$$\Phi(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (1.3)$$

Le premier mode anisotropique (anisotropie linéaire) est appelée "*courant fondamental*" et est définie par:

$$\vec{J}(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (1.4)$$

Il est usuel de développer la section de transfert qui ne dépend généralement que de l'angle de diffusion $\mu = \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}'$ [2].

On peut faire un développement en polynômes de Legendre de cette section. Un tel développement est à priori illimité, mais en général on ne considère que les premiers modes, par exemple, si on limite le développement à l'ordre linéaire on a:

$$\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') = \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') = \frac{1}{4\pi} \left[\Sigma_{s0}(\vec{r}, E \leftarrow E') + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' \right] \quad (1.5)$$

Dans ce cas, l'équation de transport se simplifie et on pourra l'écrire comme étant:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = Q_f(\vec{r}, E) + \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dE' \left[\Sigma_{s0}(\vec{r}, E \leftarrow E') \Phi(\vec{r}, E') + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E') \right] \quad (1.6)$$

Pour résoudre l'équation de transport, il existe plusieurs méthodes dont nous résumerons les principales maintenant.

1.2 L'approche P_1 .

On a déjà développé en polynômes de Legendre la section efficace de transfert (jusqu'à l'ordre 1 de façon à considérer le choc linéairement anisotropique) dans l'équation précédente.

On prendra ses deux premiers moments, c'est à dire, qu'on va intégrer sur tous les angles possibles pour obtenir le moment d'ordre 0 (*équation de conservation*)

reliant le flux et le courant et l'on va intégrer aussi sur tous les angles possibles après avoir multiplié par $\vec{\Omega}$ pour obtenir le moment d'ordre 1, et ce de façon à fermer le système.

On limitera maintenant également le développement du flux à l'ordre linéaire comme suit:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \frac{1}{4\pi} [\Phi(\vec{r}, E) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E)] \quad (1.7)$$

Si on remplace l'équation (1.7) dans l'équation (1.6) on obtient:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \left\{ \frac{1}{4\pi} [\Phi(\vec{r}, E) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E)] \right\} + \Sigma(\vec{r}, E) \left\{ \frac{1}{4\pi} [\Phi(\vec{r}, E) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E)] \right\} = Q_f(\vec{r}, E) + \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dE' [\Sigma_{s0}(\vec{r}, E \leftarrow E') \Phi(\vec{r}, E') + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E')] \quad (1.8)$$

En intégrant sur tous les angles solides, on peut écrire l'équation de conservation (voir annexe: formules A.1 et A.2) comme suit:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E) + \Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) = Q_f(\vec{r}, E) + \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(\vec{r}, E \leftarrow E') \Phi(\vec{r}, E') \quad (1.9)$$

De la même façon, si on multiplie l'équation (1.8) par $\vec{\Omega}$ et on intègre sur tous les angles solides, on obtiendra le moment d'ordre 1:

$$\Sigma(\vec{r}, E) \vec{J}(\vec{r}, E) + \frac{1}{3} \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \vec{J}(\vec{r}, E') \quad (1.10)$$

On aura alors un système d'équations fermé avec deux types d'inconnues soient le flux scalaire et le courant. Il est aussi possible en gardant plus de termes dans les développements angulaires de former des approximations d'ordre supérieur ($P_2, P_3, \dots, P_n$)

On a laissé de côté l'approche P_n parce qu'elle ne tient pas compte de l'effet des fuites de neutrons qui se propagent d'une cellule à l'autre, et notre objectif est justement d'analyser leur comportement lorsqu'il y a eu une perte de caloporteur.

1.3 L'approche B_1 .

1.3.1 Le modèle du mode fondamental homogène.

Ce modèle considère que le flux neutronique angulaire $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ en tout point du réacteur est factorisable en un produit d'une distribution macroscopique $\psi(\vec{r})$ indépendante des coordonnées de vitesse du neutron qui représenterait la courbure du réacteur en entier et d'une distribution microscopique $\varphi(E, \vec{\Omega})$ indépendante des coordonnées d'espace du neutron.

Cette distribution macroscopique $\psi(\vec{r})$ est ordinairement choisie comme une solution de l'équation de Helmotz [3]:

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + B^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.11)$$

où $B^2 = |\vec{B}|^2$

B^2 est appelé le laplacien géométrique puisqu'il permet (en résolvant le problème de Sturm-Liouville avec $\psi(r)|_s = 0$) d'obtenir les dimensions qui rendent un réacteur fini homogène critique, soient par exemple pour un cylindre nu homogène:

$$B_{hom}^2 = B^2(r) + B^2(z) = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{Z}\right)^2 \quad (1.12)$$

avec R et Z le rayon et la longueur du réacteur.

Il est toute fois commun de recourir aux distances extrapolées puisque le flux ne s'annule pas strictement à la frontière (voir plus loin les dimensions choisies dans figure 2.6). On peut donc dire que le module du vecteur laplacien augmente lorsque les dimensions du réacteur diminuent, c'est à dire, qu'à la limite, nous serions en présence d'un réacteur sans fuites ($B^2 = 0$) dans le cas du réacteur infini.

La solution de l'équation (1.11) a une forme théorique bien connue:

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0 e^{\pm i \vec{B} \cdot \vec{r}}$$

Évidemment, la valeur obtenu en (1.12) n'est valable que pour un réacteur homogène, ce qui n'est pas le cas en générale.

On représentera donc le flux neutronique angulaire $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ par la forme générale suivante dans le cas du mode fondamental[2]:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \varphi(\vec{B}, \vec{\Omega}, E) e^{-i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.13)$$

Si l'on substitue le flux neutronique angulaire par cette expression dans l'équation du transport (1.6) en supposant que les sections efficaces ne dépendent pas de l'espace, on obtient dans un milieu infini homogène:

$$(\Sigma(E) - i\vec{B} \cdot \vec{\Omega})\varphi(\vec{B}, \vec{\Omega}, E) = \frac{1}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \chi(E) \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(\vec{B}, E') + \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dE' \left\{ \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(\vec{B}, E') + 3\Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{B}, E') \right\} \quad (1.14)$$

En fonction d'une valeur imposée de K_{eff} , on peut montrer qu'il existe toujours une solution non nulle à cette équation pour une valeur du vecteur laplacien qu'on appellera le "*laplacien critique*".

Normalement, on choisit $K_{\text{eff}} = 1.0$ pour un tel calcul homogène de laplacien critique. Dans ce cas, l'équation (1.14), après son intégration sur les angles solides, prendra la forme suivante (*équation de conservation*):

$$\Sigma(E) \varphi(\vec{B}, E) - i\vec{B} \cdot \vec{J}(\vec{B}, E) = \int_0^\infty dE' \left\{ \chi(E) \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(\vec{B}, E') + \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(\vec{B}, E') \right\} \quad (1.15)$$

En intégrant une nouvelle fois l'équation (1.14) dans tous les angles solides, mais après avoir divisé par $\Sigma(E) - i\vec{B} \cdot \vec{\Omega}$ (voir annexe: formules A.3 et A.4) [2] on obtient une deuxième équation:

$$\varphi(\vec{B}, E) = \int_0^\infty dE' \left\{ \alpha(B, \Sigma) \left[\frac{\Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(\vec{B}, E') + \chi(E) \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(\vec{B}, E')}{3i\beta(B, \Sigma) B \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{B}, E')} \right] + \right\} \quad (1.16)$$

où les paramètres α et β seront définis par:

$$\alpha(B, \Sigma(E)) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{B} \arctan \frac{B}{\Sigma(E)} \dots si \dots B^2 \geq 0 \\ \frac{1}{2iB} \ln \left[\frac{\Sigma(E)+iB}{\Sigma(E)-iB} \right] \dots si \dots B^2 < 0 \end{array} \right\}$$

$$\beta(B, \Sigma(E)) = \frac{1}{B^2} [1 - \Sigma(E)\alpha(B, \Sigma(E))]$$

Dans l'approximation multigroupe, ces deux équations forment un système qu'il est possible de résoudre. De plus, comme nous sommes en présence d'un milieu infini homogène, la direction du laplacien n'aura pas d'importance.

1.3.1.1 Définition du coefficient de fuite

De la même façon qu'on a défini précédemment le flux scalaire et le courant neutronique, il est possible de définir un flux fondamental et un courant fondamental par:

$$\varphi(B, E) = \varphi(\vec{B}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \varphi(\vec{B}, \vec{\Omega}, E)$$

$$j(B, E) = \frac{\vec{B}}{B} \cdot \vec{J}(\vec{B}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \varphi(\vec{B}, \vec{\Omega}, E)$$

On pourra donc, définir un coefficient qui caractérisera le taux de fuites dans l'équation du transport (1.6) comme suit:

$$d(B, E) = \frac{1}{iB} \frac{j(B, E)}{\varphi(B, E)} \quad (1.17)$$

Si l'on remplace ce coefficient dans l'équation (1.15) on obtient:

$$[\Sigma(E) + B^2 d(B, E)] \varphi(B, E) = \int_0^\infty dE' [\chi(E)\nu(E')\Sigma_f(E')\varphi(B, E') + \Sigma_{s0}(E \leftarrow E')\varphi(B, E')] \quad (1.18)$$

En remplaçant ces équations dans l'équation (1.16) et en tenant compte de l'équation (1.15), on peut écrire:

$$\varphi(B, E) = \left\{ \frac{\alpha(B, \Sigma(E)) [\Sigma(E) + B^2 d(B, E)] \varphi(B, E) -}{3\beta(B, \Sigma(E)) B^2 \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \varphi(B, E')} \right\} \quad (1.19)$$

Regroupant les termes l'équation (1.19) peut s'écrire comme étant:

$$\left[\frac{1 - \Sigma(E) \alpha(B, \Sigma(E))}{B^2} \right] \varphi(B, E) = \alpha(B, \Sigma(E)) d(B, E) \varphi(B, E) - \frac{3\beta(B, \Sigma(E)) \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \varphi(B, E')}{3\beta(B, \Sigma(E)) \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \varphi(B, E')} \quad (1.20)$$

Finalement on pourra réécrire dans l'équation (1.20) le coefficient de fuite comme étant:

$$d(B, E) = \frac{\beta(B, \Sigma(E))}{\alpha(B, \Sigma(E))} \left\{ 1 + 3 \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \varphi(B, E') \right\} \quad (1.21)$$

Si l'on introduit un terme $\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right)$ comme étant ([2]):

$$\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right) = 3\Sigma \frac{\beta(B, \Sigma)}{\alpha(B, \Sigma)} = \frac{3\Sigma}{B} \left(\frac{1 - \frac{\Sigma}{B} \arctan \frac{B}{\Sigma}}{\arctan \frac{B}{\Sigma}} \right) \quad (1.22)$$

où on pourra utiliser le développement limité du terme $\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right)$ comment étant:

$$\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right) = \left(1 + \frac{4}{15} \left(\frac{B}{\Sigma} \right)^2 - \frac{12}{175} \left(\frac{B}{\Sigma} \right)^4 \dots \right)^{-1}$$

Alors l'approximation B_0 du coefficient de fuite s'écrira comme suit étant donné que $\Sigma_{s1} = 0$

$$d(B, \Sigma) = \frac{\beta(B, \Sigma)}{\alpha(B, \Sigma)} = \frac{\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right)}{3\Sigma} \quad (1.23)$$

1.3.2 Le modèle du mode hétérogène.

La principale caractéristique du modèle du mode fondamental est de négliger la structure interne des cellules, c'est à dire, qu'on néglige le cas où il aurait des cavités longitudinales dans la cellule et où les fuites directionelles seraient différentes. Il se

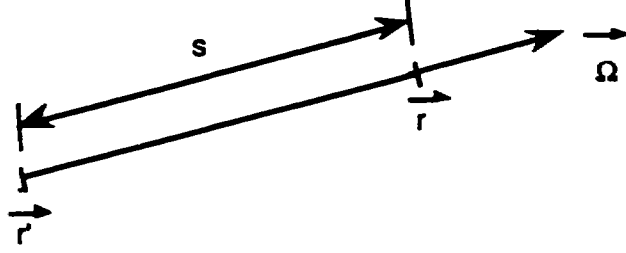


Figure 1.1: Distance parcourue par un neutron entre deux points d'un milieu hétérogène

produira aussi un courant net de neutrons directionel si la cellule en question n'est pas symétrique.

C'est précisément pour mieux tenir compte de ces effets que le modèle du mode fondamental hétérogène a été crée [4] [5].

Afin de décrire ce modèle hétérogène, on utilisera l'équation du transport dans sa formulation intégrale de la manière suivante:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_0^\infty ds Q(\vec{r} - S\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \times e^{-\tau(S, E)} \quad (1.24)$$

où l'on définit le parcours optique τ comme étant:

$$\tau(S, E) = \int_0^S ds' \Sigma(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, E)$$

tels que:

$e^{-\tau(S, E)}$ est la probabilité qu'un neutron secondaire émis au point $\vec{r}'$ traverse la distance S jusqu'au point $\vec{r}$ dans la direction $\vec{\Omega}$ sans subir de collision, Q étant la source (figure 1.1).

En considérant que les neutrons sont monocinétiques pour simplifier ici la présentation, on pourra exprimer le mode fondamental hétérogène comme une solution du type:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B}) = \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B}) \times e^{-i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.25)$$

En remplaçant cette solution dans l'équation du transport (1.6) une fois la section de transfert développée jusqu'à l'ordre 1 on obtient:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B}) + [\Sigma(\vec{r}) + i\vec{B} \cdot \vec{\Omega}] \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B}) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \left[\Sigma_0(\vec{r}) + \frac{\chi}{K_{\text{eff}}} \nu \Sigma_f(\vec{r}) \right] \varphi(\vec{r}, \vec{B}) + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}) \vec{\Omega} \cdot \vec{j}(\vec{r}, \vec{B}) \right\} \quad (1.26)$$

où:

$\varphi(\vec{r}, \vec{B})$ et $\vec{j}(\vec{r}, \vec{B})$ seront le flux et le courant intégrés sur tous les angles solides et qu'on peut écrire comme:

$$\varphi(\vec{r}, \vec{B}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B})$$

$$\vec{j}(\vec{r}, \vec{B}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B})$$

On peut faire un développement de $\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B})$ en polynômes jusqu'à l'ordre $0(B^2)$; ceci conduit à chercher la solution de l'équation (1.26) comme ayant la forme d'une partie réelle plus une partie imaginaire [6]:

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{B}) = \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) - i\vec{B} \cdot \vec{\psi}_a(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) - i \sum_{k=1}^3 B_k \psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (1.27)$$

Si l'on remplace cette solution proposée dans l'équation (1.26) et que l'on sépare la partie réelle de la partie imaginaire, on aura un système de deux équations: une pour la partie réelle avec un terme imaginaire dans le membre droit, un autre équation pour la partie imaginaire avec un terme réel aussi dans le membre droit:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \left[\Sigma_0(\vec{r}) + \frac{\chi}{K_{\text{eff}}} \nu \Sigma_f(\vec{r}) \right] \varphi_s(\vec{r}) + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}) \vec{\Omega} \cdot \vec{j}_s(\vec{r}) \right\} - \vec{B}^2 \vec{\Omega} \psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (1.28)$$

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \left[\Sigma_0(\vec{r}) + \frac{\chi}{K_{\text{eff}}} \nu \Sigma_f(\vec{r}) \right] \varphi_{ak}(\vec{r}) + 3\Sigma_{s1}(\vec{r}) \vec{\Omega} \cdot \vec{j}_{ak}(\vec{r}) \right\} - \Omega_k \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (1.29)$$

où:

$\varphi_{a_k}(\vec{r})$ et $\vec{j}_{a_k}(\vec{r})$ seront le flux et le courant imaginaire intégrés sur tous les angles solides et que l'on peut écrire comme:

$$\varphi_{a_k}(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \psi_{a_k}(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

$$\vec{j}_{a_k}(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \psi_{a_k}(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

En considérant que $\psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{\varphi_s(\vec{r})}{4\pi}$ et $\psi_{a_k}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{3j_{a_kk}(\vec{r})\Omega_k}{4\pi}$ aussi qu'en tenant compte de l'expression (1.22) du modèle homogène, on pourra simplifier les deux dernières équations (voir annexe: formule A.5)

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \hat{\Sigma}_0(\vec{r}) \varphi_s(\vec{r}) - 3 \sum_{k=1}^3 B_k^2 \Omega_k^2 j_{a_kk}(\vec{r}) \right\} \quad (1.30)$$

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi_{a_k}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \psi_{a_k}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma_H} \right)}{4\pi} \left\{ \hat{\Sigma}_1(\vec{r}) \Omega_k j_{a_kk}(\vec{r}) + \Omega_k \varphi_s(\vec{r}) \right\} \quad (1.31)$$

où [7]:

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_0(\vec{r}) &= \Sigma_0(\vec{r}) + \frac{\chi}{K_{eff}} \nu \Sigma_f(\vec{r}) \\ \hat{\Sigma}_1(\vec{r}) &= \Sigma_{s1}(\vec{r}) - 3 \left[\frac{1 - \Lambda \left(\frac{B}{\Sigma_H} \right)}{\Lambda \left(\frac{B}{\Sigma_H} \right)} \right] (\Sigma_H - \Sigma(\vec{r}))^1 \end{aligned}$$

Si $\Psi(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$ est le flux angulaire sur une surface ∂D d'un domaine borné D , R_s la longueur du segment entre le point $\vec{r}$ et le point $\vec{r}_s$ (sur la surface ∂D) et $\vec{n}$ le vecteur normal unitaire entrant (figure 1.2), on pourra écrire le flux réel et le flux imaginaire interne sous la forme de deux équations intégrales [2] [6]:

$$\psi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \psi_s(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) \times e^{-\tau(R_s)} + \frac{1}{4\pi} \int_0^{R_s} ds \left\{ (\hat{\Sigma}_0(\vec{r}) - 3 \sum_{k=1}^3 B_k^2 \Omega_k^2 d_k(\vec{r})) \varphi_s(\vec{r}) \right\} \times e^{-\tau(s)} \quad (1.32)$$

$$\psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \psi_{ak}(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) \times e^{-\tau(R_s)} + \frac{\Lambda \left(\frac{B}{S} \right)}{4\pi} \int_0^{R_s} ds \left\{ \sum_1 (\vec{r}') j_{akk}(\vec{r}') + \varphi_s(\vec{r}') \right\} \Omega_k \times e^{-\tau(s)} \quad (1.33)$$

où:

$d_k(\vec{r})$ est le coefficient de fuites directionel qu'on peut écrire comme étant:

$$d_k(\vec{r}) = \frac{j_{akk}(\vec{r})}{\varphi_s(\vec{r})}$$

$$\vec{r}' = \vec{r} - S\vec{\Omega}$$

$$\vec{r}'_s = \vec{r} - R_s\vec{\Omega}$$

1.3.2.1 Traitement pour la composante réelle du flux

Si l'on intègre dans tous les angles solides, l'équation (1.32) en considérant le terme de source égal à $Q(\vec{r}')$, on obtient:

$$\varphi_s(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \psi_s(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) \times e^{-\tau(R_s)} + \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \int_{ID} ds Q(\vec{r}') \times e^{-\tau(s)} \quad (1.34)$$

De même en tenant compte du changement de variable fait plus haut $\vec{r}' = \vec{r} - S\vec{\Omega}$ avec:

$$d^3r' = S^2 d^2\Omega ds$$

$$d^2r'_s = \frac{S^2 d^2\Omega}{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-}$$

L'équation du flux pourra s'écrire comme étant:

$$\varphi_s(\vec{r}) = \int_{\partial D} d^2r'_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) \frac{\psi_{s-}(\vec{r}'_s, \vec{\Omega})}{S^2} \times e^{-\tau(R_s)} + \frac{1}{4\pi} \int_D d^3r' \frac{Q(\vec{r} - S\vec{\Omega})}{S^2} \times e^{-\tau(s)} \quad (1.35)$$

Il est possible aussi d'obtenir le flux angulaire sortant $\psi_{s+}(\vec{r}, \vec{\Omega})$ par la surface ∂D en remplaçant $\vec{r} = \vec{r}_s$ dans l'équation (1.32) à l'exception du fait qu'il faudrait

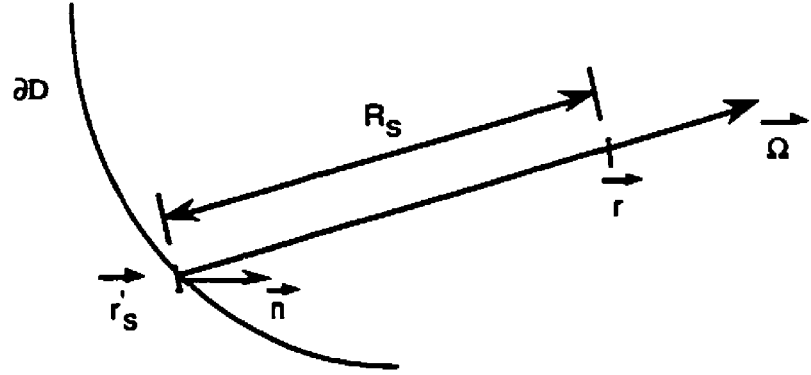


Figure 1.2: Distance parcourue par un neutron sur une surface.

multiplier par $(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+)$. Finalement en intégrant sur les directions sortant $\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+ > 0$ on obtient:

$$\int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+ > 0} d^2\Omega (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) \psi_{s+}(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+ > 0} d^2\Omega (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) \times \psi_{s-}(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) \times e^{-\tau(R_s)} + \frac{1}{4\pi} \int_D d^3r' (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) \frac{Q(\vec{r}_s - S\vec{\Omega})}{S^2} \times e^{-\tau(S)} \quad (1.36)$$

Si l'on considère l'uniformité des sources et des flux de surface on peut écrire:

$$\pi \varphi_{s+}(\vec{r}_s) = \sum_{\alpha} \varphi_{-\alpha} \int_{S_{\alpha}} d^2r'_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) \frac{e^{-\tau(R_s)}}{S^2} + \frac{1}{4\pi} \sum_i Q_i \int_{V_i} d^3r' (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) \frac{e^{-\tau(S)}}{S^2} \quad (1.37)$$

Considérons une subdivision du domaine D en sous-volumes V_i et de la surface ∂D en sous-surface S_{α} . On supposera que les sources de neutrons secondaires sont uniformes et égales à $Q_i(\vec{r}_i)$ sur chaque sous-volume V_i [2].

Dans le cas d'un flux angulaire de surface isotrope sur ∂D l'équation (1.35) peut s'écrire :

$$\varphi_s(\vec{r}) = \sum_{\alpha} \varphi_{-\alpha} \int_{S_{\alpha}} d^2r'_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) \frac{e^{-\tau(R_s)}}{S^2} + \frac{1}{4\pi} \sum_i \left\{ \hat{\Sigma}_{0,i} - \sum_k B_k^2 J_{akk,i} \right\} \int_{V_i} d^3r' \frac{e^{-\tau(S)}}{S^2} \quad (1.38)$$

Si l'on définit les courants d'interface isotropes sur chaque sous-surface S_α comme $J_{-\alpha} = \pi S_\alpha \varphi_{-\alpha}$ et $J_{+\beta} = \pi S_\beta \varphi_{+\beta}$, et si l'on multiplie l'équation (1.38) par $\Sigma(\vec{r})$ et si on intègre sur le sous-volume V_j on obtiendra:

$$V_j \Sigma_j \varphi_{s,j} = \sum_{\alpha} J_{-\alpha} P_{S_{\alpha}j} + \sum_i Q_i V_i P_{ij} \quad (1.39)$$

$$V_j \Sigma_j \varphi_{s,j} = \sum_{\alpha} J_{-\alpha} P_{S_{\alpha}j} + \sum_i V_i \left[\sum_{k,i}^{\wedge} P_{ij} \varphi_{s,i} - \sum_k B_k^2 P_{ij,k} j_{\alpha k k,i} \right] \quad (1.40)$$

où [8]:

P_{ij} est la probabilité pour un neutron né dans le sous-volume i d'avoir son premier choc dans le sous-volume j

P_{sj} est la probabilité de pénétration définie comme étant

$$P_{ij,k} = \frac{\Sigma_j}{V_i} \int_{V_i} d^3 r' \int_{V_j} d^3 r \frac{e^{-\tau(s)}}{4\pi S^2} 3\Omega_k^2$$

$$P_{sj,k} = \frac{\Sigma_j}{\xi_k S_\alpha} \int_{V_i} d^3 r' \int_{S_\alpha} d^3 r'_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) \frac{e^{-\tau(r',r'_s)}}{\pi S^2} 3\Omega_k^2$$

$$\sum_{k=1}^3 P_{ij,k} = 3P_{ij} \quad (1.41)$$

où:

$$\xi_k = \frac{3}{\pi S_\alpha} \int_{S_\alpha} d^2 r_s \int_{2\pi} d^2 \Omega \Omega_k^2 |\vec{\Omega} \cdot \vec{n}|$$

$$\sum_k \xi_k = 3$$

Après intégration sur la sous-surface S_β de l'équation (1.37) on peut écrire:

$$J_{+\beta} = \sum_{\alpha} P_{s_{\alpha}\beta} + \sum_i Q_i V_i P_{is\beta}$$

$$J_+ = J_- P_{s_\alpha s_\beta} + \sum_i V_i \left(\hat{\Sigma}_{0,i} P_{is_\beta} \varphi_{s,i} - \sum_k B_k^2 P_{is_\beta, k} j_{akkt,i} \right) \quad (1.42)$$

où:

$P_{s_\alpha s_\beta}$ (probabilité de transmission) et P_{is_β} (la probabilité de fuite) sont définies par:

$$P_{s_\alpha s_\beta k} = \frac{1}{\xi_k S_\alpha} \int_{s_\alpha} d^2 r'_s \int_{s_\beta} d^2 r_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_-) \frac{e^{-\tau(r'_s, r_s)}}{\pi S^2} 3\Omega_k^2$$

$$P_{is_\beta k} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3 r' \int_{s_\beta} d^2 r_s (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_+) \frac{e^{-\tau(r', r_s)}}{4\pi S^2} 3\Omega_k^2$$

On peut ajouter une troisième relation soit la conservation du courant aux surface externes, aux deux autres équation déjà obtenues (1.40 et 1.42) pour former un système de trois équations:

$$J_+ = J_- \quad (1.43)$$

On observe que les relations de réciprocité et de conservation suivantes sont satisfaites:

$$\begin{aligned} P_{ij,k} V_i &= P_{ji,k} V_j \\ P_{s_\alpha j} S_\alpha &= 4V_j P_{js_\alpha} \\ P_{is,k} &= 1 - \sum_j P_{ij,k} \\ P_{ss,k} &= 1 - \sum_j P_{sj,k} \end{aligned}$$

1.3.2.2 Traitement pour la composante imaginaire du flux

On peut obtenir le moment d'ordre 1 de l'équation (1.33) si l'on intègre sur tous les angles solides après avoir multiplié par Ω_k (voir annexe: A.6) comme étant:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{g}_{ak}(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}) j_{akkt}(\vec{r}) = \frac{1}{3} \Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right) [\Sigma_1(\vec{r}) j_{akkt}(\vec{r}) + \varphi_s(\vec{r})] \quad (1.44)$$

où le nouveau vecteur $\vec{g}_{ak}$ sera égal à:

$$\vec{g}_{ak} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \psi_{ak}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} \Omega_k$$

On procèdera de la même façon que pour le flux angulaire réel, mais cette fois-ci nous allons considérer cette composante Ω_k . En tenant compte du fait que le flux angulaire imaginaire $\psi_{ak-}(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$ est asymétrique par rapport à la direction de k et en remplaçant le courant j par le moment G_k après normalisation, on peut écrire un système aussi de trois équations [6]:

$$\Sigma_j V_j j_{akk,j} = \frac{1}{3} \Lambda \left(\frac{B}{\Sigma_H} \right) \sum_i V_i \left[\hat{\Sigma}_{1,i} j_{akk,i} + \varphi_{s,i} \right] P_{ij,k} + G_{k-} P_{sj,k} \quad (1.45)$$

$$G_{k+} = G_{k-} P_{ss,k} + \frac{1}{3} \Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right) \sum_i V_i \left[\hat{\Sigma}_{1,i} j_{akk,i} + \varphi_{s,i} \right] P_{is,k} \quad (1.46)$$

et

$$G_{k-} = G_{k+} \quad (1.47)$$

En éliminant les courants J_+ , J_- , et les moments G_{k-} et G_{k+} du système d'équation (1.40, 1.42, 1.43, 1.45, 1.46, 1.47) le modèle s'écrira:

$$V_j \Sigma_j \varphi_{s,j} = \sum_i V_i \left[\hat{\Sigma}_{0,i} \tilde{P}_{ij} \varphi_{s,i} - \sum_k B_k^2 P_{ij,k}^* j_{akk,i} \right]$$

$$V_j \Sigma_j j_{akk,j} = \frac{1}{3} \Lambda \left(\frac{B}{\Sigma} \right) \sum_i V_i \left[\hat{\Sigma}_{1,i} j_{akk,i} + \varphi_{s,i} \right] \tilde{P}_{ij,k}$$

où l'on définira les probabilités modifiées comme:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{ij} &= P_{ij} + P_{is} (I - P_{ss})^{-1} P_{sj} \\ \tilde{P}_{ij,k} &= P_{ij,k} + P_{is,k} (I - P_{ss,k})^{-1} P_{sj,k} \\ P_{ij,k}^* &= P_{ij,k} + P_{is,k} (I - P_{ss})^{-1} P_{sj} \end{aligned}$$

1.4 Calcul de transport multigroupe.

Étant donné l'impossibilité de résoudre analytiquement l'équation du transport dû à sa non linéarité, on a souvent recours à une discrétisation en énergie, de telle sorte qu'on utilise usuellement la formulation multigroupe pour la résoudre. Ce découplage en énergie permet de simplifier la magnitude du problème qui autrement serait continue en énergie. Dans cette forme, les sections efficaces sont disponibles pour un nombre limité G de groupes d'énergie, par exemple dans la librairie Winfrith à 69 groupes.

Le domaine des énergies ($0 < E < E_0$) est découpé en intervalles des énergie W_g , de telle sorte que:

$$W_g = \{E_g, E_g \leq E < E_{g-1}\}$$

où:

$$g = 1, \dots, G$$

$E_0 = 10 \text{ MeV}$ (la valeur maximum possible des neutrons émis par fission).

L'équation de transport(1.1) en théorie multigroupe en supposant l'isotropie de la diffusion s'écrit pour un problème de type K_{eff} comme étant:

$$[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_{t,g}(\vec{r})] \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{K_{\text{eff}}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,g'}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) \quad (1.48)$$

Dans les calculs de cellule pour tenir compte des effets de l'anisotropie linéaire, les sections efficaces totales et la section de transfert d'une groupe à lui-même sont souvent "corrigées transport". Ainsi, lorsqu'on applique la correction de transport on transforme ces sections dans l'équation (1.48) par des sections qui seront utilisée dans le calcul de diffusion (voir plus loin) comme étant:

$$\Sigma_{t,g} \leftarrow \Sigma_{tr,g}$$

$$\Sigma_{s,g \leftarrow g'} \leftarrow \Sigma_{s,0,g \leftarrow g}$$

où $\Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ sera la section efficace de transfert du groupe g' avec un angle $\vec{\Omega}'$ vers le groupe g avec un angle $\vec{\Omega}$.

1.5 Homogénéisation et condensation des propriétés sur la cellule.

1.5.1 Homogénéisation des propriétés.

L'objectif de l'homogénéisation est de faire une pâte homogène de telle sorte qu'on pourrait distribuer de façon uniforme dans tout le volume les propriétés nucléaires du milieu, ce qui s'avère très efficace dans le calcul de cellule d'un réseau multiplicateur.

Soit $R_x(E)$ le taux de réaction de type x à l'énergie E , dans un volume V caractérisé par une section efficace macroscopique $\Sigma_x(\vec{r}, E)$ telle que:

$$R_x(E) = \int_V d^3r \Sigma_x(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) \quad (1.49)$$

Si l'on fait une pondération par le flux de la section efficace x on pourra écrire la section efficace homogénéisée correspondante comme étant:

$$\Sigma_x(E) = \sum_i \frac{\int_V d^3r \sigma_x^i(E) N^i(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, E)}{\int_V \Phi(\vec{r}, E) d^3r} \quad (1.50)$$

où:

σ_x^i est la section efficace microscopique de type x de l'isotope i

N^i est la concentration de l'isotope i .

1.5.2 Condensation multigroupe.

Définissons certaines magnitudes qu'il faudra condenser sur chaque nouvelle intervalle ou groupe d'énergie comme le sont le "flux scalaire", le taux de réaction et le produit bilinéaire pour la section de transfert.

$$\langle \Phi(\vec{r}) \rangle_g = \sum_{g \in G} \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.51)$$

$$\langle \Sigma_x(\vec{r}), \Phi(\vec{r}) \rangle_g = \sum_{g \in G} \Sigma_{x,g}(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) \quad (1.52)$$

$$\langle \Sigma_s(\vec{r}), \Phi(\vec{r}) \rangle_{g \leftarrow h} = \sum_{g \in G} \sum_{h \in G} \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \quad (1.53)$$

Une fois qu'on a subdivisé le spectre d'énergie des neutrons, pour obtenir les sections efficaces moyennes de façon à préserver les taux de réaction dans la cellule il reste à pondérer par le flux du groupe d'énergie. De telle sorte qu'on pourra écrire:

$$\Sigma_{x,g}(\vec{r}) = \frac{\langle \Sigma_x(\vec{r}), \Phi(\vec{r}) \rangle_g}{\langle \Phi(\vec{r}) \rangle_g} \quad (1.54)$$

$$\Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}) = \frac{\langle \Sigma_s(\vec{r}), \Phi(\vec{r}) \rangle_{g \leftarrow h}}{\langle \Phi(\vec{r}) \rangle_h} \quad (1.55)$$

$$\nu \Sigma_{f,g}(\vec{r}) = \frac{\langle \nu \Sigma_f(\vec{r}), \Phi(\vec{r}) \rangle_g}{\langle \Phi(\vec{r}) \rangle_g} \quad (1.56)$$

1.6 Méthodologie du calcul des coefficients de fuites

1.6.1 Modèle B_1 homogène

L'objectif de cette méthode est de tenir compte des effets de fuites lors du calcul de cellule en transport. Une fois obtenues les sections de transport multigroupes autoprotégées, on introduira une section supplémentaire pour tenir compte des fuites. cette section de fuite se définit par:

$$\Sigma_{\Lambda,g} = d_g B^2 \quad (1.57)$$

où:

B^2 et d_g sont respectivement le laplacien géométrique et le coefficient de fuite du groupe g .

Dans DRAGON deux options sont possibles pour traiter cette section efficace:

- SIGS : dans ce cas, la section de fuite est soustraite de la section de transfert du groupe à lui-même,
- PNL : dans ce cas, les probabilités de collision calculées à partir des sections de transport sont multipliées par un facteur de non-fuite homogène dépendant du laplacien.

Cette dernière option (PNL) a été choisie car elle est plus stable numériquement. L'idée essentielle est de rétablir le bilan des taux de réactions, sans avoir à recalculer les probabilités de collision.

La stratégie itérative sera la suivante:

- calcul du flux et de la valeur propre, avec la première estimation de la section efficace et un B^2 initial pour la cellule homogénéisée,
- calcul d'un nouveau B^2 et du courant fondamental pour ensuite calculer le coefficient de fuite d_g ,
- nouvelle correction de la section efficace,
- fin des itérations: quand $K_{\text{eff}} = 1.0$

1.6.2 Modèle B_1 hétérogène

Dans ce cas, on tiendra la décomposition du laplacien total en fonction de la géométrie à traiter, c'est à dire:

$$B_{\text{het}}^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 \quad (1.58)$$

Étant donné la géométrie cartésienne de la cellule et de la géométrie cylindrique du réacteur dans nos calculs de cellule, on imposera une valeur initiale du laplacien radial B_r^2 pour accélérer la convergence:

$$B_x^2 = B_y^2 = \frac{1}{2} B_r^2$$

La procédure itérative sera similaire à celle du modèle homogène, sauf qu'on tiendra compte des effets directionnels dans le calcul de B_k^2 et de d_k , où $k = 1 \dots 3$, comment étant:

- calcul du flux et de la valeur propre, avec la première estimation de la section efficace et des B_k^2 initial,
- calcul des nouveaux B_k^2 et des courants directionnels pour ensuite calculer les coefficients de fuites d_k ,
- nouvelle correction de la section efficace,
- fin des itérations quand $K_{\text{eff}} = 1.0$

De cette façon on tiendra mieux compte des effets spatiaux des fuites. Pour mettre à jour les laplaciens B_k^2 , il y a plusieurs techniques possibles. Celle que nous avons utilisée consiste à préserver le rapport $\frac{B_x^2}{B_r^2}$, ce choix a été fait afin d'imposer une forme macroscopique la plus cohérente possible avec la géométrie du réacteur.

Avec ces considérations nous serions en mesure de passer au modèle du coeur en résolvant l'équation de diffusion. Auparavant, décrivons une méthodologie classique très simple qui s'avère très efficace pour observer le comportement des neutrons lorsqu'une vidange de caloporteur dans cellule se produite.

1.7 Bilan neutronique et formule des 4 facteurs.

Le facteur de multiplication infini est défini comme étant le produit des 4 facteurs qui décrivent la vie d'un neutron et est calculé comme suit:

$$K_{\infty} = \epsilon p \eta f \quad (1.59)$$

où:

- ϵ est le facteur de fission rapide,
- p est le facteur anti-trappe,
- η est le facteur de production thermique,
- f est le facteur d'utilisation thermique

Si nous tenons compte des effets de fuites d'une cellule à l'autre on peut écrire le facteur de multiplication du réseau de la forme suivante:

$$K_{\text{eff}} = \epsilon \eta p f \Lambda_r \Lambda_{th} \quad (1.60)$$

où:

- Λ_r est le facteur de fuites rapides défini comme étant la probabilité que le neutron reste dans le système pendant le ralentissement
- Λ_{th} est le facteur de fuites thermiques défini comme étant la probabilité que le neutron reste dans le système pendant la diffusion.

Le coefficient K_{∞} est aussi défini comme étant le rapport du nombre de neutrons de fission et du nombre de neutrons d'absorption de deux générations de neutrons consécutives.

$$K_{\infty} = \frac{\sum_{g=1}^G (\nu \Sigma_{fc} \Phi_c)_g}{\sum_{g=1}^G (\Sigma_{ac} \Phi_c + \Sigma_{anc} \Phi_{nc})_g} \quad (1.61)$$

Le coefficient K_{eff} étant défini comme le rapport du nombre de neutrons de fission entre deux générations de neutrons consécutives [9] en considérant les fuites, on peut l'écrire de la façon suivante:

$$K_{\text{eff}} = \frac{\sum_{g=1}^G (\nu \Sigma_{fc} \Phi_c)_g}{\sum_{g=1}^G (\Sigma_{ac} \Phi_c + \Sigma_{anc} \Phi_{nc} + \Sigma_{fuitec} \Phi_c + \Sigma_{fuite_{nc}} \Phi_{nc})_g} \quad (1.62)$$

avec:

- Φ_c le flux dans le combustible
- Φ_{nc} le flux en dehors du combustible
- Σ_f la section efficace macroscopique de fission dans la région considérée
- Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption dans la région considérée

Nous pouvons définir les quatre facteurs comme suit [10]:

- ϵ est défini comme le rapport entre le nombre total de neutrons produits par fission par neutrons de toutes les énergies et le nombre de neutrons produit par fission par les neutrons thermiques

$$\epsilon = \frac{\sum_{g=1}^G (\nu \Sigma_{fc} \Phi_c)_g}{(\nu \Sigma_{fc} \Phi_c)_{th}} \quad (1.63)$$

Ce facteur augmente lors de la vidange du caloporteur étant donné qu'il sera plus probable que les neutrons rapides subissent leur première collision dans le combustible, d'autant plus qu'ils auront une énergie supérieure au seuil de fission rapide dans l' U^{238} . Nous verrons plus tard d'après nos calculs que ce facteur est responsable de 30 % de l'augmentation de la réactivité dans le CANDU-6.

- p est défini comme étant la probabilité pour un neutron d'échapper aux résonnances

$$p = e^{-\left(\frac{N_{238}}{\Sigma_a} I_{eff}\right)} \quad (1.64)$$

où:

- N_{238} est la densité de l'Uranium 238 ($\frac{\text{noyau}}{\text{cm}^3}$)
- σ_a^{238} est la section efficace microscopique d'absorption de l'uranium 238
- Σ_s est la section efficace macroscopique de diffusion
- ξ est le gain moyen en léthargie
- $(\sigma_a^{238})_{eff}$ est la section effective
- I_{eff} est l'intégrale effective que l'on a défini par:

$$\int_{E_{th}}^{E_0} (\sigma_a^{238})_{eff} \frac{dE}{E} \quad (1.65)$$

Ce facteur augmente aussi à cause du fait que le nombre de neutrons qui vont s'échapper vers le modérateur avec une énergie supérieure aux résonnances dans l' U^{238} sera plus grand et une fois rendus au modérateur les neutrons seront ralentis très rapidement. On verra que ce facteur est responsable de 35 % de l'augmentation de la réactivité dans le CANDU-6.

Dans notre cas par esprit de simplification nous avons calculé ce facteur de la manière suivante:

$$p = \frac{K_{\infty}}{\epsilon f \eta} \quad (1.66)$$

Pour pouvoir comparer correctement nos résultats à ceux de la référence [11] nous avons décomposé p , comme étant le produit de deux probabilités: une probabilité p_r pendant le processus de modération et un autre probabilité p_{th} pendant le processus de diffusion, c'est à dire;

$$p = p_r \cdot p_{th} \quad (1.67)$$

avec:

$$p_{th} = \frac{(\Sigma_{ac} \Phi_c)_{th}}{\sum_{g=1}^G (\Sigma_{ac} \Phi_c)_g} \quad (1.68)$$

On trouve souvent dans littérature le terme η_c comment le produit $\eta \cdot p_{th}$ [12]

- f est défini comme étant le rapport du nombre de neutrons thermiques absorbés dans le combustible et du nombre de neutrons thermiques absorbés dans toute la cellule

$$f = \frac{(\Sigma_{ac} \Phi_c)_{th}}{(\Sigma_{ac} \Phi_c)_{th} + (\Sigma_{anc} \Phi_{nc})_{th}} \quad (1.69)$$

En présence du vide ce facteur augmente étant donné la diminution de la section efficace d'absorption thermique même si le caloporteur est un très faible absorbant de neutrons. Il est responsable de 22 % de l'augmentation de la réactivité pendant la vidange du caloporteur comme on constatera des nos calculs.

- η est défini comme le nombre de neutrons rapides produit par neutron thermique absorbé dans le combustible

$$\eta = \frac{(\nu \Sigma_{fc} \Phi_c)_{th}}{(\Sigma_{ac} \Phi_c)_{th}} \quad (1.70)$$

Le fait que les neutrons en provenance du modérateur rentrent plus froids dans la zone du combustible est dû à l'absence du caloporteur. Étant donné que la vitesse moyenne sera plus basse le taux de fission dans l' U^{235} augmentera, donc ce facteur aussi augmente avec la vidange du caloporteur. Ce facteur sera responsable de 13 % de l'augmentation de la réactivité pendant la vidange du caloporteur.

Finalement on tiendra compte du fait qu'il y aura des fuites de neutrons qui vont traverser les frontières de la cellule, qui ont été définies ci-dessus comme Λ_r et Λ_{th} . En considérant l'équation (1.60) et après une normalisation, les facteurs de fuites peuvent s'écrire étant:

$$\Lambda_{r_{norm}} = \sqrt{\frac{K_{eff}/K_{\infty}}{\Lambda_r \Lambda_{th}}} \Lambda_r \quad (1.71)$$

$$\Lambda_{th_{norm}} = \sqrt{\frac{K_{eff}/K_{\infty}}{\Lambda_r \Lambda_{th}}} \Lambda_{th} \quad (1.72)$$

où:

$$\Lambda_r \approx \frac{1}{1 + \frac{\sum_{g=1}^2 [(\Sigma_{f_{uitec}} \Phi_c) + (\Sigma_{f_{uiteac}} \Phi_{nc})]_g}{\sum_{g=1}^3 [(\Sigma_{ac} \Phi_c) + (\Sigma_{anc} \Phi_{nc})]_g}}$$

$$\Lambda_{th} \approx \frac{1}{1 + \frac{[(\Sigma_{f_{uitec}} \Phi_c) + (\Sigma_{f_{uiteac}} \Phi_{nc})]_{th}}{\sum_{g=1}^3 [(\Sigma_{ac} \Phi_c) + (\Sigma_{anc} \Phi_{nc})]_g}}$$

1.8 Équation de la diffusion multigroupe.

Une fois qu'on a calculé les propriétés homogénéisées sur toute la cellule et condensées pour chaque groupe d'énergie on peut passer au calcul de réacteur en résolvant l'équation de diffusion.

Un des des approches les plus courantes pour obtenir l'équation de diffusion est de remplacer dans l'équation de conservation (1.9) le courant par le flux selon la loi de Fick:

$$\vec{J}(\vec{r}, E) = -D(\vec{r}, E) \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, E) \quad (1.73)$$

où:

$D(\vec{r}, E)$ sera le coefficient de diffusion qui tiendra compte en considérant le signe négative de l'équation (1.73) que les neutrons vont diffuser des endroits où leur densité est plus élevée vers les endroit où la densité est moindre.

On pourra alors écrire l'équation de diffusion multigroupe en négligeant la possible remontée des neutrons en énergie ($\Sigma_{s0}^{h \leftarrow g} = 0$ si $h < g$) comme étant [13]:

$$-\vec{\nabla} \cdot D^g \vec{\nabla} \Phi^g + \Sigma_r^g \Phi^g = q^g + \sum_{h=1, h \neq g}^G \Sigma_{s0}^{h \leftarrow g} \Phi^g \quad (1.74)$$

où Σ_r^g est "removal cross section" est définie par:

$$\Sigma_r^g = \Sigma_{tr}^g - \Sigma_{s_{tr},0}^{g \leftarrow g}$$

On aura alors un système d'équations pour G groupes d'énergie de la forme suivante:

$$\begin{aligned} -\vec{\nabla} \cdot \mathbf{D}^1 \vec{\nabla} \Phi^1 + \Sigma_r^1 \Phi^1 &= q^1 \\ -\vec{\nabla} \cdot \mathbf{D}^2 \vec{\nabla} \Phi^2 + \Sigma_r^2 \Phi^2 &= q^2 + \Sigma_{s0}^{2 \leftarrow 1} \Phi^1 \\ \vdots \quad \quad \quad \ddots &= \vdots \quad \quad \quad \ddots \\ -\vec{\nabla} \cdot \mathbf{D}^G \vec{\nabla} \Phi^G + \Sigma_r^G \Phi^G &= q^G + \Sigma_{s0}^{G \leftarrow 1} \Phi^1 + \dots + \Sigma_{s0}^{G \leftarrow G-1} \Phi^{G-1} \end{aligned}$$

La matrice $\mathbf{D}^g$ représente les termes couplés de fuite angulaires. Nous considérerons ici que les éléments hors de la diagonale sont nul. Ainsi la forme de la matrice D^g est la suivante:

$$\mathbf{D}^g = \begin{vmatrix} D_x^g & 0 & 0 \\ 0 & D_y^g & 0 \\ 0 & 0 & D_z^g \end{vmatrix}$$

Dans le calcul en K_{eff} (sans modèle de fuite), l'approximation P_1 conduit à choisir:

$$D_x^g = D_y^g = D_z^g = \frac{1}{3\Sigma_{tr}}$$

Dans l'approximation B_1 homogène, on aura une forme semblable:

$$D_x^g = D_y^g = D_z^g = D_{\text{hom}}^g$$

Seule l'approximation B_1 hétérogène peut conduire à des valeurs différents pour D_x^g , D_y^g et D_z^g , afin de tenir compte des effets de direction préférentielle des fuites des neutrons.

Dans les fichiers de sortie de DRAGON (fichier COMPO), on garde en mémoire les coefficients de diffusion sous le format d'une section efficace (Σ_{STRD}) de telle sorte, que s'il n'y a pas eu d'isotope extrait de l'homogénéisation de la cellule, on pourra écrire:

$$D_{\text{hom}}^g = \frac{1}{3\Sigma_{STRD}^g} \quad (1.75)$$

Dans le cas où on fait l'extraction des i isotopes pendant l'évolution du combustible (on n'a qu'extrait le xénon 135), le coefficient de diffusion dans la direction k , s'écrira comme suit:

$$D_k^g = \frac{f_k^g}{3[\Sigma_{STRD}^{MACR,g} + \sum_i N_i^g \sigma_{STRD,i}^g]}$$

où f_k^g est un facteur de courant directionnel qui tient compte la magnitude de la fuite dans la direction k pour chaque groupe d'énergie g .

CHAPITRE 2

Description de la modélisation numérique du CANDU-6

La modélisation du coeur a été faite en considérant que le réacteur CANDU-6 peut être découpé en plusieurs plans dans la direction axiale, les plans correspondant aux différentes grappes de combustibles. La figure 2.1 donne un aperçu typique d'un plan d'un réacteur neuf du type CANDU-6 avec la numérotation des zones de combustion.

On a utilisé pour les calculs de réacteur les modules de TRIVAC-3 [14], ainsi que les propriétés obtenues dans des calculs de cellule effectuées avec le code DRAGON [15].

Dans tous les cas, nous nous sommes aussi servi du langage CLE-2000 [16] pour formuler les procédures de définition du coeur.

Les propriétés nucléaires ont été homogénéisées dans une pâte de réseau (sur la cellule autrement dit) et condensées à deux groupes d'énergie (coupé au groupe 27, soit à $4.eV$). On a aussi utilisé la librairie Winfrith à 69 groupes d'énergie, avec la méthode standard de probabilité de collisions PIJ ou la méthode hétérogène de probabilité de collisions $PIJK$. Dans les deux cas, les conditions à la frontière des cellules ont été supposées équivalentes à la réflexion isotropique.

2.1 Le Réacteur CANDU-6

Le réacteur CANDU est un réacteur à tubes de force, ce qui est une des différences principales par rapport aux réacteurs à cuve sous pression. La cuve ou calandre est un cylindre horizontal, contenant le modérateur-réfecteur de neutrons dont le diamètre et la longueur sont 7.6 et 6.0 m respectivement.

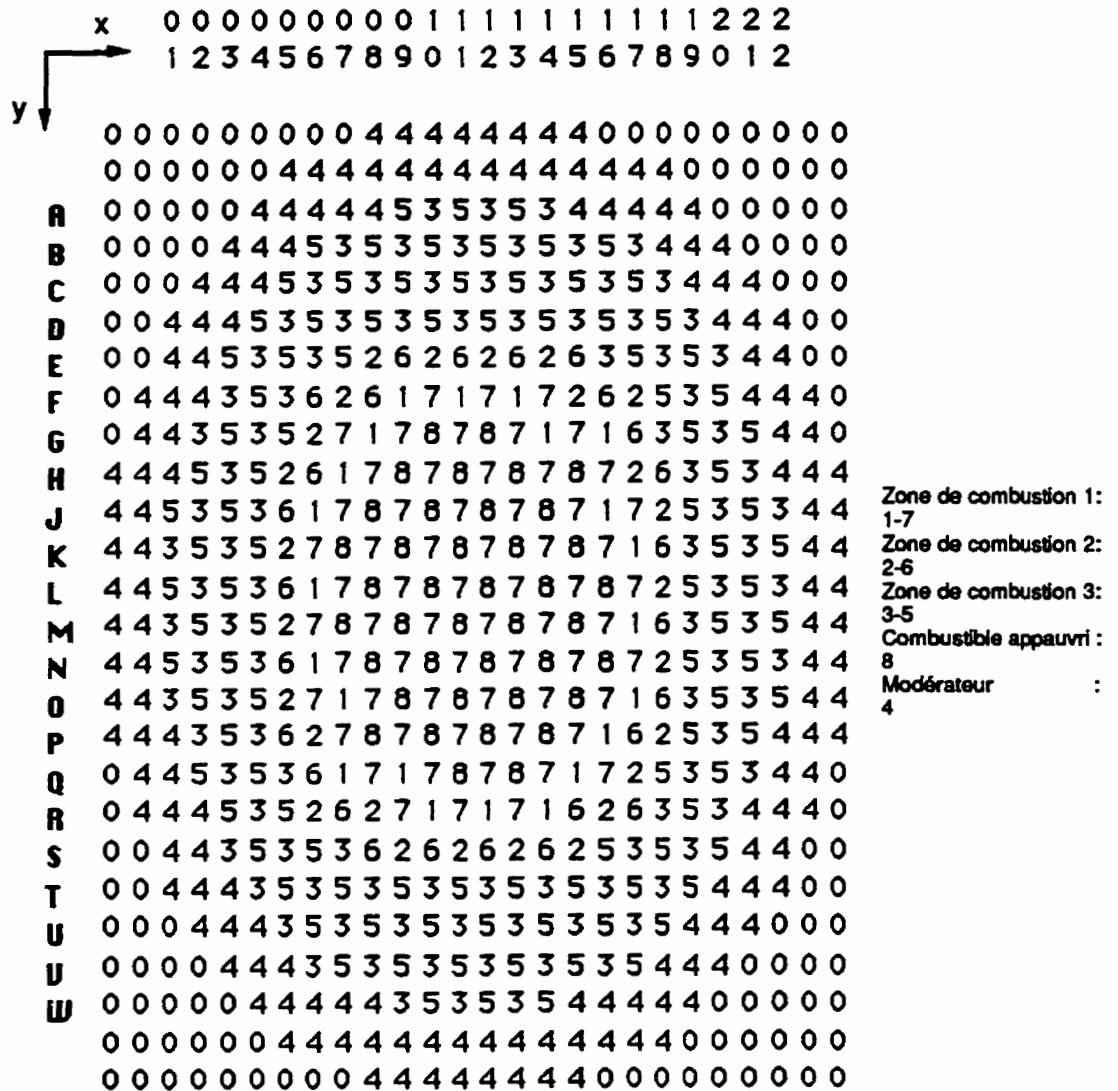


Figure 2.1: Plan axial No 4 avec combustible appauvri

La cuve est traversée par 380 tubes de forces (un alliage de $Zr - Nb$) où sont situées les grappes de combustible à raison de 12 par canal, dans la direction axiale du cylindre refroidi par le caloporteur [17].

Dans le CANDU-6, les grappes sont à 37 ELCOS (éléments combustibles) avec un crayon central et 3 rangées périphériques de 6, 12 et 18 crayons (construites en *Zircaloy - II*). Les tubes de forces sont entourés par d'autres tubes, appelés tubes de calandre. L'espace annulaire entre les deux tubes est occupé par du CO_2 dans le but de diminuer la perte de chaleur vers le modérateur.

Un aspect très important du point de vue de conception est la séparation physique du caloporteur et du modérateur (tous les deux composés l'eau lourde, mais pas nécessairement avec la même concentration isotopique). Cette séparation permet de maintenir le circuit du caloporteur sous pression (environ 10 *Mpa*) sans que la cuve elle-même soit sous pression, ce qui est très important pour la sûreté.

On peut maintenir le modérateur à une température relativement basse (environ 70 °C) et une pression près de la pression atmosphérique. De plus environ 5.5 % [17] de l'énergie de fission est dissipée dans le modérateur par conduction ainsi que par les interactions directes des neutrons et par le rayonnement.

2.1.1 Calcul de cellule.

Le but du calcul de cellule consiste à obtenir les propriétés nucléaires homogénéisées sur toute la cellule de façon à conserver le taux de réaction. Nous avons utilisé les données du Tableau 2.1 pour faire nos calculs de cellule et de supercellule.

On choisira une cellule (figure 2.2), comme étant l'espace contenant une grappe de longueur 49.54 *cm* dans le tube de force entouré par le tube de calandre. En tenant compte du modérateur, cela donne une géométrie cartésienne d'un pas de réseau de 28.575 *cm*.

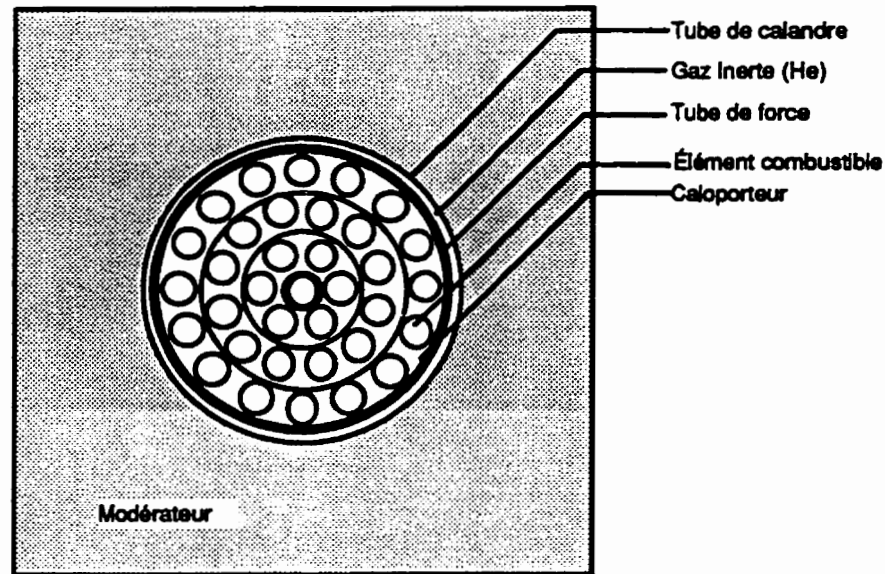


Figure 2.2: Cellule utilisée pour le calcul des propriétés nucléaires

Paramètre	Valeur
Température du combustible ($^{\circ}\text{K}$)	941.29
Température du caloporteur ($^{\circ}\text{K}$)	560.66
Température du modérateur ($^{\circ}\text{K}$)	345.66
Densité du caloporteur (gr/cm^3)	0.81212
Densité du modérateur (gr/cm^3)	10.4375
Pureté du caloporteur (%)	99.30
Pureté du modérateur (%)	99.92
Combustible naturel ($\% U^{235}$)	0.7114
Combustible appauvri ($\% U^{235}$)	0.524
Puissance spécifique ($\text{kW}/\text{kg U}$)	31.9713

Tableau 2.1: Valeurs des paramètres locaux utilisés lors du calcul de cellule.

Les calculs des propriétés ont été faits pour un coeur neuf en considérant qu'il y a aussi 160 grappes de combustible appauvri au début du démarrage du réacteur. Ces grappes sont situées dans les positions spécifiques des plans axiaux numérotés 4, 5, 7 et 8 (voir figure 2.1), avec l'objectif d'aplatir le flux neutronique de façon à obtenir un degré de combustion le plus uniforme possible, c'est à dire, à avoir le pic de puissance le plus petit que possible. Ces grappes de combustible appauvri ont un teneur de 0.524 % de U^{235}

2.1.2 Calcul de supercellule.

Une supercellule (figure 2.3) est composée de deux cellules entre lesquelles se trouve un mécanisme de contrôle de la réactivité c'est à dire, soit un contrôleur liquide, soit une barre de compensation, soit une barre solide.

En faisant un calcul de supercellule, on peut obtenir les propriétés nucléaires homogénéisées avec et sans mécanisme ce qui permet d'estimer l'apport en réactivité des mécanismes, qui est ensuite appliqué en se servant d'un incrément de sections efficaces dans le calcul de diffusion.

La géométrie choisie pour le calcul de supercellule a été une géométrie cartésienne $3 \times 2 \times 2$ sur laquelle on a appliqué des conditions de frontières de réflexion dans un extrême de la direction et condition de symétrie dans l'autre extrême de la même direction.

2.1.3 Les dispositifs de contrôle de la réactivité.

Les systèmes de contrôle de la réactivité (figure 2.4) sont divisés en systèmes indépendants l'un de l'autre: soient le système de régulation et le système d'arrêt d'urgence.

Le système de régulation du réacteur est composé de:

- 14 contrôleurs liquides
- 21 barres de compensation
- 4 barres solides de réglage
- le système d'addition lente de poison au modérateur.

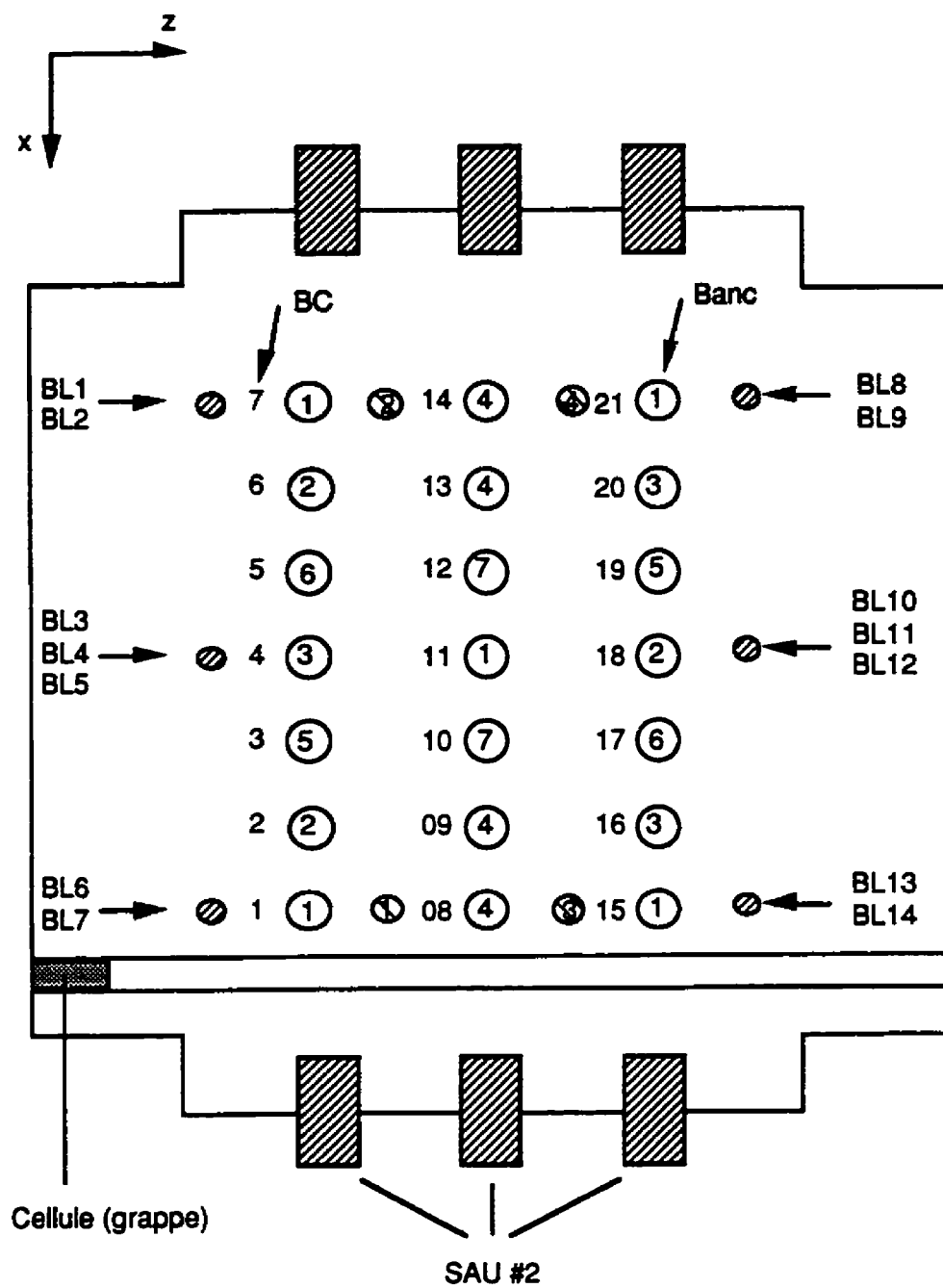


Figure 2.4: Disposition des mécanismes de contrôle de la réactivité

Le système d'arrêt d'urgence est divisé en deux systèmes indépendants l'un de l'autre:

- Le *SAU1* formé de 28 barres d'arrêt au cadmium:

Ce système est déclenché par exemple, si le signal d'augmentation du flux neutronique (le taux $\log \tau = \frac{1}{\rho} \ln(\frac{dp}{dt})$) de deux des trois chambres d'ionisation situées d'un côté de la calandre excède $10 \frac{\%}{s}$.

- Le *SAU2* formé par 6 tubulures d'injection rapide de poison au modérateur avec 3 tubulures de chaque côté de la calandre:

Ce système est déclenché par exemple, si le signal d'augmentation du flux neutronique de deux des trois chambres situées de l'autre côté de la calandre atteignent $15 \frac{\%}{s}$.

Toutes les barres (ainsi que les contrôleur liquides) se trouvent à l'intérieur de tubes guides verticaux, interstitiels par rapport aux tubes de calandre. Les tubulures d'injection du deuxième système d'arrêt sont également interstitielles, mais dans ce cas elles sont horizontales et aussi perpendiculaires aux tubes de force.

2.1.3.1 Les compartiments de réglage à eau légère

Les contrôleurs liquides sont situés sur deux plans parallèles entre eux dans la direction axiale de la calandre. Chacun contient 7 compartiment regroupés en trois assemblages. Celle du centre est composée de trois compartiments et celles des extrémités de deux compartiments comme le montre la figure (2.6).

Le niveau des barres est réglé par la pression de l'hélium dans la partie supérieure de chaque compartiment, c'est à dire, qu'en diminuant la pression de hélium, l'évacuation d'eau du compartiment diminue, provoquant une hausse du niveau d'eau légère, et vice versa [18] (voir figure 2.5).

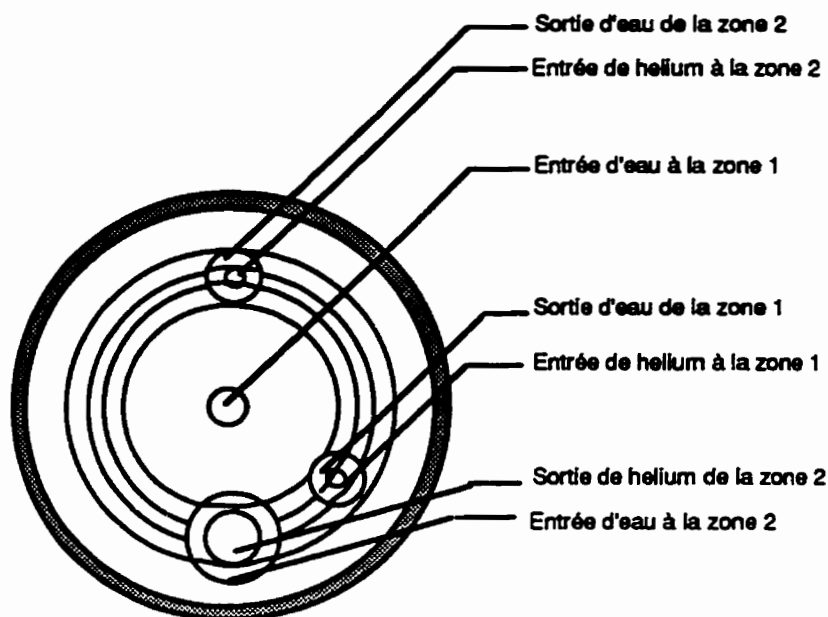


Figure 2.5: Vue supérieure d'un contrôleur liquide composé de deux zones.

Ces contrôleurs ont une fonction capitale puisqu'ils sont chargés du réglage continu de la puissance globale ainsi que du réglage de la distribution spatiale de puissance. Ce réglage est entièrement indépendant d'un compartiment à l'autre et le remplissage/vidange peut-être effectué en l'intervalle d'une minute.

Le réglage global de la réactivité est réalisé en augmentant ou en diminuant le volume d'eau dans tous les compartiments. De cette façon, l'absorption totale des neutrons dans le réacteur est ajustée selon les besoins.

Par contre, pour le réglage spatial, les niveaux seront changés individuellement de façon à atteindre une distribution de puissance désirée dans chaque zone contrôlée par le compartiment en question. Ce réglage spatial joue un rôle majeur dans le cas de perturbations occasionnées par exemple par un rechargement ou celles induites par les oscillations de Xe^{135} .

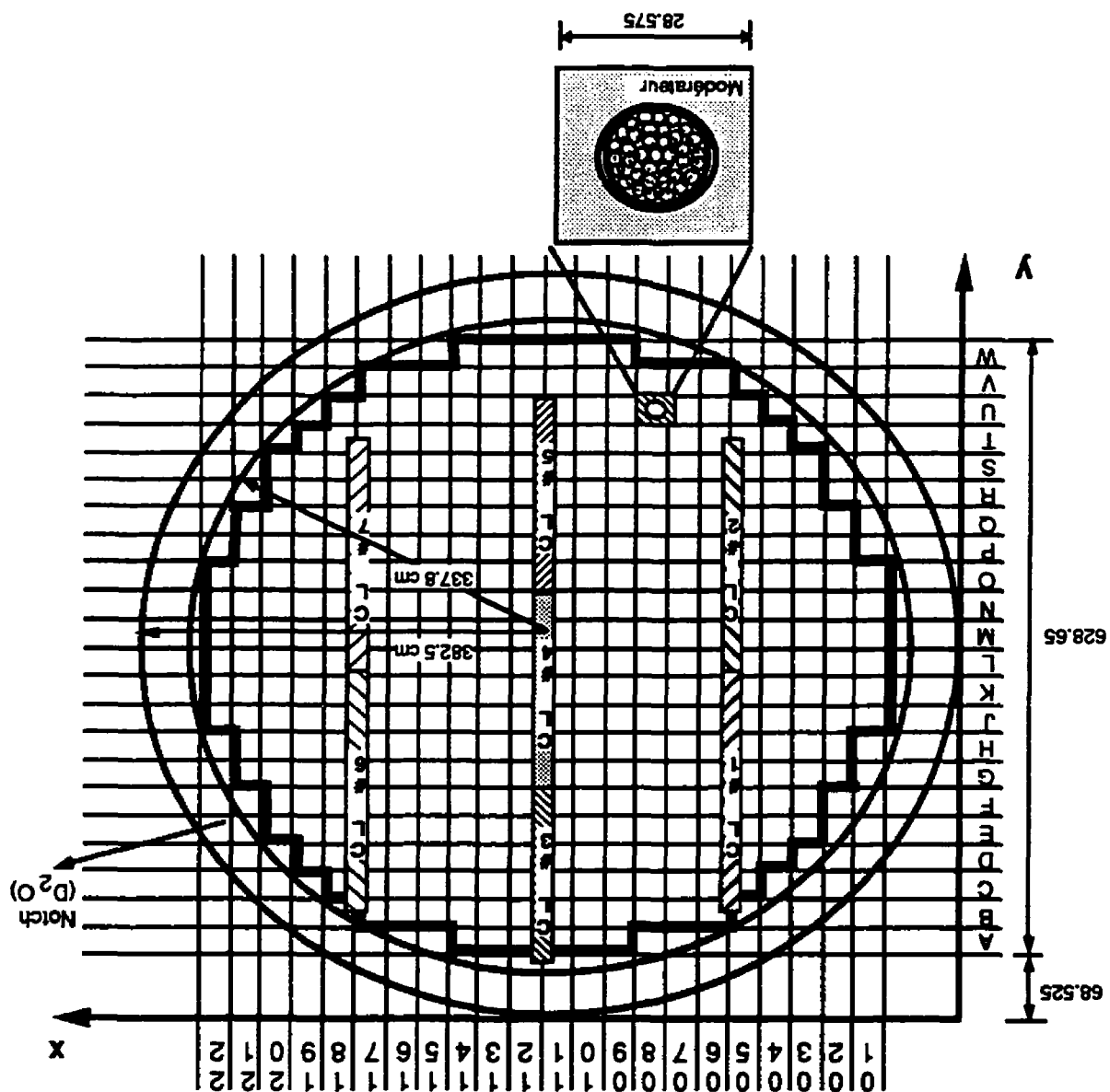


Figure 2.6: Position des contrôleurs liquide

2.1.3.2 Les barres de compensation

Le rôle des barres de compensation est d'aplatir le flux neutronique ainsi que compenser la réactivité négative provoquée par l'accumulation des produits de fission lors d'un arrêt et pouvoir démarrer le réacteur en utilisant la réactivité positive qu'occasionnerait leur extraction. La position normale des barres est d'être complètement insérée dans le coeur.

Banc	Barres
#1	1-7-11-15-21
#2	2-6-18
#3	4-16-20
#4	8-9-13-14
#5	3-19
#6	5-17
#7	10-12

Tableau 2.2: Bancs de barres de compensation

Les 21 barres de compensation sont situées en 3 rangées de sept barres, chacune étant dans la direction axiale de la calandre. Les barres appartiennent chacune à un groupe ou banc qui en général, bougent ensemble même s'il est possible de déplacer chaque barre indépendamment (figure 2.4).

Les barres de compensation sont regroupées de telle sorte que la symétrie soit gardée dans le coeur comme le montrent le Tableau 2.2 et la figure 2.4. Chaque barre de compensation est un tube en acier de rayon extérieur $r_0 = 7.62\text{ cm}$ et d'une épaisseur donnée en fonction de la position qu'elles occupent dans le coeur [19].

Les barres de compensation sont divisées en deux catégories:

- les barres courtes:

Les barres courtes sont composées de deux sections dont les épaisseurs peuvent être différentes. Dans nos calculs nous avons considéré qu'elles étaient égales (Tableau 2.3)

• les barres longues:

Les barres longues sont composées de trois sections, les deux bouts étant d'une même épaisseur, et la section du centre d'un autre épaisseur.

Dans le cas où l'on désire extraire les barres du coeur pour neutraliser l'augmentation de la concentration de Xe^{135} (un des principaux produits de fission, fortement absorbant de neutrons) à la suite de l'arrêt du réacteur, une séquence bien définie d'extraction des bancs est suivie afin de ne pas provoquer de forts basculement locaux du flux qui pourraient déclencher un arrêt d'urgence.

Barres	Épaisseur des barres (cm)	
	Barres courtes	Barres longues
1- 8-15-7-14-21	0.1141	—
2- 9-16-6-13-20	—	0.0898-0.2306-0.0898
3-10-17-5-12-19	0.2697	—
4-11-18	—	0.1304-0.1635-0.1304

Tableau 2.3: Épaisseur des barres de compensation

Il est possible en utilisant les barres de compensation de contrecarrer temporairement la perte continue de réactivité du coeur (d'environ 0.3 à 0.4 $\frac{mk}{jour}$) dans le cas où il aurait une défectuosité de la machine de rechargement.

Il faut dire que le nombre de barres ainsi que leur valeur en réactivité sont choisis au moment de la conception en fonction de la valeur de Xe^{135} qu'on désire compenser. Plus la valeur de réactivité des barres est grande plus grande sera la marge de manoeuvre qu'on aura pour démarrer de nouveau le réacteur après un arrêt brusque. Par contre la fréquence de rechargement ou le nombre de grappes à remplacer sera plus grande étant donné la réactivité plus négative.

Dans le réacteur CANDU-6, les barres de compensation sont en acier et elles ont une valeur d'environ 13 – 15 mk ce qui suffit pour démarrer le réacteur dans les 30 minutes suite à un arrêt brusque. Si le réacteur n'est pas remis en marche dans cet intervalle l'empoisonnement par le Xénon est imminent.

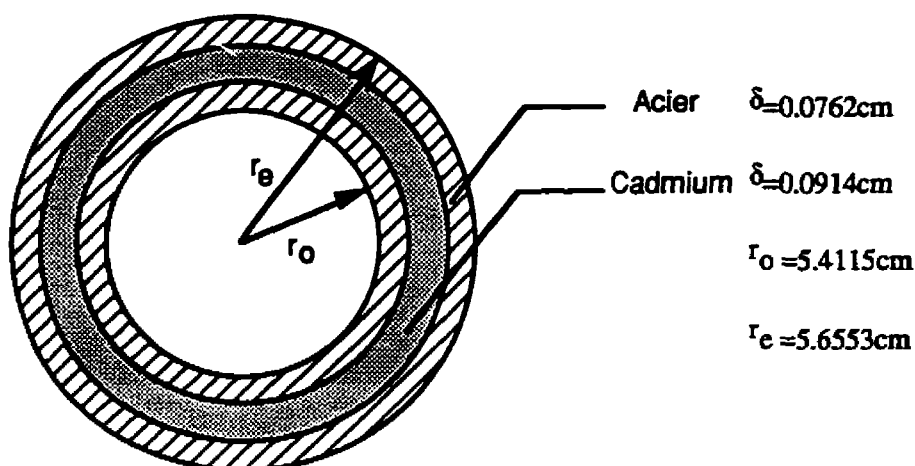


Figure 2.7: Barre de contrôle solide.

2.1.3.3 Les barres solides de réglage

Il existe 4 barres solides aussi conçues pour réduire la puissance plus rapidement que le feraient les barres liquides. Ces barres peuvent être introduites par paires diagonales, séparément à une vitesse contrôlée, ou bien les quatre barres peuvent être lâchées sous l'effet de la pesanteur. Les quatre barres sont complètement extraites du cœur pendant la marche normale du réacteur, en deux rangées dans la direction axiale de la calandre. Elles sont faites de cadmium et à elles quatre peuvent arrêter le réacteur.

Chaque barre solide est composée par trois cylindres concentriques, le cylindre externe et interne étant en acier et celui du centre en cadmium comme le montre la figure 2.7.

2.2 Calculs des mécanismes de contrôle de la réactivité

Nous avons utilisé les logiciels DRAGON et XSIMUL pour calculer la réactivité des différents mécanismes de contrôle de la réactivité.

Il est possible de constater que les mécanismes sont plus effectifs là où le niveau du flux sera plus élevé. Cette caractéristique joue un rôle très important sur la réactivité introduite dans les réacteurs, surtout pour les réacteurs à l'eau légère (PWR), la cuve et les mécanismes étant pressurisée, ceci peut devenir un facteur important au niveau de la sûreté[20].

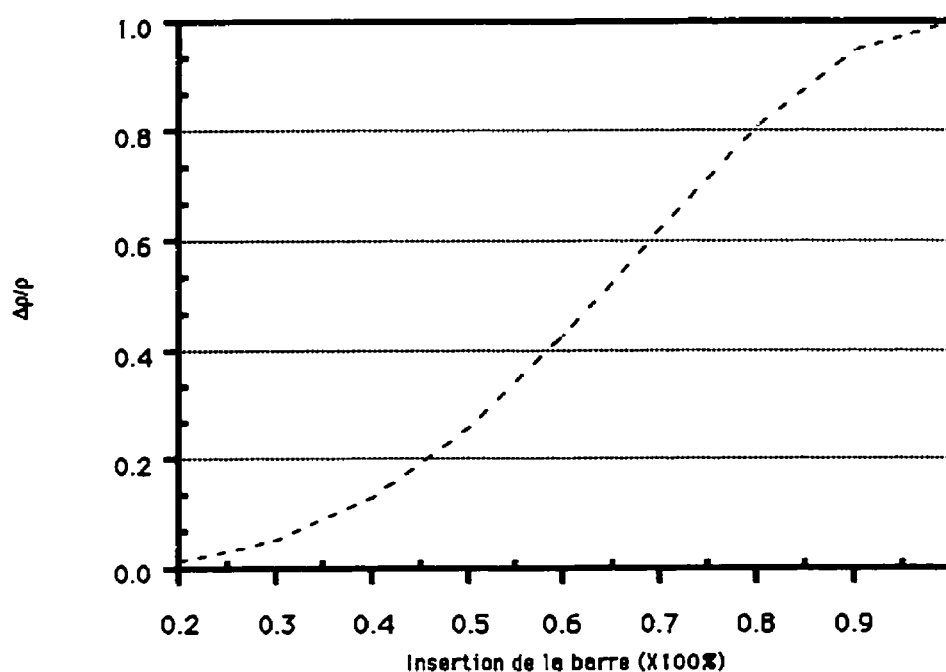


Figure 2.8: Caractéristique intégrale de la barre.

À titre d'exemple, nous avons calculé la courbe d'effectivité d'une barre de compensation en fonction de son degré d'insertion dans une configuration de coeur neuf (figure 2.8). On remarque que dans les extrémités du réacteur les barres seront moins effectives que dans les positions centrales où il y aura une variation linéaire en fonction de son déplacement. C'est la cause principale pour laquelle dans les réacteurs PWR les mécanismes de contrôle sont toujours insérés de 20 à 30 % dans le coeur pour profiter de cette variation linéaire, étant donné que la vitesse

de déplacement des mécanismes sous pression n'excede pas de $20 \frac{cm}{i}$.

Si l'on considère que la distribution de flux dans la direction radiale suit une loi sinusoïdale, on pourra calculer l'efficacité de la barre en fonction de sa position z dans une hauteur totale H comme:

$$\Delta\rho(z) = \Delta\rho_b \frac{\int_0^z \sin^2(\frac{z}{H}) dz}{\int_0^H \sin^2(\frac{z}{H}) dz} \quad (2.1)$$

Autrement dit:

$$\Delta\rho(z) = \Delta\rho_b \frac{z}{H} \left\{ 1 - \frac{\sin(\frac{2\pi z}{H})}{\frac{2\pi z}{H}} \right\} \quad (2.2)$$

D'après l'équation (2.2) la courbe (figure 2.8) aurait dû être symétrique par rapport à la position central $\frac{H}{2}$. Cependant, étant donné que la capacité compensatrice des barres absorbantes dans un réacteur CANDU est grande leur efficacité sera plus grande dans la position plus basse du coeur où il n'y aura pas aplatissement du flux.

Nous allons maintenant considérer des simulations numériques des mécanismes pour différentes configurations de coeur neuf et à l'équilibre du rechargement. On a choisi comme "burnup" à l'équilibre du rechargement la valeur de $3800 \frac{Mw-j}{T}$, qui représente un demi du "burnup" moyenne de sortie dans le réacteur.

2.2.1 Résultats numériques avec un coeur neuf.

On a calculé l'apport en réactivité de tous les mécanismes de contrôle de la réactivité pour différentes configurations dans un coeur neuf. On a tenu compte de l'effet provoqué par la présence du bore dans le modérateur ainsi que l'existence du combustible appauvri au démarrage du réacteur sur l'efficacité des mécanismes.

Ces calculs ont été fait en considérant que dans le modérateur il y avait présence de bore (comme lors d'un démarrage du réacteur) ainsi que le cas où il n'y en avait pas (comme cela pourrait être le cas à l'état d'équilibre du rechargement).

On a réglé la concentration de bore pour faire en sorte que le réacteur garde sa criticité. Pour un coeur avec combustible naturel, où on a tenu compte de la correction de transport (avec CT) la concentration de bore a été réglée à 8.4 ppm, dans le cas d'un coeur avec combustible appauvri où n'a pas tenu compte de la correction de transport (sans CT) la concentration de bore a été réglée à 9.24 ppm.

On a aussi pris les valeurs des flux correspondantes à la "Ligne L" du plan axial numéro 5 où il y a présence du combustible appauvri (figure 2.9).

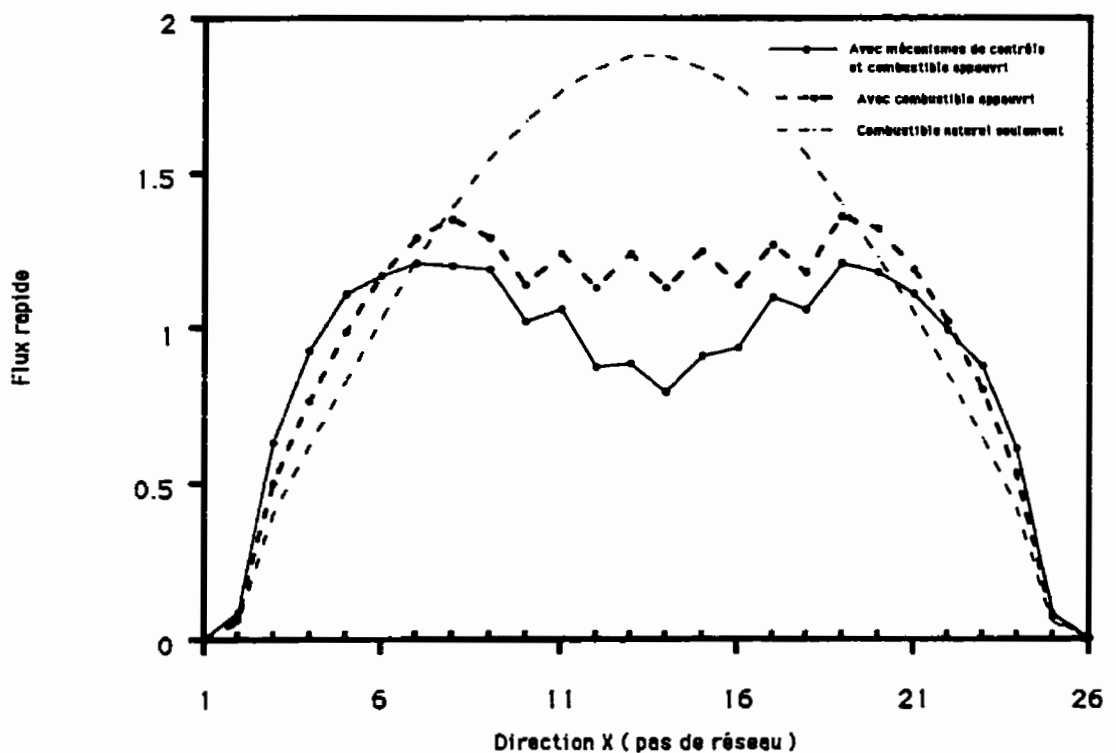


Figure 2.9: Effet du combustible appauvri et des mécanismes de contrôle sur la distribution du flux.

Pour bien illustrer l'effet des mécanismes de contrôle de la réactivité sur le flux global d'un cœur neuf on a tracé la courbe (annexe B) qui montre un sensible aplatissement dans les zones centrales du réacteur.

On peut noter que dans le cas où il n'y a que du combustible naturel les flux des canaux au centre du réacteur sont très élevés par rapport à ceux des canaux périphériques ce qui donne des importants écarts dans la distribution de puissance.

Cet effet entraîne donc que la puissance maximale de canal sera établie par les canaux au centre et malgré la faible puissance des canaux périphériques, on ne pourra pas extraire plus d'énergie de ces canaux de façon à ne pas dépasser la limite du canal le plus chargé [21].

Cependant, l'effet d'introduire le combustible appauvri au démarrage ainsi que l'emplacement des mécanismes de contrôle fait en sorte que les flux des canaux au centre diminuent et ceux des canaux périphériques augmentent de façon à rendre plus uniforme globalement la distribution de puissance.

2.2.1.1 Barres de compensation sans bore.

Configuration:

Tous les contrôleurs liquides remplis à 50 %, sans présence de Bore dans le modérateur. La valeur du coefficient de réactivité de référence est $K_{\text{eff}}^{\text{ref}} = 1.08354$ pour le cas avec correction de transport et de $K_{\text{eff}}^{\text{ref}} = 1.07655$ pour le cas sans correction.

- Introduction des bancs suivant une séquence préétablie (Tableau 2.4)
- Introduction des bancs séparément.

Le fait d'introduire les bancs de façon indépendante et faire la somme de toutes les contributions nous donne une différence de $2mk$ approximativement (Tableau 2.5).

Banc	Insertion (%)	Avec CT		Sans CT	
		K_{eff}	$\Delta\rho(mk)$	K_{eff}	$\Delta\rho(mk)$
#7	30	1.08329	0.21	1.07620	0.35
	70	1.08106	2.11	1.07431	2.23
	100	1.07949	3.46	1.07318	3.36
#6	30	1.07928	3.64	1.07289	3.64
	70	1.0777	5.00	1.07181	4.72
	100	1.07667	5.89	1.07137	5.16
#5	30	1.07645	6.07	1.07108	5.44
	70	1.07488	7.43	1.07004	6.46
	100	1.07389	8.29	1.06960	6.90
#4	30	1.07377	8.39	1.06944	7.06
	70	1.07235	9.63	1.06725	8.53
	100	1.07142	10.44	1.06725	9.21
#3	30	1.07125	10.58	1.06703	9.43
	70	1.06996	11.71	1.06595	10.49
	100	1.06922	12.35	1.06570	10.74
#2	30	1.06905	12.5	1.06547	10.96
	70	1.06774	13.65	1.06438	12.03
	100	1.06704	14.27	1.06415	12.25
#1	30	1.06688	14.40	1.06394	12.46
	70	1.06605	15.14	1.06301	13.36
	100	1.06575	15.40	1.06287	13.50

Tableau 2.4: Insertion des BC séquentiellement sans présence de bore

Banc	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
#7	3.46	3.36
#6	2.65	2.05
#5	2.65	2.05
#4	2.34	2.65
#3	2.44	2.03
#2	2.44	2.03
#1	1.84	1.08
Somme:	17.85	15.28

Tableau 2.5: Insertion des BC par bancs individuellement sans présence de bore

Cette différence en réactivité est tout à fait correcte si on tient compte que l'efficacité de barre est proportionnelle au niveau du flux adjoint de la région en question où elle est située. On a vu (figure 2.8), le cas où la barre rentre dans un flux déjà aplati: soit par la présence du combustible appauvri, soit par la présence d'autres barres déjà insérées, soit par le remplissage des contrôleurs liquides.

2.2.1.2 Barres de compensation avec addition de bore.

Configuration:

Tous les contrôleurs liquides remplis à 50 % et il y a présence de bore. La valeur du coefficient de réactivité de référence est $K_{\text{eff}}^{\text{ref}} = 1.00355$ pour le cas avec correction de transport et de $K_{\text{eff}}^{\text{ref}} = 1.01698$ pour le cas sans correction.

- Introduction des bancs suivant une séquence préétablie (Tableau 2.6)
- Introduction des bancs séparément.

Le fait d'introduire les bancs de façon indépendante et de faire la somme de toutes les contributions nous donne une différence aussi de $2mk$ approximativement (Tableau 2.7). Le même effet analysé dans le test précédent est constaté d'après la figure 2.8. Si on prend, par exemple, le cas du banc #3 on peut bien voir comme son effectivité se multiplier pour un facteur 1.47 lorsqu'il est inséré tout seul par rapport à son efficacité quand il y a déjà d'autres bancs insérés dans le coeur.

2.2.1.3 Contrôleurs liquides sans bore

Configuration:

Dans ce cas on calculera la valeur totale en réactivité de chaque contrôleur liquide en tenant compte les suivantes considérations:

- Toutes les barres de compensation sont en position complètement insérées.
- Il n'y a pas de bore dans le modérateur (Tableau 2.8).

Banc	Insertion (%)	Avec CT		Sans CT	
		K_{eff}	$\Delta\rho(mk)$	K_{eff}	$\Delta\rho(mk)$
#7	30	1.01679	0.18	1.00327	0.28
	70	1.01476	2.15	1.00157	1.98
	100	1.01329	3.58	1.00050	3.03
#6	30	1.01313	3.73	1.00028	3.26
	70	1.01167	5.16	0.9993184	4.21
	100	1.01069	6.11	0.9989016	4.62
#5	30	1.01052	6.28	0.9986740	4.85
	70	1.00908	7.70	0.9977572	5.76
	100	1.00812	8.64	0.9973335	6.18
#4	30	1.00804	8.72	0.9972186	6.29
	70	1.00678	9.96	0.9958916	7.60
	100	1.00588	10.84	0.995215	8.26
#3	30	1.00576	10.96	0.9950512	8.42
	70	1.00458	12.13	0.9940876	9.37
	100	1.00385	12.86	0.9938281	9.63
#2	30	1.00372	12.99	0.9936566	9.79
	70	1.00253	14.17	0.9926813	10.75
	100	1.00182	14.88	0.9924385	10.99
#1	30	1.0017	15.00	0.9922866	11.14
	70	1.00084	15.85	0.9914479	11.95
	100	1.00047	16.23	0.9912755	12.12

Tableau 2.6: Insertion des BC séquentiellement en présence de bore

Banc	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
#7	3.58	3.03
#6-#5	2.75	1.80
#4	2.38	2.37
#3-#2	2.51	1.78
#1	1.89	1.67
Somme:	18.39	14.27

Tableau 2.7: Insertion des BC par bancs individuellement en présence de bore

Contrôleur	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
01-06-08-13	0.29	0.37
02-07-09-14	0.40	0.56
03-10	0.24	0.27
04-11	0.52	0.34
05-12	0.42	0.50
Somme:	5.17	6.01
Tous:	5.74	6.79

Tableau 2.8: Réactivité des contrôleurs liquides sans présence de bore

Contrôleur	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
01-06-08-13	0.28	0.33
02-07-09-14	0.39	0.49
03-10	0.23	0.23
04-11	0.57	0.31
05-12	0.44	0.44
Somme:	5.16	5.30
Tous:	5.82	5.96

Tableau 2.9: Réactivité des contrôleurs liquides en présence de bore

2.2.1.4 Contrôleurs liquides avec addition de bore

Configuration:

Dans ce cas aussi, on calculera la valeur totale en réactivité de chaque contrôleur liquide en tenant compte des considérations suivantes:

- Toutes les barres de compensation sont en position complètement insérées.
- Il y a du bore dans le modérateur (Tableau 2.9).

Les effets constatés pour les barres de compensation sont vérifiés aussi pour les contrôleurs liquides, c'est à dire, que leur capacité en réactivité sera liée étroitement aux endroits où elles seront situées.

2.2.1.5 Barres solides sans bore

Configuration:

On fera le calcul de la valeur en réactivité des barres solides en considérant que celles-ci ne peuvent être que complètement insérées ou complètement retirées du coeur tout en tenant compte des considérations suivantes (Tableau 2.10):

- Toutes les barres de compensation sont complètement insérées.
- Les contrôleurs liquides sont remplis 50 %.
- Il n'y a pas de bore dans le modérateur.

Barre solide	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
#1-#2-#3-#4	1.83	1.68
Somme:	7.32	6.72
Toutes:	7.83	7.32

Introduction des barres en diagonal	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
BS #1 et BS #4	4.51	4.05
BS #2 et BS #3	4.51	4.05

Tableau 2.10: Réactivité des barres solides sans présence de bore

2.2.1.6 Barres solides avec addition de bore

Configuration:

On fera le calcul de la valeur en réactivité des barres solides en considérant que celles-ci ne peuvent être que complètement insérées ou complètement retirées du coeur tout en tenant compte des considérations suivantes (Tableau 2.11):

- Toutes les barres de compensation sont complètement insérées.

- Les contrôleurs liquides sont remplis 50 %.
- Il y a du bore dans le modérateur.

Barre solide	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
#1-#2-#3-#4	1.79	1.58
Somme:	7.16	6.32
Toutes:	7.47	6.66

Introduction des barres en diagonal	$\Delta\rho(mk)$	
	Avec CT	Sans CT
BS #1 et BS #4	4.30	3.66
BS #2 et BS #3	4.30	3.66

Tableau 2.11: Réactivité des barres solides en présence de bore

Les mêmes effets constatées pour les barres de compensation s'appliquent pour les contrôleurs liquides et les barres solides. La magnitude dans chaque cas sera fixée par la position spécifique où se trouve le mécanisme étant donné que par la valeur du flux adjoint sera différente.

2.2.2 Résultats numériques avec un coeur à l'équilibre.

On a calculé l'efficacité des mécanismes pour un coeur à l'état d'équilibre du rechargement et pour un coeur neuf en tenant compte de la présence du combustible appauvri et pour une concentration initiale de Bore de 7.45 ppm. Cette concentration de Bore a été choisi parce qu'elle rend le réacteur critique avec toutes les

Mécanisme	$\Delta\rho (mk)$	
	Coeur Neuf	Équilibre du rechargement
Barres de Compensation	12.63	13.33
Contrôleurs liquides	5.37	5.29
Barres solides	8.74	8.37

Tableau 2.12: Réactivité des mécanismes de contrôle

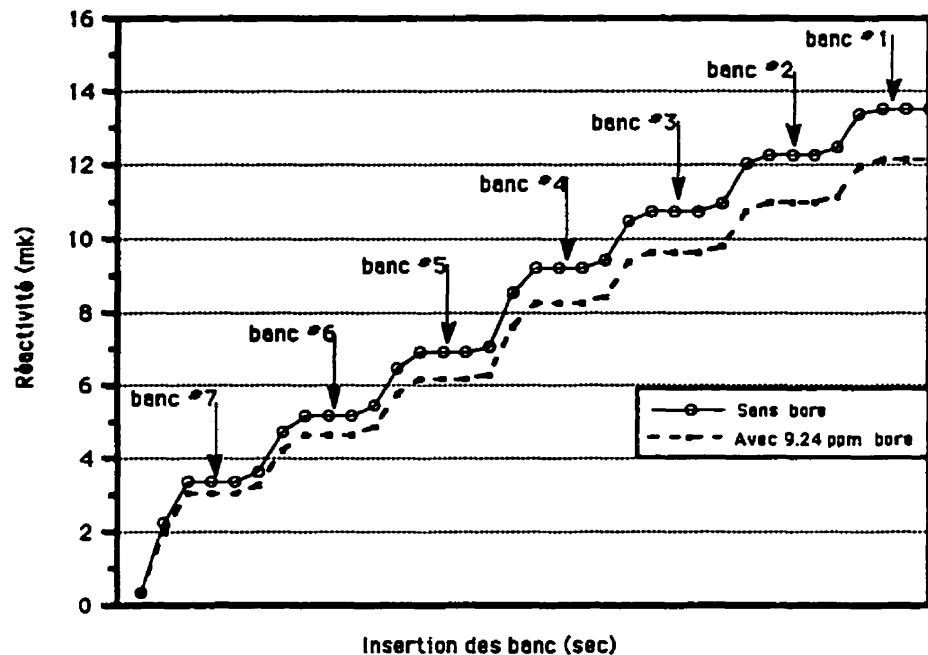


Figure 2.10: Réactivité négative introduite par les bancs de barres de compensation
barres de compensation complètement insérées et les contrôleurs liquides remplis à 50 % (voir le Tableau 2.12).

On a vérifié que les bancs de barres de compensation sont plus effectifs dans un coeur à l'équilibre que dans un coeur neuf (comme le montre la figure 2.10), étant donné qu'à ce moment de la vie du réacteur il n'y a presque plus de bore dans le modérateur, il n'y a plus de combustible appauvri introduit au démarrage et les flux sont plus uniformes par zones de combustion étant donné l'évolution de la composition isotopique dans le combustible.

Il faudrait aussi dire que dans le coeur à l'équilibre, la seule façon d'avoir un gain en réactivité positive (si nécessaire) est en procéder à une extraction des barres, étant donné que l'excès de réactivité positive est très petit.

CHAPITRE 3

Simulations numériques de l'effet de vidange.

3.1 Considérations faites dans les calculs.

On a pris comme référence pour nos calculs les résultats obtenus par M. Whitlock (Tableau 3.1) [11], avec une valeur de laplacien critique de $2.85E - 4 \text{ cm}^{-2}$ et un laplacien nominal de $7.62E - 5 \text{ cm}^{-2}$ pour le modèle du coeur du CANDU-6. On a aussi validé le modèle *B1* hétérogène [7] pour un calcul de cellule.

Cependant, on a pris une valeur de laplacien critique de $3.51E - 4 \text{ cm}^{-2}$ pour le modèle *B0* et de $2.95E - 4 \text{ cm}^{-2}$ pour le modèle *B1* (Tableau 3.6).

Le calcul du Laplacien géométrique nominal (équation 1.12) a été fait en tenant compte de la distance d'extrapolation (Cas 2 du Tableau 3.2) pour un rayon R de 346.05 cm et la Z axial du réacteur égale à 594.32 cm .

Les calculs effectués se rapportaient au cas d'un réacteur à l'état d'équilibre avec un "mi-burnup" de sortie autour de $3800 \frac{MW-J}{T}$ et au cas d'un coeur neuf. La valeur de "burnup" a été choisie identique au calcul de référence à fin de pouvoir bien comparer nos résultats.

On a supposé également que la formation du vide dans le canal qui a subi la perte de caloporteur a été si rapide qu'il n'y a pas eu d'augmentation de température dans la région du caloporteur ni dans le modérateur.

Le spectre d'énergie des neutrons a été découpé en trois groupes pour obtenir les facteurs qui interviennent dans le bilan neutronique comme suit:

- un groupe rapide ($E > 0.821 \text{ Mev}$)
- un groupe épithermique ($0.625 \text{ eV} < E < 0.821 \text{ Mev}$)

- un groupe thermique ($E < 0.625 \text{ eV}$).

Effet du vidange	Coeur neuf		Coeur à l'équilibre	
	B_{nom}^2	B_{σ}^2	B_{nom}^2	B_{σ}^2
$\Delta\rho$ (mk)	16.8	15.7	13.3	12.9
ΔK_{eff} (mk)	19.9	15.9	14.1	13.0

Facteurs	Zero Burnup		Mi-Burnup	
	WIMS (mk)	PPV (mk)	WIMS (mk)	PPV (mk)
η	+1.8	+2.44	-2.1	-2.66
f	+3.3	+3.16	+2.0	+2.39
p_r	-3.2	—	-3.4	—
p_{th}	+9.9	—	+10.9	—
p	—	+6.25	—	+6.24
ϵ	+4.4	+5.05	+5.4	+5.03
Λ_r	—	-0.86	—	-0.86
Λ_{th}	—	-0.28	—	-0.12
Total	+16.3	+15.76	+13.0	+10.02

Tableau 3.1: Données de référence

Pour calculer la variation de réactivité introduite à cause de la vidange d'un canal on a utilisé la différence de réactivité adiabatique en considérant la présence du calopoteur et le cas où il n'y aurait que du vide.

$$\Delta\rho = \frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff}^v K_{eff}^c} = \frac{(K_{eff}^v - K_{eff}^c)}{K_{eff}^v K_{eff}^c} \times 1000. \text{ (mk)} \quad (3.1)$$

où:

- K_{eff}^v est la valeur du coefficient de réactivité quand il y a absence de calopoteur.
- K_{eff}^c est la valeur du coefficient de réactivité quand il y a présence du calopoteur.

Cas	B_r	B_z	Rapport
1	0.401E-04	0.279E-04	1.437
2	0.483E-04	0.279E-04	1.731
3	0.449E-04	0.313E-04	1.437

Tableau 3.2: Valeurs de laplacien choisi

Pour le calcul de la différence du flux, nous avons toujours calculé la différence entre le flux avec le caloporteur et le flux en l'absence du caloporteur:

$$\Delta\Phi = \frac{(\Phi^v - \Phi^c)}{\Phi^c} \quad (3.2)$$

où:

- Φ^v est le flux en l'absence du caloporteur.
- Φ^c est le flux en la presence du caloporteur.

Dans le cas de la contribution individuelle de chaque facteur à la réactivité, les calculs sont semblables, excepté que l'on a divisé par la valeur moyenne (dans les deux cas avec et sans caloporteur).

$$\Delta x = \frac{(x^v - x^c)}{\bar{x}} \quad (3.3)$$

Des nombreux calculs de cellule ont été réalisés, soit en imposant le "laplacien" dans la direction axiale pour trouver le "laplacien" dans la direction radiale et viceversa, soit en gardant un rapport constant entre les deux dans le cas d'une perte complète du caloporteur. Dans tous les cas, nous avons pris des valeurs autour du "laplacien géométrique" pour un réacteur homogène et stationnaire en tenant compte des dimensions du réacteur CANDU-6 (voir le Tableau 3.2).

3.2 Vidange complète d'un coeur neuf.

Au moment du démarrage du réacteur, il existe un excès de réactivité occasionnée par la présence du combustible neuf, laquelle sera compensée par l'introduction

d'une quantité relativement grande de bore (élément qui a une grande section efficace d'absorption de neutrons) dans le modérateur.

Cette concentration de bore dans le modérateur va varier dans les premiers jours du démarrage, étant donné les changements qui vont se produire dans la composition isotopique du combustible fissile.

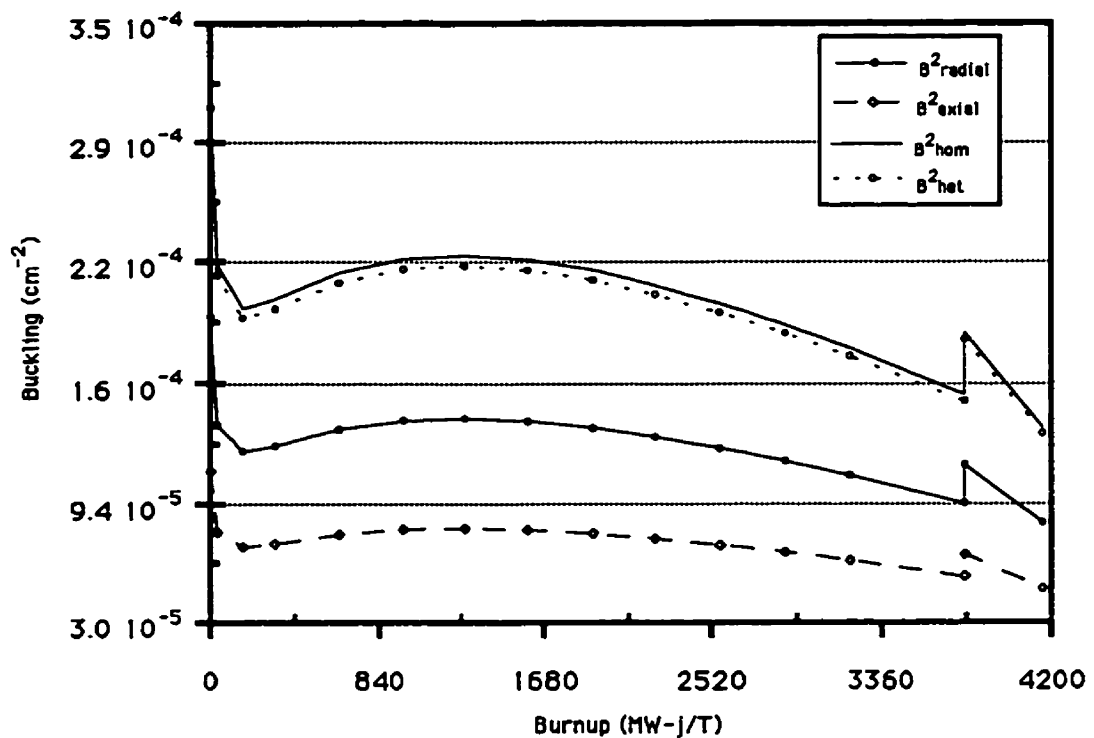


Figure 3.1: Composante axiale et radiale du laplacien preservant le rapport constant ($\frac{B^2_r}{B^2}$) par rapport au laplacien global.

Initialement le seul isotope fissile présent dans le combustible est l' U^{235} qui va s'épuiser de façon continue. Cependant, quelque jours plus tard le taux d'apparition d'autres éléments fissiles (il s'agit fondamentalement du Pu^{239} et Pu^{241}) devient plus important que le taux de disparition de l' U^{235} . On remarquera que le K_{eff} commence à augmenter (le laplacien suit le même comportement) de telle sorte que l'excès de réactivité présent déjà dans le réacteur commence à augmenter,

Cas	ϵ	p	f	η	Λ_r	Λ_{th}	Total	$\Delta\rho$	p_r	p_{th}
1	5.11	7.17	3.49	2.08	-1.11	.01	16.74	15.24	-2.09	8.15
2	5.12	7.19	3.49	2.07	-1.24	.01	16.64	15.20	-2.22	8.18
3	5.12	7.19	3.49	2.07	-1.25	.01	16.63	15.19	-2.22	8.18

Tableau 3.3: Influence du laplacien choisi sur la réactivité au démarrage.

donc il faudra recommencer l'injection de bore pour le neutraliser (voir figure 3.1). À partir du moment que le taux de formation de Pu^{239} et Pu^{241} devient plus petit que le taux de disparition d' U^{235} l'extraction de bore se fera de façon continue.

On a calculé l'effet du vidange complète du réacteur au moment du démarrage en imposant un rapport constant de la contribution du laplacien géométrique dans direction radiale B_r^2 et dans la direction axiale B_z^2 . On peut constater que la différence selon les trois cas n'est pas appréciable (voir Tableau 3.3).

3.2.1 Influence du bore sur la vidange.

On a fait le calcul de la réactivité du vide en considérant que le réacteur est vidé complètement alors que le réacteur n'a pas atteint l'état d'équilibre. Dans ce cas, au moment où la vidange se produit, il y a encore de la présence de bore dans le modérateur.

Après l'analyse de la figure 3.2, on peut dire qu'une vidange du caloporteur a un effet plus grand sur la réactivité du système si cette vidange se produit au début du démarrage du réacteur quand la concentration de bore est élevée que si elle se produisait près de l'état d'équilibre.

On peut constater selon les résultats du Tableau 3.4 que le facteur de production thermique η est principalement le responsable de l'augmentation de la réactivité, étant donné que les absorptions parasites causées par le Bore dans le modérateur augmentent ce qui fait que la quantité de neutrons qui rentrent déjà thermalisés sera beaucoup moins grande.

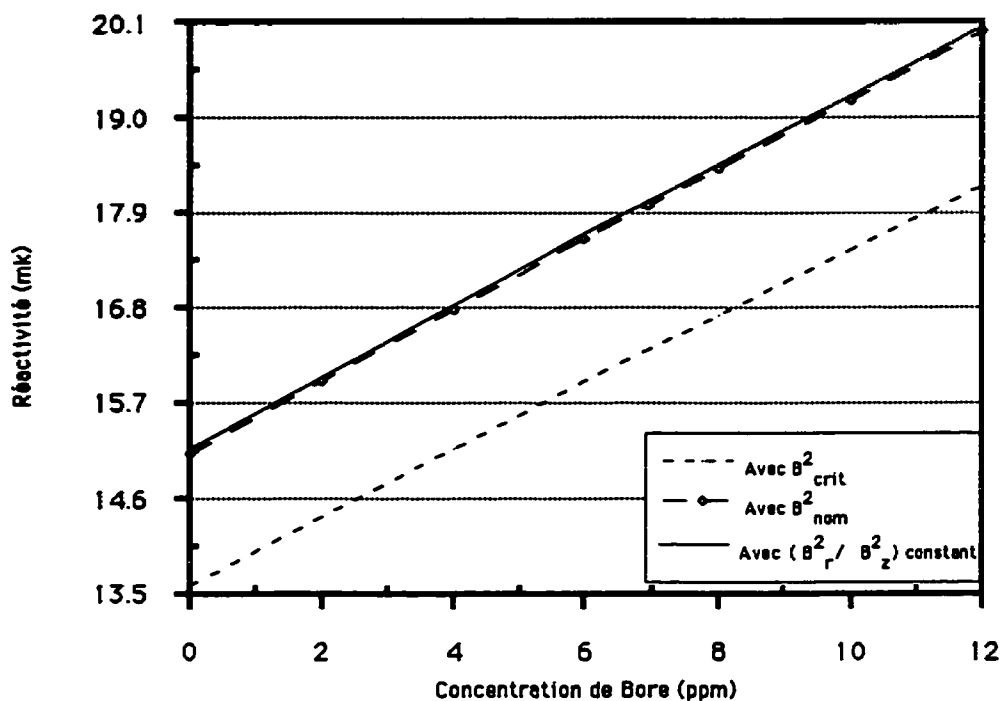


Figure 3.2: Variation de la réactivité en fonction de la concentration de Bore au démarrage.

On remarque donc que l'effet de la vidange du réacteur en réactivité sera plus grand au démarrage qu'à l'état d'équilibre et il y aurait 4 mk de réactivité positive introduit au réseau.

Bore (ppm)	ϵ (mk)	Λ_{th} (mk)	p (mk)	Λ_r (mk)	η (mk)	f (mk)	Total (mk)	$\Delta\rho$ (mk)	p_r (mk)	p_{th} (mk)
0.0	5.15	-1.24	7.16	.02	3.46	2.06	16.61	15.18	-2.21	8.16
2.0	5.17	-1.24	7.15	.01	4.11	2.05	17.26	16.00	-2.45	8.36
4.0	5.20	-1.24	7.14	-.01	4.74	2.05	17.88	16.83	-2.66	8.56
6.0	5.22	-1.24	7.14	-.02	5.33	2.05	18.48	17.65	-2.89	8.77
8.0	5.25	-1.24	7.13	-.03	5.90	2.05	19.06	18.46	-3.11	8.97
10.0	5.28	-1.24	7.12	-.04	6.44	2.05	19.59	19.25	-3.32	9.17
12.0	5.30	-1.24	7.11	-.05	6.96	2.04	20.12	20.04	-3.55	9.36

Tableau 3.4: Influence de la concentration de Bore avec laplacien hétérogène

On a analysé l'influence de la concentration de bore dans le modérateur sur la réactivité lors d'une vidange graduelle occasionnée par une petite fuite de caloporteur (figure 3.3).

En supposant qu'il y a eu une petite fissure dans un tube de force ce qui impliquerait que la diminution de pression soit moins brutale, l'ébullition du caloporteur ne se fera pas en grand volume et l'apparition du vide se fera graduellement.

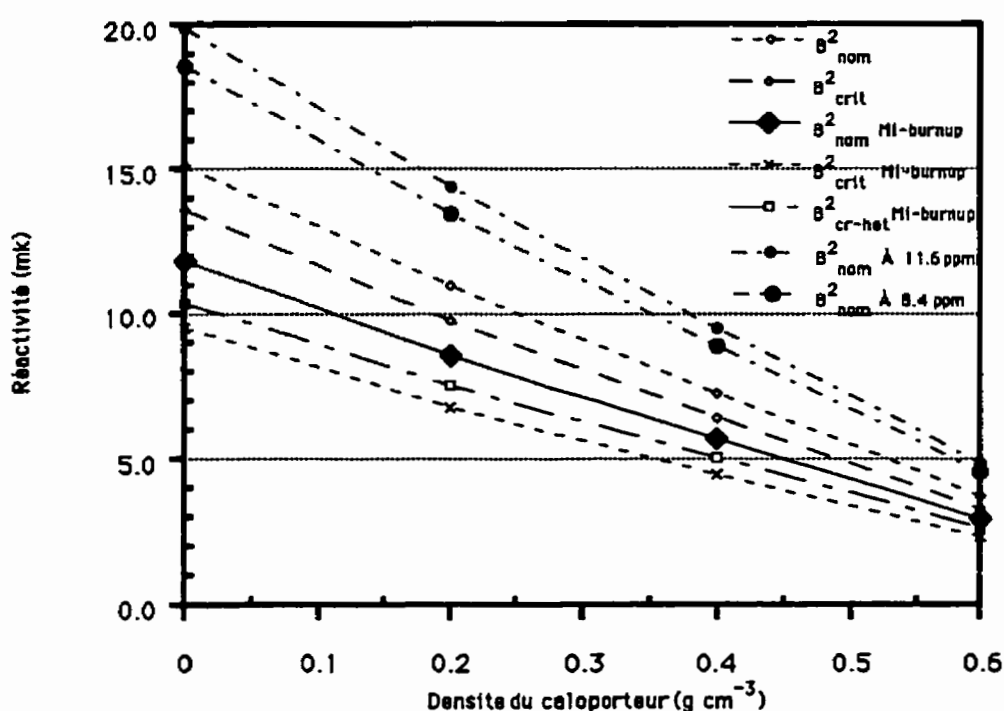


Figure 3.3: Variation de la réactivité en fonction de la densité du caloporteur

On remarque que l'introduction de réactivité positive occasionnée par l'apparition du vide dans le caloporteur est proportionnelle à la diminution de sa densité dans tous les cas et que plus grande est la valeur du "laplacien" à une même densité plus grande sera la réactivité.

On a tracé les courbes pour différentes concentrations de bore dans le modérateur qui rendent le réacteur critique au démarrage. On a aussi tracé le cas où on a im-

posé le laplacien hétérogène directionnel comme un tiers du laplacien hétérogène critique (voir figure 3.3).

Dans tous les cas, on a considéré que les barres de compensation sont introduites à 100 % dans le coeur et que les contrôleurs liquides sont tous remplis à 50 % (on n'a pas tenu compte de la présence du combustible appauvri).

D'après ces considérations on a réglé la concentration de Bore nécessaire pour atteindre la criticité pour différentes conditions de frontières. Dans le cas qu'on a choisi les conditions de frontière radiale et axiale, de flux Zero ou de réflexion, la concentration de Bore a été de 8.4 *ppm* et de 11.6 *ppm* respectivement.

3.2.2 Influence de l'enrichissement du combustible sur la vidange.

On a étudié l'effet du vidange du caloporteur pour un combustible neuf à plusieurs degrés d'enrichissement ainsi que pour un combustible appauvri à 0.524 %. Nous avons tracé le comportement en réactivité qui provoque la vidange du caloporteur comment le montre la figure 3.4.

On sait que malgré que le CANDU-6 est un réacteur qui est normalement rechargé avec du combustible naturel, au démarrage quelques dizaines de grappes appauvries sont introduites dans la zone centrale avec l'objectif d'aplatir le flux et d'atteindre un niveau plus homogène de la distribution de puissance. Ces grappes introduisent une réactivité négative dans le système de 7 *mk*.

On peut noter que la vidange du caloporteur n'a pas le même effet sur la réactivité du réacteur si la perte se produit dans un canal rempli de grappes avec du combustible naturel que si la perte se produit dans un endroit où il y a une grappe de combustible appauvri.

Dans ce dernier cas on remarque qu'il y aura une introduction de réactivité positive de 4 *mk* de plus par rapport au cas où il aurait du combustible naturel.

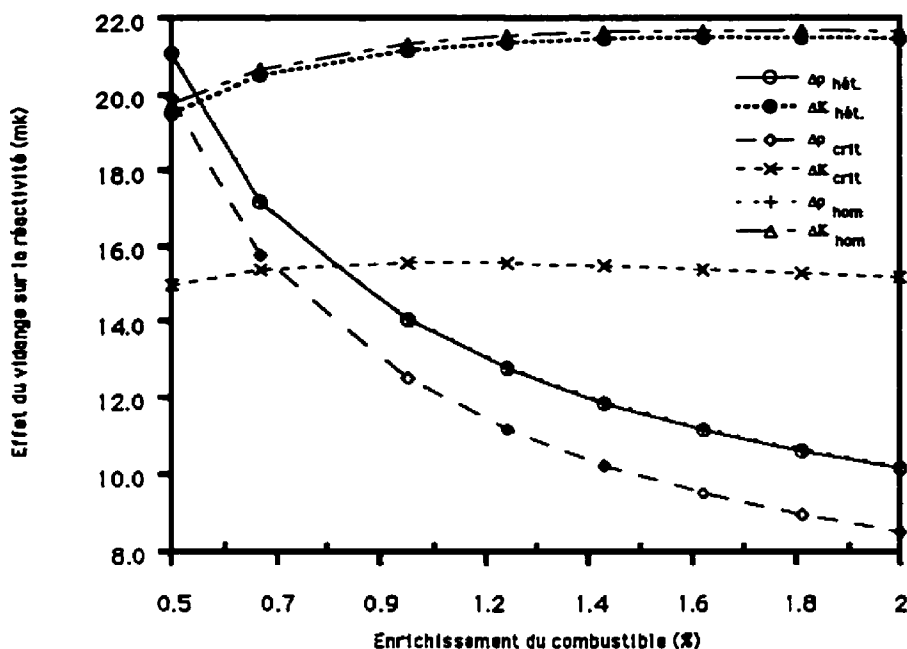


Figure 3.4: Variation de la réactivité en fonction de l'enrichissement du combustible

3.3 Vidange complète du caloporteur pour un coeur à l'équilibre

On a déjà illustré l'effet du bore sur la réactivité en considérant une évolution isotopique du combustible (figure 3.1). Dans cette figure on peut bien apprécier l'effet de la vidange complète d'un coeur à "mi-burnup", donné par un saut en réactivité positive.

Remarquons également qu'une fuite dans la direction radiale du réacteur jouera un rôle plus important pour l'économie de neutrons dans le système que si cette même fuite se produisait dans la direction axiale.

Cas	ϵ	p	f	η	Λ_r	Λ_{th}	Total	$\Delta\rho$	p_r	p_{th}
1	5.92	7.74	2.71	-2.92	-1.10	-0.03	12.30	11.92	-1.94	8.54
2	5.94	7.75	2.71	-2.93	-1.24	-0.04	12.20	11.85	-2.08	8.56
3	5.94	7.75	2.71	-2.92	-1.23	-0.04	12.21	11.86	-2.07	8.56

Tableau 3.5: Influence du laplacien choisi sur la réactivité à l'équilibre

On a aussi remarqué que le facteur qui influence le plus sur la diminution de

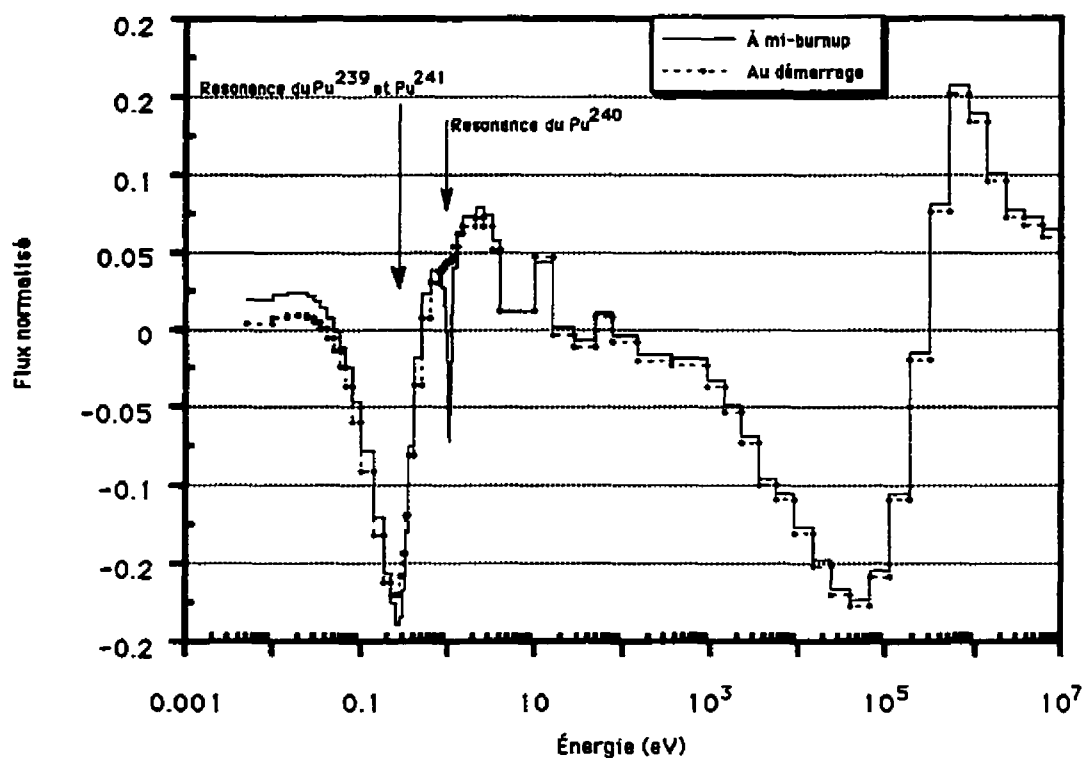


Figure 3.5: Distribution de flux selon le spectre d'énergie des neutrons

la réactivité pendant la vidange d'un cœur à l'équilibre du rechargement est la production thermique η (Tableau 3.5). La cause fondamentale de cet effet est l'apparition des produits de fissions comme le Pu^{240} (figure 3.5) qui font augmenter la section efficace d'absorption au fur et à mesure qu'on fait évoluer le combustible.

Ces aspects sont capitaux dans les calculs de sûreté surtout dans le cas d'un accident avec perte du caloporteur.

On a calculé la distribution de flux dans le caloporteur pour tout le spectre d'énergie à "mi-burnup" selon l'équation (3.2).

Dans le cas où on garde le rapport entre le laplacien radial et le laplacien axial constant, cette fois-ci en utilisant le modèle B1 et la méthode de probabilité de collision directionnelle (Tableau 3.6), les résultats globalement ne diffèrent pas beaucoup, sauf que la valeur du laplacien critique change effectivement à $2.85E -$

Effet sur:	Calcul avec B0		Calculs avec B1		Calculs avec B1 _{het}	
	B_{nom}^2	B_{σ}^2	B_{nom}^2	B_{σ}^2	B_{nom}^2	B_{σ}^2
$\Delta\rho$ (mk)	17.30	16.56	17.16	16.10	17.09	16.16
ΔK_{eff} (mk)	20.86	16.84	20.50	16.36	20.38	16.54

Facteurs	Sans correction de transport		Avec correction de transport	
	Zero Burnup (mk)	Mi-Burnup (mk)	Zero Burnup (mk)	Mi-Burnup (mk)
η	+2.11	-2.85	+2.05	-2.86
f	+3.73	+3.53	+3.47	+3.14
p_r	-2.48	-2.44	-2.36	-2.29
p_{th}	+9.10	+9.76	+8.28	+8.73
ϵ	+5.57	+6.36	+5.11	+6.01
Total	+18.03	+14.35	+16.57	+12.72
p	+7.89	+8.55	+7.13	+7.64
Λ_r	-1.49	-1.48	-1.39	-1.37
Λ_{th}	+0.22	+0.24	+0.18	+0.18

Tableau 3.6: Nos calculs: Influence des facteur sur la vidange du caloporteur

Réactivité	Zero Burnup		Mi-Burnup	
	Référence	Nos calculs	Référence	Nos calculs
$\Delta\rho$ (mk)	16.3	16.5	13.0	12.7

Tableau 3.7: Comparaison des résultats.

4 cm^{-2} et on peut bien apprécier l'effet des resonance de Plutonium (figure 3.5).

Cependant les fuites directionnelles auront des importances différentes ce dont il faut tenir compte dans le calcul de surêté en fonction d'une potentielle fuite de caloporteur.

Si l'on compare nos résultats (Tableau 3.7) à ceux de la référence dans le cas de la même librairie, on constate qu'il y a une amélioration remarquable sur le $\Delta\rho$ lorsqu'on a fait la correction de transport, c'est à dire, nos resultats se rapprochent à ceux de la référence.

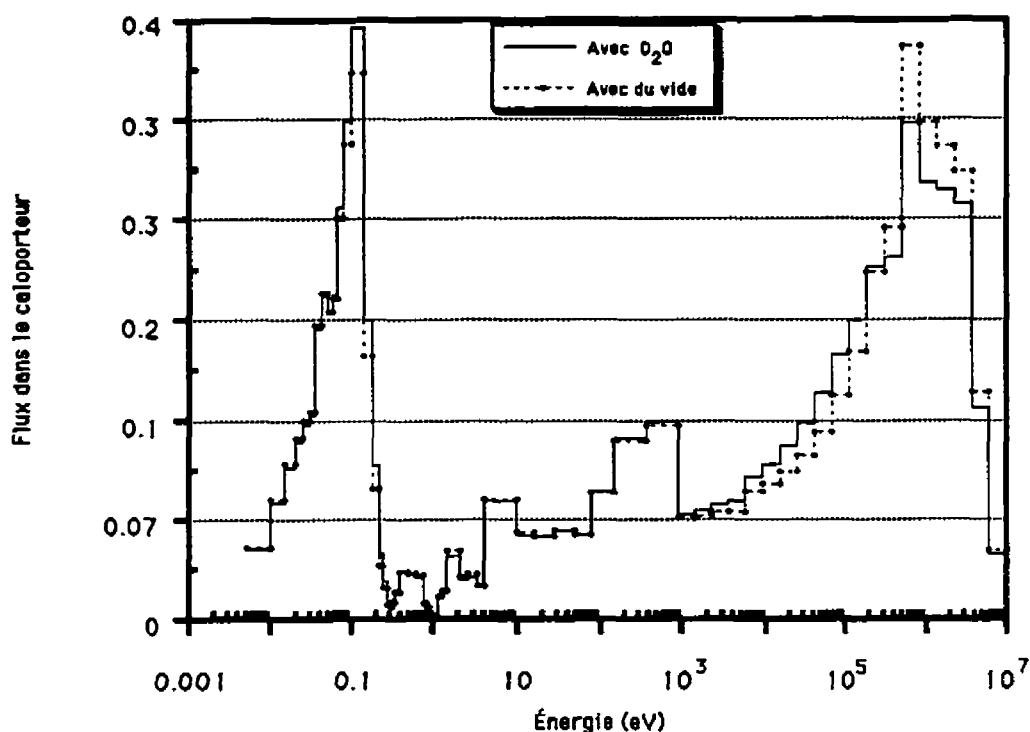


Figure 3.6: Comportement du flux lors d'une vidange complète du coeur.

De la même façon, on peut constater que le rôle le plus important de la vidange sur l'augmentation de la réactivité est dû au flux de neutrons rapide dans le combustible qui croître grandement en présence du vide. À plus basse énergie étant donné l'absence du caloporteur le ralentissement des neutrons se verra sensiblement affecté d'où la diminution du flux dans l'intervalle de résonance (figure 3.6).

On a aussi vérifié le même effet sur le flux neutronique [22] lorsque on a considéré le modèle du coeur comme le montre la figure 3.7. Dans l'annexe C et D, on peut trouver les cartes de flux 3D du coeur en entier pour le cas où le réacteur est vidé complètement et pour le cas où la vidange ne se produit que dans une moitié du coeur. On remarque comme l'effet de vider une moitié du coeur conduit à

une diminution de flux rapide dans la section du canal qui a suivie la vidange en question.

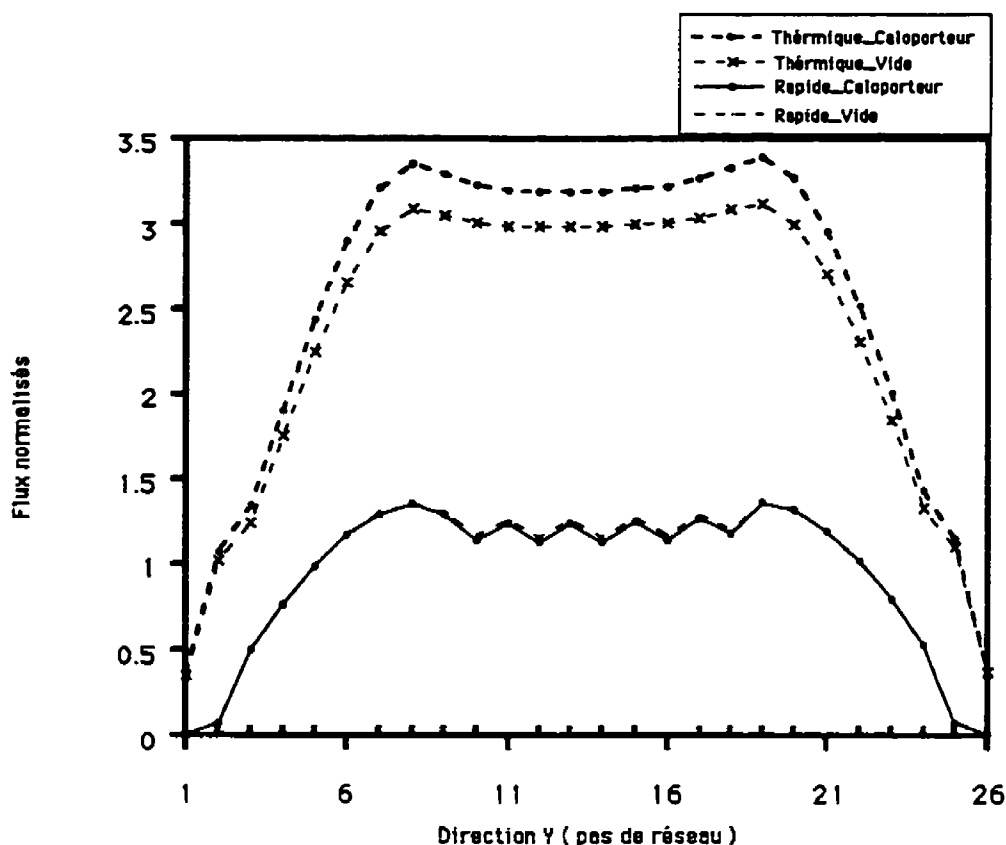


Figure 3.7: Distribution du flux sur la Ligne "L" au plan axial No 5.

3.4 Comportement des coefficient de diffusion lors de la vidange.

Dans notre étude, nous avons comparé les coefficients de diffusion directionnels et les coefficients de diffusion adirectionnels lorsqu'il y a eu une perte complète du caloporteur.

On peut constater que les valeurs des coefficients de diffusion ne changent pas appréciablement en fonction de l'état isotropique du combustible lorsque la vidange se produite, ainsi que leurs valeurs en fonction des directions préférentielles comme

le montre le Tableau 3.8. Ce n'est que dans la direction axiale où on remarque un faible courant d'une valeur de 1.1 %, dans le cas du groupe thermique.

Facteurs et Coefficient	Coeur neuf		Coeur à l'équilibre	
	Rapide	Thermique	Rapide	Thermique
$f_x = f_y$	0.9974144	1.00628269	0.997425914	1.00615036
f_z	1.00447571	0.989125669	1.00445604	0.989351511
D_{hom}	1.460023	0.962142	1.460987437	0.959834812

Tableau 3.8: Valeurs des coefficients de diffusion directionnels et adirectionnels

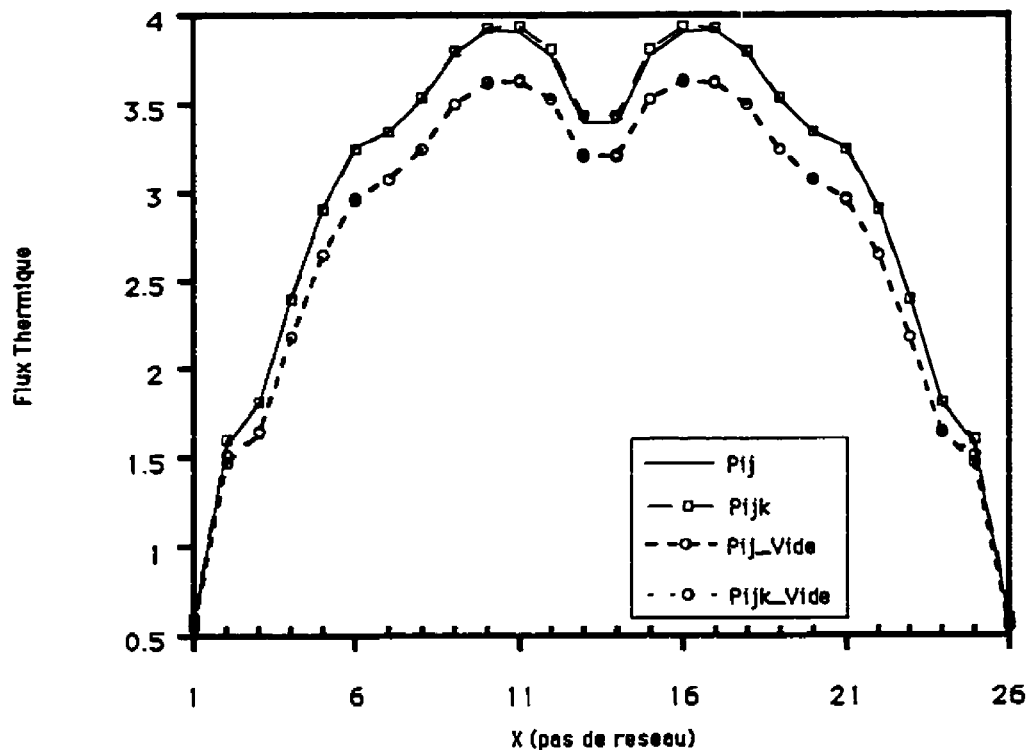


Figure 3.8: Distribution du flux thermique avec coefficients directionnels et avec coefficients adirectionnels (Ligne "L" plan axial No 5) pour un cœur neuf.

On a aussi représenté le flux thermique du vide par rapport au flux thermique avec présence du caloporteur: soit dans les cas où on a utilisé les coefficients adirectionnels, soit le cas où on a utilisé les coefficients directionnels (figure 3.8).

On remarque que la forme du flux ne varie pas sensiblement avec le choix des coefficients de diffusion directionnels ou adirectionnels.

On a vu, que la valeur globale en réactivité n'était que de l'ordre de $0.2 mk$ dans le calcul de réacteur. Donc on peut conclure que dans le cas des réacteurs à l'eau lourde, comme le CANDU, où l'espace occupé par le caloporteur ne représente que le 4 % du volume du réacteur, les effets des fuites directionnels n'influencera pas beaucoup sur la réactivité. La simulation de la vidange du caloporteur au même temps qu'une perte du modérateur aurait probablement des effets très différents. Dans le cas des réacteurs à l'eau légère, malgré leurs coefficient du vide négatif, les effets directionnels, auraient plus d'influence étant donné qu'il n'aurait pas séparation physique entre le caloporteur et le modérateur.

CONCLUSION

Tout d'abord nous voudrions signaler qu'au début de cette étude, on ne disposait pas d'un modèle du coeur de Gentilly-2 avec tous ses mécanismes de contrôle de la réactivité, il a donc fallu le construire. Pour ce faire, on a considéré les dimensions du réacteur, les bonnes mesures et la bonne position des dispositifs de contrôle de la réactivité, ainsi que leur configuration géométrique dans le calcul de supercellule. Nous avons dû recalculer toutes les sections dans un interface COMPO pour ensuite procéder aux calculs du réacteur.

À présent toutes ces facilités ont été intégrées dans le nouveau code DONJON [23] ce qui permet faire des études de vidange de ce type.

D'après notre étude, il apparaît que les différences observées dans les calculs du réacteur utilisant les coefficients de diffusion directionnels par rapport aux calculs avec coefficients de diffusion adirectionnels ne sont pas très sensibles du point de vue de la valeur de réactivité occasionnée par la vidange du caloporteur ni de la forme du flux. On a remarqué que pendant une vidange totale du coeur ce n'est que dans la direction axiale qu'il existe un faible courant (autour de 1 %) pour le coefficient de diffusion du groupe thermique. Cependant, pour la consistance du modèle, il est très important d'avoir la possibilité d'imposer ou de chercher une fuite spatiale.

Cet effet de fuites directionnelles aurait plus d'importance pour les réacteurs à eau légère (malgré leur coefficient du vide négatif), étant donné qu'il n'existe pas de séparation physique entre le caloporteur et le modérateur.

Il est recommandable d'avoir la possibilité d'intégrer à la chaîne de calcul les coefficients de diffusion directionnels dans le calcul de supercellule.

L'effet d'une vidange du caloporteur dans un réacteur CANDU, à la différence d'un réacteur à eau légère sans combustible à oxyde mixte, introduit une réactivité

positive dans le système.

On a analysé différents scénarios possibles lorsque la vidange se produit, en considérant plusieurs facteurs qui influencent directement la magnitude de l'événement: la concentration de bore dans le modérateur, l'enrichissement du combustible, le degré de formation de vide, l'évolution du combustible, la valeur du laplacien géométrique imposé pendant la vidange et la direction de la fuite.

Dans notre modèle du coeur, on a essayé de représenter avec la plus grande fidélité possible tous les mécanismes de contrôle de la réactivité, ainsi que l'emplacement du combustible appauvri dans le cas d'un coeur neuf. On a aussi prêté attention au choix du découpage spatial là où il y avait un dispositif de contrôle pour essayer de minimiser les erreurs de troncature du modèle.

On a vérifié qu'en faisant un découpage spatial très fin la différence en réactivité par rapport au découpage fait en tenant compte de la longueur d'un pas de réseau était de $0.3 mk$, ce qui n'est pas négligable étant donné que ceci représente approximativement la perte de réactivité quotidienne par épuisement du combustible.

On a constaté que la réactivité positive introduite à cause d'une vidange varie de façon linéaire avec la concentration de bore qui existe dans le modérateur, et que plus grande est la valeur du laplacien géométrique, plus grand sera cet effet. De même, on a analysé le comportement du laplacien directionnel et on remarque que c'est la composante radiale qui joue un rôle plus important dans la valeur globale des fuites entre cellules.

On a aussi tenu compte de l'enrichissement du combustible sur la réactivité pour un coeur neuf dans lequel il y a du combustible appauvri. La réactivité positive introduite pendant la vidange étant un élément à surveiller, elle sera plus grande si la vidange se produit dans un combustible où l'enrichissement est moindre.

On a également remarqué que pendant la vidange du caloporteur, étant donné que les absorptions thermiques dans le combustible augmentent, le flux rapide augmentera en dépit du flux thermique qui diminuera.

Grâce au modèle du coeur, on a pu constater l'effet des mécanismes de contrôle sur le flux dans le réacteur. On a noté que tous les mécanismes ainsi que la présence du combustible appauvri permettent d'aplatir la distribution spatiale du flux ce qui donne une meilleure efficacité dans la génération d'énergie du coeur.

Finalement, on peut dire que le pire scénario dans lequel pourrait se produire une vidange du réacteur, avec les pires conséquences du point de vue de neutralisation de la réactivité que cet effet occasionnerait, serait le cas où une rupture se produirait pendant le démarrage du réacteur, dans un canal central, dans le plan axial où il y a du combustible appauvri. Dans ces conditions, le gain en réactivité positive serait maximum, malgré que la rupture d'un canal n'est pas considérée une grande rupture.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] VARIN, E., NAVARRO, S., KOCLAS, J., ROY, R. (1995), "XSIMUL user's guide - Version 1.0", IGE-178, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [2] HÉBERT, A. (1983), "Neutronique", Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [3] RIVERO OLIVA, JOSÉ DE JESÚS, (1983), "Ecuaciones de la Física Matemática y Funciones Especiales".
- [4] BENOIST, PIERRE (1981), "Integral Transport Theory Formalism for Diffusion Coefficient Calculations in Wigner-Seitz Cells", Nuclear Science and Engineering **77**, pp 1-12.
- [5] BENOIST, PIERRE (1984), "A Simple Model for the Calculation of the Sodium-Voiding Effect on Neutron Leakages in a fast reactor Lattice I. Formalism", Nuclear Science and Engineering **86**, pp 22-40.
- [6] PETROVIC, I., BENOIST, P., MARLEAU, G. "A Quasi-Isotropic Reflecting Boundary Condition for the TIBERE Heterogeneous Leakage Model", Nuclear Science and Engineering, Vol **122**, pp 151-166 (1996).
- [7] PETROVIC, I., BENOIST, P., MARLEAU, G. "A Simplified Heterogeneous B1 Model with Isotropically-Reflected Neutrons on Assembly Boundary", Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal (1995).
- [8] BENOIST, P., PETROVIC, I., STANKOVSKI, Z. "Improvements in Leakage Calculations of Nuclear Reactor Assemblies and consistent Definition of Cell

- Leakage Coefficients by an Equivalence Procedure", Commissariat à l'Énergie Atomique, Département de Mécanique et de technologie, France.
- [9] CAILLARD-GRIMONT, M-T. (1993), " Calcul des effets de vide et de température pour une cellule irradiée d'un réacteur de type RBMK", École Polytechnique, Institut du génie énergétique, Montréal.
- [10] ROZON, D. (1992), " Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires", Ed. de l'École Polytechnique de Montréal.
- [11] WHITLOCK, JEREMY J, GARLAND, WILLIAM J., MILGRAM, MICHAEL S., . (1994), " Effets Contributing to positive Coolant Void Reactivity ", REACTOR PHYSICS.
- [12] BUSSAC, JEAN; REUSS, PAUL, (1978), "Traité de neutronique".
- [13] HÉBERT, A., KOCLAS, J., " Calcul Neutronique II", Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [14] HÉBERT, A. (1995), "TRIVAC-3 users' guide", IGE-161, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [15] MARLEAU, G., HÉBERT, A., ROY, R., "A User's Guide for DRAGON-2", (1995) IGE-174, École Polytechnique de Montréal.
- [16] ROY, R. (1994), "The CLE-2000 Toolbox," Report IGE-163, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire.
- [17] ROUBEN, B. (1983), "Le réacteur CANDU - Étude du coeur," Département de physique, AECL, Opérations CANDU.
- [18] ROY, R., MARLEAU, G., TAJMOUATI, J., ROZON, D. (1993), "Modeling of CANDU Reactivity Control devices with the lattice code DRAGON", Annals of Nuclear Energy, Vol. 21, pp 115-132.

- [19] BEAUDET, M., ROZON, D. , TAJMOUATI, J. (1990), "Guide de l'utilisateur du code OPTEX-4 - Version 4.2", IGE-104, École Polytechnique de Montréal.
- [20] LEÓN ALMARIO, ADALBERTO, (1984), "Cinética y operación de reactores nucleares", pp 111-115.
- [21] ROZON, D. (1995), "La Gestion du combustible", Notes de cours, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [22] HÉBERT, A., ROY, R. (1994), "A Programmer's Guide for the GAN Generalized Driver - FORTRAN-77 version", IGE-158, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [23] VARIN, E., HÉBERT, ROY, R., KOCLAS, J. (1996), "A User's Guide for DONJON", IGE-208, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

ANNEXES

ANNEXE A

Table d'intégration.

$$\int_{4\pi} \vec{\Omega} d^2\Omega = \vec{0} \quad (\text{A.1})$$

$$\int_{4\pi} (\vec{\Omega} \otimes \vec{\Omega}) d^2\Omega = \begin{vmatrix} \Omega_x^2 & \Omega_x\Omega_y & \Omega_x\Omega_z \\ \Omega_y\Omega_x & \Omega_y^2 & \Omega_y\Omega_z \\ \Omega_z\Omega_x & \Omega_z\Omega_y & \Omega_z^2 \end{vmatrix} = \frac{4\pi}{3} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$\int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma^2}{\Sigma^2 + (\vec{B} \cdot \vec{\Omega})^2} = 4\pi \Sigma \alpha(B, \Sigma) \quad (\text{A.3})$$

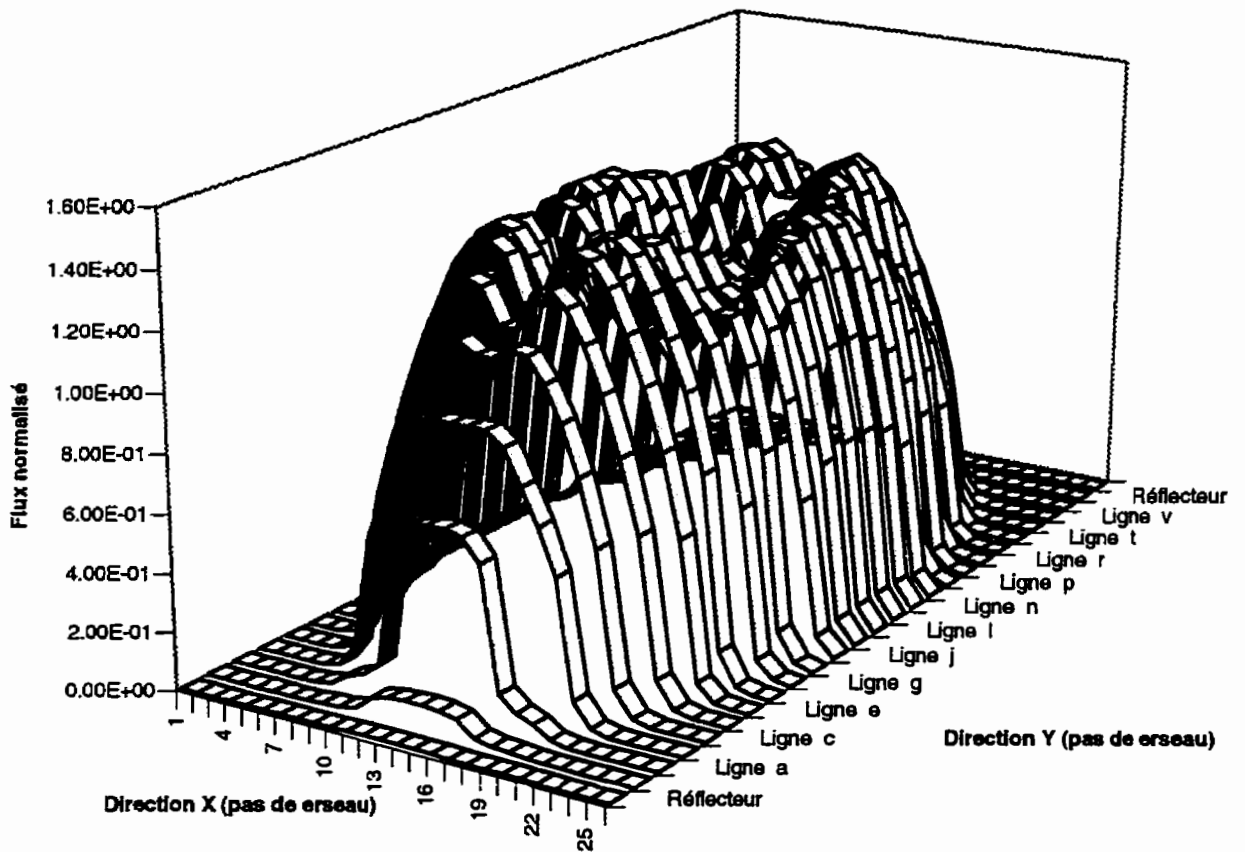
$$\int_{4\pi} d^2\Omega \frac{(\vec{\Omega} \otimes \vec{\Omega})}{\Sigma^2 + (\vec{B} \cdot \vec{\Omega})^2} = 4\pi \beta(B, \Sigma) \quad (\text{A.4})$$

$$\int_{4\pi} d^2\Omega \Omega_k = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \vec{\nabla} \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

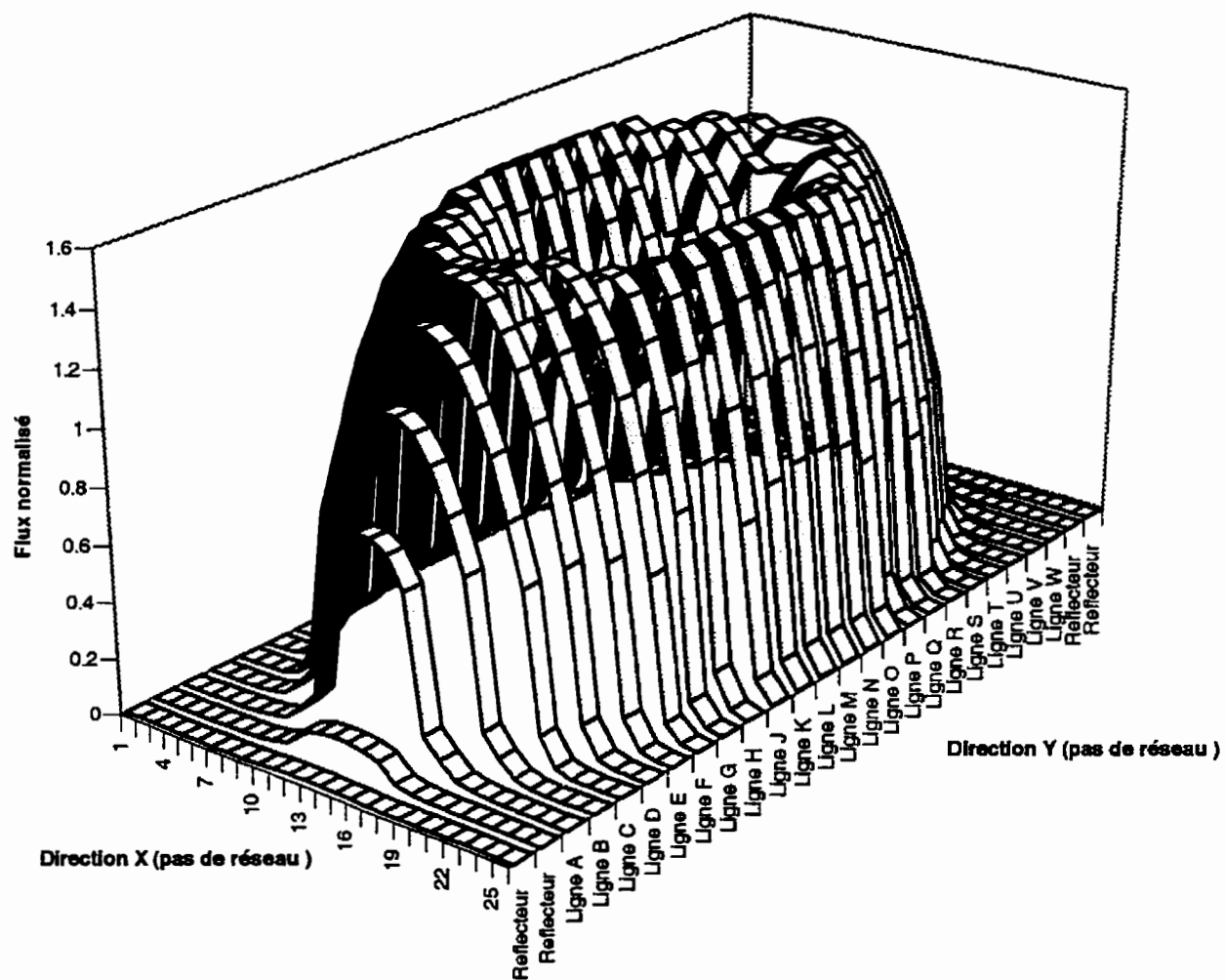
Carte du flux du cœur avec les mécanismes de contrôle



Flux rapide (Plan axial #5)

Annexe C

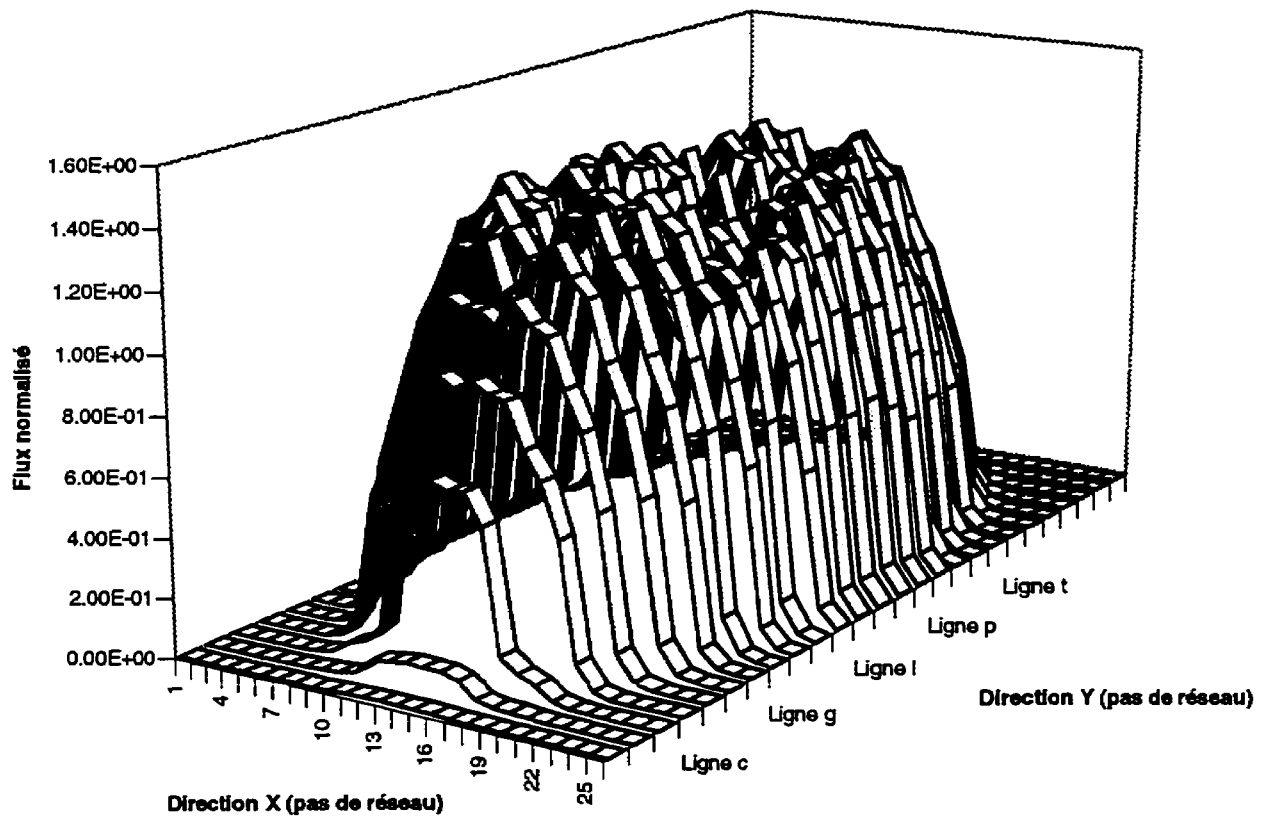
Carte du flux du cœur entier



Flux Rapide (Plan axial #5)

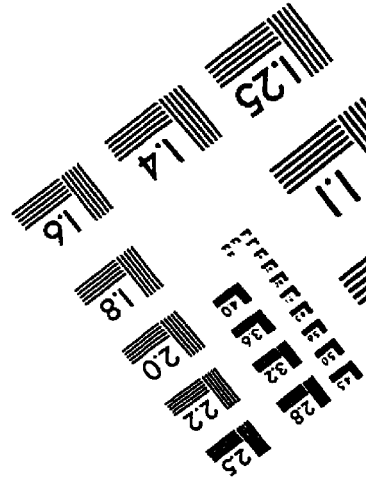
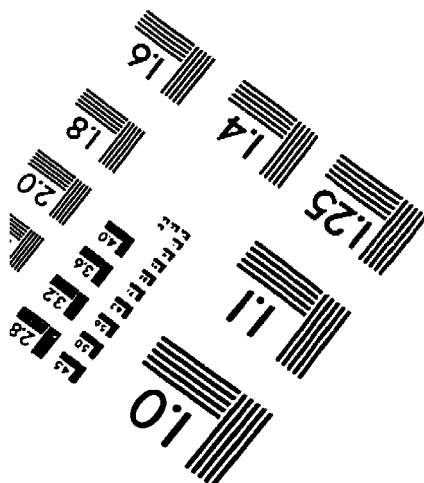
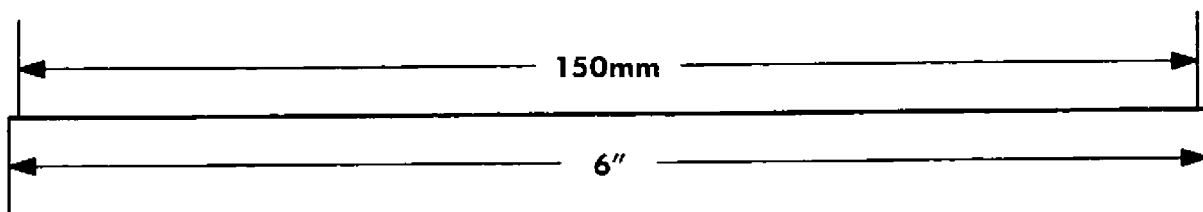
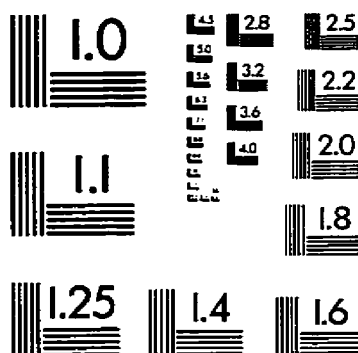
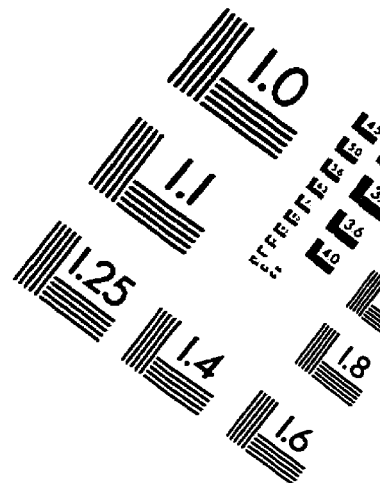
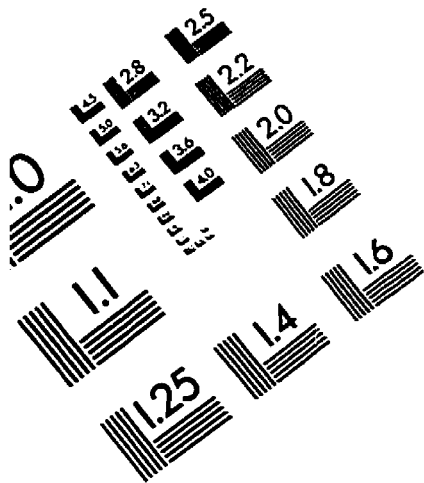
Annexe D

Carte du flux avec vidange de mi-coeur



Flux Rapide (Plan axial #5)

IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc.
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved