

Titre: Simulation numérique de l'effet du réflecteur radial sur les cellules
Title: REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON

Auteur: Najoua Bejaoui
Author:

Date: 2012

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bejaoui, N. (2012). Simulation numérique de l'effet du réflecteur radial sur les cellules REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/1028/>

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1028/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Guy Marleau
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'EFFET DU RÉFLECTEUR RADIAL SUR LES
CELLULES REP EN UTILISANT LES CODES DRAGON ET DONJON

NAJOUA BEJAOUTI
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
DÉCEMBRE 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'EFFET DU RÉFLECTEUR RADIAL SUR LES
CELLULES REP EN UTILISANT LES CODES DRAGON ET DONJON

présenté par : BEJAOUI Najoua

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

M. HÉBERT Alain, D.Eng, président

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

M. COURAU Tanguy, Ph.D, membre

*À mon cher père,
À ma chére mère
je vous aime énormément*

...

REMERCIEMENTS

De la Tunisie au Canada...Quelle expérience !

Après deux années de maitrise, comptées parmi les plus agréables chapitres de ma vie, j'aimerais remercier ceux et celles qui ont fait de moi un maître en génie énergétique...

Je remercie infiniment mon directeur de recherche Guy Marleau, pour m'avoir aidé à réaliser un rêve plus que personnel, c'est un rêve de toute une famille. Merci monsieur de m'avoir montré l'exemple du bon chercheur dans l'analyse des résultats et dans la rédaction des travaux. Vous êtes pour moi un exemple à suivre dans ma vie.

Merci aux membres de jury : le professeur Alain Hébert qui a accepté de servir de président du jury de mémoire, et le docteur Tanguy Courau qui a accepté de servir comme membre du jury. Merci messieurs d'avoir lu mon mémoire et de l'avoir mené à mieux par vos suggestions de correction.

J'aimerais profiter de l'occasion pour remercier Amel Lamouchi de m'avoir aidée à régler mes papiers d'immigration aux derniers jours avant mon voyage au canada.

Je tiens à remercier La Mission Universitaire de Tunisie à Montréal et La Fondation de l'École Polytechnique de Montréal pour leurs soutiens financiers qui ont rendu possible ce travail.

Avec le temps, certains collègues, de l'IGN ou d'ailleurs, ont pris la charge de répondre à mes questions : Tareq, Geneviève, Pierre et Aymen, j'aimerais vous dire combien vous m'avez aidé en s'inspirant de vos expériences avec DRAGON, Latex et MATLAB. Je veux également remercier ma famille "nucléaire" pour les discussions en tour de table des réunions du vendredi matin, j'ai appris beaucoup de choses autre que les REP et les réflecteurs. Un autre remerciement s'adresse à mesdames Joanne Sirois et Lyne Dénommé pour leurs chaleureux sourires à L'IGN.

Quand on passe toute notre vie auprès d'une belle famille comme la mienne et tout d'un coup on se retrouve séparé par l'atlantique avec 6 heures de décalage horaire, il sera difficile de se concentrer aux études...Cependant l'encouragement et le soutien quotidien de : mon père Hassen, ma mère Wassila, mon oncle Abdel Kader, ma tante Monia, Nawoula, mon frère Bachir et mes soeurs Nawel et Noura ont fait de moi ce que je suis aujourd'hui ! Merci d'avoir aussi supporté mon absence, je sais très bien que vous avez souffert en suivant mes ambitions.

RÉSUMÉ

Les réacteurs nucléaires à eau pressurisée (REP) constituent la flotte la plus importante de réacteurs nucléaires en opération dans le monde. Même si ces réacteurs ont été étudiés de façon extensive par les concepteurs et les exploitants en utilisant des méthodes numériques de plus en plus performantes, il reste encore certaines analyses qui, vu la complexité géométrique du cœur, n'ont pu être réalisées incluant l'analyse du comportement de flux de neutrons des cellules de combustible localisés à l'interface cœur/réflecteur.

Le schéma de calcul standard est basé actuellement sur une approche en plusieurs étapes s'adressant à différents échelles (cellule, assemblage et cœur complet). Lors de la première étape de calcul, on résout l'équation de transport sur une géométrie restreinte à deux dimensions (assemblage ou motif d'assemblages en milieu infini) associée à des maillages fins en énergie et espace. Le flux hétérogène en espace et en énergie ainsi calculé permet de produire des sections efficaces homogénéisées en espace et condensées en énergie qui seront utilisées dans une seconde étape de calcul. Celle-ci permet de résoudre le problème complet grâce à des maillages plus larges en énergie et en espace. Ce découplage de calcul en deux étapes est la source d'un biais méthodologique notamment à l'interface cœur/réflecteur : l'hypothèse de milieu infini employée pour le calcul de réseau est alors moins pertinente au voisinage du réflecteur représenté généralement par l'un de ces deux modèles : modèle de *réflecteur équivalent* basé sur le calcul des propriétés neutroniques d'un milieu homogène équivalent au réflecteur réel et modèle de *matrice d'albédo* permettant de calculer les coefficients de réflexion, ou albédo, à l'interface cœur/réflecteur.

Le réflecteur permet de ralentir les neutrons fuyants à l'extérieur du réacteur et de les renvoyer vers celui-ci. Cet effet conduit à deux pics de fission caractéristiques aux interfaces combustible/réflecteur, les taux de fission augmentant du fait de la plus grande proportion de neutrons réentrant. Ce changement de concentration neutronique se fait sentir surtout à l'intérieur de l'assemblage situé en périphérie du cœur. Pour remédier à cet effet, nous avons, premièrement, simulé un assemblage périphérique en contact avec un réflecteur de type TMI-PWR et, deuxièmement, développé un schéma de calcul avancé permettant de prendre en compte l'environnement des assemblages périphériques et de générer des propriétés neutroniques du réflecteur équivalent. Ce schéma de calcul a été testé sur un cœur chargé de combustible neuf dépourvu de mécanisme de contrôle de réactivité.

Les résultats ont démontré que la représentation des différents couches de réflecteur et le calcul d'assemblage périphérique en milieu fini prennent en compte le déplacement du spectre énergétique à l'interface du cœur et entraînent une augmentation de la puissance au bord du

cœur de 12% par rapport au modèle de référence.

ABSTRACT

The pressurized water nuclear reactors (PWRs) is the largest fleet of nuclear reactors in operation around the world. Although these reactors have been studied extensively by designers and operators using efficient numerical methods, there are still some calculation weaknesses, given the geometric complexity of the core, still unresolved such as the analysis of the neutron flux's behavior at the core-reflector interface.

The standard calculation scheme is a two steps process. In the first step, a detailed calculation at the assembly level with reflective boundary conditions, provides homogenized cross-sections for the assemblies, condensed to a reduced number of groups; this step is called the lattice calculation. The second step uses homogenized properties in each assemblies to calculate reactor properties at the core level. This step is called the full-core calculation or whole-core calculation. This decoupling of the two calculation steps is the origin of methodological bias particularly at the interface core reflector: the periodicity hypothesis used to calculate cross section librairies becomes less pertinent for assemblies that are adjacent to the reflector generally represented by these two models: thus the introduction of *equivalent reflector* or *albedo matrices*.

The reflector helps to slowdown neutrons leaving the reactor and returning them to the core. This effect leads to two fission peaks in fuel assemblies localised at the core/reflector interface, the fission rate increasing due to the greater proportion of reentrant neutrons. This change in the neutron spectrum arises deep inside the fuel located on the outskirts of the core. To remedy this we simulated a peripheral assembly reflected with TMI-PWR reflector and developed an advanced calculation scheme that takes into account the environment of the peripheral assemblies and generate equivalent neutronic properties for the reflector. This scheme is tested on a core without control mechanisms and charged with fresh fuel.

The results of this study showed that explicit representation of reflector and calculation of peripheral assembly with our advanced scheme allow corrections to the energy spectrum at the core interface and increase the peripheral power by up to 12% compared with that of the reference scheme.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 ÉLÉMENTS DE NEUTRONIQUE	4
1.1 L'équation de transport	4
1.1.1 Obtention de l'équation de transport	4
1.1.2 Forme locale de l'équation de transport	5
1.1.3 Densité de source	5
1.1.4 Conditions aux frontières	6
1.1.5 Formalisme multigroupe	7
1.1.6 Forme caractéristique	9
1.1.7 Forme intégrale	10
1.2 Résolution de l'équation de transport	10
1.2.1 Approche stochastique	10
1.2.2 Approche déterministe	12
1.3 Auto-protection des résonances	14
1.4 Les modèles de fuite	15
1.5 Condensation et homogénéisation	18
1.6 L'équation de diffusion	18
1.6.1 Loi de Fick	19

1.6.2	Équations de continuité et conditions aux frontières de l'équation de diffusion	20
1.7	Équivalence transport-transport et transport-diffusion	21
1.8	Codes utilisés	22
1.8.1	Le code de réseau stochastique MCNP5	22
1.8.2	Le code de réseau déterministe DRAGON	22
1.8.3	Le code de calcul du cœur déterministe DONJON	24
CHAPITRE 2 MODÉLISATION DU RÉFLECTEUR DANS LES SCHÉMAS DE CALCUL DU COEUR REP		25
2.1	Description géométrique du cœur REP	25
2.2	Description du réflecteur	25
2.2.1	Rôle du réflecteur	25
2.2.2	Caractéristiques du réflecteur	28
2.3	Schéma de calcul standard	28
2.3.1	Calcul de cœur fissile	28
2.3.2	Modèles de représentation du réflecteur dans les schémas de calcul standards	31
2.4	Schéma de calcul avancé	36
CHAPITRE 3 ÉTUDE D'UN ASSEMBLAGE RÉFLÉCHI : APPLICATION AU TMI-PWR BENCHMARK		38
3.1	NEA-NSC-DOC(2007)23 benchmark	38
3.2	Étude de la cellule TMI-PWR	39
3.2.1	La géométrie	39
3.2.2	La modélisation DRAGON	40
3.2.3	Choix des conditions aux frontières	41
3.2.4	Calcul de l'auto-protection des résonances	41
3.2.5	Bibliothèques de sections efficaces utilisées	41
3.2.6	Influence des bibliothèques de sections efficaces sur le k_{eff}	42
3.2.7	Calcul des paramètres neutroniques de la cellule	42
3.3	Étude de l'assemblage réfléchi TMI-PWR	44
3.3.1	L'assemblage TMI-PWR	44
3.3.2	Le réflecteur radial TMI-PWR	46
3.3.3	Modélisation et homogénéisation	46
3.3.4	Conditions aux frontières utilisées	47
3.3.5	Calcul de flux	47

3.3.6	Calcul des paramètres neutroniques	49
CHAPITRE 4 ÉTUDE DU RÉFLECTEUR RADIAL D'UN REP 900 MWe DE TYPE EDF		52
4.1	Benchmark étudié	52
4.1.1	La géométrie	53
4.1.2	Le combustible utilisé	53
4.1.3	Les barres de contrôle	53
4.1.4	La température utilisée	53
4.1.5	Le réflecteur utilisé	53
4.2	Création des bibliothèques de sections efficaces de référence	55
4.2.1	Calcul d'assemblage	55
4.2.2	Calcul de réflecteur	58
4.2.3	Résultats du schéma de calcul de référence	59
4.3	Création des bibliothèques de section efficace par le schéma de calcul simplifié	61
4.3.1	Calcul d'assemblage périphérique et du réflecteur	62
4.3.2	Résultats du schéma de calcul simplifié	64
4.3.3	Comparaison entre le schéma de calcul simplifié et le schéma de calcul de référence	66
4.3.4	Conclusion sur le schéma de calcul simplifié	75
4.4	Vers une amélioration du schéma de calcul simplifié : schéma de calcul avancé	76
4.4.1	Calcul d'assemblage non réfléchi	77
4.4.2	Calcul d'assemblage réfléchi	77
4.4.3	Résultats du schéma de calcul avancé	81
4.4.4	Comparaison entre le schéma de calcul avancé et le schéma de calcul de référence	83
4.5	Calcul de cœur	85
4.5.1	Création de la macro-bibliothèque	85
4.5.2	Calcul de flux et de puissance	86
4.5.3	Convergence spatiale	86
4.5.4	Modèle de référence	86
4.5.5	Modèle simplifié	90
4.5.6	Modèle avancé	92
4.5.7	Comparaison des modèles étudiés	95
CHAPITRE 5 CONCLUSION		104

RÉFÉRENCES	106
----------------------	-----

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Caractéristiques de la cellule TMI-PWR	40
Tableau 3.2	Convergence du k_{eff} avec les bibliothèques de sections efficaces	42
Tableau 3.3	Sections efficaces condensées à deux groupes d'énergie de la cellule TMI-PWR	43
Tableau 3.4	Coefficients de diffusion condensés à deux groupes d'énergie de la cellule TMI-PWR	43
Tableau 3.5	Description d'un assemblage de type TMI-PWR	45
Tableau 3.6	Compositions des matériaux du réflecteur radial TMI-PWR	46
Tableau 3.7	Sections efficaces calculées sans équivalence	50
Tableau 3.8	Sections efficaces calculées avec équivalence SPH	51
Tableau 4.1	Paramètres neutroniques des assemblages de combustible du calcul de référence	59
Tableau 4.2	Paramètres neutroniques du réflecteur de référence	60
Tableau 4.3	Pourcentage en masse des isotopes du matériau de la zone 1 et 3	64
Tableau 4.4	Pourcentage en masse des isotopes du matériau de la zone 2 et 4	64
Tableau 4.5	Paramètres neutroniques de l'assemblage et du réflecteur du schéma de calcul simplifié	65
Tableau 4.6	Différences relatives en % des paramètres neutroniques de l'assemblage calculés entre le schéma simplifié et le schéma de référence	67
Tableau 4.7	k_{eff} de l'assemblage périphérique calculé par le schéma simplifié et le schéma de référence	75
Tableau 4.8	Sections efficaces des assemblages de combustible réfléchis	81
Tableau 4.9	Paramètres neutroniques du réflecteur radial équivalent	82
Tableau 4.10	Variation du k_{eff} d'un modèle à un autre	95

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Conditions de réflexion spéculaires (gauche) et blanches (droite) pour trois types de géométries	8
Figure 1.2	Simulation de l'histoire d'un neutron par la méthode Monte-Carlo	11
Figure 1.3	Étapes réalisées par le code DRAGON pour un calcul de transport avec évolution	23
Figure 2.1	Cœur d'un réacteur de type REP	26
Figure 2.2	Assemblage de type REP	27
Figure 2.3	Coupe transversale d'un cœur REP	29
Figure 2.4	Modélisation des réflecteurs axiaux d'un REP	30
Figure 2.5	Schéma de calcul standard	31
Figure 2.6	Géométrie utilisée pour le modèle de réflecteur équivalent	33
Figure 2.7	Géométrie utilisée pour la méthode Reuss Nissan	34
Figure 2.8	Géométrie utilisée pour le modèle de représentation du réflecteur par des albédos	36
Figure 2.9	Géométrie utilisée dans le schéma de calcul avancé	37
Figure 2.10	Conditions de réflexion utilisées dans le schéma de calcul avancé	37
Figure 3.1	Cellule TMI-PWR	39
Figure 3.2	Discrétisation spatiale utilisée	41
Figure 3.3	Assemblage 15×15 de type TMI-PWR	44
Figure 3.4	Modèle 2-D d'un assemblage réfléchi TMI-PWR	46
Figure 3.5	Modèle DRAGON 2-D de l'assemblage réfléchi TMI-PWR avec le réflecteur	47
Figure 3.6	Distribution du flux scalaire : région du combustible	48
Figure 3.7	Distribution du flux scalaire : région d'acier	48
Figure 3.8	Distribution du flux scalaire : région d'eau	49
Figure 4.1	Schéma de calcul DRAGON-DONJ*ON	52
Figure 4.2	Coeur REP, plan(x,y)	54
Figure 4.3	Assemblage REP étudié	55
Figure 4.4	Assemblage REP discréteisé	57
Figure 4.5	Géométrie utilisée pour la création des COMPOs du réflecteur de référence	58
Figure 4.6	Distribution 3D de flux scalaire thermique : schéma de référence	61
Figure 4.7	Distribution 3D de flux scalaire rapide : schéma de référence	61

Figure 4.8	Description géométrique du réflecteur radial	63
Figure 4.9	Géométrie utilisée dans le schéma de calcul simplifié	64
Figure 4.10	Distribustion 3D de flux scalaire thermique : schéma simplifié	66
Figure 4.11	Distribution 3D de flux scalaire rapide : schéma simplifié	66
Figure 4.12	Différences relatives sur les sections efficaces d'absorption entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l'assemblage	68
Figure 4.13	Différences relatives sur les sections efficaces de up et down scattering entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l'assemblage	68
Figure 4.14	Différences relatives sur les sections efficaces de diffusion entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l'assemblage	68
Figure 4.15	Différences relatives sur les coefficients de diffusion calculés entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l'assemblage	68
Figure 4.16	Cellules comparées	70
Figure 4.17	Section efficace totale multigroupe	71
Figure 4.18	Section efficace de diffusion multigroupe	71
Figure 4.19	Section efficace d'absorption multigroupe	72
Figure 4.20	Coefficient de diffusion multigroupe	73
Figure 4.21	Flux intégré multigroupe	74
Figure 4.22	Changement du spectre énergétique entre la cellule de référence et la douzième cellule	75
Figure 4.23	Changement du spectre énergétique entre la cellule de référence et la seizième cellule	75
Figure 4.24	Carte 3D du flux thermique de deux assemblages REP en contact avec le réflecteur	76
Figure 4.25	Carte 3D du flux rapide de deux assemblages REP en contact avec le réflecteur	77
Figure 4.26	Regroupement des assemblages de combustible réfléchis	79
Figure 4.27	Conditions aux frontières utilisées pour le calcul de fuite	80
Figure 4.28	Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle avancé	82
Figure 4.29	Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle avancé	82
Figure 4.30	Différences relatives des sections efficaces de up et down scattering entre le schéma de référence et le schéma avancé	83
Figure 4.31	Différences relatives des sections efficaces d'absorption entre le schéma de référence et le schéma avancé	83
Figure 4.32	Différences relatives des coefficients de diffusion entre le schéma de référence et le schéma avancé	83

Figure 4.33	Flux multigroupe du modèle de référence et du modèle avancé	84
Figure 4.34	Écarts relatifs de puissance (en %) calculés entre une discrétisation grossière et fine	86
Figure 4.35	Plan de chargement du modèle de référence	87
Figure 4.36	Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle de référence	88
Figure 4.37	Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle de référence	88
Figure 4.38	Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle de référence	88
Figure 4.39	Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle de référence	88
Figure 4.40	Distribution de puissance 3D neutronique : modèle de référence	89
Figure 4.41	Distribution 2D de puissance neutronique : modèle de référence	90
Figure 4.42	Plan de chargement du modèle simplifié	90
Figure 4.43	Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle simplifié	91
Figure 4.44	Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle simplifié	91
Figure 4.45	Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle simplifié	91
Figure 4.46	Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle simplifié	91
Figure 4.47	Distribution 2D de puissance neutronique : modèle simplifié	92
Figure 4.48	Plan de chargement du modèle avancé	93
Figure 4.49	Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle avancé	94
Figure 4.50	Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle avancé	94
Figure 4.51	Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle avancé	94
Figure 4.52	Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle avancé	94
Figure 4.53	Distribution de puissance neutronique : modèle avancé	95
Figure 4.54	Distributions des flux thermiques en utilisant le réflecteur équivalent .	96
Figure 4.55	Distribution de flux scalaire thermique au centre du cœur	98
Figure 4.56	Distribution de flux scalaire thermique au bord du cœur	98
Figure 4.57	Distribution des flux thermiques pour un réacteur nu	98
Figure 4.58	Distributions des flux thermiques en utilisant le réflecteur de référence .	99
Figure 4.59	Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle simplifié et le modèle de référence	100
Figure 4.60	Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle simplifié et le modèle de référence : réflecteur de référence .	100
Figure 4.61	Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle de référence : réflecteur équivalent	101
Figure 4.62	Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle de référence : réflecteur de référence . . .	102

Figure 4.63	Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle simplifié	102
-------------	--	-----

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

REP	Réacteur à Eau Pressurisée
TMI-PWR	Three Mile Island-Presurised Water Reactor
TDEM	Transport Diffusion Equivalent Model
<i>UO</i> ₂	Dioxyde d'uranium
ppm	partie par million
pcm	pour cent mille
MOX	Mixed Oxide

INTRODUCTION

Le réacteur REP, ou PWR pour Pressurized Water Reactor en anglais, est la filière des réacteurs nucléaires la plus répandue dans le monde en 2011. L'eau ordinaire est utilisée comme caloporteur et modérateur dans les REP ce qui les classe dans la famille des réacteurs à eau légère. Cette eau qui refroidit le cœur des réacteurs à eau pressurisée est sous haute pression (environ 15 MPa) et ne bout pas, contrairement aux réacteurs à eau bouillante. Le combustible nucléaire d'un REP est de l'oxyde d'uranium (UO_2) faiblement enrichi ou d'un mélange d'oxyde d'uranium et d'oxyde de plutonium (MOX). Le combustible se présente sous la forme de pastilles empilées et maintenues dans des gaines en zircaloy appelées crayons rassemblés dans des assemblages dont le nombre varie entre 120 et 250 assemblages dans la cuve du réacteur. Les REP sont des réacteurs à neutrons thermiques.

Les méthodes actuelles de calcul des réacteurs nucléaires permettent de simuler le transport des neutrons dans la matière. Ces particules interagissent avec les noyaux des différents matériaux présents dans le réacteur pour déclencher la fission. Le calcul de cœur nécessite entre autre l'étude de ces particules dans un milieu caractérisé par ses conditions aux frontières. L'équation de base servant à résoudre ce problème est l'équation de transport que nous présentons dans le premier chapitre. Il existe deux grandes méthodes de résolution de cette équation : la méthode stochastique et la méthode déterministe. Dans notre projet, on effectue le calcul du flux neutronique en utilisant des codes basés sur des théories déterministes et on adopte les résultats des codes stochastiques à titre de référence.

Les capacités de calcul actuelles ne permettent pas la résolution de l'équation de transport sur l'ensemble du réacteur étant donné que la géométrie de ce dernier est très complexe. Il faut donc procéder à des approximations, pour réussir à approcher les résultats que l'on désire connaître, tels la criticité du cœur et la distribution de puissance. Le principe d'un schéma de calcul standard de cœur est le suivant : premièrement, on génère les bibliothèques de sections efficaces homogénéisées et condensées en énergie des assemblages de combustible. Ce calcul est réalisé en milieu infini à 2D. Deuxièmement, en fonction du plan de chargement et des données initiales du réacteur au complet, on charge les données des sections efficaces macroscopiques sur chacun des assemblages constituant le cœur du réacteur et on effectue un calcul de flux en diffusion.

En plus des assemblages de combustible, un réacteur nucléaire est entouré de plusieurs couches superposées d'acier et de modérateur utilisées pour réduire les fuites de neutrons en dehors du cœur et les réfléchir vers la partie fissile grâce à son pouvoir diffusant. Le fait de renvoyer les neutrons à l'intérieur de la cuve du cœur permet l'atténuation du flux

neutronique en périphérie de la cuve ce qui évite qu'elle soit endommagée mais change aussi le spectre énergétique dans les assemblages périphériques du cœur. En effet, l'énergie des neutrons va passer d'un spectre très thermalisé dans le réflecteur à un spectre plus dur dans les assemblages de combustible. Ce changement spectral concerne principalement les assemblages voisins du réflecteur, soit environ la moitié des assemblages. La détermination du flux neutronique au sein du réflecteur n'a d'intérêt que si l'on désire évaluer la fluence que subit la cuve. Cependant, il est nécessaire de le prendre en compte lors de la modélisation du réacteur car il joue le rôle des conditions aux limites du cœur. Pour représenter ces conditions aux limites de cœur, deux modèles ont été développés :

- Modèle des constantes de réflecteur équivalent : dans ce cas, le réflecteur est représenté par un milieu homogène dit équivalent, c'est-à-dire qu'il a le même effet sur le cœur que le réflecteur hétérogène.
- Modèle d'albédos : on impose à la périphérie du cœur des conditions aux limites d'albédos reproduisant les échanges de neutrons entre le cœur et le réflecteur. Les albédos, appelés aussi coefficients de réflexion, sont calculés sans représenter le réflecteur.

Le problème du schéma de calcul standard est qu'il ne prend pas en considération l'effet du réflecteur sur les assemblages de combustibles périphériques vue qu'ils sont traités eux aussi en milieu infini. Pour résoudre ce problème, nous proposons un schéma de calcul avancé traitant ces assemblages dans leurs environnements. Pour ce faire, nous calculons les sections efficaces des assemblages de la partie centrale de cœur en milieu infini par un calcul de réseau standard, tandis que celles des assemblages en périphérie sont calculées en muti-assemblages. Un assemblage périphérique est entouré d'un côté par les assemblages de la partie centrale et de l'autre côté par le réflecteur. Ce calcul permet à la fois de générer les bibliothèques de sections efficaces des cellules périphériques et du réflecteur équivalent.

L'ensemble des travaux réalisés de ce mémoire est réparti sur cinq chapitres. Le chapitre 1 présente les éléments théoriques jugés indispensables pour la compréhension de la physique du problème, notamment l'équation de transport et de diffusion, les méthodes et approximations relatives à leur résolution ainsi que les modèles de fuite.

Le chapitre 2 concerne la modélisation du réflecteur. On commence par la présentation de sa géométrie et de ses paramètres neutroniques. Ensuite, on développe les méthodes utilisées pour son étude qui se regroupent en deux grandes familles : celles des conditions d'albédos et celles des constantes de réflecteur équivalent. Nous avons choisi de simuler l'effet de ce dernier sur les cellules REP en utilisant la modélisation par des constantes neutroniques plutôt qu'avec des conditions d'albédos. La justification de nos choix et de nos hypothèses est aussi exposée dans ce chapitre.

Le chapitre 3 est dédié à l'étude de la cellule et l'assemblage REP. Cette étude nous

permet de montrer l'effet du réflecteur radial sur les assemblages de combustible. Nous nous servons des résultats d'un article déjà publié traitant cette effet et étudiant un assemblage de type TMI-PWR. Cette étude englobe la première et deuxième étape du schéma de calcul, et est indispensable pour la création de nos bibliothèques de sections efficaces homogénéisées de l'assemblage et du réflecteur).

Le chapitre 4 est consacré à la mise en place d'un schéma de calcul de cœur REP de type 900 MWe sur la base d'un modèle simplifié fourni par EDF. L'objectif de ce chapitre est de voir l'effet du réflecteur radial sur la distribution de flux et de puissance du cœur. Ce calcul est réalisé par le code de calcul de cœur DONJON.

Le chapitre 5 est dévoué à la conclusion générale. On rappelle les principaux résultats des différentes études et les difficultés qu'il reste à résoudre pour améliorer nos simulations.

CHAPITRE 1

ÉLÉMÉNTS DE NEUTRONIQUE

1.1 L'équation de transport

1.1.1 Obtention de l'équation de transport

Le transport des neutrons dans les réacteurs nucléaires est régie par l'équation de Boltzmann qui permet de calculer la distribution de sa population neutronique (Hébert, 2009).

Posée dans l'espace des phases $\{\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}\}$, cette équation, appelée aussi équation de transport, fournit un bilan des particules dans l'hypervolume $d^3rdV_nd^2\Omega$ autour de $\{\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}\}$ pendant l'intervalle de temps Δt comme suit :

Variation du nombre de neutrons = – Neutrons perdus par collision

- Neutrons sortants du volume d^3r
- + Neutrons créés

avec :

- La variation du nombre de neutrons pendant l'intervalle de temps Δt dans l'hypervolume $d^3rdVd^2\Omega$ définie par :

$$n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t).$$

- Les neutrons perdus par collision pendant Δt :

$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$$

en notant $\Sigma(\vec{r}, V_n)$ la section efficace macroscopique totale du milieu.

- Les neutrons sortants du volume d^3r pendant Δt :

$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$$

- Les neutrons créés pendant Δt dans l'hypervolume $d^3rdV_nd^2\Omega$ autour de $(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega})$ sont exprimés en fonction de la densité de source $Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$.

1.1.2 Forme locale de l'équation de transport

En réarrangeant l'ensemble des termes définis précédemment, l'équation de bilan de la population neutronique dans l'hypervolume $d^3rdV_nd^2\Omega$ autour de $(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega})$ s'écrit comme suit (Hébert, 2009) :

$$\frac{n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, \Delta t)}{\Delta t} = -\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ - \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ + Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \quad (1.1)$$

Lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes quasi statiques, la variable temporelle disparaît et l'équation 1.1 se simplifie. La formulation locale de l'équation de transport est alors donnée par la formule ci-dessous :

$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) = Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \quad (1.2)$$

La vitesse V_n apparaissant dans les différentes équations précédentes, représente la vitesse du neutron dans un réacteur nucléaire. Celle-ci peut être remplacée par la variable énergie $E = \frac{1}{2}m\|\vec{V}_n\|^2$. Toute au long de la suite de ce projet, nous présenterons les équations en fonction de E plutôt qu'en fonction de V_n .

1.1.3 Densité de source

Le terme de droite de l'équation 1.2 représente la densité de source de neutron Q . Elle est fonction des sections efficaces de diffusion et de fission et du flux neutronique (Hébert, 2009) :

$$Q(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}') \\ + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' v \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') \quad (1.3)$$

où :

- $\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}')$ est la section efficace macroscopique de diffusion de l'énergie E' vers l'énergie E et de l'angle solide $\hat{\Omega}'$ vers l'angle solide $\hat{\Omega}$. Ici, on prend en compte les sections efficaces des réactions (n, xn) vue que chacune d'elles (les réactions (n, xn))

pourra être interprétée en tant que la superposition de n réaction de diffusion de façon à ce que $\bar{\Sigma}_s = \Sigma_s + \sum_x x \Sigma(n, xn)$.

- $\chi_j(E)$ est le spectre de fission, autrement dit, c'est la densité de probabilité pour l'isotope j d'émettre un neutron d'énergie E tandis que J^{fiss} représente le nombre d'isotopes fissiles.
- $\Phi(\vec{r}, E') = \int d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}')$ est le flux intégré sur l'angle solide $\hat{\Omega}'$.
- $v\Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$ représente le nombre de neutrons émis par fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission de l'isotope j .
- k_{eff} est le facteur de multiplication par lequel on devise la source de fission pour assurer l'état d'équilibre stationnaire.

1.1.4 Conditions aux frontières

La résolution de l'équation de transport, dans un volume V donné, nécessite d'ajouter des conditions aux frontières permettant principalement de trouver une relation entre le flux entrant et le flux sortant. Il existe plusieurs façons de formuler ces conditions aux limites (Petrovic et Benoist, 1996) qui dépendent majoritairement de la géométrie du volume V et de sa frontière. Nous détaillons dans le paragraphe suivant les conditions d'albédo aux frontières.

Afin de présenter ces conditions, nous définissons tout d'abord la condition d'albédo qui relie le flux entrant et le flux sortant du domaine par l'équation 1.4 (Hébert, 2009) :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}) = \beta \phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}') \quad \forall \vec{r}_f \in \partial V \quad (1.4)$$

où :

- β est le coefficient de réflexion des neutrons à la surface δV de V .
- \vec{r}_f est un point de la frontière et \vec{N}_{ext} est le vecteur unitaire normal à cette frontière ;
- $\hat{\Omega}'$ est la direction du neutron sortant ;
- $\hat{\Omega}$ est la direction du neutron entrant.

À certaines valeurs de β , on peut associer des conditions aux limites fréquemment utilisées dans ce projet :

- Pour une valeur de β égale à 0, le flux de neutrons entrant est nul. On parlera des conditions aux frontières de vide.

- Pour une valeur de β égale à 1, on aura des conditions aux frontières de réflexion. On distingue des conditions aux frontières de réflexion spéculaires et des conditions aux frontières de réflexion blanches :

1. Si on a des conditions spéculaires, alors :

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) = -\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) \quad \text{et} \quad (\hat{\Omega} \times \hat{\Omega}') \cdot \vec{N}_{ext} = 0$$

Dans ce type de réflexion, les neutrons atteignant la surface sont renvoyés vers l'intérieur comme s'ils l'étaient par un miroir parfait : la frontière est un plan de symétrie de la géométrie étudiée.

2. Si on a des conditions de réflexion blanches, alors :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) > 0} d^2 \hat{\Omega}' \left[\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) \right] \phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}')$$

En effet, tout neutron atteignant la surface de la cellule *oublie* sa direction initiale et est renvoyé vers l'intérieur de la cellule de façon isotrope comme le montre la figure 1.1.

On peut remarquer que les conditions de réflexion ne sont qu'une approximation utilisée dans des calculs de géométries infinies composées de cellules identiques.

Dans le cas de notre projet, nous avons utilisé la condition aux frontières de réflexion blanche pour nos calculs de cellules et d'assemblages.

1.1.5 Formalisme multigroupe

La mémoire limitée des ordinateurs et la dimension élevée de l'espace des phases de l'équation de transport commandent une discréétisation du domaine continu d'énergie en des sousdivisions caractérisées chacune par une seule valeur d'énergie associée à un groupe de neutrons. Ainsi, on calcule la moyenne d'une fonction ou d'une distribution X sur chaque groupe d'énergie g grâce aux formules suivantes (Hébert, 2009) :

$$X_g = \langle X \rangle_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE X(E) \quad \text{si} \quad X(E) \quad \text{est une fonction} \quad (1.5)$$

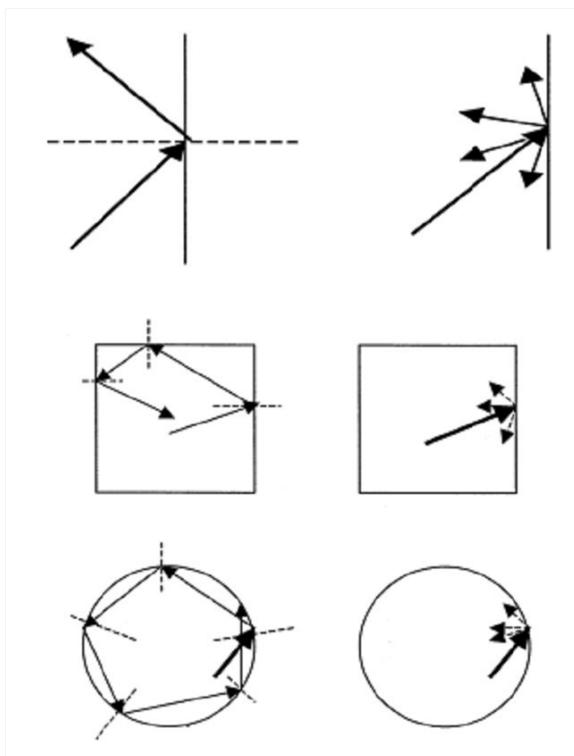


Figure 1.1 Conditions de réflexion spéculaires (gauche) et blanches (droite) pour trois types de géométries

$$X_g = \langle X \rangle_g = \frac{1}{\ln(E_{g-1}/E_g)} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \frac{dE}{E} X(E) \quad \text{si } X(E) \text{ est une distribution} \quad (1.6)$$

En général, on utilise la variable léthargie $u = \ln(\frac{E_0}{E})$ sur le domaine $[0, E_0]$ avec :

$$W_g = \{u; u_{g-1} \leq u \leq u_g\} \equiv \{E; E_g < E < E_{g-1}\} \quad g = 1, G$$

On définit $u_g = \ln(\frac{E_0}{E_g})$ avec E_0 l'énergie associée à $u_0 = 0$.

A la suite de ce formalisme de condensation en énergie, l'équation 1.2 est alors indexée pour référer un groupe d'énergie bien déterminé :

$$\Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \quad (1.7)$$

avec :

$$\begin{aligned} Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) &= \sum_{g'=1}^G \int \frac{d^2\Omega'}{4\pi} \Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}, \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi_{g'}(\vec{r}, \hat{\Omega}') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_{j,g} \sum_{g'=1}^G v \Sigma_{f,j,g'} \Phi_{g'}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Les sections efficaces sont évaluées de façon à préserver les taux de réactions dans le groupe d'énergie considéré (Hébert, 2009). Elles sont données comme suit :

– Pour les sections efficaces vectorielles :

$$\Sigma_{i,g}(r) = \frac{1}{\phi_g(r, \hat{\Omega})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} \Sigma_i(r, u,) \phi(r, u, \hat{\Omega}) du$$

– Pour les sections efficaces de transfert d'un groupe g' à un groupe g :

$$\Sigma_{s,g \leftarrow g'}(r, \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') = \frac{1}{\phi_{g'}(r, \hat{\Omega})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \int_{u_{g'-1}}^{u_{g'}} du' \Sigma_s(r, u \leftarrow u', \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') \phi(r, u', \hat{\Omega})$$

1.1.6 Forme caractéristique

On peut reformuler l'équation de transport en l'intégrant sur une trajectoire ou une droite

de direction $\hat{\Omega}$ pour donner la forme caractéristique s'écrivant comme suit (Hébert, 2009) :

$$\frac{d}{ds} \Phi_g \left(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega} \right) + \Sigma_g \left(\vec{r} + s\hat{\Omega} \right) \Phi_g \left(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega} \right) = Q_g \left(\vec{r} + s\hat{\Omega} \right) \quad (1.9)$$

s est l'abscisse curviligne.

1.1.7 Forme intégrale

En ajoutant la notion de chemin optique $\tau_g = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} - s'\hat{\Omega})$ (Hébert, 2009), nous obtenons la forme intégrale de l'équation de transport :

$$\Phi_g \left(\vec{r}, \hat{\Omega} \right) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g \left(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega} \right) \quad (1.10)$$

1.2 Résolution de l'équation de transport

Dans la littérature, de nombreux schémas numériques ont été proposés afin de résoudre l'équation de transport. Ces schémas reposent sur deux approches générales (Hébert, 2009) : l'approche stochastique et l'approche déterministe.

1.2.1 Approche stochastique

Les méthodes stochastiques permettent la résolution de l'équation de transport en se basant sur les méthodes Monte Carlo (Kalos et Whitlock, 1986). Elles étudient le transport des lots de neutrons en simulant leurs vies choc après choc tout en représentant exactement la géométrie du cœur et en utilisant des sections efficaces continues en énergie. Ces méthodes, dites stochastiques, reposent pratiquement sur la génération des nombres aléatoires de neutrons pour rendre compte du comportement statistique des interactions.

Ces méthodes consistent à modéliser un système au moyen de ses caractéristiques géométriques et nucléaires, et d'y simuler le parcours des neutrons ou d'autres particules. Ces méthodes évaluent le comportement le plus probable du système des neutrons en interprétant les résultats d'un jeu de nombres tirés aléatoirement qui sert à modéliser les événements physiques possibles selon le diagramme de la figure 1.2.

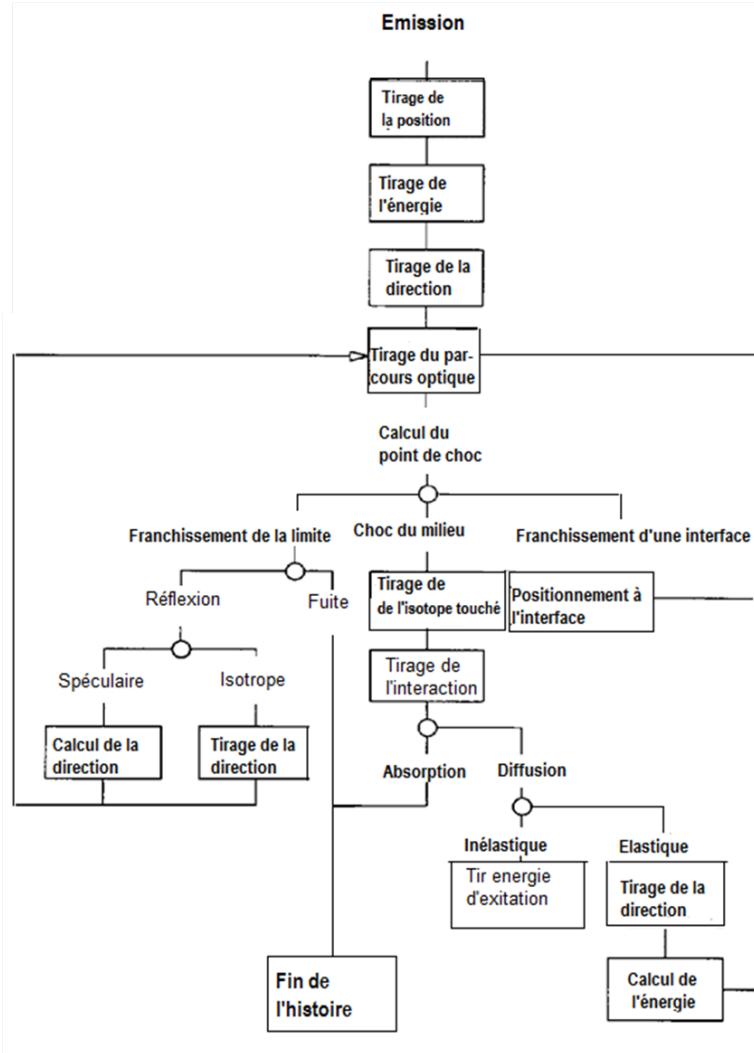


Figure 1.2 Simulation de l'histoire d'un neutron par la méthode Monte-Carlo

L'utilisation de l'approche Monte Carlo permet de modéliser des systèmes à géométrie très complexe. C'est la raison pour laquelle en criticité, qui est un domaine où l'on rencontre souvent de telles géométries, ce sont les calculs Monte Carlo qui priment, alors qu'en physique des réacteurs, la majorité des calculs de perturbation est réalisée en utilisant des méthodes de résolution déterministes.

L'inconvénient de cette approche est le temps de calcul qui est souvent très long. Ceci est dû au grand nombre d'historique des neutrons requis pour réduire l'erreur statistique associée aux résultats. Elle est donc généralement utilisée pour des calculs de référence.

1.2.2 Approche déterministe

En employant le formalisme multigroupe, les méthodes déterministes résolvent numériquement l'équation de transport stationnaire. Selon la forme que peut prendre cette équation, on distingue plusieurs méthodes :

1. Les méthodes basées sur la résolution de l'équation de transport écrit sous sa forme intégrale-différentielle incluant la méthode P_N (le flux neutronique et la section efficace sont développés en harmoniques sphériques d'ordre faible) et la méthode S_N (l'angle solide $\hat{\Omega}$ est discrétisé suivant un certain nombre de direction).
2. La forme caractéristique est résolue par la méthode des caractéristiques *MOC*. Cette méthode s'appuie sur un calcul itératif du flux neutronique par la résolution de l'équation de transport sur des trajectoires traversant le domaine de calcul.
3. La forme intégrale est résolue par la méthode des probabilités de collision laquelle est détaillée à la section suivante.

Les probabilités de collision

En se basant sur la forme intégrale de l'équation de transport, la méthode des probabilités de collision simplifie la détermination du flux neutronique (Hébert, 2009) en intégrant l'équation 1.10 sur la direction angulaire des neutrons suite au changement de variable suivant $\vec{r}' = (\vec{r} - s\hat{\Omega})$. L'équation de transport multigroupe devient alors :

$$\begin{aligned}
 \Phi_g(\vec{r}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \\
 &= \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \\
 &= \int_{V_{i\infty}} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \tag{1.11}
 \end{aligned}$$

En général, on utilise cette méthode pour une géométrie pavée à l'infini de cellules unitaires notée $V_{i\infty}$. En outre, chacune de ces cellules est discrétisée en un nombre N de régions de volume V_i pour lesquelles la source de neutrons est supposée constante. La section efficace de diffusion est développée en polynôme de Legendre au premier ordre suivant l'équation suivante :

$$\Sigma_{s,i,g \leftarrow g'}(\hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') = \frac{1}{4\pi} \left[\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow g'} + 3\hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' \Sigma_{s,1,i,g \leftarrow g'} \right] \quad (1.12)$$

Pour simplifier le calcul, on garde seulement le premier terme $\frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow g'}}{4\pi}$. Ainsi, en multipliant l'équation par $\Sigma_g(\vec{r})$ et en intégrant sur chaque région V_i , on peut réécrire l'équation 1.11 comme suit :

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) = \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i \cap} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.13)$$

tel que :

$$Q_{i,g} = \sum_{g'=1}^G \frac{\Sigma_{s,0,i,g \rightarrow g'}}{4\pi} \Phi_{i,g'} + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_{i,g} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,j,g'} \Phi_{i,g'} \quad (1.14)$$

L'équation 1.13 se simplifie et donne :

$$\Phi_{j,g} = \frac{1}{V_j \Sigma_{j,g}} \sum_i Q_{i,j} V_i P_{ij,g} \quad (1.15)$$

où on a défini :

$$\Phi_{i,g} = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.16)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \Phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.17)$$

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.18)$$

Dans l'équation précédente apparaît le facteur $P_{ij,g}$, il représente la probabilité pour qu'un neutron créé dans une région V_i subisse sa première collision dans la région V_j : on l'appelle probabilité de collision (CP). En général, on utilise des sections efficaces constantes dans

chaque région V_j et on a recours à l'utilisation des CP réduites $p_{ij,g}$ telle que :

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.19)$$

En tenant compte des propriétés de réciprocité et de conservation, l'équation peut être ramenée sous la forme suivante :

$$\Phi_g = W_g Q_g^* \quad (1.20)$$

sachant que :

$$\Phi_g = \{\Phi_{i,g}; \forall i\}$$

$$Q_g^* = \left\{ \sum_{h \neq g} \Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h} \Phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} Q_{i,g}^{fiss}; \forall i \right\}$$

$$W_g = [I - P_g S_{s,0,g}]^{-1} P_g$$

$$P_g = \{p_{ij,g}; \forall i, j\}$$

$$S_{s,0,g} = diag\{\Sigma_{s,0,g \leftarrow g}\}$$

L'inconvénient de la méthode des probabilités de collision est relié au nombre de région N à analyser. Cela est dû au fait que l'espace mémoire requis varie comme N^2 . De manière générale, au-delà de quelques milliers de régions, il est conseillé d'avoir recours à la méthode des caractéristiques où l'espace mémoire requis est proportionnel à N .

1.3 Auto-protection des résonances

L'auto-protection des résonances, rendue nécessaire par la discréttisation multigroupe de l'équation de transport, est une des sources principales d'erreur en physique des réacteurs. En effet, dans le traitement de l'équation de transport multigroupe, la section efficace était supposée indépendante de l'énergie pour chaque groupe g . Il était nécessaire de calculer la moyenne de cette section efficace dans le but de conserver le taux de réaction sur ce groupe g , étape qui a conduit à une surestimation du taux de réaction considéré. On a pensé alors à corriger ces sections efficaces surtout pour certains isotopes lourds (notamment les isotopes fissiles et les isotopes fertiles) lesquels présentent de fortes résonances au sein du groupe d'énergie étudié. Cette correction est appelée auto-protection des résonances (Hébert, 2009; Reuss, 2003).

Le calcul d'auto-protection est une étape de condensation qui consiste à calculer des estimés des taux de réaction moyens et des flux moyens pour chaque isotope résonnant et

pour chaque groupe d'énergie qui présente des résonances de manière à obtenir des sections efficaces dites auto-protégées pour le calcul de flux multigroupe définies à partir de l'équation suivante :

$$\Sigma_g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(E) \phi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(E)} \quad (1.21)$$

L'expression 1.21 est fonction du flux $\phi(E)$ lequel est encore inconnu. Il faudra donc réaliser certaines approximations pour rendre possible le calcul des sections efficaces auto-protégées (Hébert et Marleau, 1991). En général, on fait intervenir un flux approximatif $\phi_0(E)$ dans l'équation 1.21. On obtient alors l'équation suivante :

$$\Sigma_g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(E) \phi_0(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi_0(E)} \quad (1.22)$$

Dans ce travail, nous utiliserons la méthode de Stamm'ler généralisée implantée dans DRA-GON.

1.4 Les modèles de fuite

Un modèle de fuite, ou modèle de mode fondamental, est indispensable pour traiter les cellules ou les assemblages de combustible et créer les bibliothèques de sections efficaces. L'état dans lequel se trouve le cœur tout au long de l'évolution est l'état critique, $k_{eff} = 1$. On utilise généralement un modèle de calcul pour simuler les fuites des neutrons dans la cellule ou l'assemblage ainsi qu'à l'interface cœur/réflecteur (Petrovic et Benoist, 1996). Pour cela, on suit les étapes suivantes :

1. Le calcul de fuite à l'intérieur de la cellule ou de l'assemblage va être effectué dans des conditions sans fuite.
2. L'approximation de l'état critique du réacteur est reliée à la valeur k_{eff} , laquelle est égale à 1. On utilise, ainsi, un modèle qui garantit cette approximation. Le meilleur choix est celui du mode fondamental qui consiste à factoriser le flux :

$$\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \psi(\vec{r}) \phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (1.23)$$

avec ψ et ϕ , respectivement, une fonction dans l'espace et un flux fondamental périodique ou homogène.

3. Dans le cas d'un réseau périodique de cellules ou d'assemblages, ψ est supposée être une propriété associée au cœur complet et est une solution de l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + B^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.24)$$

Le Buckling B^2 est un nombre réel qui sert à ajuster le système de manière telle que la valeur de k_{eff} soit égale à 1. Il est positif lorsque le système est sur-critique et négatif si le système est sous-critique.

Il existe plusieurs formulations de la théorie du mode fondamental dépendantes de l'homogénéité ou la périodicité du flux $\phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$.

Sans la connaissance du flux dans le réacteur au complet, nous utilisons la solution générique de l'équation 1.24 :

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0 e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.25)$$

Le vecteur \vec{B} est choisi de telle manière que $B^2 = \vec{B} \cdot \vec{B}$. En remplaçant l'expression $\psi(\vec{r})$ dans l'équation du flux neutronique 1.23, nous obtenons :

$$\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.26)$$

Le calcul du taux de fuite s'obtient par les équations $B1$ homogène ou $B1$ hétérogène. Ces équations sont obtenues en remplaçant l'équation 1.26 dans l'équation de transport de calcul de cellules ou d'assemblages. Nous allons traiter dans la suite, le cas du modèle $B1$ homogène. Dans ce cas, les calculs du taux de fuite sont effectués en considérant que la cellule est homogène (le calcul des autres grandeurs se fait toujours avec une cellule hétérogène). Le flux de neutron s'écrit alors : $\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \phi(E, \hat{\Omega}) e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}}$.

En prenant en compte ces approximations, l'équation de transport ou l'équation $B1$ homogène s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + i \cdot \vec{B} \cdot \hat{\Omega}] \phi(E, \hat{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \Omega \leftarrow \Omega') \phi(E', \Omega') \\ &\quad + \frac{\chi(E)}{4\pi k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(E') \phi(E') \end{aligned} \quad (1.27)$$

avec $\phi(E)$ le flux fondamental intégré sur l'angle solide $\hat{\Omega}$: $\phi(E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(E, \Omega)$. En développant la section efficace de diffusion à l'ordre 1 en polynôme de Legendre (voir l'équation 1.12) et en intégrant l'équation 1.27 avec deux pondérations différentes :

1. Une première intégration sur l'angle $\hat{\Omega}$.
 2. Une deuxième intégration en ajoutant la fonction de poids $\frac{1}{\Sigma(E) + i\vec{B} \cdot \hat{\Omega}}$
- on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + d(B, E)B^2] \phi(E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_{s,0}(E \leftarrow E') \phi(E') \\ &\quad + \frac{\chi(E)}{4\pi k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu \sigma_f(E') \phi(E') \end{aligned} \quad (1.28)$$

Le facteur $d(B, E)$ apparaissant dans l'équation 1.28 est le coefficient de fuite s'exprimant comme suit :

$$d(B, E) = \frac{i}{B^2 \phi(E)} \vec{B} \cdot \int_{4\pi} d^2 \hat{\Omega} \hat{\Omega} \phi(E, \hat{\Omega}) \quad (1.29)$$

Ici, nous avons présenté le calcul de $d(B, E)$ par l'hypothèse *B1* homogène. Ce calcul repose sur deux autres approximations servant à simplifier le problème :

- Une simplification des conditions en angle : la section efficace de diffusion est supposée linéairement anisotrope (hypothèse *B1*).
- Une simplification des conditions en espace, comme celle de l'hypothèse *B1* homogène mais dans ce cas le flux fondamental est supposé périodique (hypothèse *B1* hétérogène).

Le passage au formalisme multigroupe peut être effectué facilement en utilisant les expressions suivantes :

$$\phi_g = \int_{E_g}^{E_{(g-1)}} dE \phi(E) \quad (1.30)$$

$$d_g = \frac{1}{\phi_g} \int_{E_g}^{E_{(g-1)}} dE d(B, E) \phi(E) \quad (1.31)$$

$$\Sigma_g = \frac{1}{\phi_g} \int_{E_g}^{E_{(g-1)}} dE \Sigma(E) \phi(E) \quad (1.32)$$

Ainsi, en adoptant l'hypothèse qui convient à notre problème, on insère le modèle de fuite dans l'une des méthodes de résolution de l'équation de transport de neutrons. Dans le cas de ce projet, l'équation à résoudre est la suivante :

$$\Phi_g = W_g [Q_g^* - d_g(B) B^2 \Phi_g] \quad (1.33)$$

1.5 Condensation et homogénéisation

Les schémas de calcul des réacteurs nucléaires engendrent en général deux étapes de calculs : un premier calcul de cellule ou d'assemblage permettant d'avoir des propriétés neutroniques des différentes régions étudiées suivi d'un deuxième calcul du cœur utilisant les résultats de calcul issus de la première étape. Or, le nombre des paramètres calculés au niveau de calcul d'assemblage ou de cellule est très élevé ainsi que le nombre de groupe d'énergie considéré pouvant aller jusqu'aux quelques centaines. Pour réduire le temps de calcul, un processus d'homogénéisation des paramètres neutroniques calculés sur des régions macroscopiques et un processus de condensation éventuelle sur les groupes d'énergie ont été développés et programmés (Courau, 2004). Ces processus permettent d'avoir des grandeurs multigroupes (dans le cas d'une condensation à deux groupes d'énergie, on parle du groupe le plus énergétique, groupe rapide, et du groupe le moins énergétique, le groupe thermique) et des grandeurs homogénéisées sur l'assemblage ou la cellule.

1.6 L'équation de diffusion

Pour calculer le flux neutronique d'un réacteur nucléaire de puissance en évolution et en 3D, plusieurs approximations devront être effectuées pour simplifier la résolution de l'équation de transport. En général, on effectue le calcul de cœur en utilisant la forme simplifiée de l'équation de transport multigroupe appelée équation de diffusion. L'avantage de passer à un calcul de cœur est qu'il permet de prendre en considération les conditions aux limites du réacteur de façon à représenter correctement les fuites de neutron. En effet, le bilan neutronique pour un groupe d'énergie g donné pourra s'exprimer de la façon suivante :

$$\text{Taux de fuite} + \text{Taux de collision} = \text{Source}$$

Ce bilan pourra se traduire par l'équation :

$$\nabla \cdot J_g(\vec{r}) + \Sigma_g(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = Q_g(\vec{r}) \quad (1.34)$$

avec :

– $\vec{J}_g(\vec{r})$ la densité de courant angulaire :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \hat{\Omega} \cdot \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \quad (1.35)$$

– $Q_g(\vec{r})$ est la densité de source de neutron incluant les neutrons produits par les réactions de diffusion, par les réactions de type (n, xn) et par fission. Elle s'écrit sous la forme

suivante :

$$Q_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g \leftarrow g'}(r) \phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,g'}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r}) \quad (1.36)$$

La résolution de cette équation est possible en procédant de deux façons différentes mais menant les deux à la même équation laquelle est l'équation de diffusion multigroupe :

1. Soit en introduisant les harmoniques sphériques à travers les approximations P_n , plus spécifiquement l'approximation P_1 . Le flux neutronique multigroupe $\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$ et la section efficace de diffusion $\Sigma_{s,g \rightarrow g'}(\vec{r}, \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}')$ sont développés en harmoniques sphériques (Bell et Glasstone, 1970) au premier ordre. Le développement du flux $\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$ est donné par l'équation suivante :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \left[\Phi_g(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) \right] \quad (1.37)$$

tandis que le développement de la section efficace est donné par l'équation 1.12.

2. Soit en utilisant la loi de Fick.

1.6.1 Loi de Fick

La loi de Fick, donnée par l'équation 1.38, est une loi empirique qui relie le flux et le courant neutronique apparaissant dans l'équation 1.34. Elle considère que les neutrons se déplacent globalement d'une région où leur concentration est la plus grande vers celle où elle est plus faible (Hébert, 2009) :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.38)$$

L'équation de diffusion est alors obtenue en remplaçant $\vec{J}_g(\vec{r})$ dans l'équation 1.34 :

$$\Sigma_{g,0}(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(r) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow g',0}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,g'}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) \quad (1.39)$$

Cette équation 1.39 représente l'équation de diffusion stationnaire de transport neutronique sous sa forme multigroupe.

Pour calculer le coefficient de diffusion, il suffit d'utiliser une factorisation du flux et du

neutron compatible avec l'équation 1.25 :

$$\Phi_g(\vec{r}) = \varphi_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.40)$$

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \mathbf{J}_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.41)$$

En prenant le gradient de l'équation 1.40, on obtient :

$$\vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) = i\vec{B} \varphi_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (1.42)$$

En remplaçant l'équation 1.41 et 1.42 dans l'équation 1.38, on obtient :

$$D_g(\vec{r}) = d(\vec{B}, E) = \frac{1}{\|\vec{B}\|} \cdot \frac{i\|\mathbf{J}_g\|}{\varphi_g} \quad (1.43)$$

Ainsi, on a démontré que le coefficient de diffusion calculé en théorie de diffusion est égal au coefficient de fuite obtenu par un calcul B1 homogène.

1.6.2 Équations de continuité et conditions aux frontières de l'équation de diffusion

Le flux de neutrons est une distribution continue à travers n'importe qu'elle surface virtuelle (soit, d'abscisse x_0 et de normale \vec{N}). Le courant de neutrons devrait l'être aussi. Cela peut être traduit par le système d'équations de continuité suivant :

$$\begin{cases} \Phi_g(x_0^-, y, z) = \Phi_g(x_0^+, y, z) & \forall y \text{ et } z \\ \vec{J}_g(x_0^-, y, z) \cdot \vec{N} = \vec{J}_g(x_0^+, y, z) \cdot \vec{N} & \forall y \text{ et } z \end{cases}$$

En utilisant la loi de Fick à partir de l'équation 1.38, on obtient l'équation suivante :

$$-D_g(x_0^-, y, z) \nabla \phi_g(x_0^-, y, z) \cdot \vec{N} = -D_g(x_0^+, y, z) \nabla \phi_g(x_0^+, y, z) \cdot \vec{N} \quad \forall y \text{ et } z \quad (1.44)$$

qui peut s'écrire aussi de la façon suivante :

$$D_g(x_0^-, y, z) \frac{d}{dx} \phi_g(x, y, z) \Big|_{x=x_0^-} = D_g(x_0^+, y, z) \frac{d}{dx} \phi_g(x, y, z) \Big|_{x=x_0^+} \quad \forall y \text{ et } z \quad (1.45)$$

Cette équation montre que le gradient du flux de neutron est discontinu en chaque point là où le coefficient de diffusion est aussi discontinu.

Pour représenter les conditions aux frontières d'un réacteur nucléaire, on se base sur l'idée suivante : le courant neutronique rentrant vers le réacteur est nul. Une telle situation pourra

être considérée comme étant un cas particulier des conditions aux frontières d’albédo général représenté par une équation équivalente à celle des conditions aux frontières d’albédo de l’équation de transport (reliant les courants à la place des flux angulaires) :

$$\beta_g(\vec{r}) = \frac{J_g^-(\vec{r})}{J_g^+(\vec{r})} \quad (1.46)$$

\vec{r} est ici un point de la frontière du volume V , $J_g^+(\vec{r})$ est le courant sortant du cœur au point \vec{r} et $J_g^-(\vec{r})$ est le courant entrant vers celui-ci. Les conditions aux frontières du réacteur peuvent être définies suivant les valeurs de β_g . Ainsi, pour une valeur de $\beta_g(\vec{r}) = 0$, nous représentons des conditions aux limites tel que le courant neutronique entrant est nul et pour une valeur de $\beta_g(\vec{r}) = 1$ nous aurons des conditions de réflexion. Sinon, pour n’importe quel valeur de $\beta_g(\vec{r})$, la condition au frontière d’albédo générale sera donnée par l’équation 1.47 :

$$D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}) \cdot \vec{N}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta_g(\vec{r})}{1 + \beta_g(\vec{r})} \phi_g(\vec{r}) = 0 \quad (1.47)$$

Cette équation est obtenue en introduisant, dans la loi de Fick, les deux expressions de $J_g^+(\vec{r})$ et $J_g^-(\vec{r})$ développées en harmoniques sphériques, lesquelles sont bien détaillées dans Hébert (2009) :

$$\begin{aligned} J_g^+(\vec{r}) &= \frac{1}{4} \phi_g(\vec{r}) + \frac{1}{2} \vec{J}_g(\vec{r}) \cdot \vec{N}(\vec{r}) \\ J_g^-(\vec{r}) &= \frac{1}{4} \phi_g(\vec{r}) - \frac{1}{2} \vec{J}_g(\vec{r}) \cdot \vec{N}(\vec{r}) \end{aligned}$$

tel que le vecteur $J_g(\vec{r})$ est défini par : $J_g(\vec{r}) \cdot \vec{N}(\vec{r}) = J_g^+(\vec{r}) - J_g^-(\vec{r})$.

Dans la majorité des calculs, les albédos sont indépendants du groupe d’énergie g de façon à ce que $\beta_g(\vec{r}) = \beta(\vec{r})$ et l’équation 1.47 sera donnée comme suit :

$$D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}) \cdot \vec{N}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta(\vec{r})}{1 + \beta(\vec{r})} \phi_g(\vec{r}) = 0 \quad (1.48)$$

1.7 Équivalence transport-transport et transport-diffusion

Comme on a vu à la section 1, l’équation de transport n’est pas linéaire par rapport aux sections efficaces. En effet, lorsqu’on reprend les mêmes calculs avec les sections efficaces homogénéisées et condensées, on obtient des valeurs de taux de réactions différentes pour les deux calculs (Courau, 2004). Afin de remédier à ce problème, on a été obligé de corriger les sections efficaces pour garantir les mêmes taux de réactions entre le premier et le deuxième

calcul. Cette correction consiste à modifier les sections efficaces homogénéisées et condensées en les multipliant par un coefficient appelé facteur d'équivalence $\mu_{m,k}$. On parle alors de deux types de calculs d'équivalence : l'équivalence transport-transport (Hébert et Mathonnière, 1993), pour des calculs de cellule ou d'assemblage en transport, et l'équivalence transport-diffusion (Selengut, 1960) pour le calcul de cœur en diffusion.

1.8 Codes utilisés

1.8.1 Le code de réseau stochastique MCNP5

Le code Monte-Carlo N-Particle transport (MCNP) (Briesmeister, 2004) est compté, à nos jours, parmi les codes de calcul de transport des particules les plus employés dans le monde. Il a été développé par le laboratoire de recherche *Los Alamos National Laboratory*. Ce code de calcul est utilisé dans plusieurs domaines d'application comme la radioprotection, imagerie médicale et surtout les calculs des réacteurs nucléaires.

Nous allons utiliser des calculs réalisés par la version 5, MCNP5, comme référence pour nos résultats de calculs du troisième chapitre.

1.8.2 Le code de réseau déterministe DRAGON

DRAGON est un logiciel développé à l'Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal (EPM) (Marleau *et al.*, 2011). Ce logiciel résout l'équation de transport à travers différents modules de calculs couplés via un langage de contrôle généralisé dénommé CLE-2000 (Roy et Hébert, 2000). À la figure 1.3, on distingue le calcul statique (en flèches pleines) de la boucle du calcul d'évolution qu'on ne traite pas dans ce projet (module EVO relié en pointillés).

À chaque étape (en bleu sur la figure), correspondent un ou plusieurs modules utilisés à partir de la version 3.06 :

- Le module LIB permet de définir les compositions isotopiques des mélanges.
- Le module GEO sert à créer ou modifier la géométrie.
- Le module d'analyse de la géométrie EXCELT crée des lignes d'intégration pour un calcul complet de cellule et le module NXT permet de décrire des géométries plus complexes incluant des réseaux de cellules en 2D ou 3D.
- Le module d'auto-protection des résonances SHI utilisant la méthode de Stamm'ler généralisée (Hébert et Marleau, 1991).
- Le module de calcul des probabilités de collision ASM à partir des fichiers de lignes d'intégration.

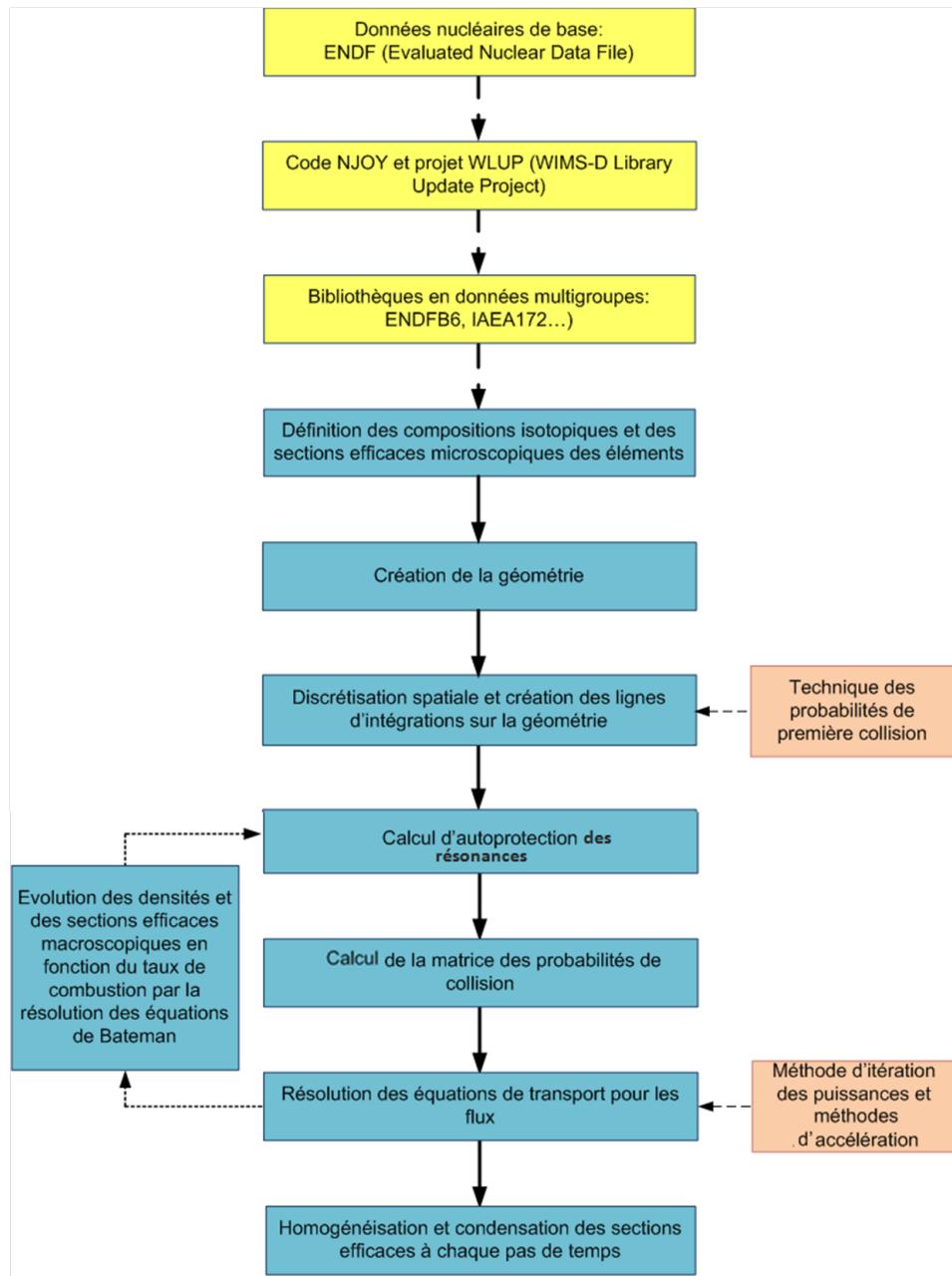


Figure 1.3 Étapes réalisées par le code DRAGON pour un calcul de transport avec évolution

- Le module FLU de résolution pour le flux multigroupe utilisant les probabilités de collision.
- Le module d'édition des résultats EDI réalisant l'homogénéisation et la condensation en énergie des sections efficaces générées.

1.8.3 Le code de calcul du cœur déterministe DONJON

DONJON est aussi un logiciel développé à l'École Polytechnique de Montréal (EPM) (Varin *et al.*, 2011). Ce code permet la résolution de l'équation de diffusion. En utilisant le module TRIVAC :, ce logiciel permet de déterminer le flux dans le cœur du réacteur pour résoudre l'équation de diffusion des neutrons 3D par des méthodes d'éléments finis ou de différences finies. Cette distribution de flux neutronique est calculée à travers une bibliothèque de sections efficaces générée par le code DRAGON.

Le code de calcul DONJON est constitué aussi de plusieurs modules de calcul. Les principaux modules utilisés sont :

- GEOD et USPLIT : modules servant à créer et modifier la géométrie du cœur et à créer un INDEX de mélanges.
- CRE : module utilisé pour définir la composition des régions de la géométrie comme le combustible et le réflecteur à partir des fichiers COMPOS de DRAGON.
- TRIVAT : module qui analyse le réacteur en trois dimensions.
- TRIVAA : module créant les matrices du réseau indispensables à la résolution de l'équation de la diffusion
- FLUD : module servant à calculer le flux et le facteur de multiplication.
- FLXAXC : module servant à calculer le flux axial.
- FPOWER : module récemment programmé dans DONJON calculant la puissance par régions en utilisant les flux moyens par région.

Dans ce travail, nous utiliserons la version 3.02 de ce logiciel.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION DU RÉFLECTEUR DANS LES SCHÉMAS DE CALCUL DU COEUR REP

2.1 Description géométrique du cœur REP

Le cœur du réacteur nucléaire est le siège des fissions ; il est contenu dans une cuve en acier sous pression, comme le montre la figure 2.1. Il est formé d'un ensemble d'assemblages de combustible (voir figure 2.2) dont le nombre dépend du modèle de réacteur étudié (Reuss, 2003).

La répartition des neutrons dans le cœur n'est pas homogène : elle est plus élevée au milieu et moins élevée sur les bords. Afin de rendre la distribution de puissance plus aplatie, le cœur est entouré par des matériaux aidant à renvoyer vers le cœur une partie des neutrons fuyants, on parle de *réflecteur* (Argaud, 1995).

2.2 Description du réflecteur

2.2.1 Rôle du réflecteur

Le réflecteur, entourant radialement et axialement le cœur, diminue, par son effet diffusant, les fuites de neutrons vers l'extérieur du cœur ce qui aide à augmenter le facteur de multiplication d'un réacteur nucléaire. Il apporte donc une forte réduction du flux de neutrons vers la cuve, ce qui en augmente la longévité et améliore la répartition de la puissance au bord en périphérie du cœur (Mondot, 1983).

Réflecteur radial

Le réflecteur radial constitue l'ensemble d'équipements et du fluide qui entoure radialement les assemblages périphériques (Richebois, 1999). Nous les citons successivement à partir du cœur jusqu'à la face intérieure de la cuve :

1. Le cloisonnement du cœur en acier appelé aussi baffle ;
2. Une première couche d'eau du modérateur ;
3. L'enveloppe du cœur ;
4. Une deuxième couche d'eau ;
5. La cuve faite en acier.

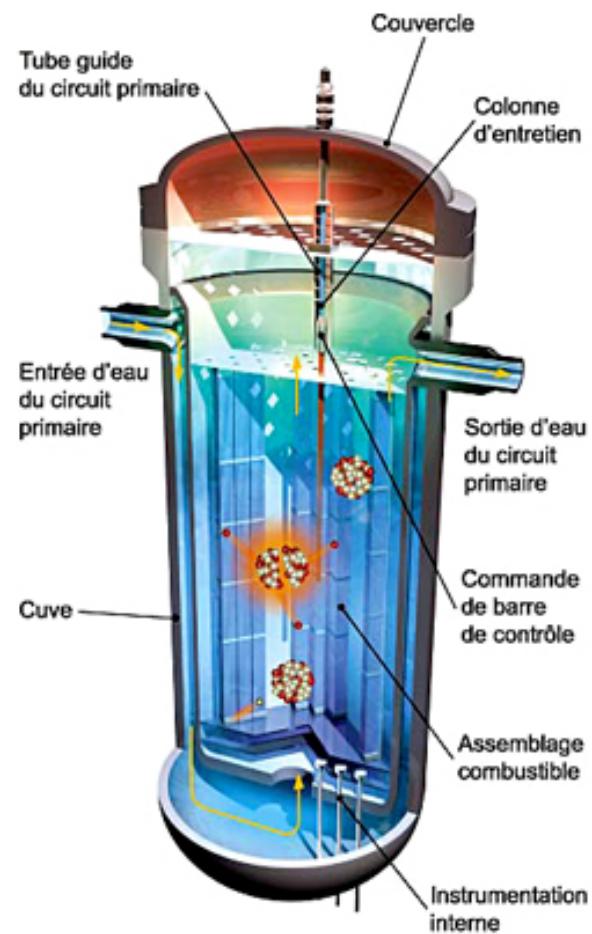


Figure 2.1 Cœur d'un réacteur de type REP



Figure 2.2 Assemblage de type REP

La figure 2.3 montre une coupe transversale réalisée au niveau de la partie combustible illustrant ces différentes composantes.

Réflecteurs axiaux

Les équipements entourant le cœur longitudinalement s'appellent réflecteurs axiaux représentés dans la figure 2.4. Dans ce projet, on se restreint à étudier le réflecteur radial.

2.2.2 Caractéristiques du réflecteur

Le matériau utilisé principalement comme réflecteur pour les REP est l'eau légère du modérateur. Un bon réflecteur permet la diffusion des neutrons vers le cœur sans trop les absorber. Cette propriété est directement liée à la longueur de pénétration du neutron dans le réflecteur (Richebois, 1999).

Les sections efficaces d'absorption et de diffusion et le coefficient de diffusion forment l'ensemble des paramètres neutroniques du réflecteur à déterminer dans les deux prochains chapitres.

2.3 Schéma de calcul standard

2.3.1 Calcul de cœur fissile

En raison de la complexité du cœur du réacteur nucléaire de point de vue hétérogénéités spatiales et données nucléaires (les sections efficaces), le calcul du cœur reste très complexe. Le calcul directe du flux neutronique sur le cœur complet avec précision est inaccessible avec un temps de calcul raisonnable, surtout pour les industriels qui doivent simuler un grand nombre de cas.

Pour résoudre ce problème des schémas de calcul standards basés sur des approximations à plusieurs niveaux, sont donc développés afin d'obtenir des résultats très précis, avec des temps de calcul raisonnables. Un schéma de calcul standard repose principalement sur deux étapes de calculs distincts (voir figure 2.5), qui correspondent à deux niveaux d'approximation (Reuss, 2003) :

- Dans la première étape de calcul, nous réalisons sur chaque assemblage un calcul de transport à deux dimensions avec les sections efficaces multigroupes autoprotégées. Ces calculs sont basés sur des discrétilisations spatiales fines au niveau de la cellule. Dans cette étape, nous réalisons aussi une condensation en énergie à quelques groupes seulement des sections efficaces, et une homogénéisation spatiale. Le code DRAGON est utilisé dans notre projet pour réaliser ces calculs de transport.

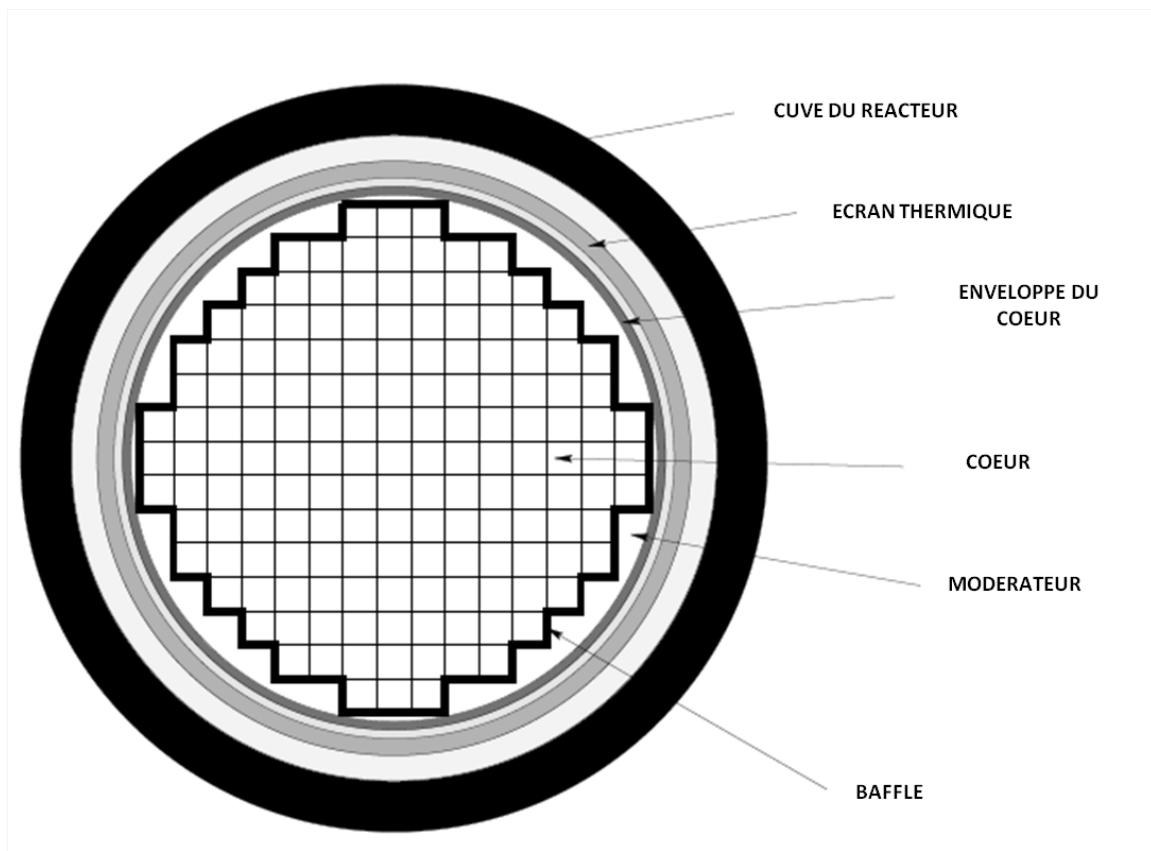


Figure 2.3 Coupe transversale d'un cœur REP

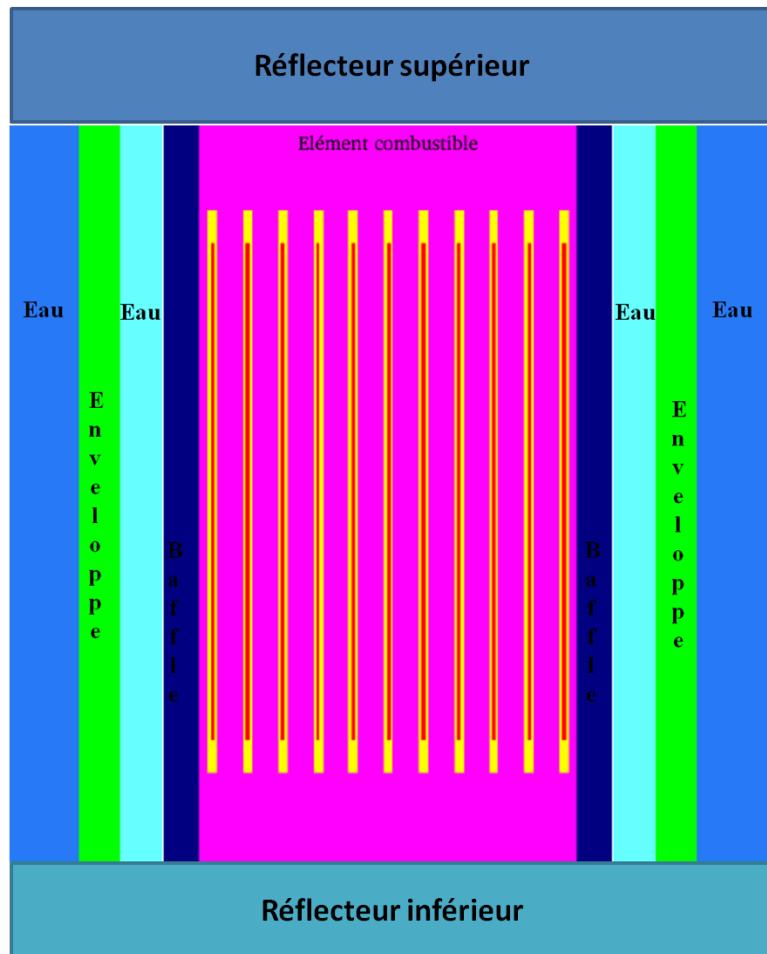


Figure 2.4 Modélisation des réflecteurs axiaux d'un REP

- Dans la deuxième étape de calcul, nous effectuons un calcul de cœur qui utilise un modèle neutronique simple. Dans notre étude, nous utilisons l'approximation de la diffusion à deux groupes d'énergie. Lorsqu'une plus grande précision est recherchée, nous pouvons réaliser ce calcul en transport en utilisant une condensation en énergie plus fine. Les calculs de diffusion sont assurés ici par le code DONJON.

D'autres étapes sont nécessaires, tel que le calcul du réflecteur.

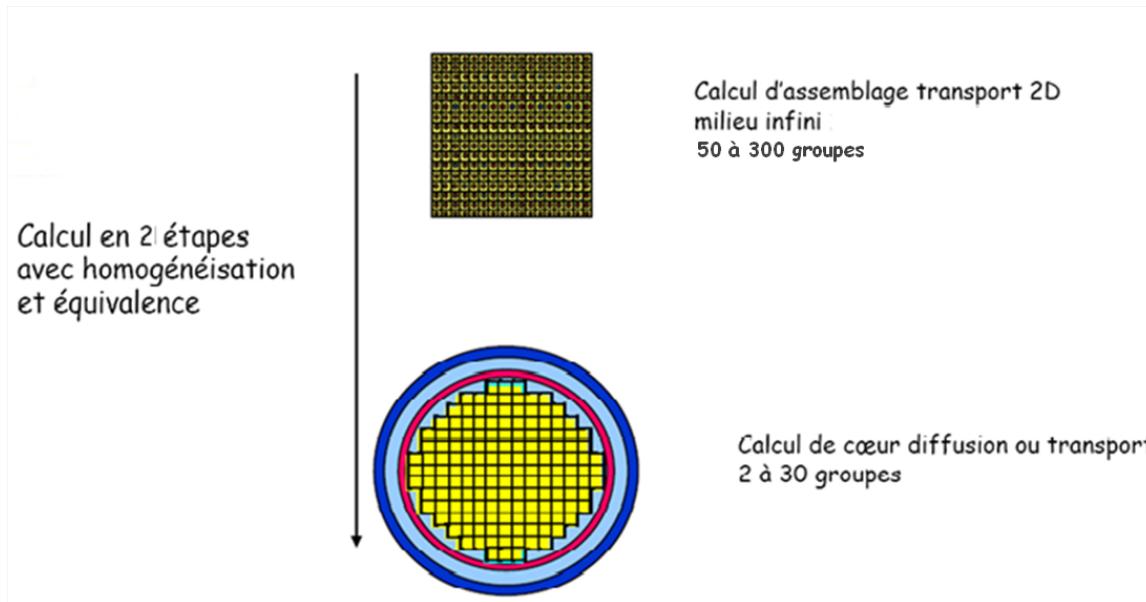


Figure 2.5 Schéma de calcul standard

2.3.2 Modèles de représentation du réflecteur dans les schémas de calcul standards

Un des enjeux actuel est de pouvoir réaliser des calculs de cœur prenant en compte les structures spatiales et énergétiques hétérogènes du réflecteur, avec un temps de calcul acceptable pour des industriels. Pour ce faire, on distingue deux méthodes de résolution du problème de réflecteur :

- Au niveau industriel, EDF/RD, par exemple, utilise des modèles de calcul de réflecteur en transport par MCNP qui génèrent des paramètres neutroniques homogènes. Ces paramètres vont être interpolés en fonction des conditions de fonctionnement.
- Au niveau des travaux de recherche, les articles scientifiques ayant comme objectif le traitement des réacteurs REP, utilisent les paramètres neutroniques de l'eau du modérateur pour représenter le réflecteur. Ce choix est souvent justifié par la raison suivante : elle représente (l'eau du modérateur) environ 50% du volume du réflecteur réel.

Ces deux méthodes de génération de sections efficaces de réflecteur ont montré leur limite car elles ne tiennent pas compte de la vraie géométrie de l'interface cœur/réflecteur ni du changement du spectre énergétique en passant d'un milieu multiplicateur (combustible) à un milieu non multiplicateur (réflecteur). Pour cela, des méthodes *spécifiques* au traitement des conditions aux limites du cœur ont été développées.

Il existe essentiellement deux modèles de représentation du réflecteur permettant de simuler son effet sur les assemblages de combustible et de calculer le flux neutronique dans le cœur :

- Constantes de réflecteur équivalent : dans ce cas, le réflecteur est représenté par un milieu homogène dit réflecteur équivalent au réflecteur hétérogène. Nous détaillerons deux méthodes de représentation de réflecteur utilisant ce modèle, méthode de Reuss-Nissan (Nisan et Reuss, 1976) et méthode de Mondot, appelée aussi méthode BETA (Mondot, 1983).
- Représentation du réflecteur de façon implicite en imposant des conditions aux limites d'albédos à la périphérie du cœur de façon à reproduire les échanges de neutrons entre le cœur et le réflecteur (Mondot, 1983).

Nous pouvons aussi citer une autre méthode, appelée la méthode de Lefèvre, qui réalise le calcul du réflecteur en se basant sur une procédure algébrique simplifiée qui tient compte directement des flux et courant d'interface (Lefèvre et Lebigot, 1978). Dans la suite de ce paragraphe nous détaillons seulement les deux premières méthodes (méthode des constantes de réflecteur et méthode des albédos).

Modèle de représentation du réflecteur par les paramètres neutroniques

Ce modèle de représentation consiste à remplacer les milieux entourant le réflecteur par un milieu fictif, homogène et équivalent du point de vue neutronique. Pratiquement, on détermine les coefficients de diffusion et les sections efficaces d'un milieu homogène et équivalent qui représente les mêmes échanges de neutrons à l'interface cœur réflecteur.

Le domaine de résolution de l'équation de diffusion comprend alors le cœur fissile (la partie des assemblages) avec le réflecteur. Les conditions aux limites à considérer pour le calcul en diffusion sont alors celles de la limite extérieur du réflecteur $\partial\Omega$. En général, on considère un flux de neutrons nul à la surface $\partial\Omega$.

La précision de ce modèle dépend de la technique avec laquelle on détermine les paramètres neutroniques et dépend aussi du réflecteur lui même puisque plus des régions réfléchissantes sont importantes plus la géométrie est à modéliser compliquée. L'inconvénient, par contre, réside dans le fait que la géométrie étudiée englobe le cœur et le réflecteur (voir figure 2.6) et on se retrouve à un domaine supérieur à 40% environ à la surface du cœur.

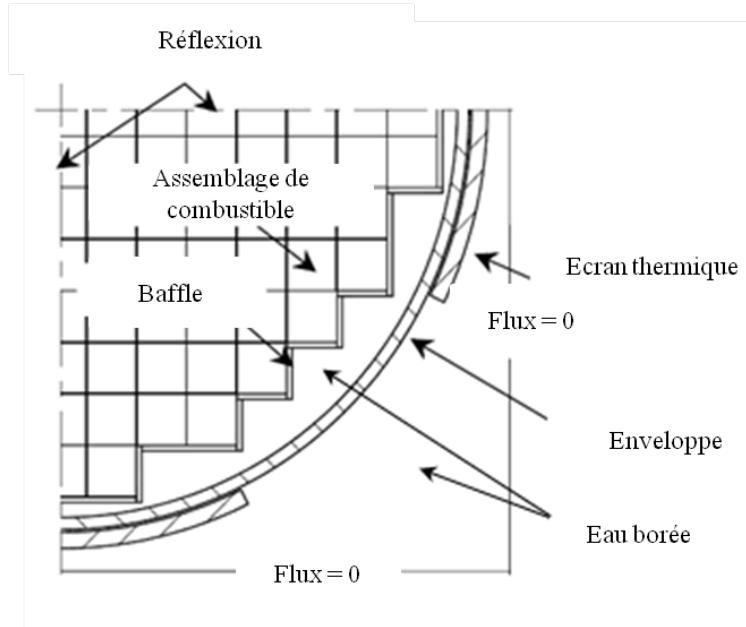


Figure 2.6 Géométrie utilisée pour le modèle de réflecteur équivalent

Méthode Reuss-Nisan La méthode de Reuss-Nisan se fait en général en quatre étapes (Richebois, 1999) :

- Calcul en transport d'un assemblage de combustible en milieu infini à deux dimensions. Les paramètres neutroniques générés à la suite de ce calcul, vont être utilisés dans le calcul de cœur en diffusion. Ils représenteront les assemblages de combustible.
- Détermination des coefficients de diffusion du réflecteur par un calcul en milieu homogène infini des milieux composant le réflecteur {baffle + eau} ;
- Calcul en transport en 1D sur une traverse {coeur + baffle + eau}. Le cœur est modélisé par un milieu homogène correspondant à un assemblage de combustible. On détermine ainsi les sections efficaces macroscopiques du baffle et de l'eau ;
- Pour remplacer le réflecteur réel par un réflecteur équivalent, la dernière étape consiste à faire un calcul d'équivalence diffusion-diffusion. Cette équivalence a été programmée dans le code REFLEC d'APPOLLO : on y résout analytiquement l'équation de diffusion en considérant le réflecteur réel.
- La dernière étape de calcul de cette méthode est d'incorporer les paramètres neutroniques calculés précédemment dans le calcul de cœur.

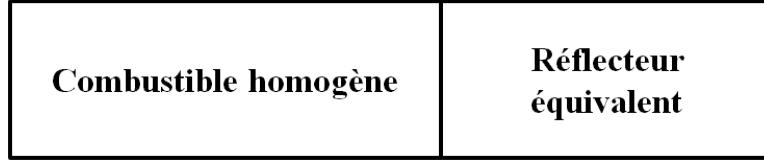


Figure 2.7 Géométrie utilisée pour la méthode Reuss Nissan

En pratique, dans un calcul de cœur utilisant la géométrie donnée par la figure 2.7, cette méthode conduit à des résultats relativement satisfaisants en ce qui concerne la distribution de puissance dans les assemblages de combustible, exceptés les assemblages périphériques où la puissance est sous estimée.

Un autre inconvénient de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne prend pas en considération la vrai géométrie 2D du réflecteur puisqu'elle a été programmée seulement en 1D.

Méthode Mondot (BETA) Cette méthode établit une équivalence entre deux calculs différents, l'un est déterministe tandis que l'autre est stochastique. À l'interface cœur/réflecteur la matrice d'albédos obtenue par un calcul de référence doit être conservée lors d'un calcul utilisant les matrices des constantes neutroniques d'un réflecteur semi-infini homogène équivalent. Un tel calcul est réalisé en approximation P_1 (Richebois, 1999).

En utilisant la définition des albédos introduite dans le premier chapitre et en écrivant les équations des conditions aux limites de l'équation de diffusion sous la forme matricielle, la résolution de l'équation de diffusion multigroupe abouti à la relation suivante :

$$[\Sigma] = [\gamma] [D]^{-1} [\gamma] \quad (2.1)$$

où

$$[\gamma] = \frac{1}{2} [1 + \beta]^{-1} [1 - \beta] \quad (2.2)$$

avec :

– β : la matrice d'albédos.

– D : une matrice diagonale. Ses éléments diagonaux fournissent des équations de type :

$$\kappa_g D_g = \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta_{gg})}{(1 + \beta_{gg})} \quad \kappa_g^2 = \frac{\Sigma_g}{D_g} \quad (2.3)$$

- $[\Sigma]$, $[\gamma]$: des matrices triangulaires.

L'équation 2.3 permet d'écrire les albédos β_{gg} en fonction des paramètres neutroniques par l'équation suivante :

$$\beta_{gg} = \frac{1 - 2\kappa_g D_g}{1 + 2\kappa_g D_g} \quad (2.4)$$

Cette relation montre l'équivalence entre les matrices d'albédos et les constantes neutroniques du réflecteur équivalent. L'inconvénient de cette méthode réside alors dans le fait que ces constantes sont calculées via une matrice d'albédos calculée en milieu infini ne traduisant pas les vrais effets du réflecteur sur les cellules ou assemblages de combustible périphériques.

Représentation du réflecteur par des albédos

Dans l'étude des réacteurs de puissance, le calcul exacte du flux neutronique issu de l'équation de diffusion multigroupe à l'intérieur du réflecteur n'est pas le plus souvent utile vue que cette partie n'est pas responsable de la production de l'énergie. Seul l'échange de neutrons à l'interface cœur/réflecteur est intéressant en vu de la connaissance de la puissance produite par le réacteur. Basé sur cette idée, une représentation du réflecteur par les coefficients de réflexion, albédo (Mondot, 1983), a été proposée. Ce modèle consiste donc à représenter le réflecteur par un jeu de matrices d'albédos qui permettent de définir les conditions aux limites du flux neutronique à la périphérie du cœur (voir figure 2.8).

L'un des avantages de ce modèle est la restriction du domaine de résolution de l'équation de diffusion sur la partie fissile du cœur. Par contre, le temps de calcul des albédos est très long.

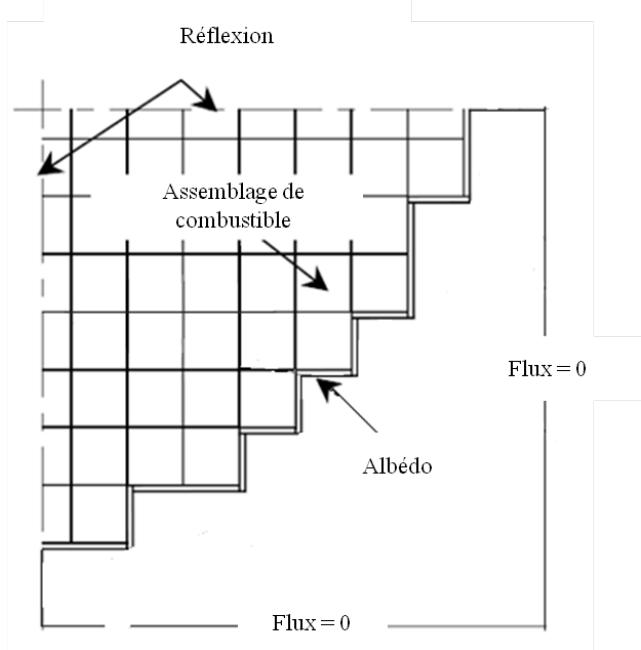


Figure 2.8 Géométrie utilisée pour le modèle de représentation du réflecteur par des albédos

2.4 Schéma de calcul avancé

En général, un schéma de calcul de cœur est établi de façon à obtenir les grandeurs physiques qui caractérisent la partie fissile d'un réacteur nucléaire telles que la réactivité et la distribution de puissance. Pour cela, on est censé de déterminer avec précision, le flux neutronique uniquement dans le cœur et non dans le réflecteur dont le rôle est de retourner les neutrons vers celui-ci. Un traitement avancé de la partie combustible et une modélisation avancée du réflecteur sont donc proposés dans cette section.

Nous détaillons les étapes de calculs que nous proposons de faire tout en citant les principales améliorations réalisées par rapport au schéma de calcul standard pour le traitement des assemblages de combustible et les modifications qu'on apporte à la représentation du réflecteur par la méthode de Reuss-Nissan. Dans la suite du travail, on désigne par schéma de calcul avancé l'ensemble des nouvelles étapes de calcul proposées. L'établissement de ce nouveau schéma remet en cause quelques étapes du traitement de la partie combustible et du réflecteur.

En effet, le calcul des paramètres neutroniques d'un assemblage de combustible en milieu infini à 2D et à 69 groupes d'énergie, est physiquement représentatif des assemblages de combustible localisés au centre du cœur. Cependant, il n'est plus valable pour les assemblages qui sont en contact direct avec le réflecteur. En fait, comme on l'a introduit à la section

précédente, le réflecteur est la succession des couches d'acier et d'eau lesquels sont des ralentisseurs de neutrons. Ainsi, la majorité des neutrons rapides fuyants du cœur vont être thermalisés puis renvoyés vers les assemblages les plus près du réflecteur. Par conséquent, le calcul en milieu infini n'est plus pertinent pour représenter la forte modification du spectre énergétique du flux. Pour faire face à cette complexité d'interface cœur/réflecteur nous proposons de traiter les assemblages périphériques avec une représentation prenant en compte leurs environnements. Nous proposons ainsi d'étudier des rangées d'assemblages différents. Chaque rangée comprend des assemblages représentant la partie centrale du cœur, calculés en milieu infini, un assemblage périphérique dont les bibliothèques de sections efficaces sont calculées en utilisant la géométrie représentée par la figure 2.9 et le réflecteur.

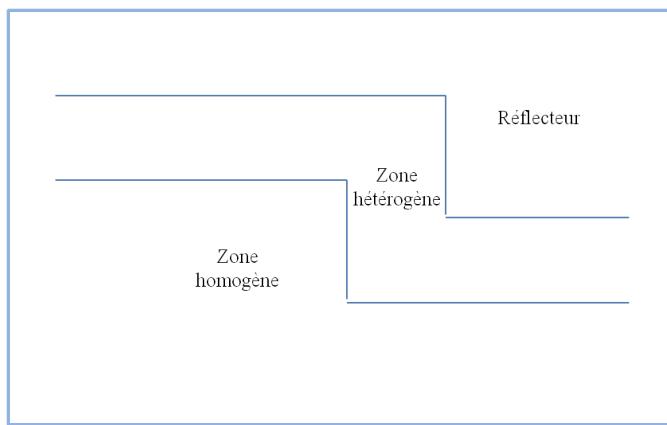


Figure 2.9 Géométrie utilisée dans le schéma de calcul avancé

Ce calcul, basé sur la méthode de réflecteur équivalent, permet de générer à la fois les bibliothèques de sections efficaces de l'assemblage périphérique de chaque rangée et celles du réflecteur équivalent en utilisant les conditions aux frontières données à la figure 2.10.

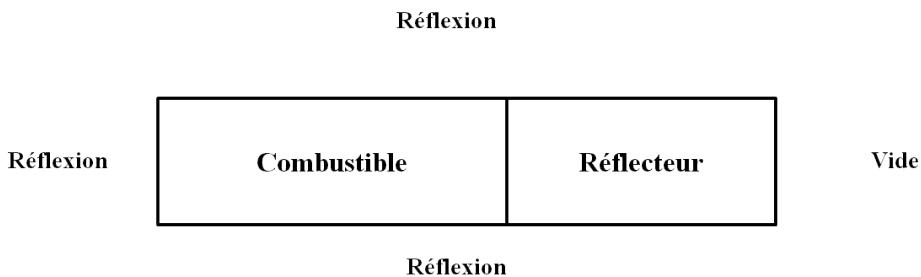


Figure 2.10 Conditions de réflexion utilisées dans le schéma de calcul avancé

CHAPITRE 3

ÉTUDE D'UN ASSEMBLAGE RÉFLÉCHI : APPLICATION AU TMI-PWR BENCHMARK

Nous avons réalisé cette étude dans le cadre d'un article écrit pour le 24th Nuclear Simulation Symposium à Ottawa (Bejaoui et Marleau, 2012). Cet article a comme objectif de développer, en utilisant DRAGON, un modèle de simulation de l'effet d'un réflecteur radial sur les cellules de combustible. Pour ce faire, on a calculé les paramètres neutroniques d'un assemblage combustible de type TMI-PWR et du réflecteur radial avec lequel il est en contact. Ces paramètres ont été comparés avec d'autres résultats publiés et nous avons montré que les simulations réalisées par DRAGON sont cohérentes avec des simulations basées sur les méthodes Monte Carlo. Nous avons alors utilisé les mêmes géométries que celles du benchmark étudié dans Salvatores et Jacqmin (2007). Ces géométries ont permis de vérifier nos modèles de simulation à l'échelle de la cellule et de l'assemblage. Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser notre modèle de calcul de réflecteur en étudiant le cas d'un réacteur 900 MWe simplifié de type EDF étudié dans Courau et Sjoden (2011); Evans *et al.* (2011).

3.1 NEA-NSC-DOC(2007)23 benchmark

L'objectif du NEA-NSC-DOC(2007)23 benchmark est d'analyser les sources d'incertitude dues aux différentes étapes de calcul des réacteurs nucléaires à eau légère (TMI-PWR, BWR et VVER-1000) en utilisant une série d'exercice bien définis de point de vue géométrique, isotopique et cinétique. Cette analyse permet alors de déterminer l'incertitude de calcul dans les différentes phases de calcul de la physique des réacteurs : neutronique, thermo-hydraulique et neutronique/thermo-hydraulique Salvatores et Jacqmin (2007).

Chacune de ces phases a été étudiée par un certain nombre d'exercice. Nous nous intéresserons à la phase neutronique laquelle a été étudiée en proposant trois exercices différents :

1. Exercice I.1 : dérivation des bibliothèques de sections efficaces microscopiques.
2. Exercice I.2 : dérivation des bibliothèques de sections efficaces macroscopiques.
3. Exercice I.3 : calcul neutronique en transport et diffusion du cœur au complet (calcul de k_{eff} , approximation de diffusion,... etc).

Pour l'exercice I.2, différents calculs ont été proposés. Nous avons choisi d'étudier le cas d'un modèle d'assemblage/réflecteur de type TMI-PWR avec des conditions de réflexion à droite

et des conditions de vide à gauche du réflecteur. Cette étude nous permettra de comparer par la suite les résultats de calcul de flux et de section efficaces donnés par DRAGON en les comparant avec ceux obtenus par MCNP5, WIMSD5 (Askew *et al.*, 1966) et TDEM (Gurdal, 2009) Salvatores et Jacqmin (2007).

3.2 Étude de la cellule TMI-PWR

3.2.1 La géométrie

Les calculs qu'on propose de faire pour l'étude de l'effet du réflecteur sont basés principalement sur des calculs d'assemblage. Cependant, l'étude au niveau de la cellule unitaire reste intéressante dans le but d'avoir une précision sur les paramètres neutroniques à calculer vu la simplicité de la géométrie et la rapidité des calculs.

Dans le benchmark étudié, les caractéristiques géométriques et isotopiques de la cellule de combustible sont bien définies. Pour des conditions HZP (Hot Zero Power), définies par une température uniforme égale à 551 K, ses principales caractéristiques sont données par le tableau 3.1 et sa géométrie est décrite par la figure 3.1

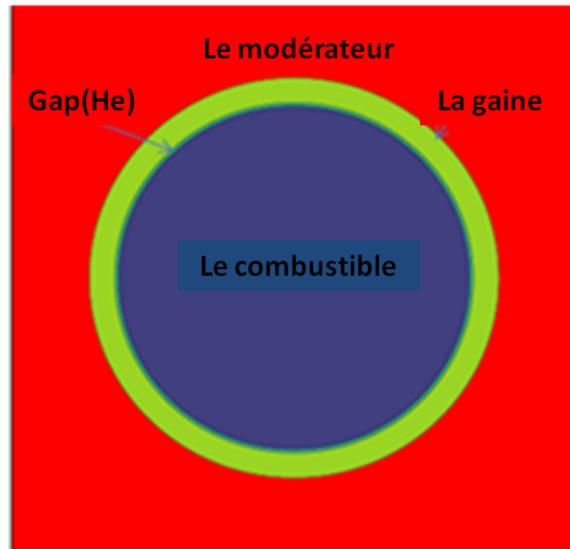


Figure 3.1 Cellule TMI-PWR

Tableau 3.1 Caractéristiques de la cellule TMI-PWR

Paramètres	Valeur
Pas de réseau pour la cellule, mm	14.427
Diamètre du crayon du combustible, mm	9.391
Combustible	UO_2
Densité du combustible, (95%TD), g/cm^3	10.283
Enrichissement du combustible, (% poids)	4.85
Diamètre extérieur de la gaine, mm	10.928
Épaisseur de la gaine, mm	0.673
Matériel de la gaine	Zircaloy-4
Espace vide entre la gaine et le combustible	He
Modérateur	H_2O

3.2.2 La modélisation DRAGON

La modélisation de la cellule est directement associée à l'utilisation que nous voulons en faire. Dans notre cas, on va modéliser la cellule avec une géométrie identique à celle rencontrée dans un assemblage pour en extraire des sections efficaces condensées, homogénéisées pour les utiliser ensuite dans un calcul d'assemblage simplifié.

Le modèle DRAGON de la figure 3.2 est réalisée pour assurer la convergence spatiale de k_{eff} et du flux des neutrons. Il comporte 12 subdivisions radiales du crayon du combustible, 12 et 9 subdivisions radiales et cartésiennes respectivement du modérateur. Nous avons aussi discréétisé la gaine en 4 couronnes. Cette discréétisation nous parait suffisante puisqu'on a pu trouver à la fois des erreurs sur le volume inférieurs à 0.1% et des résultats assez comparables avec les résultats de calcul de référence Monte Carlo.

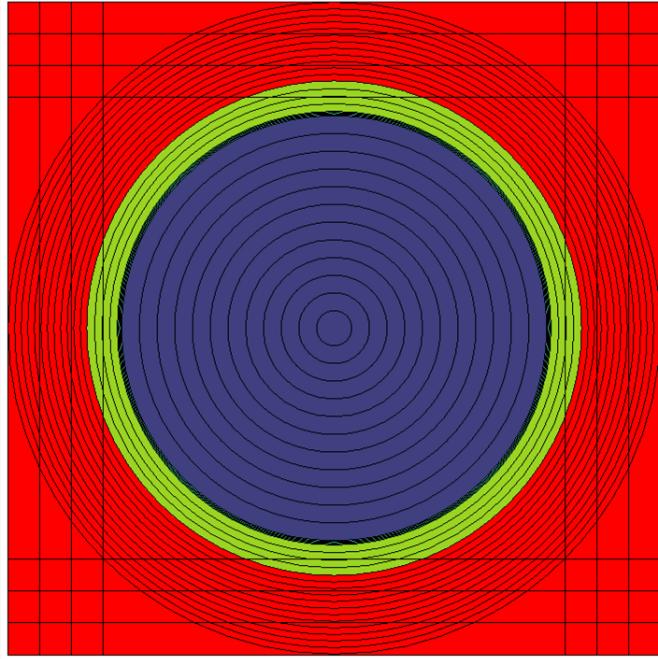


Figure 3.2 Discrétisation spatiale utilisée

3.2.3 Choix des conditions aux frontières

DRAGON permet des calculs en transport avec différents types de conditions aux frontières. Pour les calculs du k_{eff} , des bibliothèques de section efficaces et du flux neutronique, on a appliqué des conditions aux frontières de réflexion blanche exigées par le benchmark.

3.2.4 Calcul de l'auto-protection des résonances

Dans DRAGON, le calcul d'auto-protection de résonances se fait par la géométrie exacte sans avoir à la discréteriser. Le module que nous avons utilisé pour auto-protéger nos sections efficaces est le module SHI qui utilise la méthode de Stamm'ler généralisée. Il existe diverses options de traitement de ce problème : les résultats de calcul du mémoire de Joel Le Mer (Le Mer, 2007) ont montré que la meilleure option de traitement des cellules REP est l'option LJ (Livolant-Jeanpierre) (Livolant, 1974).

3.2.5 Bibliothèques de sections efficaces utilisées

DRAGON peut lire plusieurs formats de bibliothèques de sections efficaces, notamment celles compatibles avec WIMS-D4 et WIMS-AECL (Donnelly, 1986). Les principales bibliothèques au format WIMS-D4 (IAEA, 2005) que nous avons utilisé pour l'étude du benchmark sont les suivantes :

- jeff31 à 69 groupes d'énergie, bibliothèque de sections efficaces qui incluent plus de 170 isotopes issus de l'évaluation nucléaire JEFF-3.1.
- endfb6 à 69 groupes d'énergie, similaire à la bibliothèque précédente sauf que les isotopes sont issus de l'évaluation ENDF/B-VI rev.8.
- endfb7, similaire à la bibliothèque endfb6 sauf que l'évaluation nucléaire utilisée est celle de ENDF/B-VII rev.1.

3.2.6 Influence des bibliothèques de sections efficaces sur le k_{eff}

Pour choisir la meilleure bibliothèque de section efficace et pour minimiser les erreurs de calcul déterministe (DRAGON) et probabiliste (MCNP5), un premier calcul a été réalisé pour tester l'influence des bibliothèques de sections efficaces sur la convergence du k_{eff} . Le tracking de la géométrie et le calcul du k_{eff} ont été réalisés par le module NXT et le module FLU en utilisant un type de calcul K (option TYPE K), respectivement. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 Convergence du k_{eff} avec les bibliothèques de sections efficaces

Facteur de multiplication k_{eff}			
Cellule TMI-PWR	endfb6	endfb7	jeff3.1
MCNP5	1.43224 +/- 0.00027	1.43536 +/- 0.00022	1.43659 +/- 0.00021
DRAGON	1.429426	1.43366	1.430623

Le tableau 3.2 montre que la différence calculée dans la valeur du k_{eff} obtenue par DRAGON et celle obtenue par MCNP5 en utilisant la bibliothèque jeff31 (Puente et Ghrayeb, 2009), est de 600pcm. Pour la bibliothèque endfb6, la différence se réduit d'un facteur de 2 (300pcm) alors qu'avec la bibliothèque endfb7, la différence est de 200pcm environ. Par conséquent, la bibliothèque endfb7 a été choisie pour réaliser le reste de nos simulations.

3.2.7 Calcul des paramètres neutroniques de la cellule

L'objectif principal de l'étude de la cellule est de créer une bibliothèque de section efficace comprenant les différents paramètres neutroniques homogénéisés sur la cellule de combustible. Ces paramètres, tabulés dans le tableau 3.3, sont condensés à deux groupes en utilisant le module d'édition EDI de DRAGON. L'énergie qui sépare le premier groupe (groupe rapide) du deuxième groupe (groupe thermique) est de 0.625 eV.

Le tableau 3.4 montre un très bon accord entre les résultats donnés par DRAGON, TDEM et WIMSD5. L'erreur maximale sur les sections efficaces et les coefficients de diffusion est de moins de 5%.

Tableau 3.3 Sections efficaces condensées à deux groupes d'énergie de la cellule TMI-PWR

Paramètre	MCNP5	WIMSD5	DRAGON
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	$0.011043 \pm 0.19\%$	0.01104	0.01103
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	$0.009881 \pm 2.00\%$	0.009790	0.00971
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	$0.12044 \pm 0.12\%$	0.1188	0.1174
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	$0.21849 \pm 0.08\%$	0.2168	0.21343
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	$0.01576 \pm 0.24\%$	0.01568	0.01637

Tableau 3.4 Coefficients de diffusion condensés à deux groupes d'énergie de la cellule TMI-PWR

D(cm)	WIMSD5	TDEM	DRAGON
D_1	1.19677	1.18528	1.18672
D_2	0.37815	0.36604	0.36596

3.3 Étude de l'assemblage réfléchi TMI-PWR

Dans cette étude, nous ne cherchons plus comme dans la section précédente une précision de l'ordre du pcm pour le k_{eff} et les sections efficaces. En effet, l'objectif de cette étude est de montrer que nous sommes aussi capables de calculer avec DRAGON des flux neutroniques homogénéisés sur l'assemblage et comparables avec ceux calculés par d'autres codes de calcul de réseau. Nos résultats seront alors comparés à des résultats calculés par un modèle d'équivalence transport-diffusion TDEM (Gurdal, 2009).

3.3.1 L'assemblage TMI-PWR

La figure 3.3 représente l'assemblage étudié et correspond au problème du benchmark décrit en détail dans Salvatores et Jacqmin (2007). C'est un assemblage de 15×15 cellules constitué de 208 crayons de combustible d' UO_2 enrichi en uranium 235 à hauteur de 4.85% en masse, 16 tubes guide et 1 tube d'instrumentation localisé au centre de l'assemblage. Le modérateur utilisé est l'eau légère. Les gaines sont constituées du zircalloy-4 lequel est un alliage comprenant du zirconium, du fer, du chrome et de l'oxygène. Le tableau 3.5 donne les principaux paramètres à considérer dans les calculs d'assemblage.

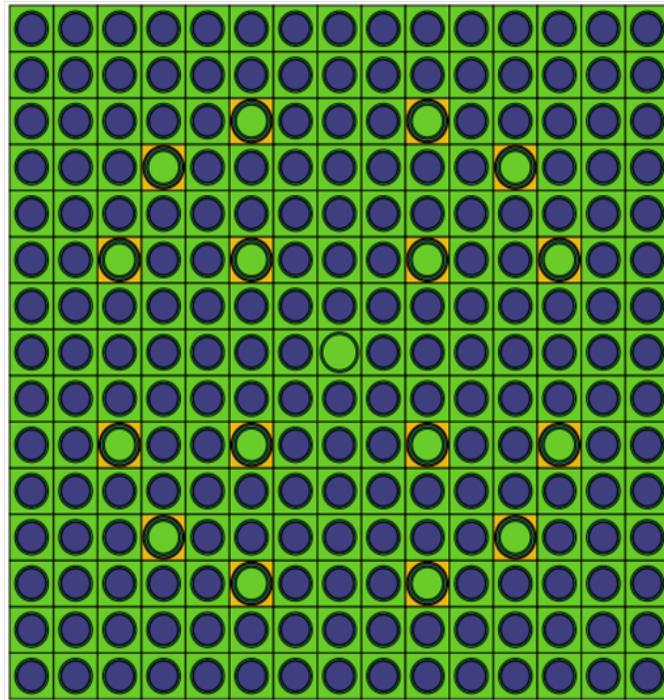


Figure 3.3 Assemblage 15×15 de type TMI-PWR

Tableau 3.5 Description d'un assemblage de type TMI-PWR

Paramètre	Valeur
Assemblage de combustible	15×15
Nombre de crayons de combustible	208
Nombre de tubes guide	16
Nombre de tubes d'instrumentation	1
Pas du crayon de combustible	14.427
Diamètre extérieur du crayon de combustible, <i>mm</i>	10.922
Diamètre de la pastille de combustible, <i>mm</i>	9.39
Épaisseur de la gaine, <i>mm</i>	0.673
Diamètre extérieur du tube guide, <i>mm</i>	13.462
Diamètre intérieur du tube guide, <i>mm</i>	12.649
Diamètre intérieur du tube d'instrumentation, <i>mm</i>	11.201
Pas de l'assemblage de combustible, <i>mm</i>	218.11

3.3.2 Le réflecteur radial TMI-PWR

La géométrie proposée par le benchmark pour étudier le réflecteur radial est donnée à la figure 3.4. L’assemblage périphérique et le réflecteur sont modélisés explicitement reflétant la complexité de l’interface cœur/réflecteur vue la diversité des matériaux constituant ce dernier (voir tableau 3.6).

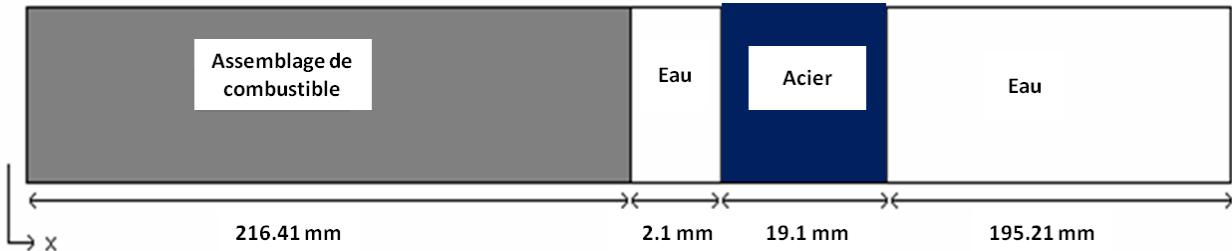


Figure 3.4 Modèle 2-D d’un assemblage réfléchi TMI-PWR

Tableau 3.6 Compositions des matériaux du réflecteur radial TMI-PWR

Materiel	Composition
Eau	H-11.19% ; O-88.81%
Acier	Acier de type : 08X18H10T

3.3.3 Modélisation et homogénéisation

Nous avons choisi la géométrie donnée à la figure 3.5 pour le calcul de flux. Ce choix est décidé après une étude de l’effet de la discréétisation sur l’écart des résultats de DRAGON et MCNP5. Même si elle implique un surcout important en temps de calcul, elle améliore la précision de calcul. Cette modélisation permet d’avoir des valeurs du flux DRAGON qui convergent vers celles données par MCNP.

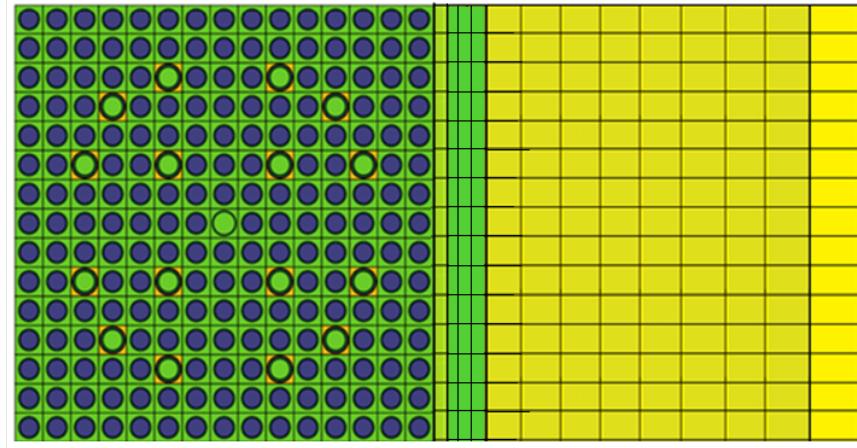


Figure 3.5 Modèle DRAGON 2-D de l’assemblage réfléchi TMI-PWR avec le réflecteur

Les cellules de combustible de cette géométrie ont été discrétisées de la même façon que la discréttisation de la cellule présentée à la section précédente. Le découpage utilisé pour les trous d'eau consiste en quatre couronnes concentriques tandis que pour les différentes régions du réflecteur, nous avons effectué une discréttisation cartésienne donnant 16 mailles pour chaque région. Cette discréttisation nous permet de nous assurer, sans trop alourdir les simulations, que les résultats seront bien convergés spatialement dans chaque région.

3.3.4 Conditions aux frontières utilisées

Les calculs en transport peuvent se faire avec deux types de conditions aux frontières détaillées au premier chapitre. Le modèle standard utilisé pour représenter la zone périphérique consiste à utiliser des conditions de réflexion à gauche et des conditions de vide à droite. On note ici que c'est seulement les conditions de réflexion qui sont permises lorsqu'on réalise des calculs de fuite avec DRAGON (dans ce projet on a utilisé le modèle B1 homogène). Par conséquence, pour simuler un flux entrant nul à la droite du réflecteur, on a ajouté une fine couche d'un mélange de cadmium et vanadium jouant le rôle d'absorbant des neutrons.

3.3.5 Calcul de flux

Les figures 3.6, 3.7 et 3.8 comparent les distributions de flux scalaire pour les régions de combustibles, d'acier et d'eau calculées par DRAGON avec celles obtenues par les simulations MCNP5.

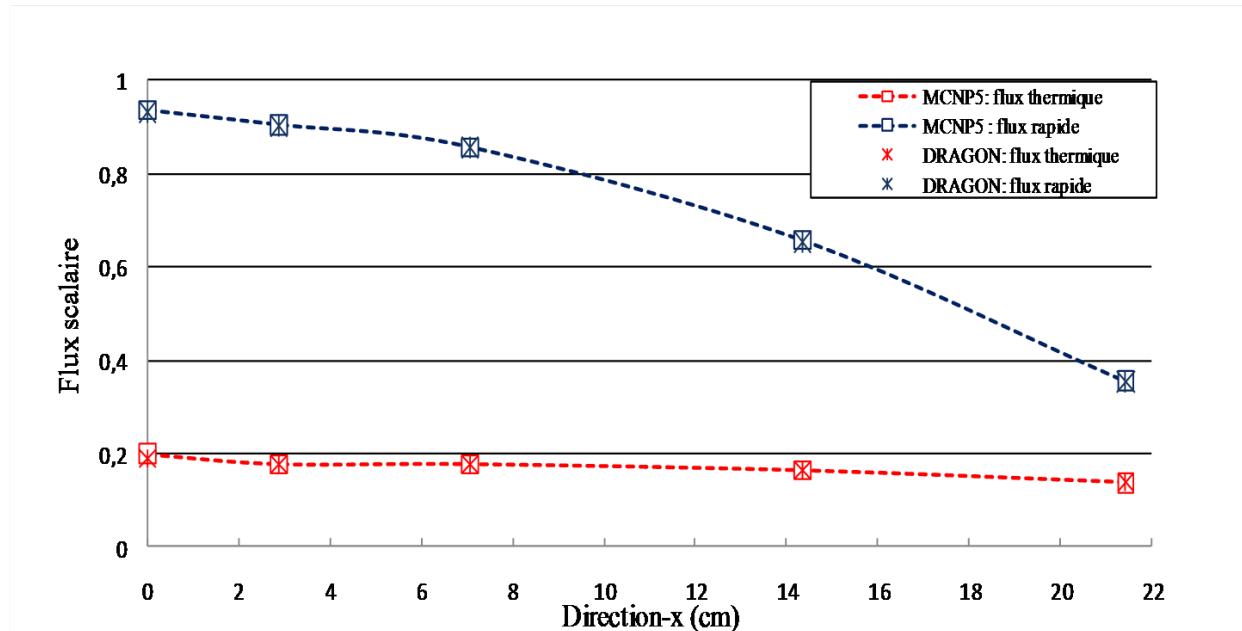


Figure 3.6 Distribution du flux scalaire : région du combustible

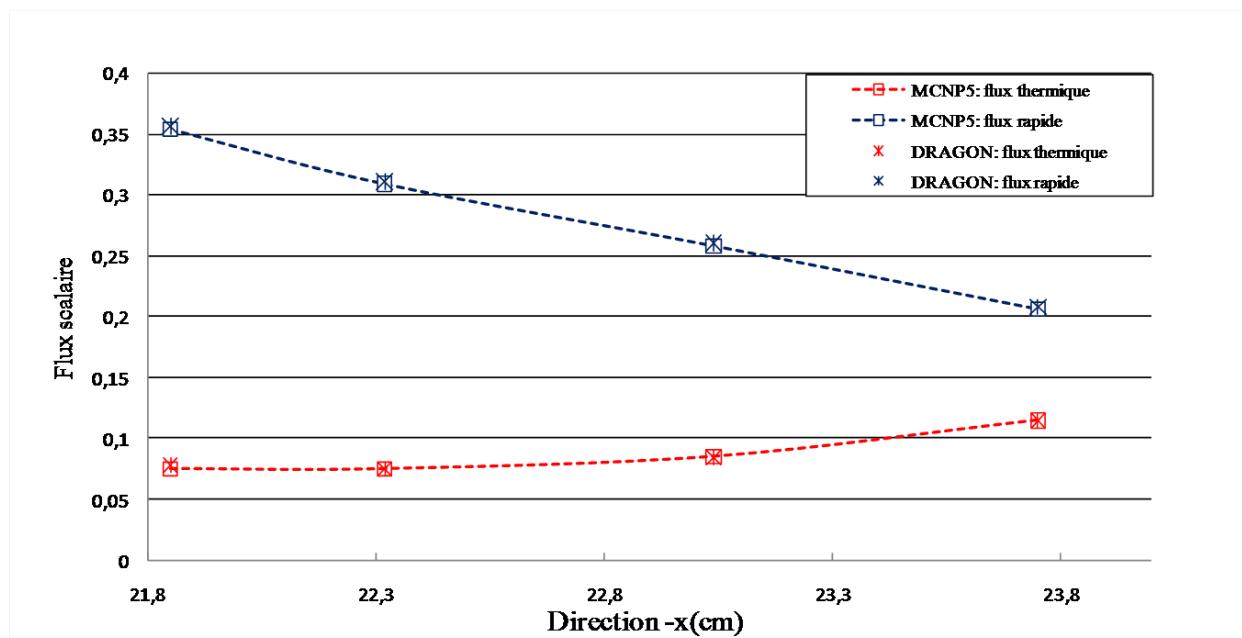


Figure 3.7 Distribution du flux scalaire : région d'acier

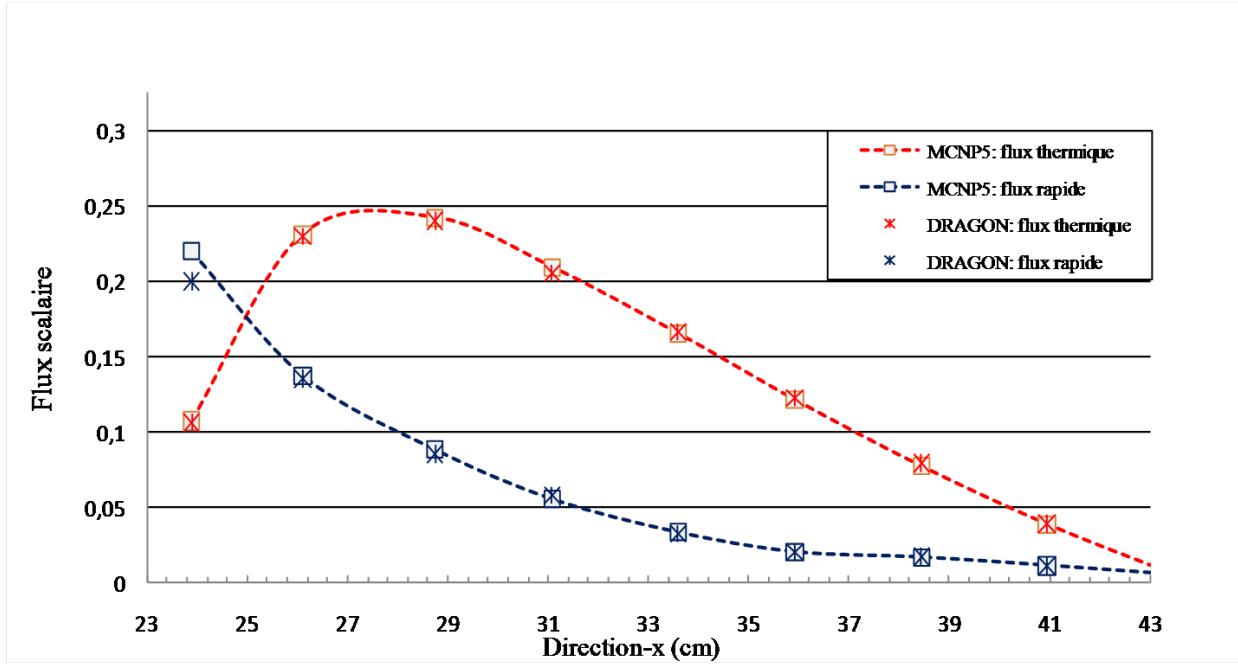


Figure 3.8 Distribution du flux scalaire : région d'eau

Comme on le voit, le calcul déterministe de DRAGON donne des résultats très comparables au calcul stochastique MCNP5. Le flux thermique et rapide présentent la même variation pour les deux codes. L'erreur relative maximale observée pour ces trois courbes est de 10% obtenu exclusivement pour la région d'eau.

En fait, la courbe de variation du flux thermique dans la région d'eau, en contact avec la plaque d'acier, montre un maximum relatif d'écart avec MCNP5 de 10% environ. On observe aussi une différence assez faible de 0.1% dans le pic apparaissant dans la même région. En effet, ce pic est dû au ralentissement des neutrons rapides qui fuient de la région de combustible vers celle d'acier. De façon générale, l'accord entre les flux calculés par MCNP5 et ceux calculés par DRAGON est acceptable.

3.3.6 Calcul des paramètres neutroniques

Calcul sans équivalence

Un autre point intéressant à étudier concerne la comparaison des sections efficaces homogénéisées et condensées à deux groupes obtenues par différents codes. Hélas, les résultats de calcul Monte Carlo pour les sections efficaces ne sont pas disponibles. Par conséquent, on a décidé de comparer nos résultats avec les résultats trouvés par TDEM. En fait, TDEM est un modèle de calcul en transport qui utilise une procédure d'équivalence de calcul des

paramètres neutroniques condensés pour minimiser la différence entre la solution analytique de l'équation de diffusion et les calculs de transport obtenu par les simulations Monte Carlo. C'est pour cette raison qu'on observe dans le tableau 3.7 des différences importantes entre DRAGON et TDEM dans les régions de combustible et du réflecteur.

Les différences sont essentiellement observées pour :

- La section efficace de down-scattering de la région d'acier : la valeur trouvé par DRAGON est réduite d'un facteur de 10 par rapport à celle calculée par TDEM ;
- La section efficace d'absorption du groupe thermique de la région du combustible est plus élevée de 50% comparée à celle de TDEM ;
- La section efficace d'absorption du groupe rapide de la région d'eau générée par TDEM est d'environ un quart de celle générée par DRAGON.

Ces différences peuvent expliquer l'intérêt d'utiliser un modèle de calcul avec une procédure d'équivalence pour générer les propriétés neutroniques du réflecteur lorsqu'on considère des calculs basés sur la théorie de diffusion.

Tableau 3.7 Sections efficaces calculées sans équivalence

Paramètre neutro-nique	Région du combustible		Région d'acier		Région d'eau	
	TDEM	DRAGON	TDEM	DRAGON	TDEM	DRAGON
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	0.009593	0.01367	0.004719	0.004677	1.03E-04	3.94E-04
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	0.08799	0.13533	0.1493	0.1508	0.01132	0.01063
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	0.007141	0.008495	0.0	0.0	0.0	0.0
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	0.1487	0.2009	0.0	0.0	0.0	0.0
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	0.01801	0.01358	0.01403	0.0013	0.053427	0.04875
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	1.0E-06	1.0E-06	0.0	0.0	0.00024	0.00038
D_1 (cm)	1.4376	1.4379	1.4556	1.4561	1.4705	1.4716
D_2 (cm)	0.8273	0.8279	0.6364	0.637	0.2523	0.2531

Calcul avec équivalence

Nous avons repris les mêmes calculs en utilisant la procédure SPH d'équivalence transport-diffusion implémentée dans DRAGON. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.8.

L'utilisation de l'équivalence a permis de réduire les écarts DRAGON/TDEM même s'il reste encore des différences significatives :

- La différence relative à la section efficace d'absorption du groupe thermique du combustible est passée d'un facteur de 50% à un facteur de 30%.
- La différence relative à la section efficace d'absorption du groupe rapide de l'eau est réduite d'un facteur de 2.
- La différence relative à la section efficace de down-scattering de l'acier est passée d'un facteur de 10 à un facteur de 7.

Vue ces diminutions d'écarts obtenus grâce aux calculs d'équivalence, nous allons générer nos bibliothèques de sections efficaces dans le chapitre suivant en utilisant la méthode d'équivalence utilisant les facteurs SPH.

Tableau 3.8 Sections efficaces calculées avec équivalence SPH

Paramètre neutro-nique	Région du combustible		Région d'acier		Région d'eau	
	TDEM	DRAGON	TDEM	DRAGON	TDEM	DRAGON
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	0.009593	0.01122	0.004719	0.004690	1.03E-04	2.2 E-04
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	0.08799	0.11415	0.1493	0.1502	0.01132	0.01103
$\nu\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	0.007141	0.008430	0.0	0.0	0.0	0.0
$\nu\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	0.1487	0.1607	0.0	0.0	0.0	0.0
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	0.01801	0.01670	0.01403	0.0020	0.053427	0.05130
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	1.0E-06	1.0E-06	0.0	0.0	0.00024	0.00028
D ₁ (cm)	1.4376	1.4375	1.4556	1.4550	1.4705	1.4712
D ₂ (cm)	0.8273	0.8260	0.6364	0.6362	0.2523	0.2525

CHAPITRE 4

ÉTUDE DU RÉFLECTEUR RADIAL D'UN REP 900 MWe DE TYPE EDF

Nous allons utiliser les données nucléaires d'un réacteur REP 900 MWe basé sur un modèle simplifié fourni par EDF pour valider notre modèle de calcul de réflecteur. Ces données sont fournies dans un benchmark développant un schéma de calcul de cœur REP en transport. Premièrement, on génère les bibliothèques de sections efficaces des assemblages de combustible et des paramètres du réflecteur équivalent calculées toutes en transport. Ces bibliothèques seront incorporées, par la suite, dans le calcul de cœur entier selon le principe du diagramme de la Figure 4.1 pour simuler l'effet du réflecteur sur les cellules de combustible et la distribution de puissance.

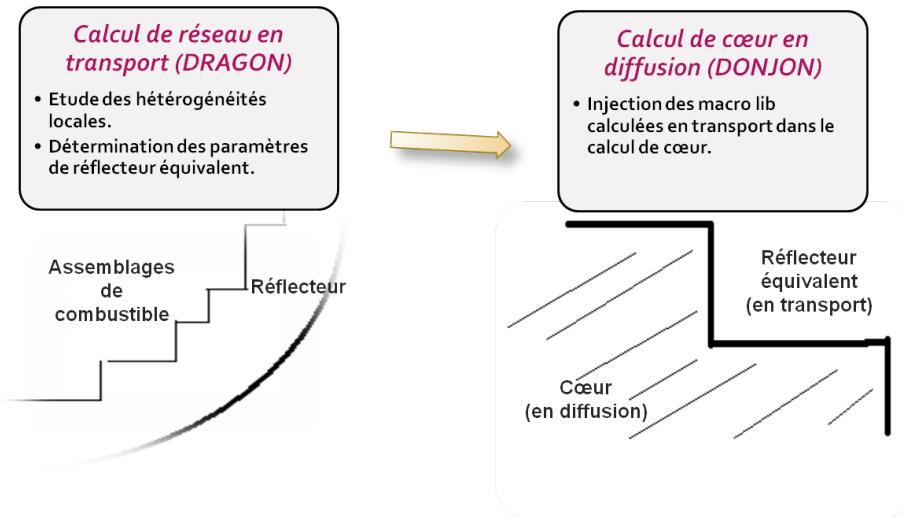


Figure 4.1 Schéma de calcul DRAGON-DONJ*ON

4.1 Benchmark étudié

Actuellement, EDF/RD est en train de renouveler son schéma de calcul de réacteur nucléaire. Dans ce cadre, la nécessité d'une solution de référence en transport à 3D est essentielle pour des objectifs de validation et d'optimisation de résultats. En employant les méthodes SN de transport des neutrons, une collaboration entre EDF RD, Georgia Institute of Technology et HSW Technologies LLC, a été lancée grâce à l'utilisation d'un ordinateur puissant d'IBM.

Ainsi, un benchmark de calcul de cœur REP en 3D a été proposé. Nous avons considéré la configuration générale du réacteur utilisé dans ce benchmark, mais à cause des raisons de confidentialité des données nucléaires, nous avons développé un modèle REP réaliste semblable au benchmark d'EDF mais propre à ce projet. Nous avons ainsi choisi des enrichissements dans la gamme de ceux proposés et ajusté la concentration de bore pour obtenir un réacteur légèrement surcritique.

4.1.1 La géométrie

Le benchmark étudie un modèle de réacteur français REP 900 MWe d'EDF composé de 157 assemblages de combustible et de 132 assemblages de réflecteur de 420cm d'hauteur. Chaque assemblage de 17×17 cellules contient 264 crayons et 25 tubes guides remplis de modérateur. La Figure 4.2 présente la géométrie du plan (x, y) du cœur modélisé par le code PENTRAN et la Figure 4.3 présente le huitième Est-Nord-Est de l'assemblage tel qu'il est modélisé avec DRAGON cellule par cellule.

4.1.2 Le combustible utilisé

Trois types d'assemblages de combustible sont présents dans le cœur correspondant à trois niveaux d'enrichissement : bas, moyen, et haut qui sont utilisés pour simuler un modèle de réacteur simplifié chargé avec du combustible neuf caractérisé par des enrichissements en Uranium 235 de 1,5%, 2.5% et 3,25%.

4.1.3 Les barres de contrôle

On va présenter nos résultats sans considérer l'insertion des barres de contrôle. Les calculs effectués supposent que les tubes guides étaient remplis du modérateur. Une étude plus approfondie devrait bien sûr prendre en considération les positions des barres, lesquelles jouent un rôle neutronique important d'absorption des neutrons.

4.1.4 La température utilisée

La bibliothèque de section efficace a été générée à une température uniforme de 560 K, ce qui correspond à des conditions Hot Zero Power (HZP), avec une concentration de bore dans le modérateur égale à 400 ppm.

4.1.5 Le réflecteur utilisé

Les 132 assemblages de réflecteurs entourant radialement le cœur fissile sont remplis de l'eau du modérateur. Le long de l'axe z , chaque assemblage est réfléchi en dessous et au

dessus par 30 cm d'eau représentant le réflecteur axial.

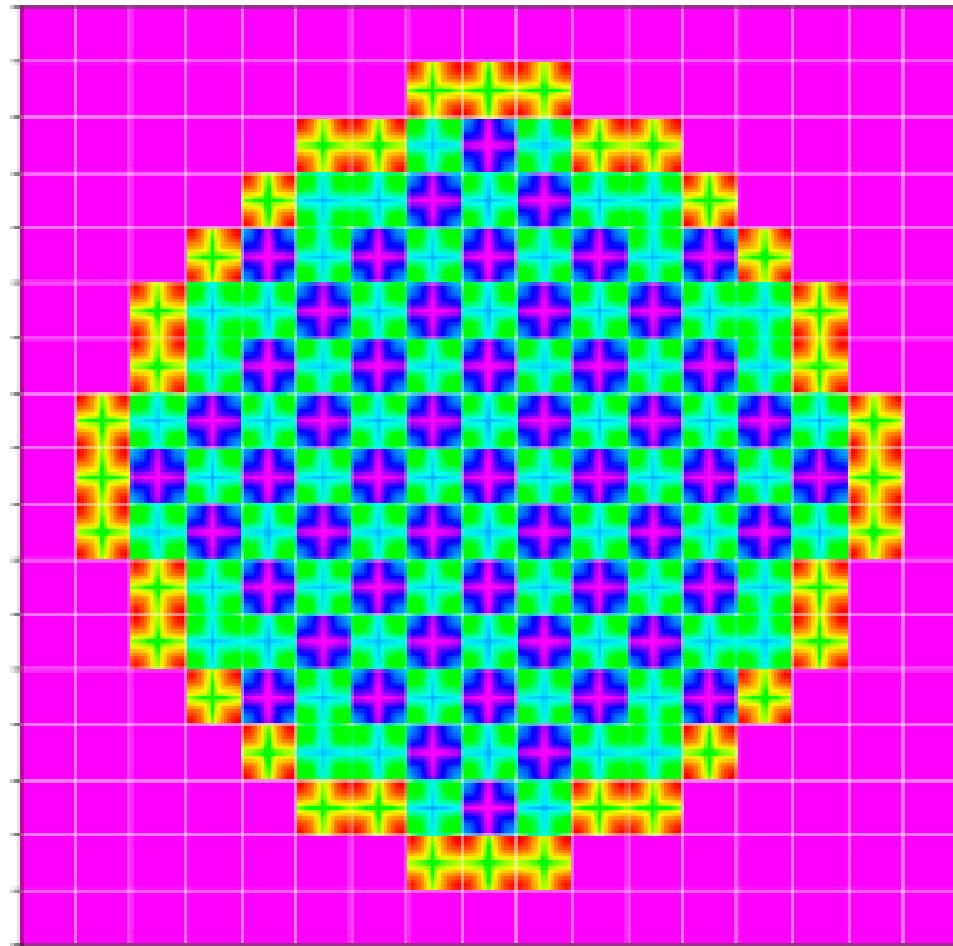


Figure 4.2 Coeur REP, plan(x,y)

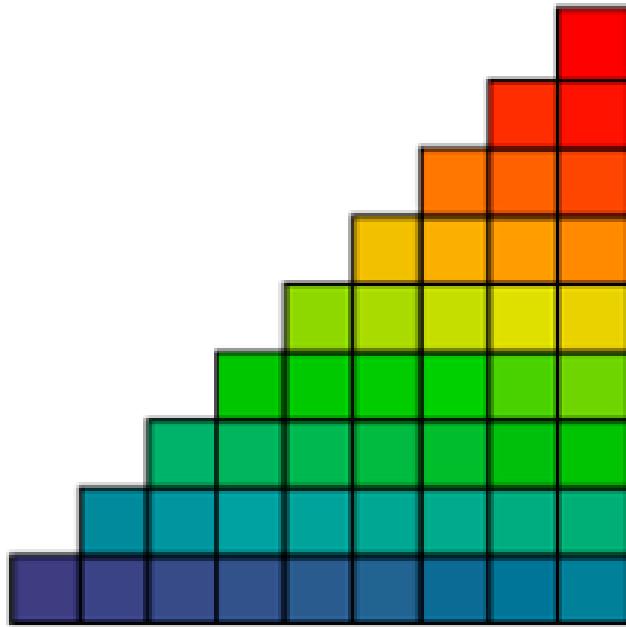


Figure 4.3 Assemblage REP étudié

4.2 Crédation des bibliothèques de sections efficaces de référence

Afin de réaliser une comparaison de notre schéma de calcul utilisant la bonne modélisation du réflecteur radial avec les schémas de calcul standards, nous allons utiliser dans ce chapitre un calcul qui sera considéré comme notre référence. Ce calcul de référence reprend un certain nombre de caractéristiques du schéma de calcul REP standard appliquée au modèle de réacteur décrit à la section précédente.

4.2.1 Calcul d'assemblage

Pour les trois types d'assemblage, nous résolvons numériquement l'équation de transport sur un espace 2D pavé à l'infini de 17×17 cellules de combustible sans passer par l'étude préalable de la cellule. L'objectif de cette étape est d'extraire des bibliothèques de sections efficaces macroscopiques pour chaque type d'enrichissement. Ces bibliothèques, qui seront stockées dans des fichiers COMPO générés par DRAGON, vont être utilisées en entrée du calcul de cœur du référence.

Options de simulations

1. Modélisation

Les symétries internes de l'assemblage vont nous permettre de nous limiter à l'étude d'un huitième d'assemblage. Cette remarque est ici primordiale car avec la discréétisation que nous allons utiliser, le nombre de régions que nous aurions considéré sans tenir compte de ces symétries est de l'ordre de grandeur de la limite pratique de l'utilisation de la méthode des probabilités de collision (CP) (Le Mer, 2007).

Pour obtenir une bonne évaluation des flux, nous avons décidé de mailler finement les cellules de combustible. On a utilisé le maillage assez fin validé par les travaux de recherches de Joel Le Mer (Le Mer, 2007) vue qu'on avait pas des résultats aux niveaux d'assemblage à respecter (voir figure 4.4) (Le Mer, 2007). Pour ce faire, nous sommes passés par les commandes de maillage SPLITX, SPLITY et SPLITR du module de l'analyse de la géométrie pour discréétiser automatiquement suivant les axes X et Y et radialement sur le rayon des crayons de combustible. Le maillage utilisé consiste en 4 couronnes radiales du combustible avec (2×2) sousdivisions cartésiennes du modérateur.

2. Quadrature numérique pour le calcul des PC

Une autre option de simulation de DRAGON consiste à fournir la densité de tracking et le nombre d'angle sur lequel on réalise ce tracking. Après quelques tests réalisés, on a remarqué qu'à partir de 5 lignes d'intégration par centimètre, le k_{eff} varie peu (environ 5 pcm). Ici, on parle de k_{eff} puisque le test a été lancé avec l'option de calcul de flux (TYPE K) pour des raisons de CPU. En ce qui concerne le nombre d'angle, on a utilisé une valeur de 32 vue qu'à partir de ce cette valeur le k_{eff} devrait être précis à 20 pcm près.

3. Autoprotection de résonnances

Les calculs qu'on vient de réaliser sont tous faits à burnup nul, avec une concentration de bore égale à 400 ppm dans l'eau du modérateur et avec la bibliothèque de sections efficaces endfb7 à 69 groupes d'énergie. Nos calculs d'autoprotection des résonnances sont réalisés par le module SHI : sur une géométrie totalement réfléchie avec l'option LJ.

4. Méthode de résolution de l'équation de transport

La dernière option de simulation à choisir est la méthode de résolution de l'équation de transport. On a hésité entre la méthode des caractéristiques implantée dans DRAGON

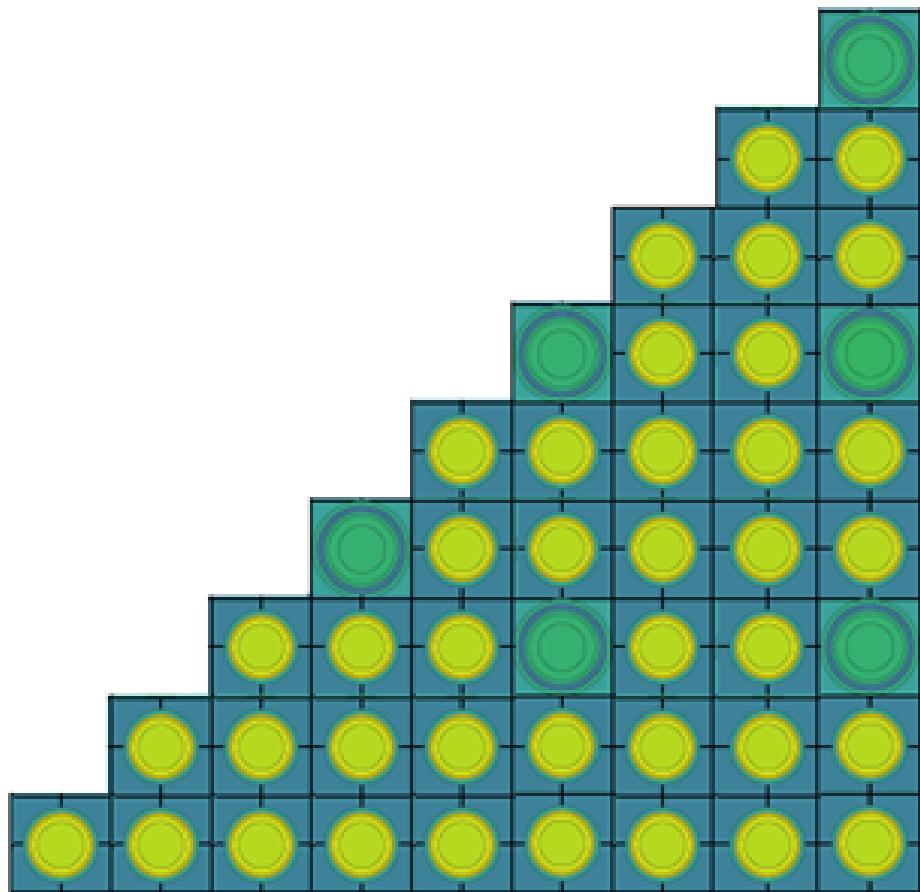


Figure 4.4 Assemblage REP discréteisé

par le module MOCC : puisqu'on traite une géométrie dont le nombre de régions est très élevé et entre la méthode des probabilités de collision laquelle est plus rapide que la première méthode (Le Mer, 2007). Notre choix s'est finalement fixé sur la méthode des probabilités de collision.

5. Calcul de flux

Le calcul de flux est réalisé avec le module FLU :. On utilise l'option de calcul de fuite B B1 PNL.

4.2.2 Calcul de réflecteur

Géométrie et modélisation utilisées

Nous avons utilisé le principe du benchmark étudié au chapitre précédent pour l'extraction des bibliothèques de sections efficaces du réflecteur. Nous avons alors modélisé un assemblage périphérique en contact avec un assemblage correspondant au réflecteur comme indiqué à la figure 4.5.

L'assemblage périphérique utilisé est celui enrichi à 3.25%. Le calcul qu'on cherche à réaliser est un calcul de fuite donc on a ajouté l'absorbant de neutrons pour imposer des conditions aux limites de réflexion.

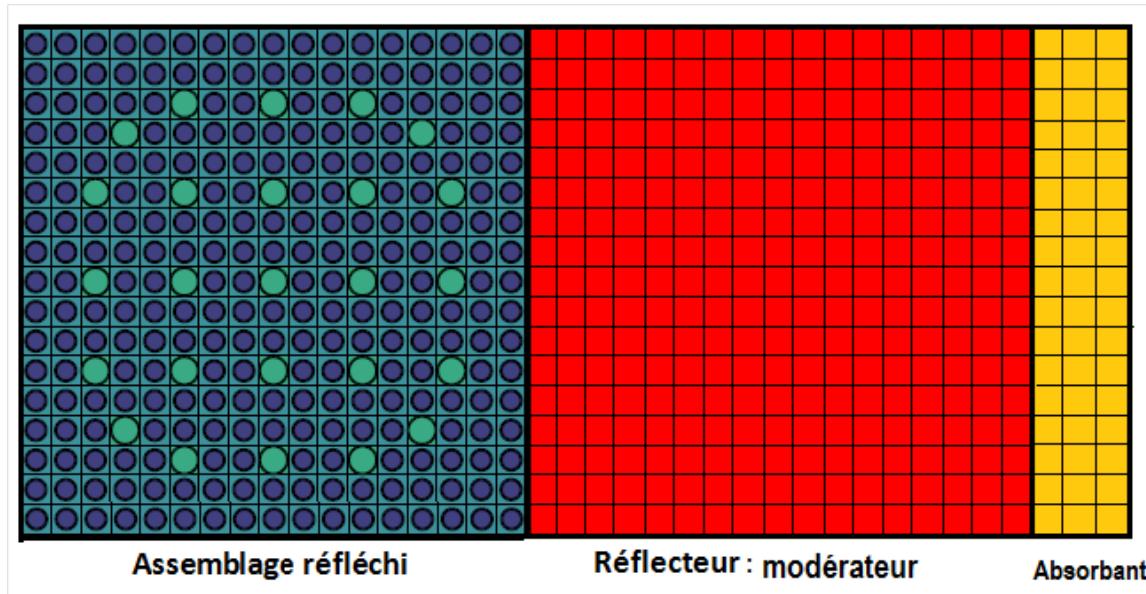


Figure 4.5 Géométrie utilisée pour la création des COMPOs du réflecteur de référence

4.2.3 Résultats du schéma de calcul de référence

Nous allons extraire les paramètres neutroniques des trois types d'assemblages étudiés pour les utiliser dans le calcul de cœur de référence et aussi comparer avec ceux calculés en milieu fini pour voir l'effet du réflecteur sur les cellules de combustible. Pour ce faire, on a utilisé le module d'édition EDI : qui avec l'option d'homogénéisation complète sur l'assemblage, HOMO COMP, et l'option COND nous a permis d'extraire des paramètres homogénéisés et condensés à deux macrogroupes d'énergie. Dans le tableau 4.1, on donne ces différents paramètres calculés en fonction des données de la section précédente pour chaque type d'assemblage.

Tableau 4.1 Paramètres neutroniques des assemblages de combustible du calcul de référence

Paramètre	E = 1.25%	E = 2.5%	E = 3.25%
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	7.8124E-03	8.3610E-03	8.7782E-03
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	7.1946E-02	9.1770E-02	1.0494E-01
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	4.3757E-03	5.6725E-03	6.5811E-03
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	8.7162E-02	1.3194E-01	1.6135E-01
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	2.0169E-02	1.8892E-02	1.8215E-02
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	4.9206E-04	6.2341E-04	7.0638E-04
D_1 (cm)	1.3693	1.3527	1.3473
D_2 (cm)	3.4486E-01	3.5657E-01	3.6282E-01

On a aussi généré des bibliothèques de sections efficaces pour le réflecteur. Ces sections efficaces étant présentées dans le tableau 4.6.

Tableau 4.2 Paramètres neutroniques du réflecteur de référence

Paramètre	Valeur
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	8.5944E-04
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	3.2689E-02
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	0.0
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	0.0
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	4.7465E-02
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	1.5426E-04
D_1 (cm)	1.3382
D_2 (cm)	2.5513E-02

Ces paramètres vont être comparés premièrement à ceux calculés par le schéma simplifié et deuxièmement par le schéma avancé.

Dans les figures 4.6, 4.7, nous avons tracé les cartes 3D de variations des distributions de flux scalaire thermique et rapide respectivement de l'assemblage réfléchi calculé par le schéma de référence.

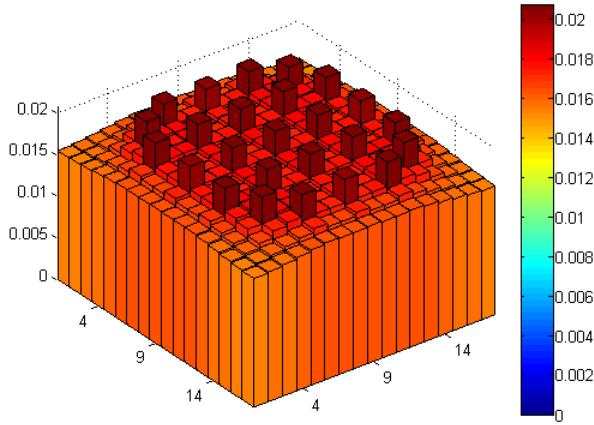


Figure 4.6 Distribution 3D de flux scalaire thermique : schéma de référence

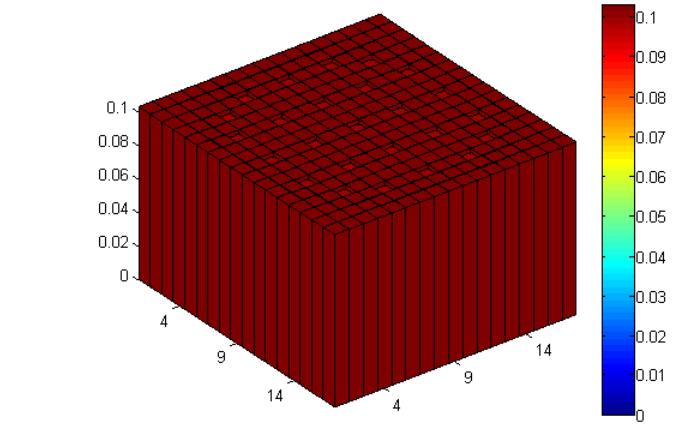


Figure 4.7 Distribution 3D de flux scalaire rapide : schéma de référence

La figure 4.6, donne le flux thermique de neutrons au sein de l’assemblage calculé en milieu infini. Il est intéressant de noter que les tubes guides remplis d’eau voient un flux de neutrons thermiques plus important. En effet, l’eau du modérateur est un bon ralentisseur de neutrons, il y a donc une plus grande proportion de neutrons ralentis dans les cellules où il y a des trous d’eau que dans celles où il y a une pastille de combustible entourée par de l’eau.

La figure 4.7, présente le flux de neutron dans le spectre rapide. Il est ici intéressant de noter que, contrairement au comportement des neutrons thermiques dans les tubes guides, les neutrons rapides s’y retrouvent que par diffusion dans les cellules de combustible. Pour cela, on peut voir que, dans les cellules de combustible, le flux de neutrons rapides est plus élevé que celui calculé dans les trous d’eau.

4.3 Crédation des bibliothèques de section efficace par le schéma de calcul simplifié

Après la présentation du modèle de référence qui avait pour but de mettre en évidence la méthode avec laquelle on traite le réflecteur de point de vue géométrie et composition isotopique, nous voulons avoir une vision à la fois réaliste et simplifiée du problème de calcul de réflecteur en comparant les résultats de calcul de référence avec un modèle simplifié de calcul s’inspirant des vrais caractéristiques du réflecteur.

L’objectif est de chiffrer les erreurs que l’on commet en modélisant le réflecteur de la façon

employé dans la référence et idéalement de proposer une amélioration prenant en compte son effet sur les assemblages du combustible. Cette amélioration permettra d'augmenter la précision de calcul des paramètres neutroniques des assemblages REP.

Notons que notre but étant de simuler l'effet d'une bonne modélisation du réflecteur sur les sections efficaces générées, il est évident de calculer les différences relatives entre les sections efficaces de la référence et celles du schéma de calcul simplifié proposé. Ainsi, toutes les différences que nous présenterons sur un paramètre **X** donné (section efficace, coefficient de diffusion, taux de collision...) seront définies comme suit :

$$\Delta X(\%) = \frac{X(\text{schéma simplifié}) - X(\text{schéma de référence})}{X(\text{schéma de référence})} \times 100 \quad (4.1)$$

4.3.1 Calcul d'assemblage périphérique et du réflecteur

On désire ici, montrer l'effet d'une modification apportée au réflecteur. En effet, le schéma de calcul de référence ne prend pas en considération les vrais concentrations isotopiques des matériaux ni leurs vraies températures. De plus, il traite l'assemblage périphérique en milieu infini. Pour améliorer le traitement du réflecteur et prendre en considération le changement du spectre énergétique, nous avons voulu voir à partir de ce schéma, appelé simplifié, l'effet induit sur le comportement des paramètres neutroniques des cellules calculés en milieu fini. Nous allons alors procéder d'une façon systématique : nous allons modifier seulement les entrées DRAGON (ou DONJON, pour le calcul de cœur) du réflecteur et étudier l'effet de ces modifications sur les propriétés de l'assemblage périphérique.

Les différences fondamentales entre ces deux schémas (référence et simplifié) résident donc dans le fait que : premièrement, les matériaux et les dimensions du réflecteur dans le schéma simplifié sont plus réalistes par rapport au schéma de calcul de référence dans lequel on utilise l'eau du modérateur comme réflecteur. Deuxièmement, le calcul d'assemblage périphérique est fait en prenant en compte la présence du réflecteur dans le schéma de calcul simplifié alors que dans la référence il est fait en milieu infini.

Nous reprenons le calcul seulement pour l'assemblage enrichi à 3.25% pour voir les différences relatives dans les propriétés de cellules homogénéisées et condensées à deux macrogroupes d'un calcul d'assemblage avec des conditions de réflexions et un autre réfléchi par le réflecteur réaliste. Nous examinons aussi les effets introduits sur les variations des distributions de flux scalaires.

Au chapitre 2, nous avons présenté le rôle et les propriétés neutroniques ainsi qu'une brève description géométrique du réflecteur. Ici, nous détaillons ces différentes régions, premièrement, du point de vue géométrique et, deuxièmement, du point de vue composition isotopique utilisée pour nos calculs DRAGON.

Le réflecteur du réacteur qu'on propose d'étudier est schématisé dans la figure 4.8 et comporte 8 régions, cités de l'intérieur du cœur vers l'extérieur :

- Zone 1 : Baffle ;
- Zone 2 : Première couche d'eau borée ;
- Zone 3 : Enveloppe du cœur ;
- Zone 4 : Deuxième couche d'eau borée ;
- Zone 5 : Pellicule d'inox ;
- Zone 6 : Cuve ;
- Zone 7 : Pellicule d'inox ;
- Zone 8 : Calorifuge.

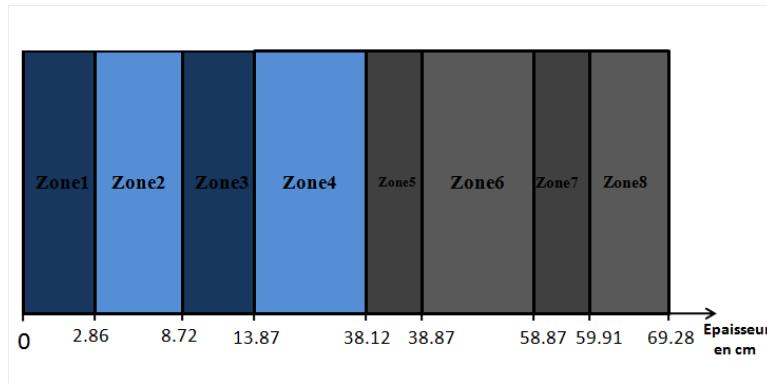


Figure 4.8 Description géométrique du réflecteur radial

Vue l'épaisseur de ces régions qui est d'environ 69.3cm (l'équivalent de l'épaisseur de trois assemblages REP), nous avons décidé de modéliser seulement les quatre premières zones de façon à avoir un réflecteur de 30cm d'épaisseur.

Le matériau composant la zone 1 et la zone 3 est l'acier inoxydable avec une densité égale à 7.9g/cm^3 et une température égale à 560K . Les pourcentages en masse associés sont cités dans le tableau 4.3.

De même, on définit les pourcentages en masse de l'eau de modérateur (voir le tableau 4.4) circulant entre le baffle et l'enveloppe et l'enveloppe et la première pellicule d'inox à une température égale à 286K et une densité égale à 0.753g/cm^3 .

Tableau 4.3 Pourcentage en masse des isotopes du matériau de la zone 1 et 3

Isotopes	Pourcentage en masse
Cr	19.15
Fe	68.67
Co	0.12
Ni	9.53
Mn	1.83
Si	0.49
Cu	0.21

Tableau 4.4 Pourcentage en masse des isotopes du matériau de la zone 2 et 4

Isotopes	Pourcentage en masse
H	11.195
O	88.850
B10	7.88E-3
B11	32E-3

Nous avons utilisé la géométrie donnée à la figure 4.9 pour calculer le flux et créer les bibliothèques de sections efficaces de l'assemblage périphérique et du réflecteur équivalent.

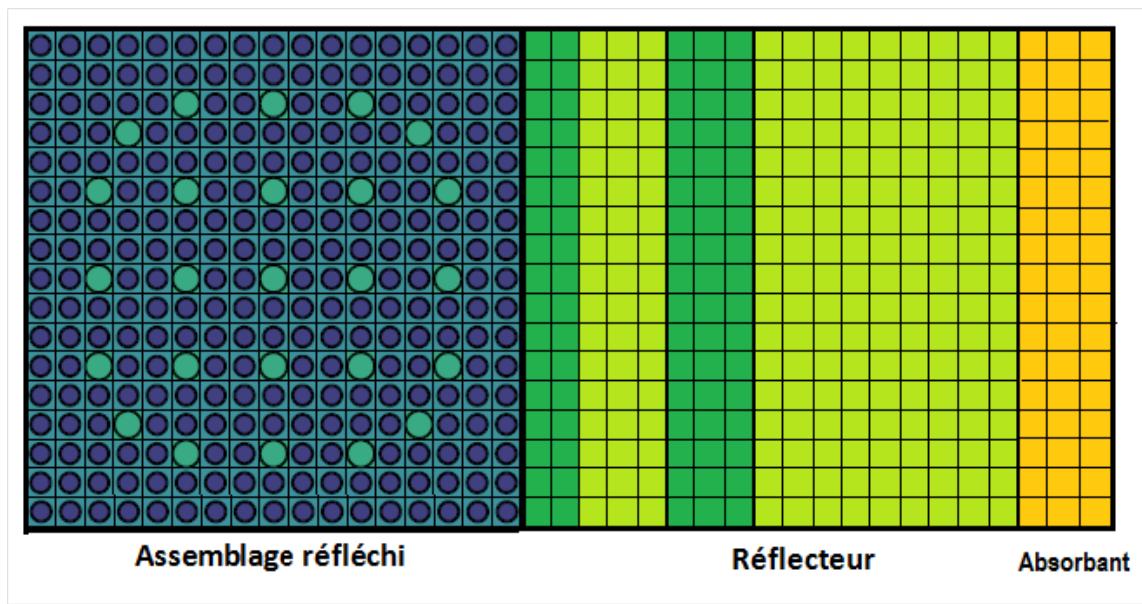


Figure 4.9 Géométrie utilisée dans le schéma de calcul simplifié

4.3.2 Résultats du schéma de calcul simplifié

Dans un premier temps, on a effectué un calcul des sections efficaces du réflecteur équivalent. Nous avons généré des bibliothèques condensées à deux groupes et homogénéisées sur un milieu équivalent au réflecteur. L'édition des résultats a été fait avec le module EDI : avec l'option CELL, laquelle permettra de calculer des sections efficaces homogénéisées sur chaque cellule de la géométrie étudiée.

Tableau 4.5 Paramètres neutroniques de l'assemblage et du réflecteur du schéma de calcul simplifié

Paramètre	Assemblage	Réflecteur
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	8.8133E-03	3.2010E-03
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	1.0455E-01	6.2003E-02
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	6.5901E-03	0.0
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	1.6065E-01	0.0
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	1.8391E-02	8.1428E-02
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	7.1462E-04	2.0937E-04
D_1 (cm)	1.3499	1.2328
D_2 (cm)	3.4670E-01	3.0434E-01

On peut remarquer en comparant les tableaux 4.6 et 4.5 qu'il y a des différences assez importantes entre les paramètres neutroniques du réflecteur calculés par la méthode standard et celle du schéma simplifié.

La différence la plus importante est au niveau de la section efficace d'absorption des neutrons rapides. La valeur obtenue par le schéma simplifié est 26 fois plus élevée que celle obtenue par le schéma de référence. Cette différence est due à l'acier inoxydable.

Le coefficient de diffusion des neutrons thermiques calculé par le schéma simplifié est deux fois plus élevé que celui calculé par la référence. Nous aurons un effet supplémentaire sur le spectre énergétique des assemblages périphériques dû à la population des neutrons thermiques renvoyée vers le cœur.

Dans les figures 4.10 et 4.11, nous avons tracé les cartes 3D des distributions des flux scalaires thermique et rapide respectivement de l'assemblage réfléchi calculé par le schéma simplifié. On peut remarquer qu'il y a une dépression de flux en passant des rangées de cellules à gauche jusqu'aux celles de droite. Cette dépression du flux est une conséquence de l'ajout

du réflecteur de nature modératrice et ne contenant pas de sources de fission.

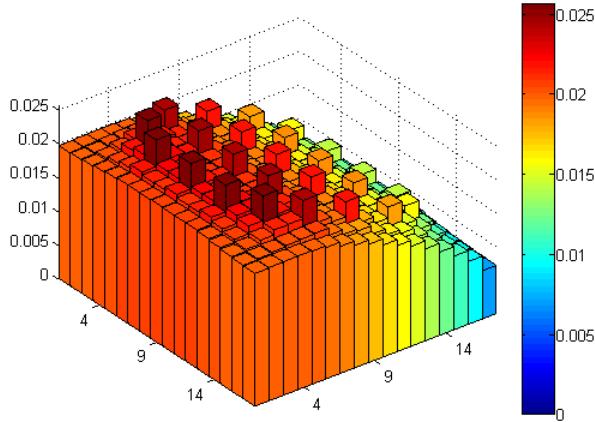


Figure 4.10 Distribution 3D de flux scalaire thermique : schéma simplifié

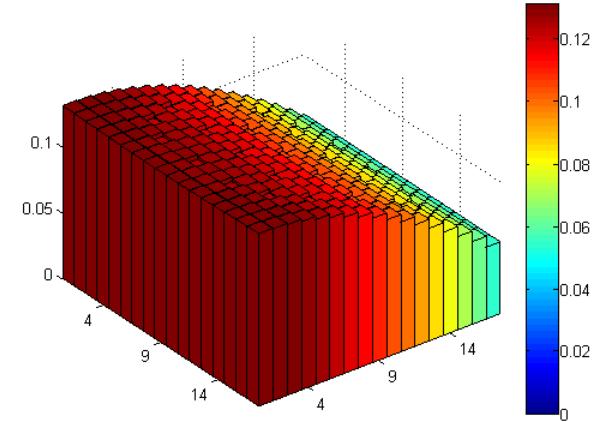


Figure 4.11 Distribution 3D de flux scalaire rapide : schéma simplifié

4.3.3 Comparaison entre le schéma de calcul simplifié et le schéma de calcul de référence

Dans le tableau 4.6, on calcule les différences relatives (en pourcentage) sur les paramètres neutroniques condensés et homogénéisés de l’assemblage entre le schéma simplifié et le schéma de référence. Nous rappelons ici que les paramètres du schéma de référence, donnés dans le tableau 4.1, sont calculés en milieu infini alors que ceux du schéma simplifié sont calculés en utilisant la géométrie donnée à la figure 4.9.

Tableau 4.6 Différences relatives en % des paramètres neutroniques de l'assemblage calculés entre le schéma simplifié et le schéma de référence

Paramètre	Différence en %
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	0.3
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	-0.37
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	0.13
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	-0.40
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	0.60
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	0.56
D_1 (cm)	0.19
D_2 (cm)	-4.44

Pour voir la distribution de ces écarts sur les 17 rangées de l'assemblage, nous avons tracé les courbes de variation radiale (pour chaque rangée) des différences obtenues pour les sections efficaces d'absorption, les sections efficaces de down-scattering et up-scattering, les sections efficaces de diffusion (dans le groupe rapide et dans le groupe thermique) et les coefficients de diffusion dans les figures 4.12, 4.13 4.14 et 4.15, respectivement.

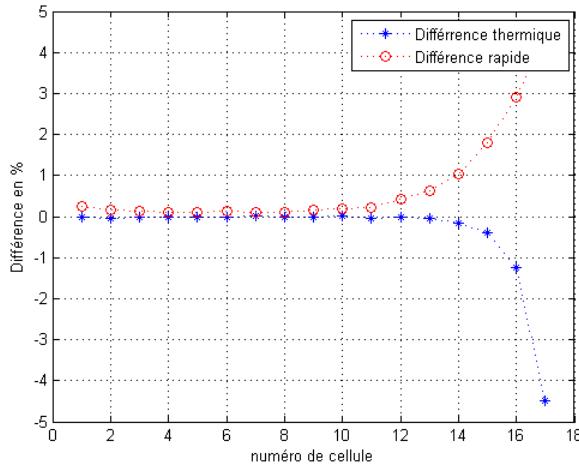


Figure 4.12 Différences relatives sur les sections efficaces d’absorption entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l’assemblage

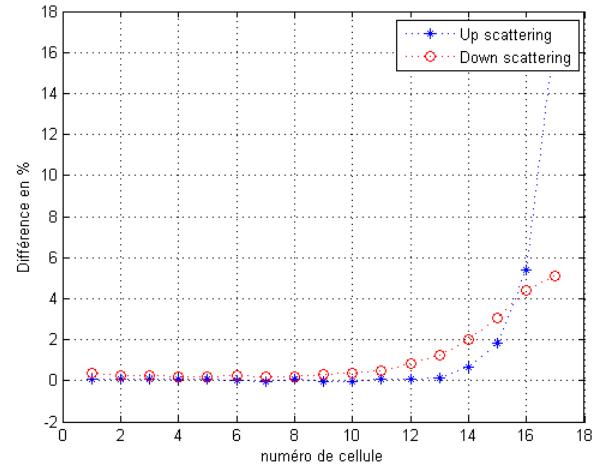


Figure 4.13 Différences relatives sur les sections efficaces de up et down scattering entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l’assemblage

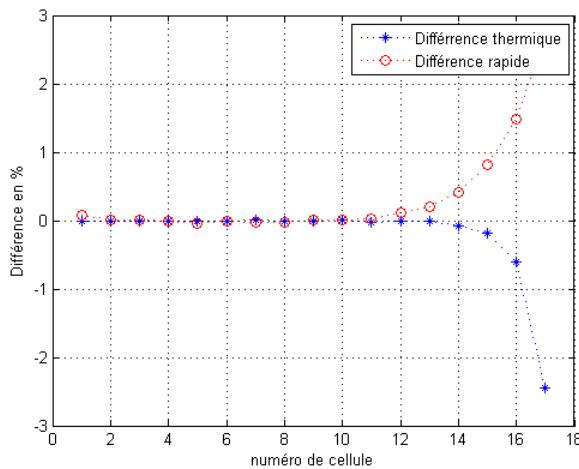


Figure 4.14 Différences relatives sur les sections efficaces de diffusion entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l’assemblage

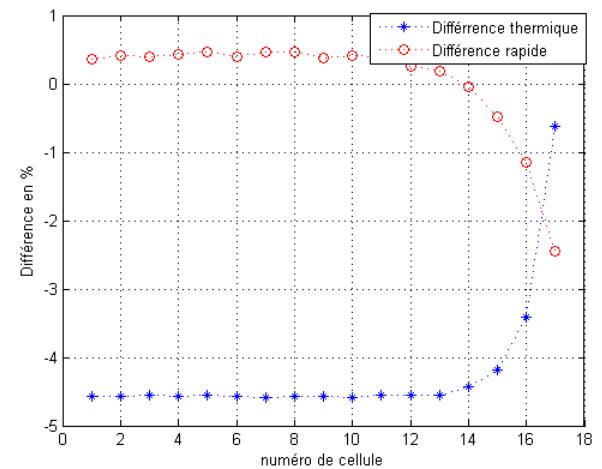


Figure 4.15 Différences relatives sur les coefficients de diffusion calculés entre le schéma simplifié et le schéma de référence le long de l’assemblage

À partir de ces figures, on peut remarquer que les différences les plus importantes sont concentrées sur les quatre dernières rangées de cellules de l’assemblage étudié. Par exemple,

pour la section efficace d'absorption du groupe rapide la différence passe de 0.3 % à 4.5 % pour ces rangées. Ces différences, calculées selon la formule 4.1, sont relativement difficiles à expliquer à cause d'effets fortement non linéaires. En effet, les sections efficaces homogénéisées en espace et condensées en énergie sont définies en fonction du flux de chaque groupe. La section efficace totale, par exemple, est calculée, sur un espace $N \times G$ (N régions d'indice i et G groupes d'énergies d'indice g) suivant la formule suivante :

$$\Sigma_{m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \Sigma_{i,g} \quad (4.2)$$

G_k et N_m sont deux indices définis dans un nouveau espace $M \times K$ tels que :

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

On comprend bien qu'un changement des conditions aux frontières de la cellule, de condition au frontière de réflexion au condition définie par le réflecteur, changera le flux utilisé pour le calcul des sections efficaces lors de l'étape de condensation, cependant l'utilisation de la formule pour le calcul de ces sections efficaces condensées à deux groupes groupes ne permet pas d'expliquer le changement du spectre énergétique.

Pour voir ce changement de spectre énergétique et donc expliquer les différences obtenues entre les sections efficaces à deux groupes, nous présentons les variations multigroupes (69 groupes) des sections efficaces et du flux.

Notons que le calcul des sections efficaces homogénéisées et condensées est fait à partir d'une première simplification de nature géométrique laquelle est l'homogénéisation et une deuxième simplification relatif au spectre d'énergie qui est la condensation. Pour minimiser les différences dues à l'homogénéisation, nous allons présenter les variations en énergie justes pour les deux cellules ayant les comportements les plus différents vis à vis au réflecteur. On s'intéressera ainsi à représenter les sections efficaces et les flux multigroupes calculés par le schéma de référence et le schéma simplifié de la cellule la plus éloignée du réflecteur, de numéro 1, et la cellule en contact avec celui-ci, de numéro 17, tel qu'indiqué à la figure 4.16. Il faut noter que pour des raisons de symétrie les paramètres calculés par le schéma de référence de la cellule numéro 1 sont les mêmes que ceux de la cellule numéro 17.

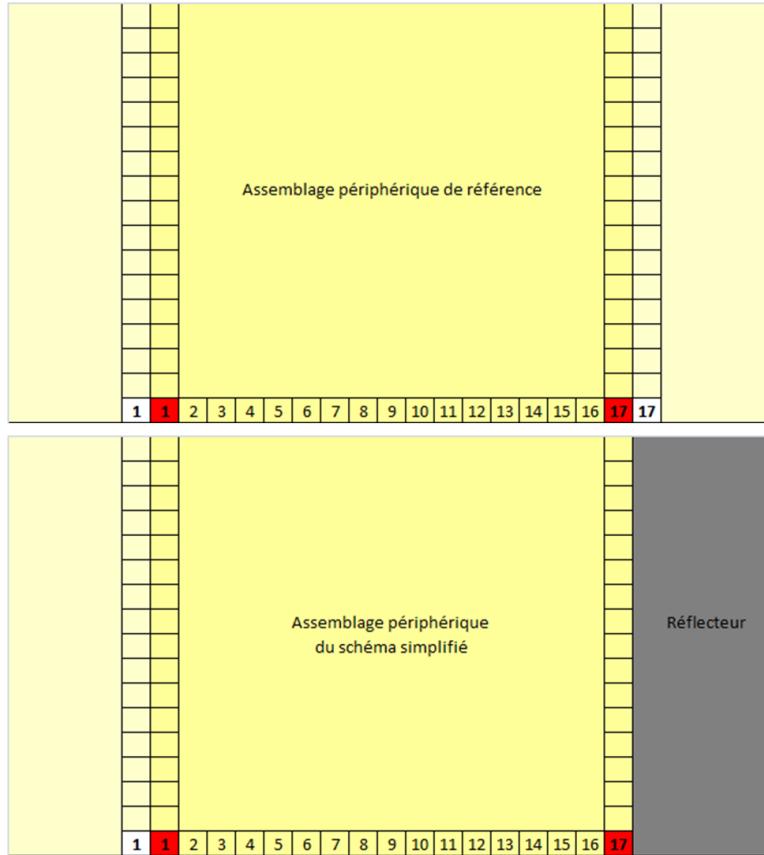


Figure 4.16 Cellules comparées

Tout d'abord, nous remarquons, à partir des figures, 4.17, 4.18 et 4.19 que les sections efficaces multigroupes (section efficace totale, section efficace de diffusion, section efficace d'absorption, respectivement) ne changent pas en présence du réflecteur vu qu'elles sont calculées pour des cellules ayant les mêmes matériaux, les mêmes géométries et en utilisant la même bibliothèque de section efficace qui est ENDFB.VII. On peut noter ici, qu'il existe de très faibles différences dans la section efficace d'absorption en raison d'homogénéisation sur les régions de la cellule elle-même comprenant le combustible, la gaine et le modérateur.

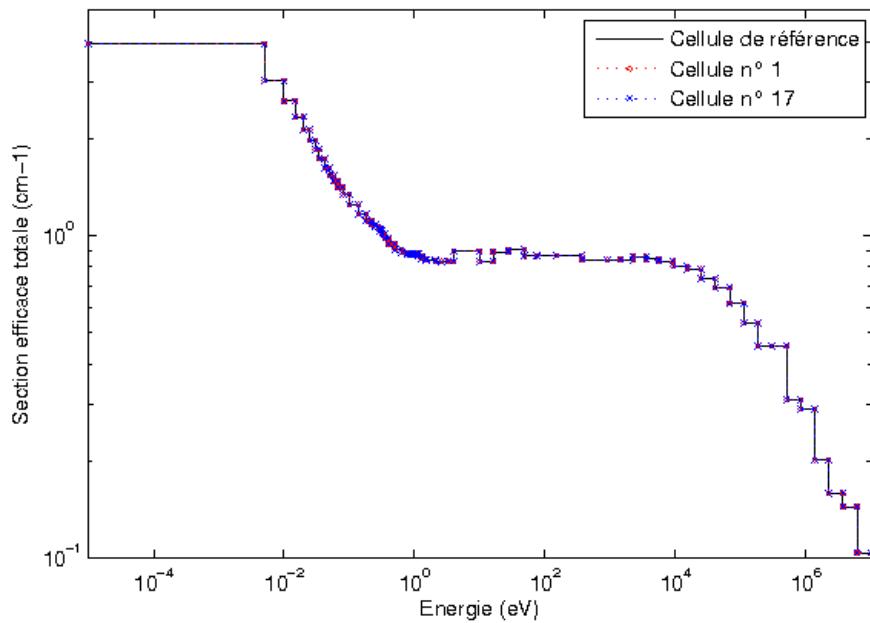


Figure 4.17 Section efficace totale multigroupe

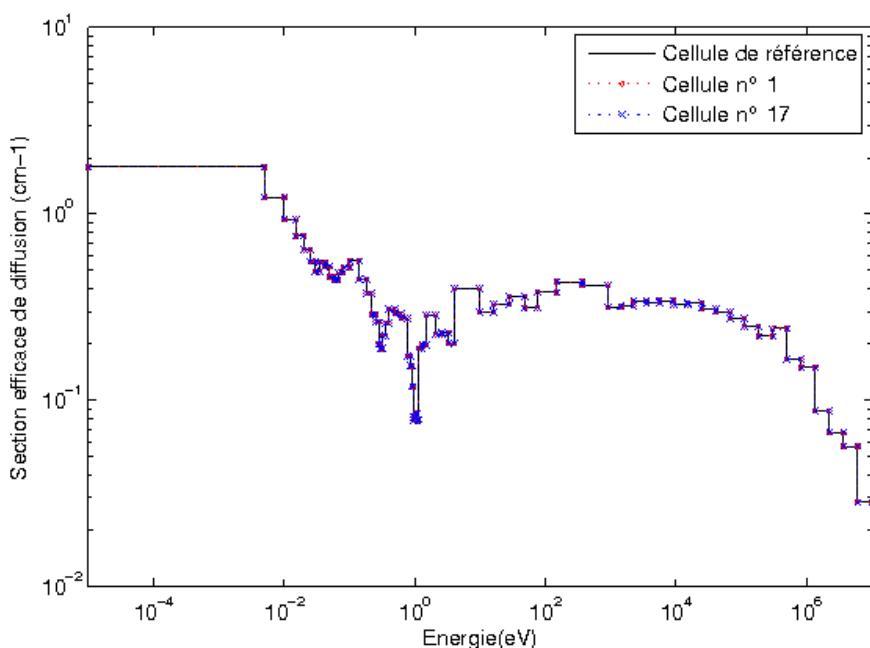


Figure 4.18 Section efficace de diffusion multigroupe

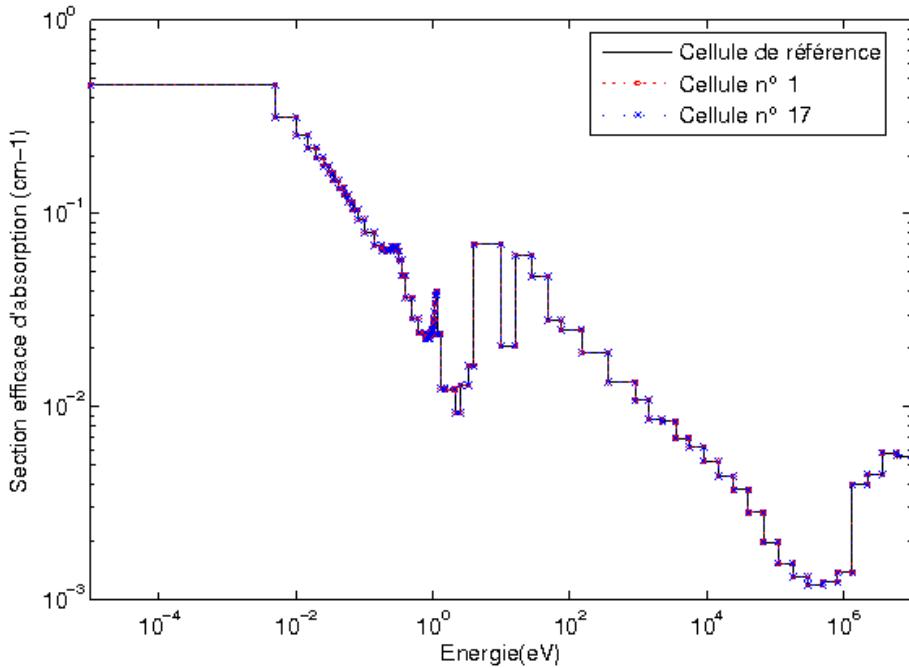


Figure 4.19 Section efficace d'absorption multigroupe

Dans la figure 4.20, nous avons présenté la variation du coefficient de diffusion multigroupe calculé par le schéma simplifié et le schéma de référence. Nous remarquons que, pour une énergie E bien déterminée, il y a des différences entre le coefficient de diffusion des cellules de référence et des cellules du schéma simplifié, alors que pour les coefficients de diffusion des cellules du schéma simplifié sont les mêmes. En effet, le calcul de D se fait en utilisant un calcul de fuite $B1$ homogène pour lequel l'homogénéisation se fait sur toute la géométrie : pour la référence l'homogénéisation se fait sur l'assemblage alors que pour le modèle simplifié elle se fait sur l'assemblage et le réflecteur. Cette différence géométrique entre les deux modèles imposera des différences entre le coefficient de diffusion calculé par le schéma simplifié et celui calculé par le schéma de référence.

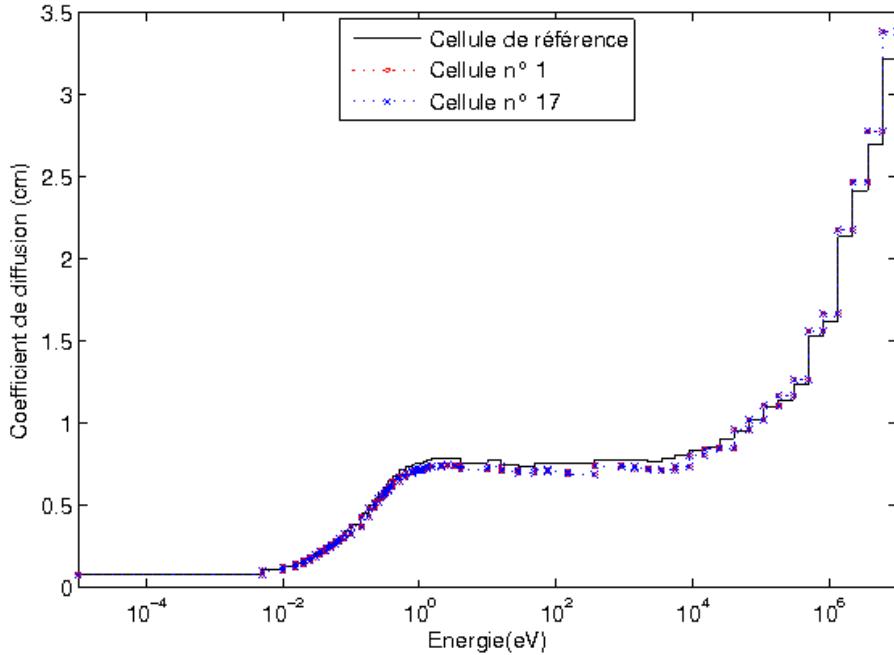


Figure 4.20 Coefficient de diffusion multigroupe

Comme nous l'avons expliqué à partir de la formule 4.3.3, les différences entre les sections efficaces condensées pour les deux schémas de calcul sont dues au changement du spectre énergétique du flux multigroupe. Le graphique 4.21 donnant le flux multigroupe de neutrons au sein de la cellule de référence étudiée et au sein des deux cellules du schéma simplifié (de numéro 1 et de numéro 17) montre qu'il y a un changement de spectre énergétique en passant d'un schéma de calcul en milieu infini à schéma de calcul en milieu fini.

- Tout d'abord, il est intéressant de noter que quelque soit la valeur de l'énergie, la cellule numéro 1 du schéma simplifié voit le même flux que celui de la cellule de référence. Ce résultat est déjà prévu puisqu'on a déjà montré que le réflecteur n'a pas d'influence sur les rangées de crayons qui sont éloignées. Par conséquent, nous comparerons seulement les flux de référence et les flux du schéma simplifié seulement pour la cellule numéro 17.
- D'autre part, pour des énergies très élevées, on peut remarquer que le flux de référence est plus important que celui du schéma simplifié. On peut expliquer cette situation par le fait que les neutrons les plus rapides sont créés par fission donc pour la cellule en milieu infini nous aurons une plus grande proportion de neutron très rapide qui se retrouve au sein du combustible alors que pour la cellule du schéma simplifié, cette proportion est moins importante vue l'absence des isotopes fissiles dans le réflecteur.
- Ensuite, pour les énergies rapides, on remarque que le flux simplifié croît par rapport

à celui de référence. Cette augmentation est due au ralentissement des neutrons dans le réflecteur. En effet, pour la cellule du schéma simplifié, les neutrons créés par fission dans le combustible vont se retrouver dans le réflecteur de nature modératrice. Après leurs ralentissement, ils vont se retrouver moins énergétiques dans la cellule du schéma simplifié que dans celle de référence. Ainsi, pour cette plage d'énergie, le flux simplifié est plus élevé que celui de la référence.

- Pour les énergies correspondant au domaine de résonance, les absorptions de neutrons sont tellement élevées que les flux dans les deux cas sont pratiquement égaux.
- Enfin, pour les énergies les plus faibles, on note que le flux au sein de la cellule calculé par le schéma simplifié est plus faible que celui de la référence. Cette diminution à due à l'absorption des neutrons par les isotopes lourds. Le flux de neutrons ralenti dans la cellule simplifiée est beaucoup plus élevé que celui de la référence ce qui mène à des absorptions beaucoup plus importantes dans le domaine de résonance pour la cellule simplifiée. Ces absorptions diminuent le flux simplifié par rapport au flux de référence.

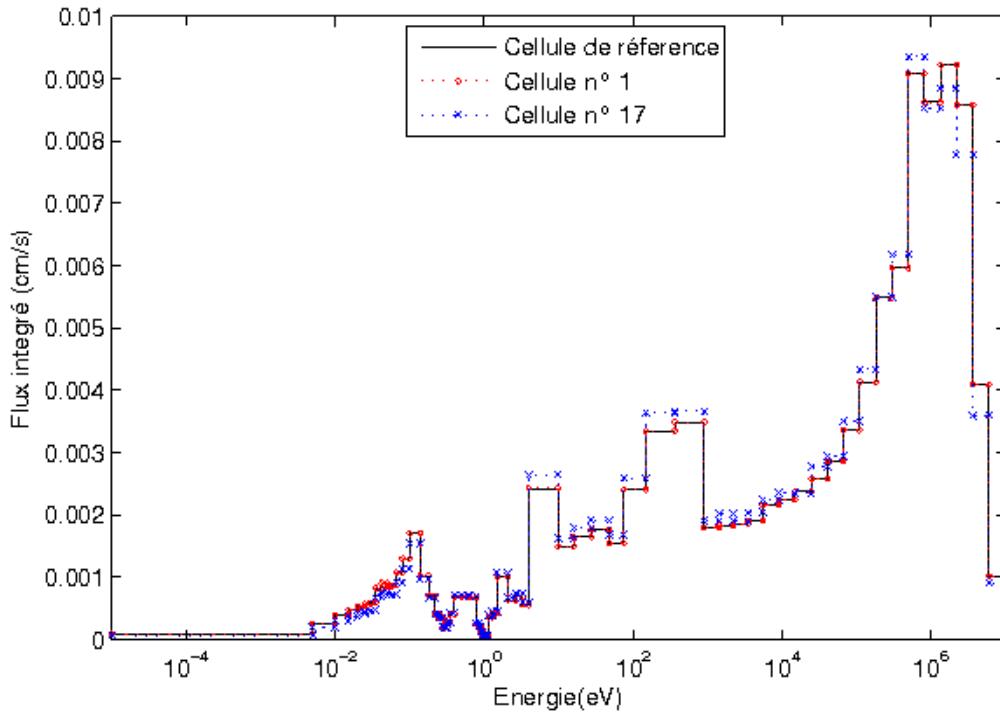


Figure 4.21 Flux intégré multigroupe

On a mené les comparaisons des flux multigroupes pour deux autres cellules de combustible afin d'observer le changement de spectre énergétique d'une rangée à une autre. Les graphiques 4.22 et 4.23 représentent les variations des flux entre la cellule de référence et les

cellules de numéro 12 et de numéro 16 du schéma simplifié, respectivement. On peut voir à partir de ces deux figures que le changement du spectre énergétique est presque virtuel pour la douzième cellule alors que pour la seizième et puis la dix-septième cellule on le voit de plus en plus important.

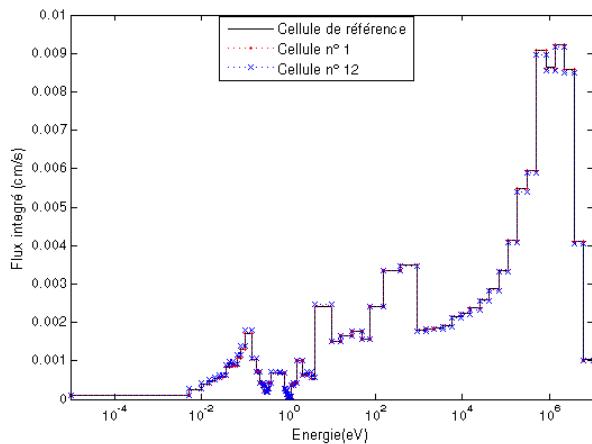


Figure 4.22 Changement du spectre énergétique entre la cellule de référence et la douzième cellule

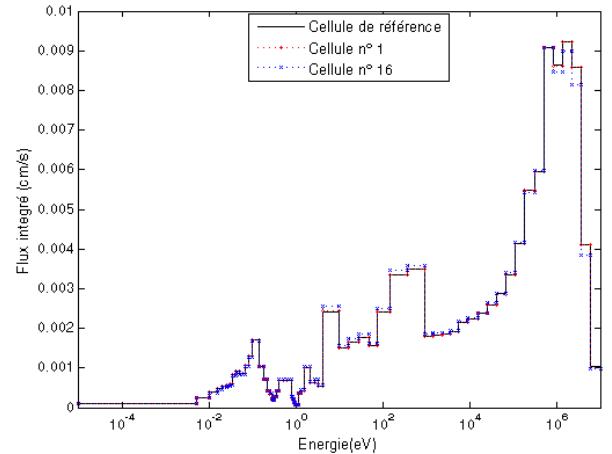


Figure 4.23 Changement du spectre énergétique entre la cellule de référence et la seizième cellule

4.3.4 Conclusion sur le schéma de calcul simplifié

Les comparaisons entre le modèle simplifié et le modèle de référence en formalisme multi-groupe montrent que le schéma de calcul de référence ne prend pas en compte le changement du spectre énergétique pour les assemblages périphériques. Ceci mène à une surestimation du coefficient de multiplication de l'assemblage. Dans le tableau 4.7, nous calculons les valeurs des k_{eff} de l'assemblage par le modèle de référence et par le modèle simplifié.

Tableau 4.7 k_{eff} de l'assemblage périphérique calculé par le schéma simplifié et le schéma de référence

Paramètre	k_{eff}
Schéma de référence	1.18171
Schéma simplifié	1.12027

Ce tableau mène à une observation très importante : la différence sur les coefficients de multiplication calculés par les deux modèles est de plusieurs de milliers de pcm. Cela montre à quel point les résultats de calcul de référence sont surestimés par rapport à des calculs en milieu fini.

Notre modèle de cellule couplée avec le réflecteur est pertinent pour prendre en compte l'environnement extérieur de l'assemblage périphérique (le réflecteur) mais il sera plus représentatif si on considère l'influence de la partie centrale du cœur. Ainsi, nous avons pensé à un autre schéma de calcul un peu modifié par rapport au schéma de calcul simplifié et appelé avancé.

4.4 Vers une amélioration du schéma de calcul simplifié : schéma de calcul avancé

Dans la section précédente, nous avons calculé les paramètres neutroniques du réflecteur et de l'assemblage périphérique en utilisant le schéma de calcul simplifié. Dans cette section, nous allons améliorer nos hypothèses de création des bibliothèques de section efficace des assemblages réfléchis en prenant en compte le nombre d'assemblages de la partie centrale du cœur avec lesquels ils sont en contact. Ces calculs seront faits en transport, ils vont être couteux en terme de temps de calcul, le choix des options de simulation sera donc fait dans l'optique de trouver un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul.

Le schéma de calcul qu'on propose de faire ici, est basé sur l'idée suivante : l'effet du réflecteur est plus important sur les cellules réfléchies que sur celles voisines : plus on est proche du réflecteur, plus le flux neutronique est atténué au bord (voir les figures 4.24 et 4.25)

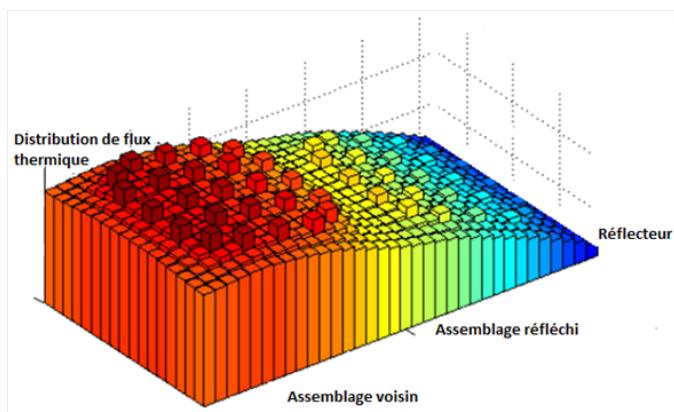


Figure 4.24 Carte 3D du flux thermique de deux assemblages REP en contact avec le réflecteur

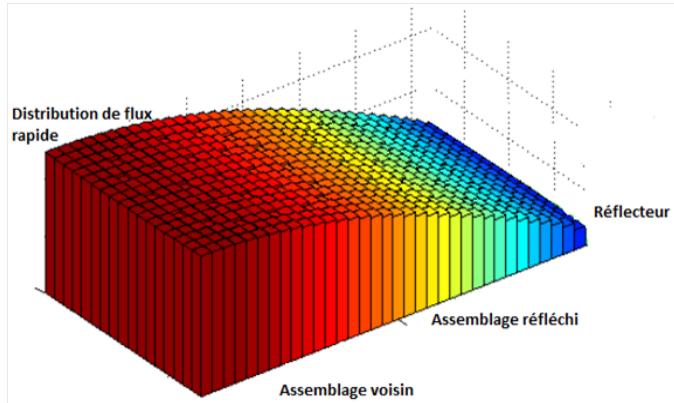


Figure 4.25 Carte 3D du flux rapide de deux assemblages REP en contact avec le réflecteur

Basé sur cette idée, on a pu établir une classification des assemblages de combustible selon l'effet qu'ils reçoivent du réflecteur. On distingue ainsi deux types de calcul d'assemblage : le calcul d'assemblages réfléchis et le calcul d'assemblages non réfléchis. Le modèle d'homogénéisation qu'on a adopté est directement lié à cette classification. En fait, pour mieux simuler l'effet du réflecteur sur les mailles les plus influencées, on a choisi de faire une homogénéisation crayon par crayon pour calculer les sections efficaces et les coefficients de diffusion tandis que les mailles non périphériques ont été modélisées par un seul matériau supposé complètement homogène. Cette méthodologie nous permet de prendre en considération l'environnement dans lequel se trouve l'assemblage de combustible (réflecteur et assemblage de combustible non réfléchi). L'inconvénient est la lenteur du temps de calcul des cellules périphériques en plus de l'espace mémoire nécessaire à la réalisation d'un calcul d'assemblage hétérogène.

4.4.1 Calcul d'assemblage non réfléchi

Comme nous avons pu le voir dans la section précédente, l'effet du réflecteur est principalement observé au niveau du premier voisin du réflecteur. Cette observation confirme qu'il est suffisant d'utiliser des calculs en milieux infinis pour les assemblages enrichis à 1.5 % et 2.5 %.

4.4.2 Calcul d'assemblage réfléchi

Pour étudier l'effet du réflecteur sur le comportement du cœur : notamment le flux neutronique, on se propose d'accorder un intérêt particulier aux assemblages périphériques. Les schémas de calcul standards utilisant la méthode de réflecteur équivalent s'occupent du traitement du réflecteur sans mettre en œuvre l'importante différence entre un assemblage réfléchi, souvent traité en milieu infini comme dans le calcul de référence, et un autre non réfléchi.

Dans la suite de cette section nous présentons les options de simulations utilisées pour l'étude de cette effet.

Modélisation

La modélisation utilisée pour l'assemblage réfléchi est la même que celle de l'assemblage réfléchi de type TMI-PWR. Nous ne la détaillons pas puisqu'on l'a déjà dédié une importante partie dans le chapitre précédent. Cependant, vue que les dimensions de la cellule de combustibles ne sont pas les mêmes pour un TMI-PWR que pour un REP français (la cellule TMI est plus grossière), nous avons lancé nos calculs avec des discrétisations radiales et cartésiennes moins fines. La cellule de combustible est discrétisée en 4 couronnes à la place de 6 tandis que les cellules des tubes guides ont été discrétisées en 2 couronnes à la place de 4 couronnes.

L'interface radiale cœur/réflecteur change géométriquement d'une section à une autre dans un REP. Ce changement a été pris en considération lors du calcul de réflecteur qu'on propose de faire. En effet, nous avons modélisé les assemblages de combustible réfléchis suivant des regroupements prenant en compte la complexité de l'interface cœur/réflecteur. La figure 4.26 présente le plan (x,y) du cœur à étudier, chacun des numéros de 1 à 5 indique une région :

- 1 et 2 : Les assemblages non réflechis enrichis à 1,5 % et 2,5 % respectivement.
- 3 : Les assemblages réflechis du premier regroupement.
- 4 : Les assemblages réflechis du deuxième regroupement.
- 5 : Les assemblages réflechis du troisième regroupement.
- 6 : Les "assemblages" de réflecteur associé à chaque assemblages de périphérique étudié. La disposition de ces assemblages va être discuté davantage dans la partie de calcul de cœur

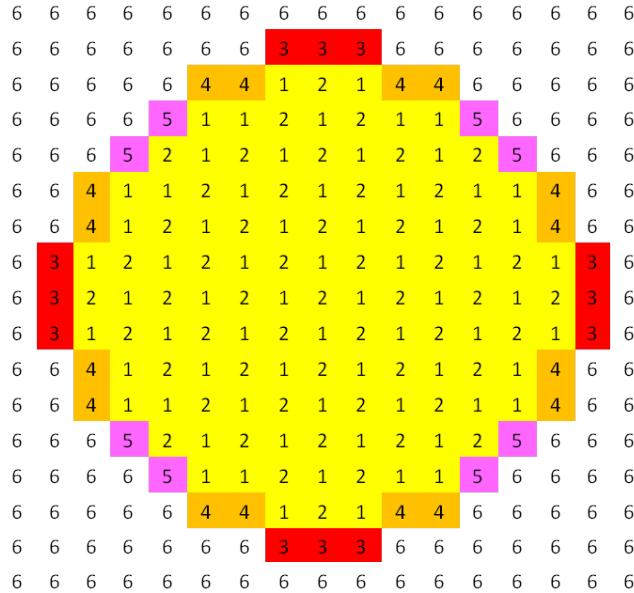


Figure 4.26 Regroupement des assemblages de combustible réfléchis

Ainsi, en raisonnant sur un huitième du cœur, nous aurons trois regroupements relatif chacun à une tranche bien déterminée à étudier :

- **Le regroupement I** : correspond à 7 assemblages non réfléchis MIXHOM, enrichi à 3.25% chacun, suivis d'un assemblage périphérique et le réflecteur.
- **Le regroupement II** : correspond à 6 assemblages non réfléchis MIXHOM, enrichi à 3.25% chacun, suivis d'un assemblage périphérique et le réflecteur.
- **Le regroupement III** : correspond à 5 assemblages non réfléchis MIXHOM, enrichi à 3.25% chacun, suivis d'un assemblage périphérique et le réflecteur.

Les propriétés neutroniques des assemblages non réfléchis (symbolisés par MIXHOM dans la figure 4.27) sont celles d'un assemblage de 17×17 enrichi à 3.25%. Ces propriétés ont été générées puis insérées dans la bibliothèque des sections efficaces qu'on utilise pour le calcul du réflecteur.

Les conditions aux frontières

Notre projet traite principalement un problème de conditions aux frontières avec un calcul de fuite, pour cela on a toujours placé l'absorbant des neutrons à droite du réflecteur pour s'assurer d'avoir des conditions de vide à droite du réflecteur et pour pouvoir effectuer un calcul de fuite avec DRAGON.

D'autre part, nous avons utilisé la commande *SYME* à gauche de la géométrie de DRAGON pour avoir le nombre d'assemblage précis à modéliser. Les conditions aux frontières

utilisées sont illustrées dans la figure 4.27 :

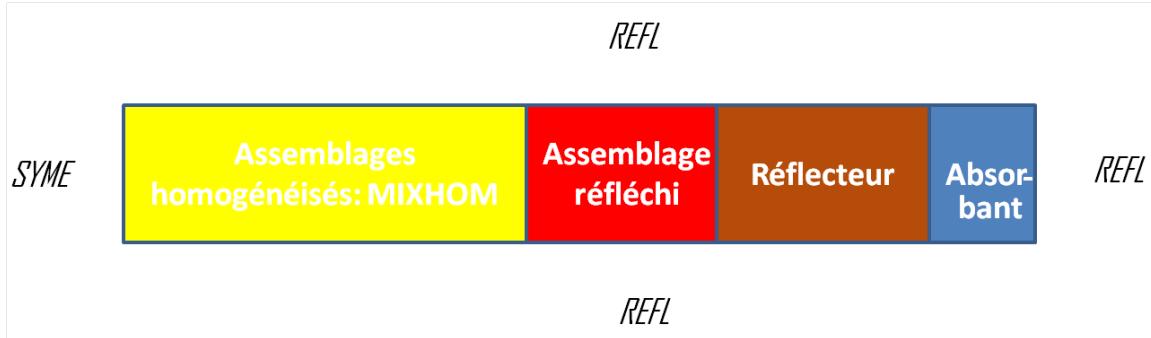


Figure 4.27 Conditions aux frontières utilisées pour le calcul de fuite

Autoprotection des résonances

La géométrie utilisée pour l'autoprotection des résonances est l'un huitième d'un assemblage REP 17×17 enrichi à 3.25% là où on protège seulement le combustible. Les isotopes à autoprotéger dans notre cas sont ceux de l'Uranium $\{U_{238}, U_{235}\}$. Nous avons utiliser encore la normalisation de Livolant Jeanpierre.

Méthode de calcul

Nous avons eu le temps de tester nos résultats de calculs pour le regroupement I, vue que la géométrie à traiter est la plus importante en temp CPU, avec la méthode des probabilités de collision via le module ASM : et la méthode des caractéristiques via le module MOCC :. Les deux méthodes donnent les mêmes k_{eff} à 25 pcm près. Cependant, la méthode des caractéristiques, est environ deux fois plus longue en temps CPU que la méthode CP. Puisque nous traitons des géométries de l'ordre de l'assemblage avec un nombre de régions réduit par les conditions aux frontières nous avons choisi de lancer nos calculs par le module ASM.

Module de tracking

DRAGON permet l'analyse de la géométrie via deux modules différents : SYBLT : et NXT :. Les travaux de recherches de Joel LE Mer (Le Mer, 2007) ont montré que l'influence de l'un de ces deux modules de tracking semble être accentuée par l'enrichissement du combustible. En effet, en utilisant de l'uranium enrichi à plus que 2,0% en masse, on trouve des écarts de l'ordre de 80 pcm seulement entre un calcul fait entièrement avec SYBILT : et celui fait entièrement avec NXT : au lieu de 550 pcm dans le cas d'un assemblage REP. Ceci prouve l'importance d'utiliser des options précises de tracking, en particulier pour des combustibles

fortement enrichis. Cette remarque nous a mené à utiliser le module SYBLT : pour analyser la géométrie de l'assemblage enrichi à 3.25%.

4.4.3 Résultats du schéma de calcul avancé

Dans les tableaux 4.8 et 4.9, nous présentons les bibliothèques de sections efficaces des assemblages de combustible périphériques et du réflecteur équivalent, respectivement.

Nous pouvons remarquer que les sections efficaces des assemblages périphériques du regroupement II et du regroupement III sont similaires et sont peu influencées par les assemblages de la partie centrale. La différence maximale est obtenue pour le coefficient de diffusion du groupe thermique et elle est de l'ordre du pourcent. Cependant, les sections efficaces du regroupement I sont un peu plus différentes de celles des deux autres regroupement. Par exemple, la section efficace de up-scattering du regroupement I est élevée par rapport à celle du regroupement II de 3 %.

Cette classification d'assemblage réfléchi nous paraît pas trop importante au niveau de calcul d'assemblage cependant nous allons voir dans la partie de calcul de cœur qu'elle est indispensable pour la précision de calcul.

Tableau 4.8 Sections efficaces des assemblages de combustible réfléchis

Paramètre	Regroupement I	Regroupement II	Regroupement III
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	8.8309E-03	8.8025E-03	8.8019E-03
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	1.0493E-01	1.0573E-01	1.0573E-01
$\nu\Sigma_{f,1}(cm^{-1})$	6.5938E-03	6.6040E-03	6.6040E-03
$\nu\Sigma_{f,2}(cm^{-1})$	1.6133E-01	1.6271E-01	1.6270E-01
$\Sigma_{s,1\leftarrow 2}(cm^{-1})$	1.8405E-02	1.8353E-02	1.8352E-02
$\Sigma_{s,2\leftarrow 1}(cm^{-1})$	7.0686E-04	6.9075E-04	6.9073E-04
$D_1(cm)$	1.3497	1.3502	1.3510
$D_2(cm)$	3.5963E-01	3.5934E-01	3.5891E-01

Tableau 4.9 Paramètres neutroniques du réflecteur radial équivalent

Paramètre	Regroupement I	Regroupement II	Regroupement III
$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$	2.0896E-03	2.0905E-03	2.0918E-03
$\Sigma_{a,2}(cm^{-1})$	5.0089E-02	5.0088E-02	5.0090E-02
$\Sigma_{s,1 \leftarrow 2}(cm^{-1})$	3.1228E-02	3.1236E-02	3.1247E-02
$\Sigma_{s,2 \leftarrow 1}(cm^{-1})$	3.7768E-04	3.7764E-04	3.7761E-04
$D_1(cm)$	1.2703	1.2705	1.2708
$D_2(cm)$	3.0412E-01	3.0384E-01	3.0342E-01

Dans les figures 4.28 et 4.29, nous présentons les distributions des flux thermique et rapide du regroupement I en 3D. Les comparaisons qu'on va faire entre le schéma de calcul avancé et le schéma de calcul de référence concernent seulement le regroupement I.

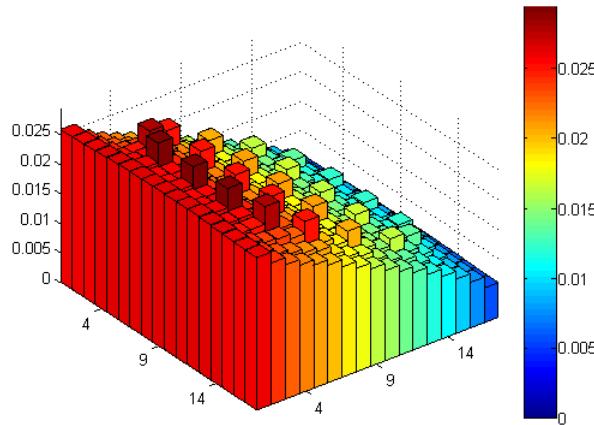


Figure 4.28 Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle avancé

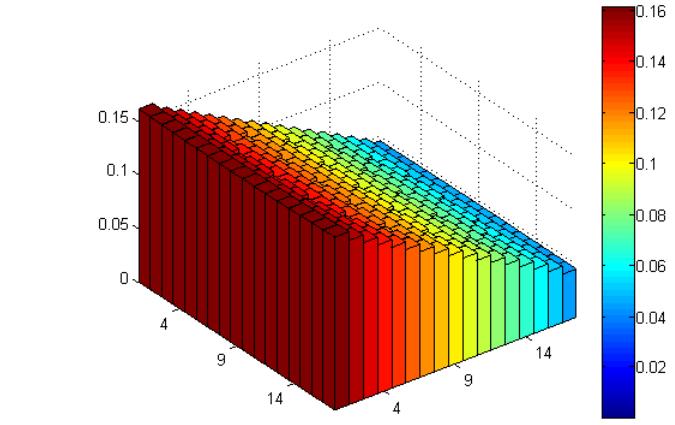


Figure 4.29 Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle avancé

4.4.4 Comparaison entre le schéma de calcul avancé et le schéma de calcul de référence

Dans les figures 4.30, 4.31 et 4.32, nous présentons les différences radiales observées dans les sections efficaces de down-scattering et up-scattering, d'absorption et du coefficient de diffusion, respectivement.

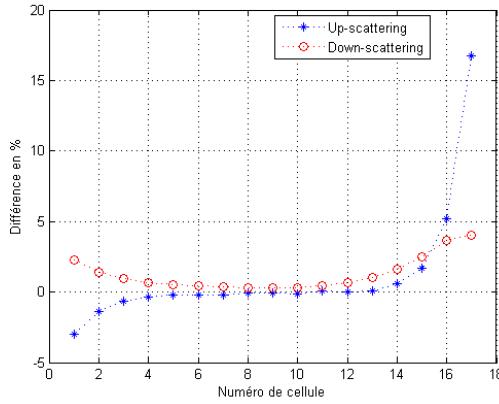


Figure 4.30 Différences relatives des sections efficaces de up et down scattering entre le schéma de référence et le schéma avancé

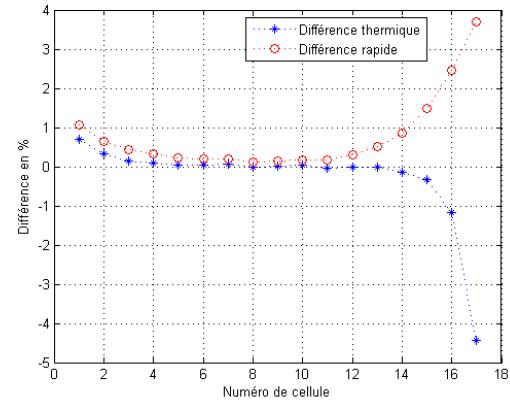


Figure 4.31 Différences relatives des sections efficaces d'absorption entre le schéma de référence et le schéma avancé

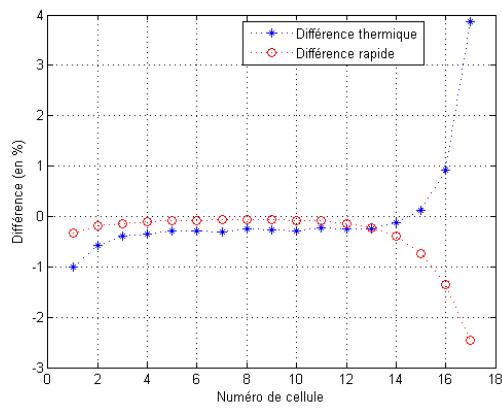


Figure 4.32 Différences relatives des coefficients de diffusion entre le schéma de référence et le schéma avancé

Nous avons vu à partir de la comparaison du schéma de calcul simplifié et de référence que les rangées de cellules les plus influencées de l'assemblage de combustible périphérique sont les plus proches du réflecteur. Les différences de calcul sont presque nulles à l'interface

avec les autres assemblages du cœur vue qu'on a imposé des conditions de réflexion à cette interface pour les deux schémas de calcul. En plus des différences observées pour les cellules en contact avec le réflecteur, nous obtenons cette fois-ci des différences concentrées sur les rangées de cellule en contact avec les assemblages de la partie centrale du cœur. Pour pouvoir expliquer ces différences sur les sections efficaces homogénéisées et condensées, nous allons procéder de la même façon que pour le schéma de calcul simplifié. Nous allons alors présenter dans le graphique 4.33 les variations de flux multigroupe pour les cellules de numéros 1 et 17 entre le schéma de référence et le schéma avancé.

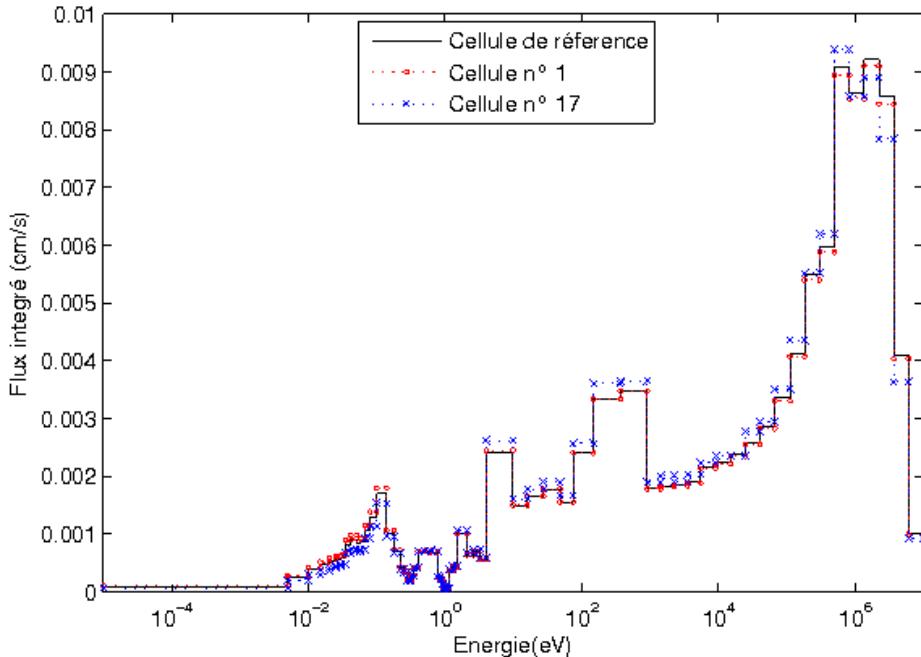


Figure 4.33 Flux multigroupe du modèle de référence et du modèle avancé

Si l'on examine attentivement ce graphique, on remarque que le spectre énergétique de la cellule numéro 17 est le même pour le schéma avancé que le schéma simplifié. Notre modèle d'homogénéisation de la partie centrale n'affectera en rien la distribution de neutrons à l'interface du réflecteur en comparaison avec les résultats du schéma simplifié.

Par contre, un changement global relatif au spectre énergétique du flux de la cellule numéro 1 du schéma avancé est observé. D'une part, pour les neutrons de très hautes énergies, nous remarquons un déplacement du flux neutronique vers les énergies les moins élevées. D'autre part, pour les énergies les plus faibles, nous voyons un léger déplacement du spectre vers des énergies plus élevées. Or, comme est pour le cas du schéma simplifié, les trois cellules étudiés voient le même flux pour le domaine de résonance. Ces variations de spectre d'une régions

à une autre sont dû principalement au modèle d'homogénéisation appliqué pour les cellules des assemblages centraux. En effet, les conditions aux réflexions utilisées pour la cellule du schéma avancé permettent qu'elle reçoit une portion de neutrons ralentis supplémentaire par rapport à la référence vue que le modérateur de la cellule qui lui est en contact est homogène sur tout le volume de la cellule tandis que pour la cellule de référence, nous trouvons une région de modérateur bien déterminée. L'augmentation du flux aux très hautes énergies est aussi reliée à l'homogénéisation mais cette fois ci c'est l'effet du combustible qui domine.

4.5 Calcul de cœur

Après la création des paramètres neutroniques des assemblages de combustible et du réflecteur, nous passons à la deuxième étape de calcul, à savoir le calcul du cœur en diffusion. Nous voulons ainsi voir les effets induits par l'incorporation des ces paramètres, optimisés par notre technique d'homogénéisation, sur le comportement du flux neutronique et donc de la puissance du cœur. Nos conclusions vont être tirées suite à des comparaisons d'un calcul fait avec un modèle de référence et nos modèles à savoir le modèle simplifié et le modèle avancé.

- Premièrement, nous comparerons pour les trois modèles de calcul de cœur les variations du k_{eff} pour voir l'effet sur la criticité du réacteur.
- Deuxièmement, nous verrons les effets induits par le modèle de réflecteur proposé sur la variation du flux neutronique et la distribution de puissance.

Trois géométries distinctes, relative chacune à un modèle de calcul, sont à étudier :

1. Le modèle de référence : la géométrie étudiée est celle du benchmark proposé pour le calcul de cœur. La partie fissile est représentée par 157 assemblages de combustible et le réflecteur est modélisé par les 132 assemblages d'eau entourant le cœur.
2. Le modèle simplifié : par rapport à la géométrie de référence, nous avons remplacé les assemblages d'eau par des assemblages fictifs de réflecteur équivalent.
3. Le modèle avancé : Les macro-bibliothèques à utiliser sont celles générées par notre modèle d'homogénéisation décrit au chapitre 2.

4.5.1 Création de la macro-bibliothèque

Nous allons utiliser le module CRE : pour créer notre macro-bibliothèque. Pour cela, nous représentons un mélange par assemblage plus un mélange pour l'ensemble du réflecteur. Nous avons réalisé nos calculs avec des barres de contrôle totalement sorties du cœur. Cela suffira pour nos calculs de variation du flux et de puissance du cœur.

4.5.2 Calcul de flux et de puissance

Le calcul du flux neutronique dans le réacteur est réalisé avec la méthode des différences finies centrées (MCFD 1) en utilisant les modules TRIVAT : , TRIVAA : et FLUD : . Tandis que le calcul de puissance a été réalisé à l'aide du module FPOWER : récemment programmé dans DONJON. Il permet le calcul de la puissance neutronique pour les réacteurs à eau pressurisée.

4.5.3 Convergence spatiale

Afin de vérifier les hypothèses de la différence finie centrée, la géométrie du cœur doit être discrétisée finement. Cette discréttisation intervient sur la géométrie décrite dans GEOD : . On découpe le réacteur étudié axialement en 24 zones comme décrit dans le mémoire de maîtrise de Joel Le Mer (Le Mer, 2007). Dans la figure 4.34, nous avons tracé la carte 2D des écarts relatifs des puissances calculées entre la discréttisation choisie et une discréttisation 4 fois plus fine selon l'axe. Les écarts maximaux de puissance sont de l'ordre de 0,35 %, ce qui est satisfaisant. Ce calcul a été réalisé en utilisant le modèle simplifié décrit dans le paragraphe suivant.

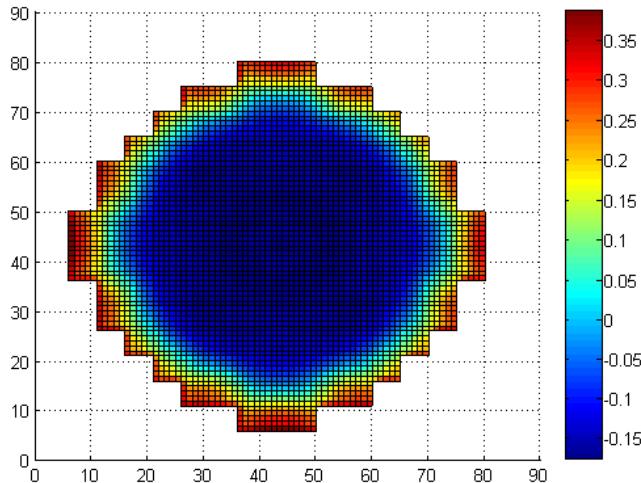


Figure 4.34 Écarts relatifs de puissance (en %) calculés entre une discréttisation grossière et fine

4.5.4 Modèle de référence

Le plan de chargement utilisé pour le modèle de référence est celui donné par la figure 4.35. Les assemblages périphériques sont enrichis à 3.25 % et les assemblages non refléchis sont

enrichis à 1.5 % et à 2.5 % comme le montre la figure 4.26. Nous rappelons ici que les macro-bibliothèques utilisées pour représenter le réflecteur (références par le numéro 1) sont celles de l'eau du modérateur tandis que les macro-bibliothèques de l'assemblage périphérique sont calculées en milieu infini (références par le numéro 3).

1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	3	3	3	1	1	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	3	3	2	4	2	3	3	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	3	2	2	4	2	4	2	2	3	1	1	1	1	1
1	1	1	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3	1	1	1	1
1	1	3	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	2	3	1	1	1
1	1	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	1	1	1
1	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	1	1
1	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3	1	1
1	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	1	1
1	1	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	1	1	1
1	1	3	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	2	3	1	1	1
1	1	1	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3	1	1	1	1
1	1	1	1	3	2	2	4	2	4	2	2	3	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	3	3	2	4	2	3	3	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	3	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Figure 4.35 Plan de chargement du modèle de référence

Nous allons nous restreindre dans cette partie à présenter seulement les résultats de chaque modèle sans les comparer. La comparaison sera faite dans la section suivante. Dans les figures 4.36 et 4.37, nous avons tracé les distributions 3D des flux scalaires thermique et rapide du modèle de référence. À partir de ces figures, on peut noter premièrement, que même si le plan de chargement utilisé comme référence ne correspond pas à un plan réel utilisé par EDF, il reste suffisamment représentatif d'un réacteur REP, à $t = 0$, pour pouvoir être utilisé pour nos comparaisons de flux et de puissance calculés par le modèle simplifié et le modèle avancé. Cette comparaison nécessite principalement une bonne évaluation de l'aplanissement de puissance et de flux plutôt que de leurs valeurs.

Pour mieux voir les variations de ces flux dans le cœur, nous les présentons aussi dans le plan (x,y) par les figures 4.38 et 4.39.

On constate, à partir de ces figures, que le plan de chargement étudié conduit à des distributions de flux symétriques tels que les valeurs maximales sont obtenues aux bords du cœur et les valeurs les plus faibles sont obtenues au centre. Cette augmentation de flux peut être expliquée par deux facteurs différents : premièrement, on a utilisé un enrichissement très élevé pour la périphérie du cœur conduisant à une élévation du flux par rapport à celui calculé au centre. Deuxièmement, ces pics résultent de la présence du réflecteur qui, par son pouvoir diffusant, permet de renvoyer une proportion des neutrons qui s'échappent du

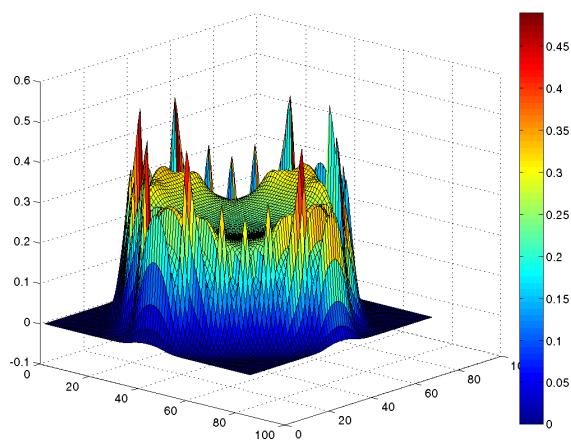


Figure 4.36 Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle de référence

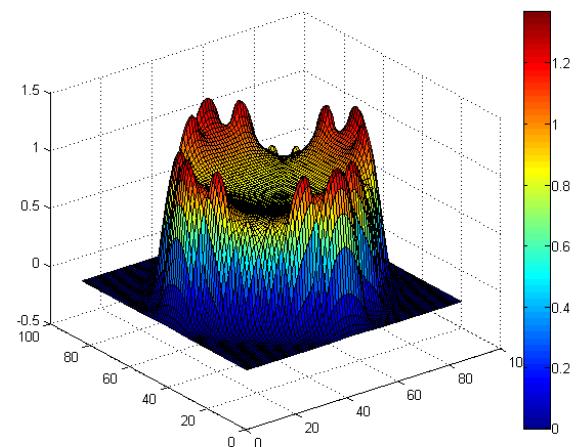


Figure 4.37 Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle de référence

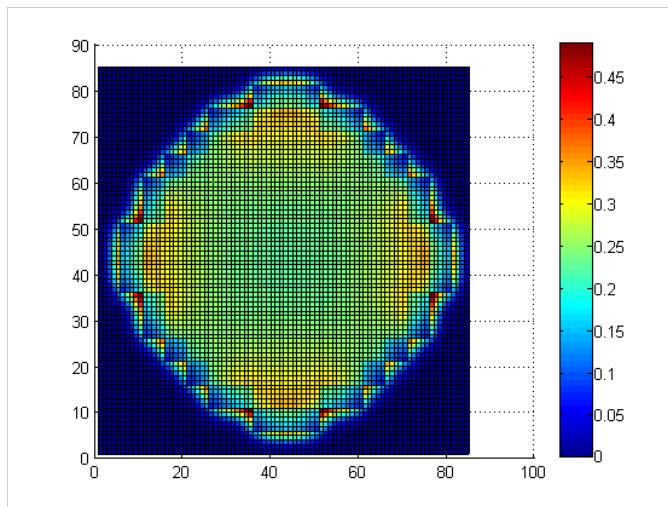


Figure 4.38 Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle de référence

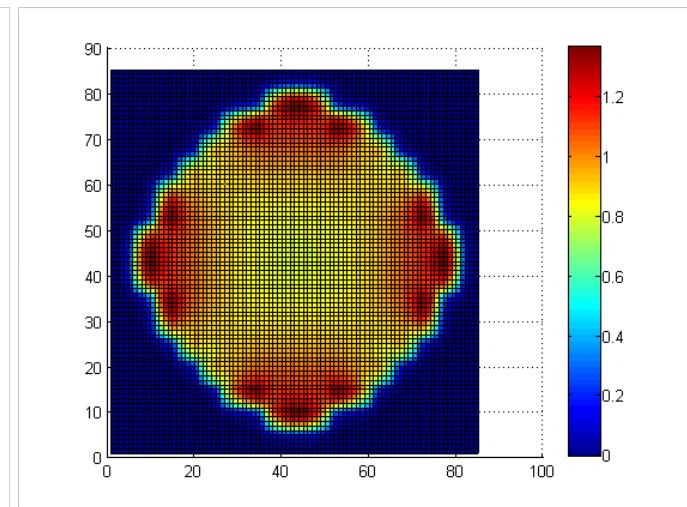


Figure 4.39 Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle de référence

cœur. Le comportement des neutrons thermiques et des neutrons rapides dans ce dernier sont différents. Cette propriété mène à des pics assez légers de neutrons thermiques dans les assemblages périphériques comme est montré dans le graphique 4.38. On s'attend à retrouver ces pics dans les distributions de puissance illustrées dans les figures 4.40 et 4.41.

Une dernière remarque intéressante concerne la variation du flux thermique qui présente des pics dans la région du réflecteur, à une petite distance de la zone de transition cœur-réflecteur. Cet effet provient du fait que les neutrons thermiques produits dans le réflecteur par ralentissement y sont beaucoup moins absorbés que dans la partie combustible.

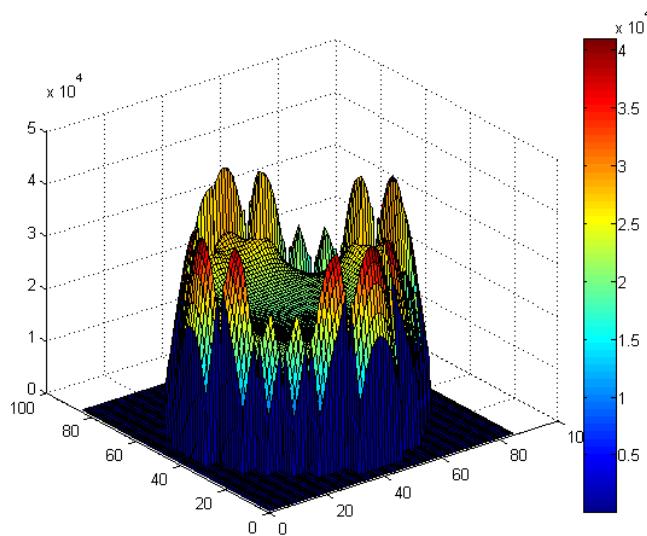


Figure 4.40 Distribution de puissance 3D neutronique : modèle de référence

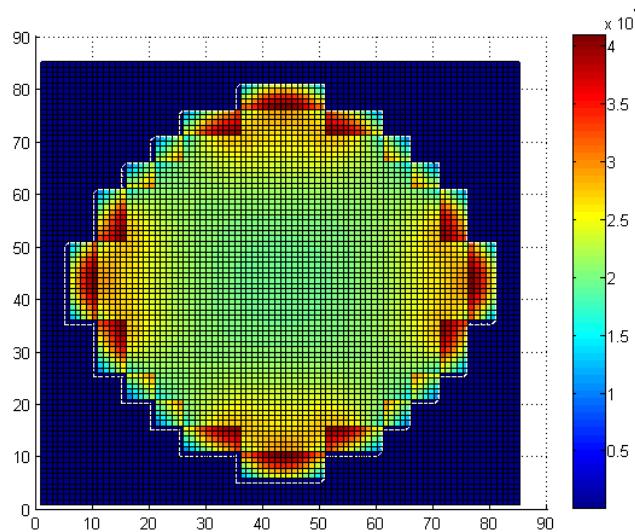


Figure 4.41 Distribution 2D de puissance neutronique : modèle de référence

4.5.5 Modèle simplifié

Le plan de chargement utilisé pour calculer la distribution de flux neutronique et de puissance du modèle simplifié est donné par la figure 4.42. L'emplacement des assemblages est le même que celui de la référence. Cependant, les macro-bibliothèques utilisées ne sont pas les mêmes pour le réflecteur et les assemblages périphériques. Le numéro 5 et le numéro 3 correspondent à la macro-bibliothèque du réflecteur équivalent calculé en transport par le schéma simplifié DRAGON et la macro-bibliothèque de l'assemblage périphérique, respectivement.

5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
5	5	5	5	5	5	5	3	3	3	5	5	5	5	5	5
5	5	5	5	5	3	3	2	4	2	3	3	5	5	5	5
5	5	5	5	3	2	2	4	2	4	2	2	3	5	5	5
5	5	5	3	4	2	4	2	4	2	4	2	3	5	5	5
5	5	3	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	5	5
5	5	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	5
5	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3
5	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3
5	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3
5	5	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	5
5	5	3	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	2	3	5
5	5	5	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3	5	5
5	5	5	5	3	2	2	4	2	4	2	2	3	5	5	5
5	5	5	5	5	3	3	2	4	2	3	3	5	5	5	5
5	5	5	5	5	5	5	3	3	5	5	5	5	5	5	5

Figure 4.42 Plan de chargement du modèle simplifié

Aux figures 4.43, 4.44, 4.45 et 4.46, nous avons tracé les distributions de flux scalaire thermique et rapide relatives au modèle simplifié en 3D et en 2D, respectivement.

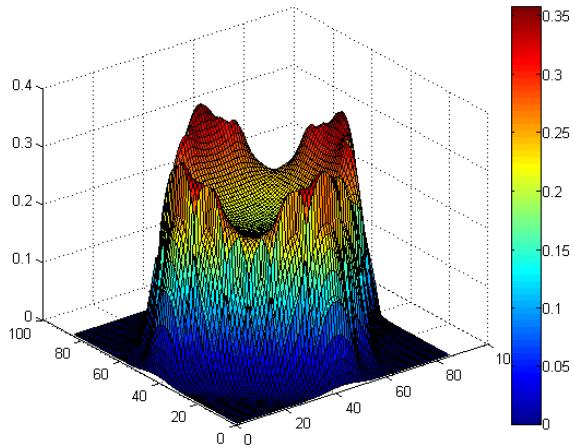


Figure 4.43 Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle simplifié

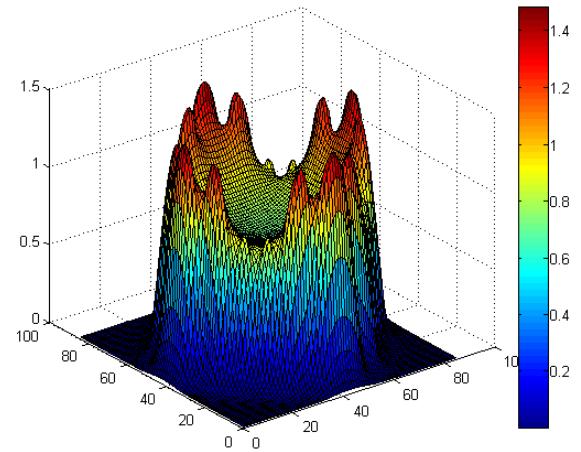


Figure 4.44 Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle simplifié

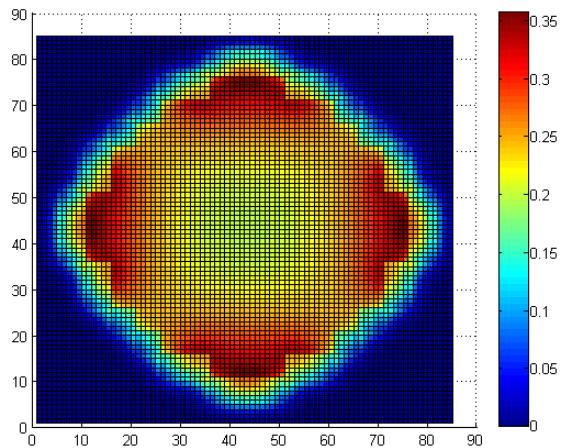


Figure 4.45 Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle simplifié

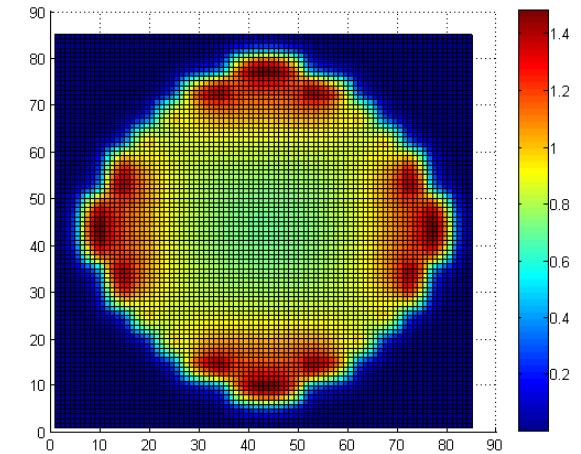


Figure 4.46 Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle simplifié

En comparaison avec les caractéristiques des flux du modèle de référence, nous remarquons que les valeurs les plus élevées s'étalent jusqu'à l'intérieur de cœur de façon à ce que le

troisième assemblage à gauche du réflecteur voit le même flux de l'assemblage directement réfléchi. C'est l'effet d'utilisation des calculs en milieu fini dans DRAGON qui a permis cette augmentation de flux à l'interface cœur/réflecteur. On peut aussi remarquer que les pics de flux thermique apparaissant dans le réflecteur de référence disparaissent dans le modèle simplifié. Ce changement est un résultat de l'ajout de l'acier dans le réflecteur qui est un fort absorbant de neutrons thermiques. Nous allons parler davantage de cette différence dans la section de comparaison des trois modèles étudiés.

Dans la figure 4.47, nous présentons la distribution de puissance du modèle simplifié. Nous remarquons que, comme pour le modèle de référence, la puissance conserve la même allure de variation : des valeurs élevées en périphérie et des valeurs plus faibles au centre.

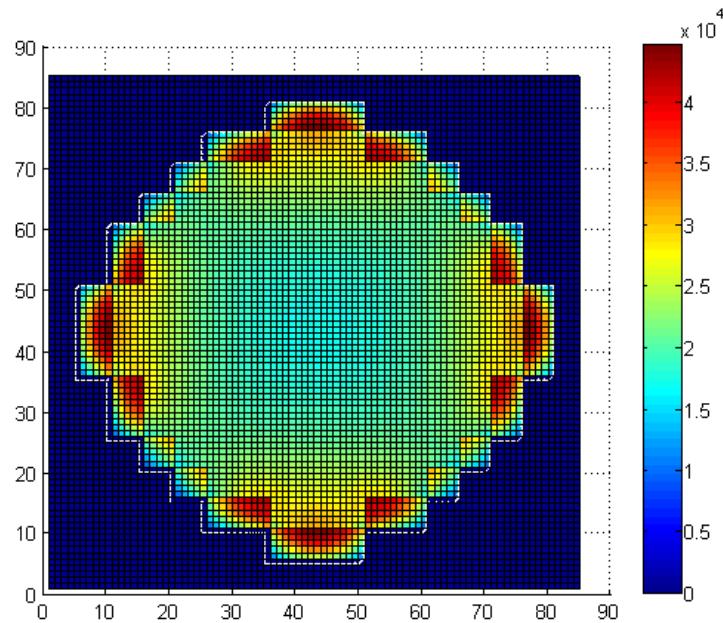


Figure 4.47 Distribution 2D de puissance neutronique : modèle simplifié

4.5.6 Modèle avancé

La figure 4.48 montre le plan de chargement utilisé pour le calcul de cœur par le modèle avancé. Les numéros représentent les macro-bibliothèques utilisées pour chaque assemblage :

- 2 et 4 :** assemblage non réfléchi enrichi à 1,5 % et 2.5 %, respectivement.
- 3 et 7 :** assemblage réfléchi du premier regroupement et le réflecteur qui lui est en contact, respectivement.
- 5 et 8 :** assemblage réfléchi du deuxième regroupement et le réflecteur qui lui est en contact, respectivement.
- 6 et 9 :** assemblage réfléchi du troisième regroupement et le réflecteur qui lui est en contact, respectivement.

8	8	8	9	9	8	8	7	7	7	8	8	9	9	8	8	8
8	8	8	9	9	8	8	3	3	3	8	8	9	9	8	8	8
8	8	8	9	9	5	5	2	4	2	5	5	9	9	8	8	8
9	9	9	9	6	2	2	4	2	4	2	2	6	9	9	9	9
9	9	9	6	4	2	4	2	4	2	4	2	4	6	9	9	9
8	8	5	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	2	5	8	8
8	8	5	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	5	8	8
7	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	7
7	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	3	7
7	3	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	3	7
8	8	5	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	5	8	8
8	8	5	2	2	4	2	4	2	4	2	4	2	2	5	8	8
9	9	9	6	4	2	4	2	4	2	4	2	4	6	9	9	9
9	9	9	9	6	2	2	4	2	4	2	2	6	9	9	9	9
8	8	8	9	9	5	5	2	4	2	5	5	9	9	8	8	8
8	8	8	9	9	8	8	3	3	3	8	8	9	9	8	8	8
8	8	8	9	9	8	8	7	7	7	8	8	9	9	8	8	8

Figure 4.48 Plan de chargement du modèle avancé

Dans les figures 4.51 et 4.50, nous avons tracé les distributions des flux scalaires thermique et rapide relatives au modèle avancé en 3D et en 2D, respectivement.

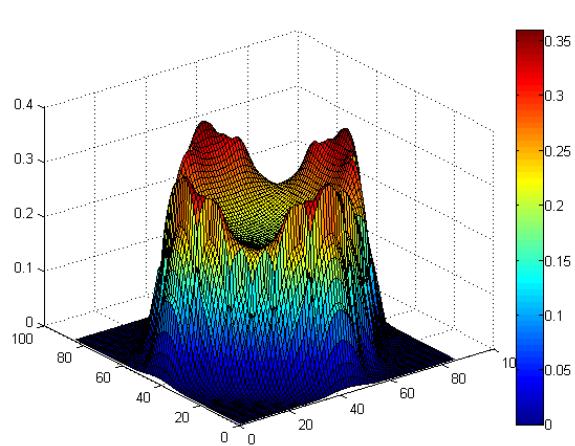


Figure 4.49 Distribution 3D de flux scalaire thermique : modèle avancé

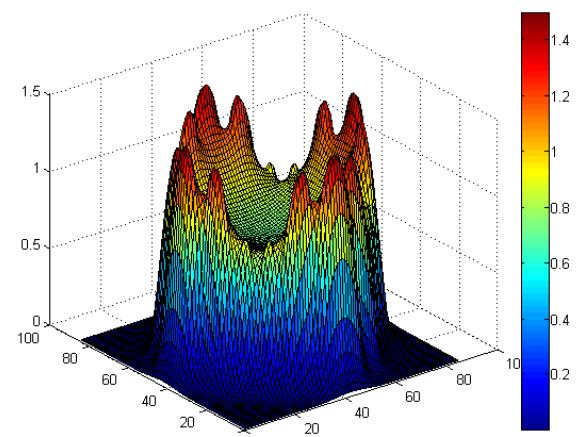


Figure 4.50 Distribution 3D de flux scalaire rapide : modèle avancé

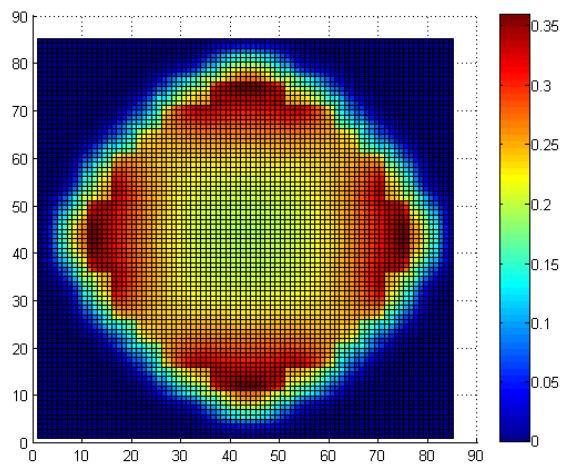


Figure 4.51 Distribution 2D de flux scalaire thermique : modèle avancé

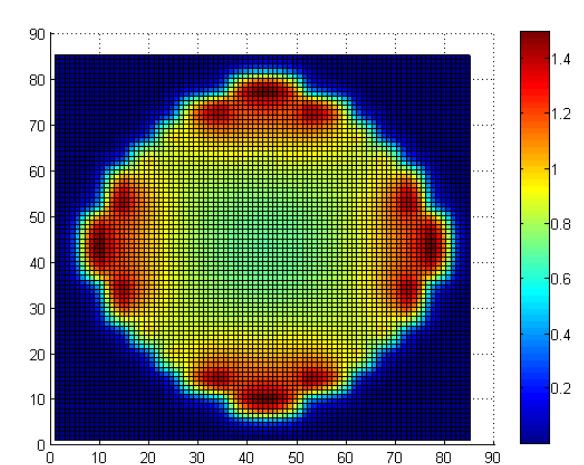


Figure 4.52 Distribution 2D de flux scalaire rapide : modèle avancé

Dans la figure 4.53, nous avons tracé aussi la distribution de puissance relative au modèle avancé.

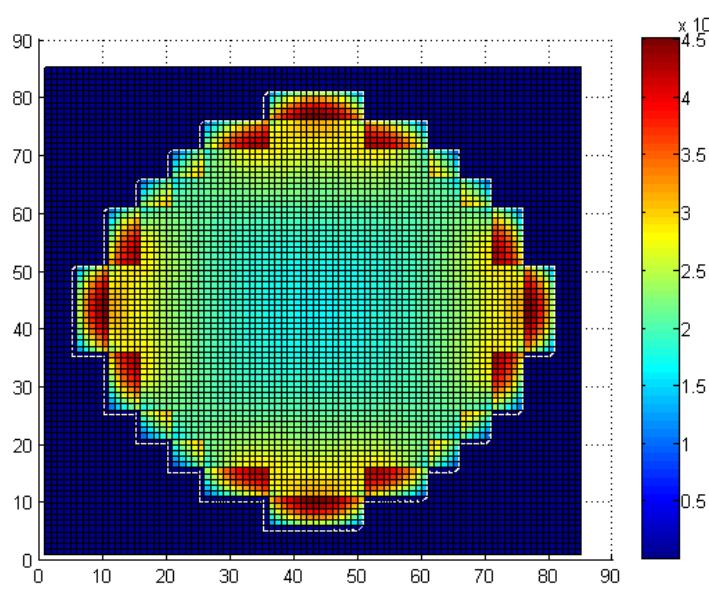


Figure 4.53 Distribution de puissance neutronique : modèle avancé

4.5.7 Comparaison des modèles étudiés

Nous avons créé des fichiers COMPO pour les trois modèles étudiés et nous avons réalisé des calculs en diffusion. Les k_{eff} relatifs à ces trois modèles sont comparés dans le tableau 4.10.

Tableau 4.10 Variation du k_{eff} d'un modèle à un autre

Modèle	k_{eff}	Δk_{eff} (pcm)
Modèle de référence	1.02831	-
Modèle simplifié	1.03104	270
Modèle avancé	1.03140	310

Le k_{eff} calculé par le modèle avancé est supérieur à celui calculé par le modèle de référence et le modèle simplifié d'environ 310 pcm et 50 pcm, respectivement. Cette différence montre l'importance du modèle d'homogénéisation des assemblages de combustible et du modèle de représentation du réflecteur. En effet, une augmentation de la valeur du k_{eff} de 310 pcm pour un calcul de cœur chargé de combustible neuf est pertinente pour des précisions de calcul et d'un point de vue industriel permet de gagner en quantité de combustible utilisé

puisque'un réacteur calculé par le modèle avancé est plus réactif que celui utilisé dans la référence. Pour s'assurer de la cohérence de nos résultats, nous avons comparé les valeurs du k_{eff} du modèle avancé à ceux calculés à partir d'un réacteur de type EPR dont le matériau composant le réflecteur est l'acier (Maidau, 1993). Nous avons trouvé pratiquement des ordres de grandeurs assez comparables. Il est néanmoins intéressant de remarquer que l'écart entre le modèle avancé et le modèle simplifié est relativement faible vue que pour les deux modèles nous avons utilisé le même réflecteur. La différence entre ces deux modèles est d'importance dans la comparaison des calculs en transport plutôt que dans la comparaison des calculs en diffusion.

Dans la figure 4.54, nous avons tracé les variations radiales des flux thermiques pour les trois modèles étudiés (référence, simplifié et avancé).

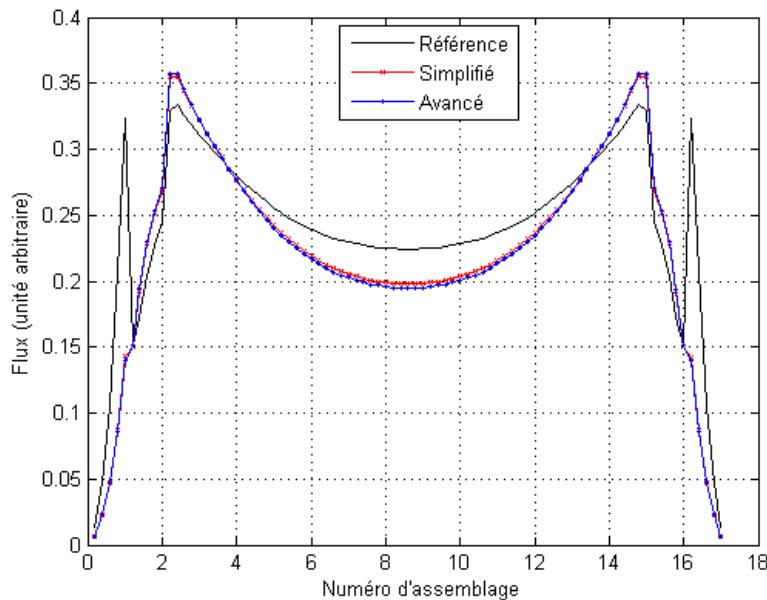


Figure 4.54 Distributions des flux thermiques en utilisant le réflecteur équivalent

À partir de cette figure, nous pouvons tirer quelques remarques :

- Tout d'abord, nous remarquons que les flux thermique et rapide dans la partie centrale du cœur pour le modèle de référence ainsi que pour les deux autres modèles étudiés sont inférieurs à ceux dans la partie périphérique (voir figure 4.55). Cette différence est due au fait qu'on a utilisé des enrichissements plus faibles pour les assemblages centraux que pour les assemblages périphériques. Cette distribution d'enrichissement permettra d'aplanir le flux du cœur.
- Ensuite, nous remarquons que les flux du modèle simplifié et du modèle avancé ont

augmenté par rapport à celui de la référence. Cette élévation de flux au bord du cœur est d'importance dans l'aplanissement de la puissance (voir figure 4.56). Rappelons ici que nous avons déjà imposé une puissance constante du réacteur, ce qui fait qu'une augmentation du flux à la périphérie impliquera sa diminution au centre du cœur. "En effet, si rien n'était fait pour aplanir le flux dans le réacteur, nous obtenons, pour un réacteur REP avec un seul type d'enrichissement, une forme du flux comme celle illustrée à la figure 4.57. La valeur maximale du flux est obtenu pour l'assemblage central du cœur et la valeur minimale est obtenue vers les limites du cœur. Avec une distribution de ce type, le flux moyen est seulement d'environ 30 % du flux maximum. Le réacteur produira alors 30% de puissance qu'il pourra normalement produire si tous les assemblages fonctionnent à la même puissance que l'assemblage central. La distribution de flux est parfaitement plane si le flux moyen est égale au flux maximal" (Ligou, 1997). Dans nos calculs, nous avons utilisé l'acier et l'eau comme réflecteurs pour renvoyer les neutrons fuyants vers le cœur ce qui mène à une distribution de flux plus aplatie. On peut bien remarquer que le flux de référence est plus faible pour la zone centrale et plus élevé près du bord du cœur par rapport au flux du modèle avancé.

- Nous pouvons aussi remarquer que le pic du flux thermique de référence dans le réflecteur, dû au ralentissement des neutrons rapides dans l'eau , disparaît dans les courbes de variation du flux thermique simplifié et avancé. Cette disparition est due à leurs absorptions dans la couche d'acier qu'on a pris en considération dans notre modélisation du réflecteur. En effet, dans la figure 4.58, nous avons calculé le flux du modèle simplifié et avancé avec le réflecteur de référence (l'eau du modérateur) et nous voyons clairement la différence au niveau de la variation du flux dans les régions du réflecteur.

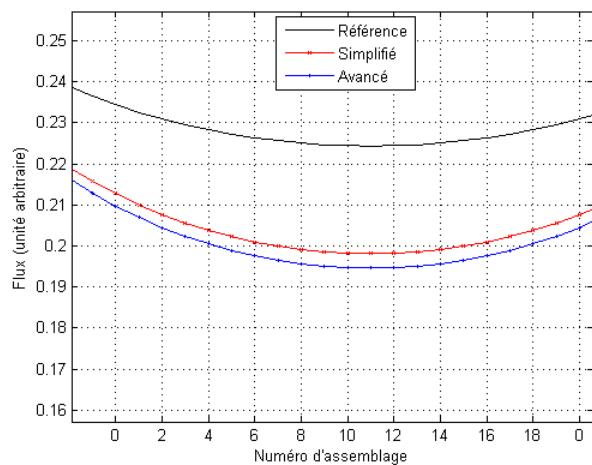


Figure 4.55 Distribution de flux scalaire thermique au centre du cœur

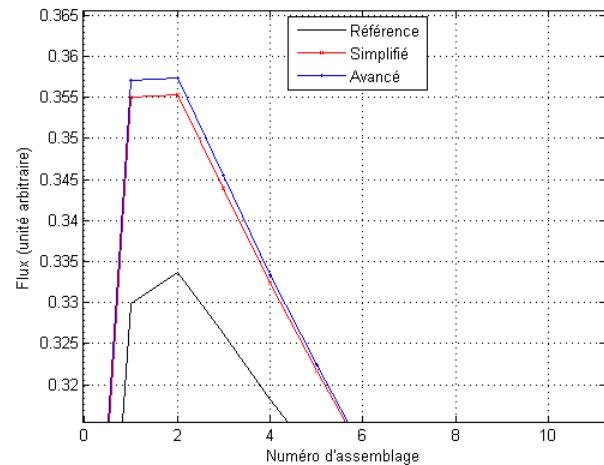


Figure 4.56 Distribution de flux scalaire thermique au bord du cœur

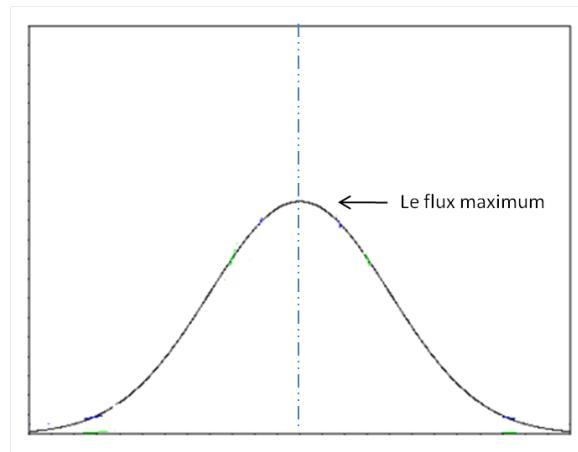


Figure 4.57 Distribution des flux thermique pour un réacteur nu

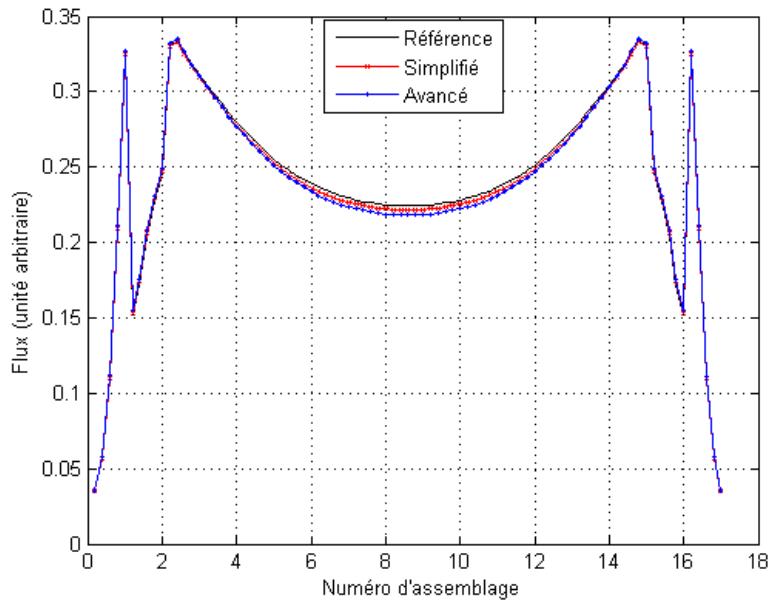


Figure 4.58 Distributions des flux thermiques en utilisant le réflecteur de référence

Durant ce projet, nous nous sommes intéressés principalement à voir les différences obtenues sur la distribution de puissance du réacteur REP lorsqu'on utilise le modèle de calcul avancé à la place du modèle de référence. L'évaluation de ces différences permet premièrement d'étudier l'effet du réflecteur sur l'aplanissement de la puissance du cœur, deuxièmement de vérifier la fiabilité des méthodes de simulation actuelles (méthode de référence) et troisièmement de statuer sur le modèle de calcul le plus fiable.

Dans la figure 4.59, nous avons tracé la carte des écarts relatifs des distributions de puissance neutronique calculés entre le modèle simplifié et le modèle de référence. On remarque bien à partir de ces figures que la puissance de l'assemblage périphérique a augmenté d'environ 10% par rapport à celle du modèle de référence. Il faut noter que les valeurs négatives obtenues pour la puissance au centre du cœur sont dues à l'augmentation de la puissance au périphérie du cœur puisqu'on déjà imposé une puissance constante au réacteur dans le calcul DONJON.

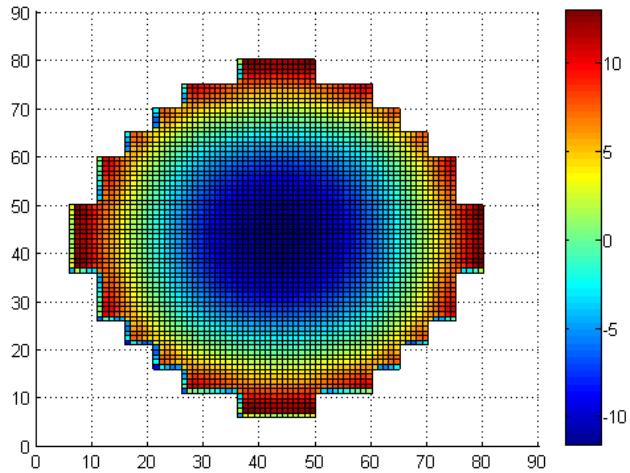


Figure 4.59 Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle simplifié et le modèle de référence

Nous avons aussi tracé la distribution de ces écarts pour le cas du réflecteur à eau. Nous remarquons très bien qu'il y a des différences très importantes entre un calcul de puissance fait avec le réflecteur de notre modèle et le réflecteur de référence. En effet, les différences sont importantes, elles sont de l'ordre de 8% en passant d'une modélisation de réflecteur à une autre. Ces écarts ont un rôle très important dans l'aplanissement de la puissance.

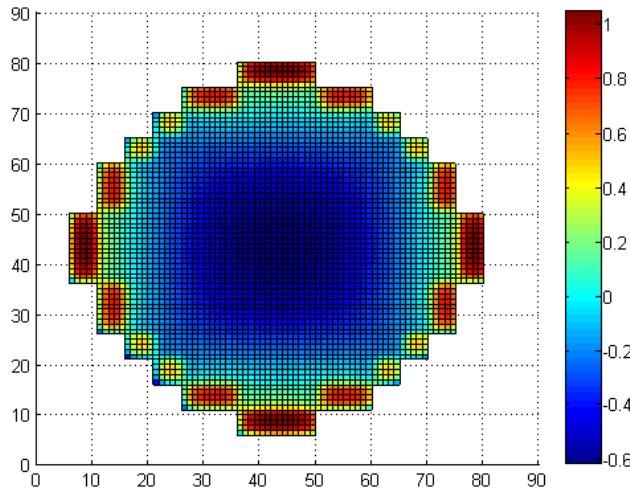


Figure 4.60 Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle simplifié et le modèle de référence : réflecteur de référence

Une autre comparaison à faire concerne le modèle avancé et le modèle de référence. Dans la figure 4.61 nous avons tracé la carte 2D des écarts relatifs des distributions de puissance neutronique calculées entre le modèle avancé et le modèle de référence. Tout d'abord, on peut remarquer que ces différences sont légèrement supérieures à celles calculées entre le modèle simplifié et le modèle de référence. Nous remarquons bien que nous avons pu augmenter la puissance aux bords du cœur de 10% à 12%.

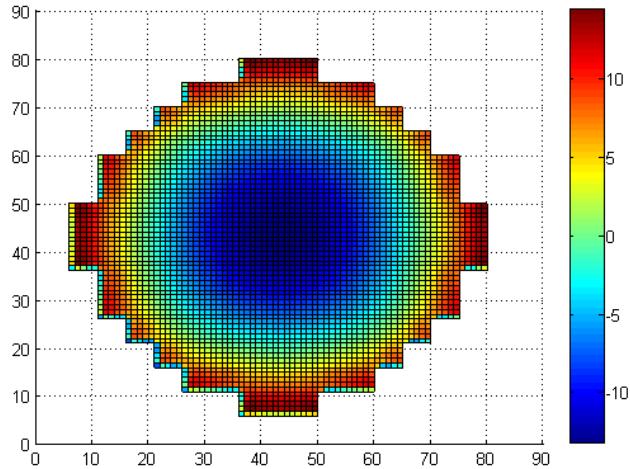


Figure 4.61 Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle de référence : réflecteur équivalent

Comme pour le cas du modèle simplifié, nous avons essayé de tracer les distributions de puissance pour les deux modèles en utilisant le même réflecteur (eau). Les différences sont présentées sur la figure 4.62. Elles sont de l'ordre du pourcent pour le cas du réflecteur de référence alors que pour le cas du réflecteur équivalent elles sont de 12% environ. Cela montre l'importance de la modélisation des différents couches d'acier et d'eau composant le réflecteur.

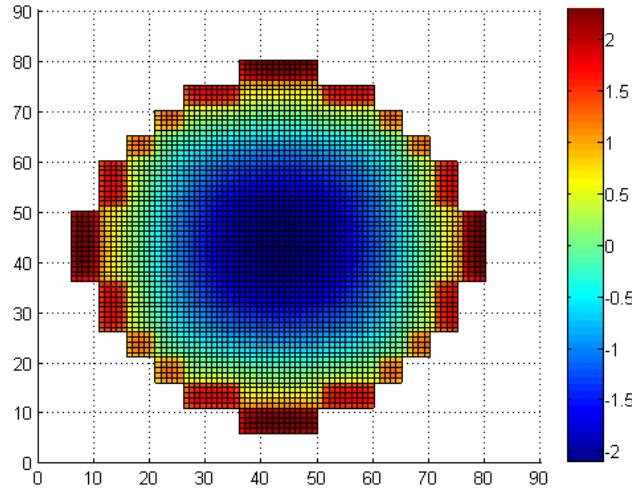


Figure 4.62 Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle de référence : réflecteur de référence

Pour terminer nos comparaisons, nous avons tracé la carte des écarts relatifs des distributions de puissance neutronique calculées entre le modèle avancé et le modèle simplifié dans la figure 4.63. À partir de cette figure, on peut remarquer qu'on a pu augmenter la distribution de flux au bord du cœur de 2 % environ en passant du modèle simplifié au modèle avancé. Cette différence est relativement faible mais elle nous paraît suffisante pour améliorer les précisions de calcul d'une part et pour l'aplanissement de la puissance de cœur d'autre part.

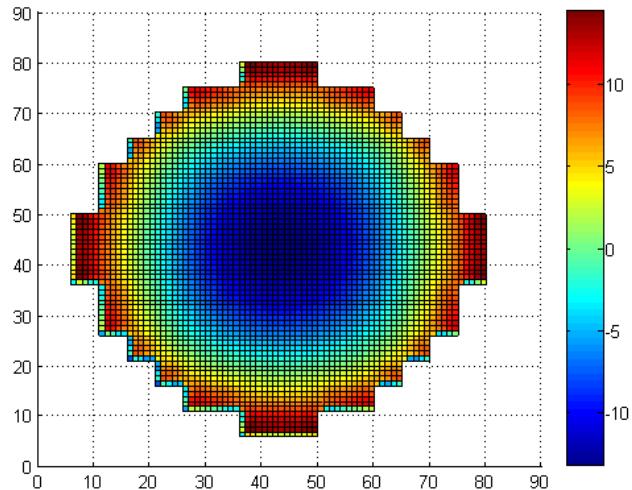


Figure 4.63 Écarts relatifs (en %) de la distribution de puissance neutronique entre le modèle avancé et le modèle simplifié

On peut observer que, de manière générale, les distributions de puissance deviennent de plus en plus importantes sur les bords du cœur en passant du schéma de calcul de référence jusqu'au modèle de calcul avancé. Cette élévation de puissance est due au nombre de neutrons renvoyé par le réflecteur vers le cœur. Il est alors nécessaire de prendre en considération, dans les calculs d'assemblage ainsi que dans le calcul de cœur, la présence de l'acier dans le réflecteur puisqu'avec son pouvoir diffusant et aussi absorbant des neutrons thermiques et rapides influe sur les résultats de calcul de flux et de puissance.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

À partir de deux benchmarks d'étude de réacteurs REP, nous avons simulé, dans ce projet, l'effet du réflecteur radial sur les propriétés moyennées d'assemblage et sur la distribution de cœur au complet.

Une première partie de ce projet réalisée par l'étude du benchmark NEA-NSC, a montré que DRAGON est capable de modéliser une cellule, un assemblage et un réflecteur de type TMI-PWR avec une précision comparable aux autres codes de calcul neutronique. En effet, lors de l'étude du réflecteur sur l'assemblage périphérique TMI-PWR, au chapitre 3, les résultats de DRAGON étaient compris entre ceux des différents codes déterministes et stochastiques qui ont été testés : WIMSD5, TDEM et MCNP5. En particulier, nous avons obtenu des écarts pour les flux radiaux entre DRAGON et MCNP5 de l'assemblage et du réflecteur étudié de l'ordre du pourcent. Cependant, il faut noter que les écarts entre les deux codes déterministes DRAGON et TDEM pour les sections efficaces homogénéisées sur l'assemblage ont été élevés pour des calculs DRAGON sans procédure équivalence. Une fois utilisée, cette procédure a permis de réduire ces écarts jusqu'à plus 50%.

Une deuxième partie de ce projet consistait à réaliser un schéma de calcul de cœur à partir d'un modèle de réacteur REP 900 MWe simplifié sur la base de données fournies par EDF. Nous avons commencé par des calculs en transport réalisés par DRAGON. Ces calculs ont permis la création des bibliothèques de sections efficaces des assemblages de combustible et du réflecteur équivalent. Lors de cette étape, nous avons calculé en milieu infini les assemblages représentant la partie centrale du cœur tandis que pour les assemblages périphériques, nous avons réalisé trois types de calcul différents :

- Un premier calcul, utilisé comme calcul de référence, d'assemblage 17×17 REP en milieu infini. Le réflecteur utilisé dans ce cas est l'eau du modérateur.
- Un deuxième calcul, appelé simplifié, d'assemblage hétérogène 17×17 en contact avec le réflecteur composé d'eau et d'acier.
- Un troisième, calcul avancé de super-cellule composée de regroupement d'assemblage homogène représentant la partie centrale du cœur et d'un assemblage périphérique hétérogène en contact avec le même réflecteur utilisé dans le schéma simplifié.

En comparant les résultats de calcul de flux et de sections efficaces multigroupes, nous avons expliqué l'impact du réflecteur sur le déplacement du spectre énergétique du flux de l'assemblage périphérique.

Après avoir créé ces bibliothèques de sections efficaces, nous avons réalisé le calcul de cœur. Nous avons mis en place un modèle de réacteur REP 900 MWe simplifié sur la base de données fournies par EDF pour lequel on a calculé la valeur du k_{eff} et les distributions de flux et de puissance neutronique. Ce modèle a été comparé premièrement avec le modèle simplifié et deuxièmement avec le modèle avancé. Nous sommes parvenus à la conclusion générale suivante : le modèle de calcul avancé conduit à des pics de puissance au bord du cœur plus élevés que le modèle de référence. Cet effet est dû principalement à la bonne modélisation du réflecteur et à l'homogénéisation utilisée pour la création des bibliothèques de section efficaces des assemblages périphériques.

De futurs travaux pourraient être menés sur ce sujet afin d'apporter d'autres solutions au problème de la modélisation du réflecteur dans un schéma de calcul de cœur :

- Prendre en considération les réflecteurs axiaux dans le calcul DONJON. Ces réflecteurs vont changer la distribution de flux et de puissance axiales.
- Utiliser plus que deux groupes d'énergie pour le calcul de cœur.
- Faire des calculs d'évolution isotopique des assemblages étudiés. Cela peut avoir un effet sur le changement du spectre énergétique surtout des assemblages réfléchis.
- Utiliser un modèle de réacteur avec des barres de contrôles.
- Comparer nos modèles (référence, simplifié et avancé) avec d'autres codes de calcul tels que MCNP et SERPENT pour des fins de validation et vérification.

RÉFÉRENCES

- ARGAUD, J. P. (1995). *Modélisation du réflecteur en neutronique et méthodes d'optimisation appliquées aux plans de rechargement*. Thèse de doctorat, Paris IX Dauphine.
- ASKEW, J. R., FAYERS, F. J. et KEMSELL, P. B. (1966). A general description of the lattice code WIMS. *J. BRIT. NUCL. ENERGY SOC.*, 5, 564.
- BEJAOUI, N. et MARLEAU, G. (2012). DRAGON simulation of a radial PWR reflector. *24th Nuclear Simulation Symposium Ottawa, Ontario, Canada*.
- BELL, G. et GLASSTONE, S. (1970). *Nuclear reactor theory*. Van Nostrand Reinhold Company.
- BRIESMEISTER, J. (2004). *A general Monte Carlo N-Particle transport code, Version 5*. Los Alamos National Laboratory.
- COURAU, T. (2004). Élément de transport neutronique : schéma industriel appliqué aux calculs de réacteur. *Notes de cours ENSPG*.
- COURAU, T. et SJODEN, G. (2011). 3D neutron transport and HPC : A PWR full core calculation using PENTRAN SN code and IBM computers. *Progress in Nuclear science and technology*, Vol.2, 628–633.
- DONNELLY, J. (1986). *User's Manual for the Chalk River Version of WIMS*. Atomic Energy of Canada Limited.
- EVANS, T., DAVIDSON, G. et SLAYBAUGH, R. (2011). Three-dimensional full core power calculations for pressurized water reactors. *Journal of Physics : Conference Series*, SciDAC 2010, 68.
- GURDAL, S. O. (2009). Two-group diffusion parameters for LWRs. *Nuclear Energy for New Europe, Slovenia*.
- HÉBERT, A. (2009). *Applied reactor physics*. Presses Internationales Polytechnique.
- HÉBERT, A. et MARLEAU, G. (1991). Generalization of the Stammler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nuclear science and engineering*, 108, 230–239.
- HÉBERT, A. et MATHONNIÈRE, G. (1993). Development of a third-generation super-homogenisation method for the homogenization of a pressurized water reactor assembly. *Nuclear science and engineering*, 115, 129–141.
- IAEA (2005). WIMS. Website. <http://www-nds.iaea.org/wimsd/>.

- KALOS, M. H. et WHITLOCK, P. A. (1986). *Simulations of stochastic systems : radiation transport*, Wiley-VCH Verlag GmbH Co. KGaA. 131–147.
- LE MER, J. (2007). *Simulation du comportement neutronique des REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON*. Mémoire de maîtrise, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- LEFÈVRE, J. et LEBIGOT, P. (1978). Nouveau mode de calcul des réflecteurs. Rapport technique EDF-TB-78-02, EDF.
- LIGOU, J. (1997). *Introduction au génie nucléaire*. Presses Polytechniques et universitaires romandes.
- LIVOLANT, M. (1974). Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires : application aux isotopes lourds. Rapport technique CEA-R-4533, C.E.N. Saclay.
- MAIDAU, B. (1993). *Étude de l'interface cœur réflecteur : Application au calcul du réflecteur lourd*. Thèse de doctorat, Unisersié de Paris-Sud Centre d'Orsay.
- MARLEAU, G., ROY, R. et HÉBERT, A. (2011). *A user guide for DRAGON 3.06, Report IGE-174 Rev. 9*. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- MONDOT, J. (1983). BETA une méthode d'équivalence pour le calcul neutronique des réflecteurs en théorie de la diffusion multigroupe. *Note interne CEA S.E.N/LPN-83/1646*.
- NISAN, S. et REUSS, P. (1976). Une nouvelle méthode de calcul de l'interface cœur-réflecteur : mise au point du programme REFLEC. *Rapport interne CEA SERMA/SPM 265 T*.
- PETROVIC, I. et BENOIST, P. (1996). BN theory : Advances and new models for neutron leakage calculation. *Advances in nuclear science and technlogy*, 24, 93.
- PUENTE, F. et GHRAYEB, S. (2009). Application of global sensitivity analysis approach to exercise I-1 of the OECD LWR UAM benchmark. *International Conference on Mathematics Computational Methods Reactor Physics (MC)*, New York.
- REUSS, P. (2003). *Précis de neutronique*. France : EDP Sciences.
- RICHEBOIS, E. (1999). *Calculs de cœur REP en transport 3D*. Thèse de doctorat, Unisersié de Paris-Sud Centre d'Orsay.
- ROY, R. et HÉBERT, A. (2000). *The GAN Generalized Driver, Report IGE-158*. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- SALVATORES, M. et JACQMIN, R. (2007). Benchmark for uncertainty analysis in modeling (UAM) for design, operation and safety analysis of LWRs. *NEA/NSC/DOC 23*.
- SELENGUT, D. (1960). Diffusion coefficient for heterogeneous system. *Trans. Am. Nucl.* 3, 398.

VARIN, E., ROY, R., KOKLAS, J. et HÉBERT, A. (2011). *A user guide for DONJON 3.02, Report IGE-200 Rev. 5.* Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.