



Titre: Application d'un modèle de fuites simplifié pour le calcul
Title: d'assemblage de réacteurs nucléaires en environnement

Auteur: Elouan Madic
Author:

Date: 2026

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Madic, E. (2026). Application d'un modèle de fuites simplifié pour le calcul
Citation: d'assemblage de réacteurs nucléaires en environnement [Mémoire de maîtrise,
Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/76780/>

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/76780/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Charles Bienvenue, & Alain Hébert
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

**Application d'un modèle de fuites simplifié pour le calcul d'assemblage de
réacteurs nucléaires en environnement**

ELOUAN MADIC

Département de génie mécanique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
Génie énergétique

Mai 2026

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Application d'un modèle de fuites simplifié pour le calcul d'assemblage de
réacteurs nucléaires en environnement**

présenté par **Elouan MADIC**

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

Stéphane ÉTIENNE, président

Charles BIENVENUE, membre et directeur de recherche

Alain HÉBERT, membre et codirecteur de recherche

Marie FLISCOUNAKIS, membre externe

DÉDICACE

À tous mes amis...

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier le professeur Alain Hébert, qui m'a encadré tout au long de ce travail. Ses conseils et son soutien ont été précieux dans ce travail de recherche. Je remercie également le professeur Charles Bienvenue, qui a accepté de prendre la suite de la direction de ce projet.

Je tiens tout particulièrement à remercier Marie Fliscounakis, qui a été mon encadrante EDF, qui m'a apporté un soutien inestimable, m'a partagé son savoir et son expertise, et a donné à ce projet beaucoup de sa personne et de son temps. Également, je tiens à remercier Pierre Laurent qui m'a également beaucoup aidé tout au long de mon temps chez EDF.

Je remercie sincèrement les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail et pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce mémoire et à la préparation de la soutenance.

Au sein du groupe I27 d'EDF que j'ai eu la chance d'intégrer, je tiens à remercier le manager Jérôme Texeraud, pour m'avoir permis de saisir cette opportunité, ainsi que pour ses précieux conseils. Je remercie également profondément Nadine Schwartz pour son aide et ses conseils. Je remercie aussi tous les membres de l'équipe I27 pour leur accueil, leur soutien ainsi que pour les échanges enrichissants que nous avons eus lors des 6 mois passés ensemble.

Je tiens également à remercier Thomas Scheffler, qui réalisait son projet de recherche en parallèle de moi chez EDF, pour nos échanges et les bons moments passés ensemble. Finalement je remercie Pierre, Pauline, Yohann, Emilie, Emile, Matthieu, Max, Calypso et Dylan pour tous les bons souvenirs partagés à Montréal, nos soirées jeux, karaoké et nos beaux voyages passés ensemble.

RÉSUMÉ

En neutronique, on réalise classiquement le calcul d'un cœur de réacteur en deux étapes. La première consiste à résoudre l'équation de transport sur une partie élémentaire du réacteur : un assemblage. Cette étape permet alors de générer des bibliothèques multi-paramétrées contenant les grandeurs d'intérêt, comme les sections efficaces, les coefficients de diffusion et d'autres données, notamment cinétiques. La deuxième étape de calcul s'appuie sur ces bibliothèques et les interpole afin de réaliser un calcul rapide et précis du cœur de réacteur complet.

Au cours de la première étape de calcul, on se place en général dans le « mode fondamental » : on fait l'hypothèse que l'assemblage étudié se répète et pave l'espace complet en formant un réseau infini. Cependant, on fait l'hypothèse que le réacteur peut être représenté par un tel réseau périodique d'assemblages, ce qui est une hypothèse importante. Pour pallier cela, on choisit d'introduire dans l'équation de transport un terme de fuites neutroniques, ce qui permet alors de prendre en compte les fuites au sein du réacteur, mais aussi les échanges de neutrons entre chacun des assemblages qui le composent. Le choix qui est classiquement fait est alors d'utiliser un modèle de fuites homogène, qui permet alors de calculer une probabilité de fuites homogène et isotrope sur tout l'assemblage. D'autres modèles existent, dits hétérogènes, et permettent de calculer des fuites dépendantes des dimensions spatiales sur le motif calculé. Ces modèles augmentent cependant la complexité et la durée du calcul.

Le cœur d'un réacteur n'est pas uniforme. Il est en effet composé de différents assemblages pouvant comporter des différences de combustible (Oxyde d'Uranium, aussi appelé UOX, ou Mélange d'Oxydes, appelé MOX) ou d'irradiation reçue dans le cœur, certains assemblages comportent des barres de contrôle, ou encore d'autres peuvent être enrichis avec des poisons neutroniques, comme le gadolinium. Ces assemblages peuvent avoir un comportement neutronique très différent les uns des autres. Ainsi, le fait de les calculer en « mode fondamental » devient une hypothèse questionable. En effet, lors d'un calcul de cœur, ces assemblages sont placés dans un environnement très différent de celui dans lequel ils ont été calculés. Le travail proposé dans ce mémoire est alors de calculer ces assemblages en les plaçant dans un environnement plus proche de celui dans lequel ils sont placés lors du calcul de cœur complet.

Pour ce faire, on utilise le code de calcul réseau Dragon5 pour modéliser ces assemblages et les calculer avec un environnement. On calcule l'assemblage d'intérêt en le plaçant dans un cluster, c'est-à-dire un motif de 3×3 assemblages au milieu duquel se trouve l'assemblage d'intérêt. Cependant, en ajoutant un environnement, le fait d'utiliser un modèle de fuites homogène est questionable, puisque celui-ci fournirait un coefficient de diffusion pour le

cluster complet et non pour l'assemblage calculé. C'est pourquoi il a été choisi d'utiliser un modèle de fuites B1 hétérogène simplifié présent dans Dragon5 permettant de calculer des fuites homogènes par région. Cela permet de découpler les fuites dans l'assemblage central et celles de son environnement, et ainsi de calculer un coefficient de diffusion propre à l'assemblage central, tout en prenant en compte l'environnement du cluster.

La méthode proposée a montré l'intérêt de la prise en compte de l'environnement dans le cas d'un assemblage UOX barré. Cependant les résultats obtenus dans le cas d'un assemblage MOX sont plus mitigés, ce qui nous a menés à formuler des hypothèses sur les raisons potentielles de ces différences dans les résultats obtenus. Nous pensons qu'il serait nécessaire d'adapter la démarche pour cet assemblage MOX, en utilisant une homogénéisation plus fine permettant de rendre compte des hétérogénéités internes d'un assemblage MOX, lié à la répartition des crayons avec différents enrichissements de plutonium. De plus, il semblerait pertinent d'utiliser un environnement plus réaliste et proche de celui que l'on peut trouver dans un cœur de réacteur, par exemple un environnement UOX irradié, afin d'avoir une interface moins marquée entre le MOX et son environnement.

ABSTRACT

In nuclear physics, the calculation of a reactor core is classically performed in two steps. The first one consists in solving the transport equation on an elementary part of the reactor, usually a fuel assembly. During this step, one generates multi-parametric libraries containing the quantities such as cross sections or diffusion coefficients. The second step of the calculation relies on these libraries and interpolates them to perform a fast and precise calculation of the complete reactor core.

During the first step of the calculation, one usually assumes that the assembly studied is repeated and paves the complete space, thus forming an infinite lattice. This assumption is however a strong one, since the reactor core is not uniform and is composed of different assemblies with different neutron behavior. Therefore, one often chooses to introduce in the transport equation a neutron leakage term, which models the neutron leakage within the reactor and the exchanges between the different assemblies. Usually, a homogeneous leakage model is used, which provides an isotropic and homogeneous leakage probability on the whole assembly. Heterogeneous leakage models also exist and allow to model space-dependent leakage on the assembly at the cost of a longer calculation time.

The reactor core is composed of various assemblies with different neutron behavior. Those assemblies can vary in terms of the fuel that is used (Uranium Oxide, also called UOX, or Mixed Oxide, also called MOX), on their irradiation received in the core, or on the presence of control rods or neutron poisons. The assumption made of an infinite lattice calculation is therefore questionable. Indeed, during a complete core calculation, the calculated assemblies can face environments very different from the one in which they were calculated (themselves, in an infinite lattice calculation). The work proposed in this thesis is to calculate these assemblies in an environment closer to the one they might face during a complete core calculation. To do so we use the lattice calculation code Dragon5 to calculate these assemblies with an environment. We do so by placing the assembly of interest in the middle of a 3×3 assemblies cluster. However, by adding an environment, the use of an homogeneous leakage model becomes questionable, since it would provide a diffusion coefficient for the whole cluster and not for the calculated assembly. To palliate this, we chose to use a simplified B1 heterogeneous leakage model present in Dragon5. This model allows the user to calculate leakage coefficients that are homogenous by region, thus allowing to decouple the leaks in the central assembly and in the rest of the cluster.

The proposed method showed an interest in the case of a UOX assembly with B4C control rods. However, in the case of a MOX assembly, the results are mitigated. This led us to

formulate hypotheses on the reasons for the differences on the results obtained. We think that for the MOX assembly, it would be necessary to adapt the method used for a finer homogenization, allowing to take into account the internal heterogeneities of the MOX assembly (linked to the distribution of different plutonium enrichments within the assembly). Moreover, it would be interesting to use a more realistic environment, closer to the ones that can be found around a MOX assembly in a reactor core, for example an irradiated UOX environment, which would allow a smoother interface between the MOX assembly and its environment.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xviii
LISTE DES ANNEXES	xix
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Contexte	1
1.2 Objectifs	2
1.3 Plan du mémoire	2
CHAPITRE 2 ÉLÉMENTS DE NEUTRONIQUE	3
2.1 L'équation de transport de Boltzmann	3
2.1.1 Les formes de l'équation de Boltzmann	3
2.1.2 Discrétisation multi-groupe	6
2.2 Fonctionnement des codes de calculs en neutronique	6
2.2.1 Résolution de l'équation	6
2.2.2 Calcul réseau	6
2.2.3 Calcul de cœur : théorie de la diffusion	10
2.3 Les fuites neutroniques	12
2.3.1 Le modèle de fuites B_n	13
2.3.2 Le modèle de fuites B_1 homogène	14
2.3.3 Les modèles de fuites hétérogènes	24
2.4 Équivalence transport-diffusion	26
2.5 Reconstruction fine de puissance	27
2.5.1 Méthode générale de la RFP homogène	28
2.5.2 Méthode pour la RFP en milieu environné	29

CHAPITRE 3	DÉMARCHÉ DE PRISE EN COMPTE DE L'ENVIRONNEMENT	33
3.1	Objectif	33
3.2	Démarche de référence	34
3.3	Démarche proposée	35
3.3.1	Calcul environné dans Dragon	35
3.3.2	Formation de la bibliothèque pour le calcul Cocagne	37
3.3.3	Enrichissement de la bibliothèque	38
3.3.4	Validation de la bibliothèque environnée obtenue	38
CHAPITRE 4	PRÉSENTATION DES RÉSULTATS	39
4.1	Démarche expérimentale	39
4.1.1	Démarche suivie	39
4.1.2	Assemblages étudiés	40
4.2	Comparaison d'assemblages en milieu infini	42
4.2.1	Assemblages pour le cluster UOX-B4C	43
4.2.2	Assemblages pour le cluster MOX	45
4.2.3	Conclusion sur les comparaisons d'assemblages milieu infini	47
4.3	Comparaison d'assemblages Dragon en milieu infini et en environnement	48
4.3.1	Cluster UOX-B4C environnement UOX	48
4.3.2	Cluster MOX environnement UOX	49
4.3.3	Conclusion de la comparaison	50
4.4	Validation de la procédure de calcul environné	50
4.4.1	Validation de la procédure sur un cluster UOX-B4C environné d'UOX	51
4.4.2	Validation de la procédure sur un cluster MOX environné d'UOX	56
4.4.3	Conclusion sur la procédure de RFP environnée	62
4.5	Sensibilité des bibliothèques à l'environnement	62
4.5.1	Bibliothèque UOX-B4C : sensibilité à l'environnement	62
4.5.2	Bibliothèque MOX : sensibilité à l'environnement	70
4.5.3	Conclusion sur la sensibilité à différents environnements	77
CHAPITRE 5	CONCLUSION	78
5.1	Synthèse des travaux	78
5.2	Limitations de la solution proposée	79
5.3	Améliorations futures	80
RÉFÉRENCES		81

ANNEXES	83
-------------------	----

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Conditions de fonctionnement Kaist	40
Tableau 4.2	Grandeurs principales d'un assemblage du benchmark Kaist	40
Tableau 4.3	Enrichissement en Pu des cellules combustible MOX	41
Tableau 4.4	Composition isotopique du Pu « total »	41
Tableau 4.5	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX-B4C milieu infini à 800 ppm de bore	44
Tableau 4.6	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX milieu infini à 800 ppm de bore	44
Tableau 4.7	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage MOX milieu infini à 1800 ppm de bore	46
Tableau 4.8	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX milieu infini à 1800 ppm de bore	46
Tableau 4.9	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un cluster UOX barré B4C environné d'UOX	48
Tableau 4.10	Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un cluster MOX environné d'UOX	49
Tableau 4.11	Évolution de valeurs suite à l'application de la RFP environnée pour les assemblages UOX-B4C Carabas et Dragon	54
Tableau 4.12	Évolution de valeurs suite à l'application de la RFP environnée pour les assemblages MOX Carabas et Dragon	59
Tableau 4.13	Comparaison de maxima sur les 4 cas étudiés pour l'assemblage B4C	69
Tableau 4.14	Comparaison de maxima sur les 4 cas étudiés pour l'assemblage MOX	76
Tableau A.1	Résultats obtenus aux 3 étapes	84
Tableau B.1	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200	85
Tableau B.2	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200 à 10 GWj/t	87
Tableau B.3	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200 à 20 GWj/t	88
Tableau B.4	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U150	90
Tableau B.5	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U330 neuf	91

Tableau B.6	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'UOX 2.0% neuf	94
Tableau B.7	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U200 à 10 GWj/t	95
Tableau B.8	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U200 à 20 GWj/t	97
Tableau B.9	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U150 à 20 GWj/t	99
Tableau B.10	Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U330 à 20 GWj/t	99

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Principe d'autoprotection des résonances [8]	7
Figure 2.2	Algorithme de recherche du buckling critique B^2 dans un modèle de fuites.	23
Figure 2.3	Différentes homogénéisations réalisées par le calcul réseau [17]	27
Figure 2.4	Impact de l'environnement sur le calcul de flux [19]	30
Figure 3.1	Représentation des clusters réduit et complet	36
Figure 4.1	Assemblage 17x17 avec combustible UOX (benchmark KAIST). . . .	41
Figure 4.2	Assemblage 17x17 avec combustible MOX trizoné (benchmark KAIST). .	42
Figure 4.3	Écart relatif (%) des taux de fission entre Carabas standard et Dragon : assemblages du cluster UOX-B4C	45
Figure 4.4	Écart relatif (%) des taux de fission entre Carabas standard et Dragon : assemblages du cluster MOX	47
Figure 4.5	Puissance produite calculée dans le calcul de référence Carabas sur cluster UOX-B4C	51
Figure 4.6	Evolution du critère de convergence en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon	52
Figure 4.7	Evolution de ΔK_{eff} en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon .	52
Figure 4.8	Evolution des coefficients de Selengut en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon	53
Figure 4.9	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf	55
Figure 4.10	Puissance produite calculée dans le calcul de référence Carabas sur cluster MOX	57
Figure 4.11	Evolution du critère de convergence en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon	57
Figure 4.12	Evolution de ΔK_{eff} en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon	58

Figure 4.13	Evolution des coefficients de Selengut en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon	59
Figure 4.14	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 neuf . . .	60
Figure 4.15	Puissance produite : calcul de référence pour les cluster UOX-B4C . .	63
Figure 4.16	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t	64
Figure 4.17	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t	65
Figure 4.18	Puissance produite : calcul de référence pour les cluster UOX-B4C . .	66
Figure 4.19	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf	67
Figure 4.20	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf	68
Figure 4.21	Puissance produite : calcul de référence pour les cluster MOX	70
Figure 4.22	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 10GWj/t	71
Figure 4.23	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t	72
Figure 4.24	Puissance produite : calcul de référence pour les cluster MOX	73
Figure 4.25	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U150 neuf . . .	74
Figure 4.26	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U330 neuf . . .	75
Figure B.1	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 neuf	86
Figure B.2	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 à 10 GWj/t	87
Figure B.3	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t	89
Figure B.4	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U150 neuf	90
Figure B.5	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U330 neuf	92
Figure B.6	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 neuf	94
Figure B.7	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t	96
Figure B.8	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t	97
Figure B.9	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U150 neuf	98
Figure B.10	Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U330 neuf	100

Figure C.1	Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environ- née à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 neuf	103
Figure C.2	Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environ- née à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 10 GWj/t	104
Figure C.3	Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environ- née à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 20GWj/t	105
Figure C.4	Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environ- née à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U150 neuf	106
Figure C.5	Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environ- née à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U330 neuf	107
Figure D.1	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf - Re- construction fine du flux	110
Figure D.2	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t - Reconstruction fine du flux	111
Figure D.3	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t - Reconstruction fine du flux	112
Figure D.4	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf - Re- construction fine du flux	113
Figure D.5	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf - Re- construction fine du flux	114
Figure E.1	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf	116
Figure E.2	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t	117
Figure E.3	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t	118
Figure E.4	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf	119
Figure E.5	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf	120
Figure F.1	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 neuf	122
Figure F.2	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 10 GWj/t	123
Figure F.3	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t	124
Figure F.4	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U150 neuf	125
Figure F.5	Comparaison des résultats : cas MOX environnement U330 neuf	126
Figure F.6	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf	127

Figure F.7	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t	128
Figure F.8	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t	129
Figure F.9	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf	130
Figure F.10	Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf	131

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

IGN	Institut de Génie Nucléaire
EDF	Électricité de France
UOX	Uranium Oxide
MOX	Mélange d'Oxydes
RFP	Reconstruction Fine de Puissance
P _n	Spherical Harmonics method (Méthode des Harmoniques Sphériques)
SP _n	Simplified P _n method (méthode P _n simplifiée)
MOC	Method of Characteristics (Méthode des Caractéristiques)
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (France)
HDF5	Hierarchical Data Format, Version 5
B4C	Céramique de bore REP
Réacteur à Eau Pressurisée	

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Validation du modèle de fuites hétérogène simplifié	83
Annexe B	Choix de la concentration en bore	85
Annexe C	Calculs avec bibliothèque Dragon milieu infini	102
Annexe D	Calculs Cocagne en Reconstruction Fine du Flux	109
Annexe E	Comparaison sur les effets du choix de normalisation	116
Annexe F	Utilisation de la bibliothèque Dragon environnée brute	122

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte

Dans le contexte actuel du dérèglement climatique, le domaine de l'énergie est devenu un véritable enjeu. La décarbonation de la production d'énergie ainsi que l'électrification de l'industrie représentent un enjeu de taille auquel chaque pays doit faire face. L'énergie nucléaire est un excellent candidat à une production importante d'électricité et de chaleur décarbonées, sûres et peu chères. Ce moyen de production d'énergie a donc été retenu par de nombreux pays qui cherchent à le mettre en place depuis plusieurs décennies, les principaux producteurs d'électricité issue de la fission nucléaire étant les États-Unis, la Chine et la France. En 2024, d'après l'Agence internationale de l'énergie [1], le nucléaire représente environ 9.4% de la production d'électricité dans le monde.

Pour s'assurer du bon fonctionnement et de la sécurité de la production d'énergie nucléaire, il est nécessaire de développer des outils de simulation précis. Deux méthodes sont principalement utilisées dans le domaine nucléaire : la méthode probabiliste, basée sur la méthode Monte Carlo et la méthode déterministe, qui s'appuie sur la physique statistique et résout l'équation de Boltzmann. Mon travail a été réalisé avec des codes de calculs axés sur la méthode déterministe. J'ai notamment utilisé les codes Dragon et Donjon développés par l'Institut de génie nucléaire (IGN) de Polytechnique Montréal ainsi que leurs équivalents Carabas et Cocagne développés conjointement par Électricité de France (EDF) et Framatome, en France.

Dragon [2] et Carabas [3] sont des codes de calcul réseau. Un code de calcul réseau consiste en un calcul d'une cellule élémentaire du cœur (en général, un assemblage combustible). Ce calcul local, réalisé à une échelle fine, vise à modéliser la distribution spatiale et énergétique du flux de neutrons. Ces codes permettent de former des bibliothèques multiparamétrées au format APEX qui permettent de stocker les différents paramètres neutroniques homogénéisés à l'échelle de l'assemblage ou de chaque cellule.

Donjon et Cocagne sont des codes de calculs de cœur. Ces codes permettent de simuler le fonctionnement complet du cœur en prenant en entrée les bibliothèques multiparamétrées générées par le code réseau. Leur but est d'effectuer un calcul simplifié du cœur, basé sur des méthodes de diffusion, qui permettent rapidement de déterminer la puissance produite ou encore la réactivité du réacteur et de simuler l'évolution des isotopes dans les assemblages au fil du temps. Ces codes cherchent donc à modéliser le réacteur à une échelle plus globale

et moins fine, mais en étant plus rapides et en conservant une bonne précision. Ces codes de calcul de cœur sont essentiels car ils permettent de simuler très rapidement le fonctionnement d'un cœur complet, ce qui est nécessaire à la fois en conception, mais aussi pour l'exploitation du parc nucléaire, notamment pour la gestion du combustible et la planification des conditions de fonctionnement.

1.2 Objectifs

L'objectif de cette étude est de mesurer l'impact du choix du modèle de fuites neutroniques sur la simulation du cœur du réacteur nucléaire. EDF effectue son calcul réseau sur un motif assemblage seul avec des conditions de symétrie au bord, associé à un modèle de fuites homogène. C'est-à-dire que les fuites sont les mêmes à chaque point de l'espace, ce qui est une hypothèse simplificatrice. Il existe des modèles plus avancés dits « hétérogènes », comme les modèles Ecco [2] et Tibère [4] qui prennent en compte le fait que les fuites ne sont pas les mêmes à chaque point de l'espace et dans chaque direction. Cependant, ces modèles sont beaucoup plus coûteux que le modèle homogène classique [5]. Nous nous proposons d'étudier l'apport d'un modèle hétérogène simplifié, déjà implémenté dans le code de calcul Dragon développé à Polytechnique Montréal.

Ce modèle permet de séparer l'espace simulé en différentes zones et ainsi de calculer, lors d'un calcul réseau sur un assemblage avec environnement, un coefficient de diffusion pour l'assemblage central. Chaque zone possède dans ce modèle son propre coefficient de fuites, ce qui fait que les fuites sont homogènes dans chaque région, mais différentes en fonction des régions que l'on étudie. L'intérêt de cette méthode est notamment l'étude d'assemblages environnés, par exemple un assemblage de combustible MOX qui serait entouré de combustible UOX. Dans les faits, les fuites sont différentes dans le MOX et dans l'UOX. Le fait de calculer un coefficient de fuites dans le MOX environné avec un modèle homogène fait que ce coefficient est contaminé par l'environnement. L'avantage d'utiliser le modèle hétérogène simplifié est alors de pouvoir séparer les fuites dans le MOX et dans l'UOX afin d'obtenir un coefficient de diffusion pour l'assemblage MOX.

1.3 Plan du mémoire

Après des rappels sur la théorie de la neutronique au Chapitre 2, nous présenterons la démarche suivie au Chapitre 3, avant de présenter et d'analyser les résultats obtenus au Chapitre 4.

CHAPITRE 2 ÉLÉMENTS DE NEUTRONIQUE

Ce chapitre a pour objectif de fournir au lecteur les éléments de théorie nécessaires à la compréhension de ce mémoire. Nous nous appuyons sur le cours du professeur Hébert [2] ainsi que les mémoires de Sami Machach [6] et Bastien Faure [7] pour les différentes équations et notations présentées. Nous notons ici en gras les vecteurs.

2.1 L'équation de transport de Boltzmann

2.1.1 Les formes de l'équation de Boltzmann

L'équation de transport est une équation de bilan neutronique. On peut donc écrire le bilan de neutrons dans un volume dr^3 autour du point $\mathbf{r}$ dans la direction $\mathbf{\Omega}$ sur une durée Δt à partir de l'instant t , ayant une énergie cinétique E . En faisant le bilan, découle l'équation

$$\begin{aligned} \frac{n(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t + \Delta t) - n(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t)}{\Delta t} = & -\nabla \cdot \mathbf{\Omega} \phi(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t) \\ & - \Sigma(\mathbf{r}, V_n) [V_n n(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t)] \\ & + Q(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t), \end{aligned} \quad (2.1)$$

où dans cette équation :

- V_n est la norme de la vitesse des neutrons. Notons qu'on peut effectuer un changement de variable pour exprimer les grandeurs en fonction de $E = \frac{1}{2}m_n V_n^2$, où m_n est la masse d'un neutron ;
- $\phi(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t) = n(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t)V_n$ est le flux neutronique à l'instant t dans les directions $d^2\Omega$ autour de $\mathbf{\Omega}$. $n(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t)$ est la densité neutronique ;
- $\Sigma(\mathbf{r}, V_n)$ est la section efficace macroscopique du milieu ;
- $Q(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t)$ est la source de neutrons dans le volume dr^3 autour du point $\mathbf{r}$ et représente les neutrons produits dans ce volume entre t et $t + \Delta t$.

À partir de ce bilan de neutrons, on peut faire tendre $\Delta t \rightarrow 0$ et obtenir la forme différentielle de l'équation de transport

$$\frac{1}{V_n} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t) + \Sigma(\mathbf{r}, V_n) \phi(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t) = Q(\mathbf{r}, V_n, \mathbf{\Omega}, t). \quad (2.2)$$

Pour que cette équation soit valide, plusieurs hypothèses sont faites. On considère que les neutrons ne sont pas relativistes, se déplacent en ligne droite tant qu'il n'y a pas de collision et n'interagissent pas entre eux. La matière est supposée isotrope et les noyaux des atomes sont supposés être à l'équilibre thermique.

Dans le cadre de notre étude, on peut faire en plus l'hypothèse que l'on se place en régime stationnaire, puisque dans le cadre d'un code de calcul réseau, l'objectif est de calculer des sections efficaces pour des conditions de fonctionnement critiques, donc stables. On préfère aussi faire un changement de variable et remplacer V_n par E avec la relation $E = \frac{1}{2}m_n V_n^2$. On obtient alors

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \Sigma(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}). \quad (2.3)$$

Il est commun de trouver l'équation de transport de Boltzmann sous deux autres formes : la forme caractéristique que l'on présente ci-dessous.

Forme caractéristique

La caractéristique Γ est une droite suivant la direction $\mathbf{\Omega}$ qui représente une trajectoire potentielle de neutrons. On peut alors noter la position du neutron le long de cette droite comme $\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}$, avec $\mathbf{r} \in \Gamma$ et s un scalaire. L'équation de Boltzmann se réécrit alors sous la forme

$$-\frac{d}{ds}\phi(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}) + \Sigma(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E)\phi(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}). \quad (2.4)$$

En intégrant l'équation caractéristique le long de Γ , on obtient alors sur un domaine borné, avec $\mathbf{r}_f$ qui est le point d'entrée de la caractéristique dans le domaine et $b = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_f|$,

$$\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = e^{-\tau(b, E)} \phi(\mathbf{r}_f, E, \mathbf{\Omega}) + \int_0^b e^{-\tau(s, E)} Q(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}) ds, \quad (2.5)$$

où l'on a introduit le parcours optique τ défini par

$$\tau(s, E) = \int_0^s ds' \Sigma(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}, E). \quad (2.6)$$

Si l'on étudie un domaine infini, on peut intégrer l'équation caractéristique de $s = 0$ à $s = +\infty$ pour obtenir

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \int_0^{+\infty} ds e^{-\tau(s, E)} Q(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}, E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (2.7)$$

Le terme de source neutronique

Le terme source Q regroupe les neutrons issus de la diffusion et ceux issus d'une fission induite ou spontanée. Puisqu'on fait l'hypothèse que le processus de fission est isotrope, on l'exprime en fonction de sa valeur moyenne sur la sphère unité. On peut l'exprimer

$$Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = Q_s(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \frac{1}{4\pi K_{\text{eff}}} Q_{\text{fiss}}(\mathbf{r}, E). \quad (2.8)$$

La source de diffusion Q_s est la somme des réactions qui font passer des neutrons d'une énergie et direction initiale $(E', \boldsymbol{\Omega}')$ (dans un espace de taille $dE' d^2\Omega'$ autour du point) à un état final autour du point $(E, \boldsymbol{\Omega})$. On exprime alors cette source avec une section efficace différentielle Σ_s qui représente la probabilité d'un tel changement d'énergie et de direction et l'on peut exprimer la source de diffusion

$$Q_s(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^{+\infty} dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}'). \quad (2.9)$$

Pour le terme de fission Q_{fiss} , on fait l'hypothèse que la source isotropique est indépendante de l'énergie du neutron incident. Pour chaque isotope j , on introduit le spectre de fission $\chi_j(E)$ qui est une densité de probabilité telle que $\chi_j(E)dE$ est la probabilité qu'un neutron émis par la fission ait une énergie comprise dans un intervalle dE autour de l'énergie E . On peut alors exprimer la source de fission

$$Q_{\text{fiss}}(\mathbf{r}, E) = \sum_{j=1}^{J_{\text{fiss}}} \chi_j(E) \int_0^{+\infty} dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E'), \quad (2.10)$$

avec les notations :

- J_{fiss} le nombre total d'isotopes fissiles ;
- $\nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E')$ le nombre moyen de neutrons émis par fission pour l'isotope j multiplié par la section efficace macroscopique de fission de cet isotope.

2.1.2 Discrétisation multi-groupe

La résolution de l'équation de Boltzmann est facilitée par l'utilisation d'une stratégie de discrétisation multi-groupe de l'énergie. On divise le domaine énergétique en G groupes dans chacun desquels on suppose que les neutrons ont tous la même vitesse et sur chacun desquels on utilise des grandeurs moyennées. On doit alors résoudre un système de G équations aux dérivées partielles, que l'on peut écrire pour $g \in [1 ; G]$

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}), \quad (2.11)$$

et réécrire le terme source sous la forme

$$Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') + \frac{1}{4\pi K_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{J_{\text{fiss}}} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r}). \quad (2.12)$$

2.2 Fonctionnement des codes de calculs en neutronique

2.2.1 Résolution de l'équation

Il existe différentes méthodes numériques pour résoudre l'équation de transport sous ses différentes formes. On peut noter les suivantes :

- la méthode des harmoniques sphériques, aussi appelée méthode Pn ainsi que sa version semi-empirique simplifiée appelée méthode SPn (pour Simplified Pn) ;
- la méthode des probabilités de collisions (ou méthode Pij) ;
- la méthode des ordonnées discrètes aussi appelée méthode Sn ;
- la méthode des caractéristiques, ou MOC (pour Method Of Characteristics).

Ces différentes méthodes sont présentées en détail dans [2].

2.2.2 Calcul réseau

La simulation du cœur d'un réacteur étant très complexe, elle se réalise généralement en deux étapes, la première est le calcul de réseau. L'idée de cette première étape est de réaliser un calcul fin sur un élément simple de la géométrie du réacteur (généralement un assemblage ou une cellule) avec des conditions de symétrie en bord d'assemblage.

Ce calcul se base sur des bibliothèques de données nucléaires et vise à fournir des bibliothèques

de sections efficaces multiparamétrées en fonction de l'irradiation de l'assemblage, des températures du combustible et du modérateur, de la densité du modérateur, de la concentration en bore, etc... Le calcul de cœur utilisera alors ces bibliothèques de données neutroniques comme données d'entrée à interpoler pour effectuer un calcul plus grossier sur l'ensemble du réacteur.

On présente dans la suite de cette partie les grandes étapes du calcul réseau.

Autoprotection des résonances

Le fait de travailler avec un domaine discrétisé en énergie pose un problème au niveau des résonances des isotopes. En effet, on observe que si un neutron présente certaines valeurs d'énergie, dépendant des niveaux d'énergie d'excitation de l'isotope, mais aussi de l'énergie de liaison du noyau composé, la section efficace, donc la probabilité que le neutron interagisse avec cet isotope, augmente exponentiellement (cette augmentation peut être d'un facteur 10^4). Cela a deux conséquences sur le flux.

D'abord en énergie, puisque les neutrons ayant une énergie proche de la résonance interagissent plus facilement avec les noyaux, le flux se creuse fortement au niveau de ces pics. Ensuite en espace, un neutron arrivant dans un milieu avec une énergie proche d'une résonance d'un noyau qui y est présent n'aura dans ce milieu un libre parcours moyen que très court, ce qui fait qu'il y pénétrera très peu, ce qui contribue encore à creuser le flux autour de cette énergie. Ces « creux » qui se forment dans le flux autour des pics de résonance ont pour conséquence que le taux de réaction autour de ces résonances n'augmente pas de façon aussi importante que la section efficace, comme présenté en figure 2.1.

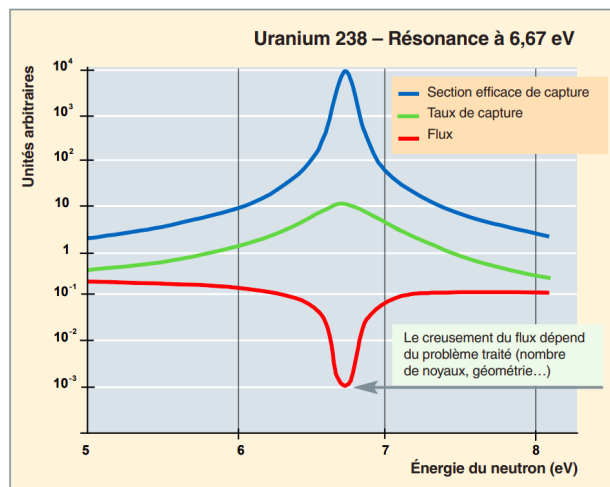


FIGURE 2.1 Principe d'autoprotection des résonances [8]

Or, lorsqu'on calcule les sections efficaces moyennes pour chaque groupe d'énergie, la section efficace microscopique est pondérée par le flux, afin de préserver le taux de réaction. Il est donc nécessaire de prendre en compte des creusements du flux pour calculer des sections efficaces autoprotégées, qui dépendent alors de la géométrie et ne peuvent alors être précalculées en amont et stockées dans des bibliothèques.

On commence par calculer une première valeur de flux avec une méthode Pij de résolution de l'équation de Boltzmann. Le calcul d'auto-protection s'effectue dans Carabas à l'aide de la méthode Sanchez-Coste [9] présente dans le code Apollo2 du CEA, qui est une amélioration de la méthode « Jeanpierre - Livolant » [10]. Le calcul d'auto-protection peut aussi être résolu avec la méthode des « sous-groupes » notamment dans le cadre des réacteurs à neutrons rapides. Dragon propose différentes méthodes d'auto-protection, décrites dans sa notice utilisateur [11]. En conclusion, le calcul d'autoprotection des résonances est une étape cruciale du calcul réseau, car sans elle les résultats obtenus perdent toute leur précision (erreur de l'ordre de 25%).

Calcul de flux et fuites

Après avoir autoprotégé les sections efficaces, on peut chercher à résoudre l'équation de Boltzmann pour calculer la distribution du flux dans l'assemblage que l'on étudie. Cependant, puisqu'on se place dans l'hypothèse d'un milieu infini, il devient nécessaire de rajouter un terme de fuites dans l'équation de transport afin de simuler la criticité du réacteur réel. Le principe est alors d'ajuster le terme de fuites afin de se placer dans une situation de fonctionnement critique (i.e. $K_{\text{eff}} = 1$), c'est-à-dire l'état nominal de fonctionnement d'un réacteur. De plus, le calcul de fuites est important car il permet de trouver un coefficient de diffusion qui sera utilisé dans un deuxième temps pour le calcul de cœur, lorsque l'on utilise le modèle de la diffusion.

Puisque le calcul des fuites neutroniques est le cœur de ce sujet de recherche, on se propose de détailler le fonctionnement de cette étape, ainsi que les différents modèles de fuites que nous utiliserons dans cette étude dans la partie 2.3 de ce mémoire.

Homogénéisation et condensation

Le calcul réseau produit des valeurs définies pour une discrétisation fine de l'espace et de l'énergie. Une fois ce calcul terminé, il est nécessaire de moyenniser les valeurs obtenues en prévision du calcul de cœur en seconde étape. En effet, le calcul de cœur se base sur un

maillage plus grossier de l'espace et de l'énergie pour réaliser un calcul rapide sur l'ensemble de réacteur, d'où le besoin d'homogénéiser et de condenser les valeurs obtenues. Il est toutefois important lors de ces opérations de conserver le taux de réaction, c'est pourquoi on pondère les grandeurs par le flux. On parle d'homogénéisation pour le processus qui consiste à moyenner des grandeurs nucléaires calculées lors du calcul fin dans l'espace. On parle de condensation quand on moyenne les valeurs calculées sur une discrétisation fine de l'énergie vers un nombre réduit de groupes (en général 2 ou 8).

Homogénéisation

Plusieurs types d'homogénéisation sont utilisés, les plus communs étant l'homogénéisation sur l'assemblage complet, l'homogénéisation par cellule ou encore l'homogénéisation en *4x4*, qui en est une forme intermédiaire. Indépendamment du type d'homogénéisation choisi, on pondère la grandeur que l'on homogénéise par le flux scalaire sur le volume V , de façon à préserver les taux de réaction. On a alors la forme suivante, par exemple pour la section macroscopique totale

$$\Sigma^g = \frac{\int_V d^3r \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r})}{\int_V d^3r \phi^g(\mathbf{r})}. \quad (2.13)$$

Notons qu'il est possible d'utiliser des fonctions poids quelconques dans l'optique de conserver toute autre grandeur que le taux de réaction.

Condensation

On présente ici l'étape de condensation. Si on considère un macro-groupe G qui regroupe un ensemble de groupes g , la condensation peut alors s'écrire

$$\Sigma^G(\mathbf{r}) = \frac{\sum_{g \in G} \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r})}{\sum_{g \in G} \phi^g(\mathbf{r})}. \quad (2.14)$$

L'expression pour la section efficace différentielle multigroupe d'un macro-groupe G' vers G , on peut écrire

$$\Sigma^{G' \rightarrow G}(\mathbf{r}) = \frac{\sum_{g' \in G'} \sum_{g \in G} \Sigma^{g' \rightarrow g}(\mathbf{r}) \phi^{g'}(\mathbf{r})}{\sum_{g' \in G'} \phi^{g'}(\mathbf{r})}. \quad (2.15)$$

Évolution isotopique

Cette étape vise à calculer l'évolution de la concentration des différents isotopes dans le réacteur au fur et à mesure du temps. Pour ce faire on résout l'équation de Bateman qui décrit l'évolution de ces isotopes. En faisant le bilan des différentes réactions autour du point $\mathbf{r}$ entre les instants t et $t + dt$ pour un nucléide k , on obtient l'équation de Bateman (2.16)

$$\frac{dN_k(\mathbf{r}, t)}{dt} = \sum_{m \neq k} \zeta_{k \leftarrow m}(\mathbf{r}, t) N_m(\mathbf{r}, t) + \sum_{m \neq k} \lambda_{k \leftarrow m} N_m(\mathbf{r}, t) - \lambda_k N_k(\mathbf{r}, t) - \zeta_k(\mathbf{r}, t) N_k(\mathbf{r}, t), \quad (2.16)$$

avec les notations :

- $N_k(\mathbf{r}, t)$ la concentration de l'isotope k autour du point $\mathbf{r}$ à l'instant t ;
- $\zeta_{k \leftarrow m}(\mathbf{r}, t) = \sum_q \int_0^\infty dE \sigma_{q, k \leftarrow m}(E) \phi(\mathbf{r}, E, t)$ le taux de réaction microscopique, représentant la formation du nucléide k à partir du nucléide m . Il est calculé en sommant les taux de réactions pour chaque réaction q qui permet la formation de l'isotope k à partir de l'isotope m ;
- $\lambda_{k \leftarrow m}$ la constante de décroissance radioactive du nucléide m vers le nucléide k ;
- $\zeta_k(\mathbf{r}, t) = \sum_q \int_0^\infty dE \sigma_{q, k}(E) \phi(\mathbf{r}, E, t)$ le taux de réaction rassemblant l'ensemble des réactions q qui causent la disparition du nucléide k .

On peut donc interpréter physiquement chaque terme du bilan :

- $\sum_{m \neq k} \zeta_{k \leftarrow m}(\mathbf{r}, t) N_m(\mathbf{r}, t)$ la formation du nucléide k par une réaction nucléaire à partir d'un autre nucléide ;
- $\sum_{m \neq k} \lambda_{k \leftarrow m} N_m(\mathbf{r}, t)$ la formation du nucléide k par décroissance radioactive à partir d'un autre nucléide ;
- $-\zeta_k(\mathbf{r}, t) N_k(\mathbf{r}, t)$ la disparition du nucléide k par une réaction nucléaire ;
- $-\lambda_k N_k(\mathbf{r}, t)$ la disparition du nucléide k par décroissance radioactive.

2.2.3 Calcul de cœur : théorie de la diffusion

Le calcul réseau permet d'obtenir des résultats précis. L'équation de la diffusion est généralement résolue avec deux groupes d'énergie, représentant les neutrons rapides (groupe 1) et thermiques (groupe 2), respectivement. Dans ces conditions, le spectre d'émission χ^g est identique pour tous les isotopes fissiles. Il est techniquement possible de résoudre l'équation de transport sur un cœur complet, mais il est généralement préférable de passer à la théorie

de la diffusion sur un cœur complet car la méthode permet un bon compromis puisqu'elle réduit drastiquement le temps de calcul tout en permettant d'obtenir des résultats précis.

On se base sur l'équation de transport dans laquelle on développe la section efficace différentielle de diffusion Σ_s en polynôme de Legendre au premier ordre (c.f. la démarche faite plus loin à l'équation 2.33). On peut alors écrire sur un groupe d'énergie g

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} \phi^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \Sigma_{s,0}^{g \leftarrow g'}(\mathbf{r}) \phi^{g'}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \\ &+ \frac{3}{4\pi} \sum_{g'} \Sigma_{s,1}^{g \leftarrow g'}(\mathbf{r}) \mathcal{J}^{g'}(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\Omega} \\ &+ \frac{\chi^g}{4\pi K_{\text{eff}}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\mathbf{r}) \phi^{g'}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (2.17)$$

où l'on a utilisé la définition du courant neutronique sur le groupe g

$$\mathcal{J}^g(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \boldsymbol{\Omega}. \quad (2.18)$$

On cherche ensuite à se libérer de la dépendance angulaire, on intègre donc l'équation (2.17) sur l'angle solide $\boldsymbol{\Omega}$. On note que le deuxième terme de la partie droite de l'équation est impair en $\boldsymbol{\Omega}$, ce qui fait que le terme disparaît en intégrant. On trouve alors que

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathcal{J}^g(\mathbf{r}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) = \sum_{g'} \Sigma_{s,0}^{g \leftarrow g'} \phi^{g'}(\mathbf{r}) + \frac{\chi^g}{K_{\text{eff}}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\mathbf{r}) \phi^{g'}(\mathbf{r}). \quad (2.19)$$

Pour résoudre l'équation, il est alors nécessaire d'obtenir une expression liant le courant et le flux neutronique. En théorie de la diffusion, la loi de Fick est ce qui retranscrit le fait que les neutrons ont tendance à s'éloigner des régions de haute densité pour rejoindre des régions moins denses. Hébert [2] affirme que cette hypothèse est uniquement valable à l'échelle du réacteur, mais ne serait plus valide sur un assemblage. On l'écrit

$$\mathcal{J}^g(\mathbf{r}) = -D_g(\mathbf{r}) \boldsymbol{\nabla} \phi^g(\mathbf{r}). \quad (2.20)$$

On fait apparaître ici le coefficient de diffusion D_g . Celui-ci est intrinsèquement lié au modèle de fuites du code réseau, et nous verrons comment il est calculé dans la partie suivante dédiée aux modèles de fuites. Notons que ce coefficient peut aussi prendre la forme d'une matrice 3x3, ce qui permet, quand on utilise un modèle de fuites hétérogène, de prendre en compte

que le coefficient de fuites n'est pas nécessairement le même dans toutes les directions. Dans ce cas, si l'on a uniquement une seule valeur pour le coefficient, on peut simplement écrire cette valeur sur la diagonale de la matrice. En l'absence de modèle de fuites dans le code réseau, Bell et Glasstone [12] proposent d'utiliser le coefficient

$$D_g(\mathbf{r}) = \frac{1}{3(\Sigma^g(\mathbf{r}) - \Sigma_{s,1}^g(\mathbf{r}))}. \quad (2.21)$$

Cependant, l'équation (2.21) produit des valeurs imprécises lorsque le nombre de groupes d'énergie est faible.

Finalement, pour obtenir l'équation de la diffusion, qui est l'équation résolue dans les codes de calcul de cœurs complets, il reste à introduire la loi de Fick (2.20) dans l'équation de transport (2.19) pour obtenir

$$-\nabla D_g(\mathbf{r}) \nabla \phi^g(\mathbf{r}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) = \sum_{g'} \Sigma_{s,0}^{g \leftarrow g'} \phi^{g'}(\mathbf{r}) + \frac{\chi^g}{K_{\text{eff}}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\mathbf{r}) \phi^{g'}(\mathbf{r}). \quad (2.22)$$

2.3 Les fuites neutroniques

Le calcul de fuites neutroniques dans le code de réseau, et leur utilisation pour générer des coefficients de diffusion précis, sont le sujet au cœur de ce travail de recherche. Les fuites neutroniques interviennent dans le calcul réseau car on y fait l'hypothèse d'un assemblage en mode fondamental (donc qui se répète à l'infini dans l'espace), quand en réalité un cœur de réacteur nucléaire a une dimension finie. Les fuites permettent lors d'un calcul réseau de se ramener à la criticité du motif étudié en introduisant dans l'équation de transport un terme de fuites supplémentaires.

L'ajustement des fuites permet également de calculer le coefficient de diffusion qui est utilisé pour le calcul de cœur. Dans le cas d'un Réacteur à Eau Pressurisée (REP), l'anisotropie de scattering n'est jamais négligeable, ce qui est dû à la présence de l'hydrogène du modérateur [2]. C'est pourquoi on utilise toujours une approximation du modèle de fuite d'ordre 1 (modèle B_1). Quant aux effets hétérogènes de fuites, ils sont souvent négligeables, sauf dans quelques cas, comme l'étude d'un assemblage MOX entouré d'assemblages UOX, ce qui est justement le sujet de cette étude.

Le but du modèle de fuites est de déterminer un coefficient de diffusion $D_g(B)$ dans chaque groupe d'énergie g du calcul réseau tel que $D_g(B)B^2$ est équivalent à une section macroscopique de fuites d'absorption, où le buckling B^2 est un nombre réel positif, nul ou négatif

introduit dans le modèle de fuites B_n ajusté pour obtenir $K_{\text{eff}} = 1$. En pratique, on garde constante la section macroscopique totale et on réduit (ou augmente) la section macroscopique de scattering dans chaque groupe du calcul de réseau, ce qui a pour effet d'augmenter l'absorption et de simuler les fuites. La condensation de $D_g(B)$ sur deux groupes d'énergie produit des coefficients de diffusion D_g bien plus précis que ceux obtenus par l'équation (2.21). Cette approche de calcul des coefficients de fuites, puis de coefficients de diffusion par condensation de coefficients de fuites, est traditionnelle dans les codes Apollo1 et Apollo2.

2.3.1 Le modèle de fuites B_n

Dans le cadre du calcul réseau, un des problèmes qui se présente est que l'on doit calculer le flux de neutrons, les taux de réaction et de fuites sans connaître l'environnement de notre assemblage. Sans ces informations, le mieux que l'on puisse faire est donc de supposer que l'assemblage se répète à l'infini dans l'espace (hypothèse de mode fondamental) et ajuster les fuites afin de se placer en mode stationnaire (i.e. $K_{\text{eff}} = 1$). Hébert décrit les hypothèses réalisées pour le modèle B_n [2] :

1. Le calcul de flux est réalisé soit en domaine infini, soit en domaine fini avec des conditions de réflexion blanche (donc un albédo qui vaut 1), ou bien avec une condition périodique aux frontières.
2. Le modèle de fuites est introduit pour forcer le fonctionnement stationnaire (i.e. $K_{\text{eff}} = 1$). On se place alors dans l'approximation du mode fondamental et on fait l'hypothèse que le flux peut s'écrire comme le produit d'une distribution macroscopique dépendante uniquement de l'espace, que l'on note $\psi(\mathbf{r})$ et d'un flux microscopique homogène ou périodique $\varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$, hypothèse aussi faite et justifiée par Reuss [13]. Au final on obtient alors l'expression

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (2.23)$$

Plus précisément, la dépendance du flux microscopique $\varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ en espace dépend du choix de modèle de fuites. On détaillera plus loin les modèles de fuites B_1 homogène et hétérogène. Dans le cas du modèle homogène, on suppose ce flux constant dans l'espace, et qui dépend donc uniquement de la direction et de l'énergie du neutron. Dans le cas du modèle hétérogène, on ne fait pas cette simplification et on conserve la dépendance en espace du flux microscopique. On note cependant que dans ce cas, puisque l'on se place en mode fondamental, le flux microscopique $\varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ est périodique dans l'espace.

3. Pour déterminer la fonction $\psi(\mathbf{r})$, on doit s'intéresser au réacteur dans sa globalité. La

distribution macroscopique représente alors la courbure asymptotique du flux qui est valable pour toutes les énergies et directions de neutrons. On peut alors faire l'hypothèse que cette distribution est une propriété du réacteur et solution de l'équation de Legendre

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + B^2 \psi(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.24)$$

Le coefficient de buckling B^2 est alors un nombre réel qui est ajusté pour courber le flux macroscopique et finalement qui permet d'ajuster les fuites afin d'obtenir $K_{\text{eff}} = 1$. On interprète son signe de la manière suivante : si $B^2 > 0$ alors le réacteur est sur-critique, tandis que si $B^2 < 0$ le réacteur est sous-critique.

Hébert [2] rajoute que, puisque l'on ne connaît pas la géométrie complète du réacteur, on considère la solution générale pour le flux macroscopique

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.25)$$

On choisit dans cette expression le vecteur $\mathbf{B}$ tel que $\mathbf{B} \cdot \mathbf{B} = B^2$. La partie exponentielle représente alors la courbure du flux dans le réacteur. On peut alors rentrer le terme ψ_0 dans la définition du flux microscopique et obtenir l'expression du flux avec l'approximation du mode fondamental

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.26)$$

2.3.2 Le modèle de fuites B_1 homogène

Le modèle de fuites B_1 homogène repose sur la résolution de deux équations que l'on se propose de démontrer dans un premier temps.

Démonstration des équations du modèle

Dans le cadre du modèle homogène, on fait l'hypothèse que le flux microscopique ne dépend pas de l'espace, et donc que l'expression du flux dans l'approximation du mode fondamental (équation 2.26) se simplifie pour prendre la forme

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.27)$$

On distingue alors le flux macroscopique $e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}$ du flux microscopique $\varphi(E, \boldsymbol{\Omega})$. On rappelle

que l'on a l'équation de Boltzmann sous forme stationnaire (équation 2.3), en développant le terme source

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma(E) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}') \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \phi(\mathbf{r}, E'). \end{aligned} \quad (2.28)$$

On injecte alors cette expression dans l'équation (2.28) pour obtenir

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} [\varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}] + \Sigma(E) \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}} \\ = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}} \\ + \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

où l'on a utilisé le fait que

$$\phi(\mathbf{r}, E') = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}} = \varphi(E') e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.30)$$

On peut alors développer le gradient

$$\boldsymbol{\nabla} [\varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}] = i\mathbf{B} \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.31)$$

Il est alors possible de simplifier le flux macroscopique $e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}$ de part et d'autre de l'équation pour obtenir la forme simplifiée

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + i\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega}] \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E'). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Puisqu'on se place dans le cadre du modèle B_1 , on développe l'expression de la section efficace Σ_s à l'aide d'un polynôme de Legendre d'ordre 1. Cela revient à considérer une anisotropie de collision linéaire dans le référentiel du laboratoire [2]. On obtient alors, en posant $\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}' = \mu$,

$$\Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') = \frac{1}{2\pi} \Sigma_s(E \leftarrow E', \mu) = \sum_{l=0}^1 \frac{2l+1}{4\pi} \Sigma_{sl}(E \leftarrow E') P_l(\mu). \quad (2.33)$$

On rappelle les premiers polynômes de Legendre : $P_0(\mu) = 1$ et $P_1(\mu) = \mu$ et que le coefficient d'ordre $l \geq 0$ se calcule

$$\Sigma_{sl}(E \leftarrow E') = \int_{-1}^1 d\mu \Sigma_s(E \leftarrow E', \mu) P_l(\mu). \quad (2.34)$$

En injectant l'équation (2.33) dans (2.32), on obtient

$$\begin{aligned} \left[\Sigma(E) + i \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega} \right] \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \left[\int_0^\infty dE' \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') \right. \\ &\quad \left. + \int_0^\infty dE' \frac{3}{4\pi} \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}' \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') \right] \\ &\quad + \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E'). \end{aligned} \quad (2.35)$$

On intègre sur $d^2\Omega'$ en utilisant la définition du courant neutronique

$$\mathcal{J}(E') = \int_{4\pi} d^2\Omega' \boldsymbol{\Omega}' \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') \quad (2.36)$$

pour obtenir

$$\begin{aligned} \left[\Sigma(E) + i \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega} \right] \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) &= \int_0^\infty dE' \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ &\quad + \int_0^\infty dE' \frac{3}{4\pi} \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E') \cdot \boldsymbol{\Omega} \\ &\quad + \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E'). \end{aligned} \quad (2.37)$$

En intégrant sur $d^2\Omega$, on obtient la première équation du modèle de fuites B_1 homogène :

$$\begin{aligned}\Sigma(E)\varphi(E) + i\mathbf{B} \cdot \mathcal{J}(E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ &+ \frac{\chi(E)}{K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E').\end{aligned}\quad (2.38)$$

Pour obtenir la deuxième équation du modèle, on choisit le poids

$$\omega(\mathbf{\Omega}) = \frac{1}{\Sigma(E) + i\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega}} = \frac{\Sigma(E) - i\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2}.\quad (2.39)$$

On reprend alors la même démarche : on multiplie l'équation (2.35) par le poids $\omega(\mathbf{\Omega})$, puis on intègre sur 4π . On trouve alors que

$$\begin{aligned}\varphi(E) &= \int_0^\infty dE' \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E) - i\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2} \\ &+ \int_0^\infty dE' \frac{3}{4\pi} \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E') \cdot \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\mathbf{\Omega} \Sigma(E) - i(\mathbf{\Omega} \otimes \mathbf{\Omega}) \cdot \mathbf{B}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2} \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E) - i\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2}.\end{aligned}\quad (2.40)$$

On remarque alors que des fonctions impaires permettent de simplifier le résultat. En effet, on a

$$\int_{4\pi} d^2\Omega \frac{-i\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2} = 0,\quad (2.41)$$

et

$$\int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\mathbf{\Omega} \Sigma(E)}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\Omega})^2} = \mathbf{0}.\quad (2.42)$$

On peut alors réécrire l'équation (2.40) sous la forme

$$\begin{aligned}
\varphi(E) = & \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E)}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \\
& + \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E') \cdot \frac{3}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{-i(\boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega}) \cdot \mathbf{B}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \\
& + \frac{\chi(E)}{K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E)}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2}.
\end{aligned} \tag{2.43}$$

Pour simplifier les notations, on pose

$$\alpha(B, \Sigma(E)) \Sigma(E) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E)^2}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \text{ et} \tag{2.44}$$

$$\beta(B, \Sigma(E)) \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{(\boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega}) \cdot \mathbf{B}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2}. \tag{2.45}$$

On peut alors montrer que

$$\begin{aligned}
\beta(B, \Sigma(E)) &= \frac{1}{B^2} \left[\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{(\boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega}) \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \right] \\
&= \frac{1}{B^2} \left[\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B})^2}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \right] \\
&= \frac{1}{B^2} \left[\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \left(1 - \frac{\Sigma(E)^2}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \right) \right] \\
&= \frac{1}{B^2} \left[1 - \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \frac{\Sigma(E)^2}{\Sigma(E)^2 + (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega})^2} \right] \\
&= \frac{1}{B^2} \left[1 - \alpha(B, \Sigma(E)) \Sigma(E) \right].
\end{aligned} \tag{2.46}$$

Ce qui nous permet de réécrire (2.43) sous la forme

$$\begin{aligned}
\varphi(E) = & \alpha(B, \Sigma(E)) \left[\int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \right. \\
& + \frac{\chi(E)}{K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') \left. \right] \\
& - 3i\beta(B, \Sigma(E)) B \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E')
\end{aligned} \tag{2.47}$$

où l'on a utilisé la notation :

$$\mathcal{J}(E') = \boldsymbol{\mathcal{J}}(\boldsymbol{E}') \cdot \frac{\boldsymbol{B}}{B}. \quad (2.48)$$

Pour obtenir la deuxième équation du modèle B_1 homogène, on peut finalement injecter l'équation (2.38) dans l'équation (2.47), on obtient alors

$$\begin{aligned} \varphi(E) = \alpha(B, \Sigma(E)) & \left[\Sigma(E) \varphi(E) + iB \mathcal{J}(E) \right] \\ & - 3i\beta(B, \Sigma(E))B \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E') \end{aligned} \quad (2.49)$$

Que l'on peut réécrire :

$$\begin{aligned} iB \mathcal{J}(E) = \varphi(E) & \left[\frac{1}{\alpha(B, \Sigma(E))} - \Sigma(E) \right] \\ & + 3i \frac{\beta(B, \Sigma(E))B}{\alpha(B, \Sigma(E))} \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E'). \end{aligned} \quad (2.50)$$

Or en utilisant la propriété démontrée à l'équation (2.46), on sait que

$$\frac{1}{\alpha} - \Sigma = \frac{1 - \alpha \Sigma}{\alpha} = \frac{B^2 \beta}{\alpha}. \quad (2.51)$$

On peut donc déterminer que

$$\begin{aligned} iB \mathcal{J}(E) = \varphi(E) & B^2 \frac{\beta(B, \Sigma(E))}{\alpha(B, \Sigma(E))} \\ & + 3i \frac{\beta(B, \Sigma(E))B}{\alpha(B, \Sigma(E))} \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \mathcal{J}(E'). \end{aligned} \quad (2.52)$$

On définit alors

$$\gamma(B, \Sigma(E)) = \frac{\alpha(B, \Sigma(E))}{3\Sigma(E)\beta(B, \Sigma(E))}. \quad (2.53)$$

On peut montrer que la fonction γ peut s'écrire avec le développement limité [2]

$$\gamma(B, \Sigma(E)) \cong 1 + \frac{4}{15} \left(\frac{B}{\Sigma}\right)^2 - \frac{12}{175} \left(\frac{B}{\Sigma}\right)^4 + \frac{92}{2625} \left(\frac{B}{\Sigma}\right)^6 + \mathcal{O}\left(\frac{B}{\Sigma}\right)^8. \quad (2.54)$$

Pour finalement arriver à la deuxième équation du modèle B_1 homogène

$$\frac{i\mathcal{J}(E)}{B} = \frac{1}{\Sigma(E)\gamma(B, \Sigma(E))} \left[\frac{1}{3}\varphi(E) + \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \frac{\mathcal{J}(E')}{B} \right]. \quad (2.55)$$

Les deux équations du modèle B_1 homogène

Nous récapitulons ici les deux équations du modèle B_1 homogène :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma(E)\varphi(E) + i\mathbf{B} \cdot \mathcal{J}(E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ \quad + \frac{\chi(E)}{K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{array} \right. \quad (2.56a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{i\mathcal{J}(E)}{B} = \frac{1}{\Sigma(E)\gamma(B, \Sigma(E))} \left[\frac{1}{3}\varphi(E) + \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') \frac{\mathcal{J}(E')}{B} \right] \end{array} \right. \quad (2.56b)$$

C'est ce système de deux équations que l'on résout numériquement en itérant sur le buckling B^2 pour ajuster les fuites et obtenir $K_{\text{eff}} = 1$.

Définition du coefficient de fuites

On définit le coefficient de fuites

$$d(B, E) = \frac{1}{B} \frac{i\mathcal{J}(E)}{\varphi(E)} \quad (2.57)$$

où on a utilisé les simplifications de notations

$$B = |\mathbf{B}| \quad (2.58)$$

et

$$\mathcal{J} = \frac{\mathcal{J} \cdot \mathbf{B}}{B}. \quad (2.59)$$

En utilisant cette notation, on peut réécrire les deux équations du modèle B_1 homogène (2.38) et (2.55) respectivement

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + d(B, E)B^2]\varphi(E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ &+ \frac{\chi(E)}{K_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{aligned} \quad (2.60)$$

et

$$d(B, E) = \frac{1}{3\Sigma(E)\gamma(B, \Sigma(E))} \left[1 + 3 \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1}(E \leftarrow E') d(B, E') \frac{\varphi(E')}{\varphi(E)} \right]. \quad (2.61)$$

On peut alors remarquer que le produit $d(B, E)B^2$ peut être interprété comme une « section efficace macroscopique » de fuites.

De plus, il est important de noter que le développement réalisé dans cette partie reste valable en travaillant dans des groupes d'énergie, en utilisant les valeurs moyennées suivantes [2] :

$$\varphi_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \varphi(E), \quad (2.62)$$

$$D_g = \frac{1}{\varphi_g} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE d(B, E) \varphi(E), \quad (2.63)$$

et

$$\Sigma_g = \frac{1}{\varphi_g} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(E) \varphi(E). \quad (2.64)$$

En utilisant cette notation, on peut alors déterminer un taux de fuites dans un groupe d'énergie g

$$L_g = D_g B^2 \varphi_g. \quad (2.65)$$

Calcul du coefficient de diffusion

On a vu dans la section (2.2.3) abordant la théorie de la diffusion, que l'on introduit la loi de Fick dans l'équation de transport, et qu'on suppose donc l'existence d'un coefficient de diffusion D_g tel que

$$\mathcal{J}^g(\mathbf{r}) = -D_g(\mathbf{r})\nabla\phi^g(\mathbf{r}). \quad (2.66)$$

Or dans l'approximation du mode fondamental et dans le cadre de fuites homogènes, on sait que

$$\phi(\mathbf{r}, E) = \varphi(E)e^{i\mathbf{B}\cdot\mathbf{r}}. \quad (2.67)$$

Il en découle que

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \cdot \boldsymbol{\Omega} = \int_{4\pi} d^2\Omega \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B}\cdot\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\Omega} = \mathcal{J}(E)e^{i\mathbf{B}\cdot\mathbf{r}}. \quad (2.68)$$

En prenant le gradient de l'équation (2.67), on peut écrire que

$$\nabla\phi(E) = i\mathbf{B}\varphi(E)e^{i\mathbf{B}\cdot\mathbf{r}}, \quad (2.69)$$

ce qui permet en repartant de la loi de Fick (2.66) d'obtenir le coefficient de diffusion

$$D(\mathbf{r}, E) = d(\mathbf{B}, E) = \frac{1}{B} \frac{i\mathcal{J}(E)}{\varphi(E)}. \quad (2.70)$$

Le calcul de fuites est réalisé sur le maillage énergétique du calcul de réseau. Ce coefficient de diffusion $D(\mathbf{r}, \mathbf{E})$ peut ensuite être condensé à deux groupes d'énergie pour utilisation en théorie de la diffusion.

Algorithme de calcul du buckling

On présente à la figure 2.2 l'algorithme utilisé dans le code réseau pour la recherche du buckling critique, initialement présenté dans [14]. On résume ici les étapes de cet algorithme. Le but est de trouver les valeurs de 3 inconnues : le buckling B^2 , le flux $\phi_g(B)$ et le coefficient de diffusion $D_g(B)$. On décide donc d'utiliser une méthode itérative sur le buckling qui converge quand $K_{\text{eff}} = 1$.

Le buckling B^2 est initialisé à 0, ce qui nous ramène à un cas sans fuites. On itère dans une première boucle sur la valeur de B^2 jusqu'à obtenir $K_{\text{eff,diffusion}} = 1$, ce qui correspond à la condition de criticité pour un calcul de diffusion. La méthode utilisée pour déterminer la valeur suivante de B^2 est décrite dans [14].

Lorsqu'on a trouvé le buckling critique, on ajoute une section de fuites fictive $LEAK_g = D_g B^2$ à la section totale pour réaliser un calcul sur les données homogènes afin de déterminer la valeur de K_{eff} . Si le K_{eff} est différent de 1, alors on ajoute les fuites à la section totale et on recommence le calcul de transport sur la géométrie hétérogène afin de déterminer un nouveau flux, et réhomogénéiser les sections efficaces à partir de ce nouveau flux. On recommence alors la boucle sur le buckling jusqu'à trouver une convergence de K_{eff} à 1.

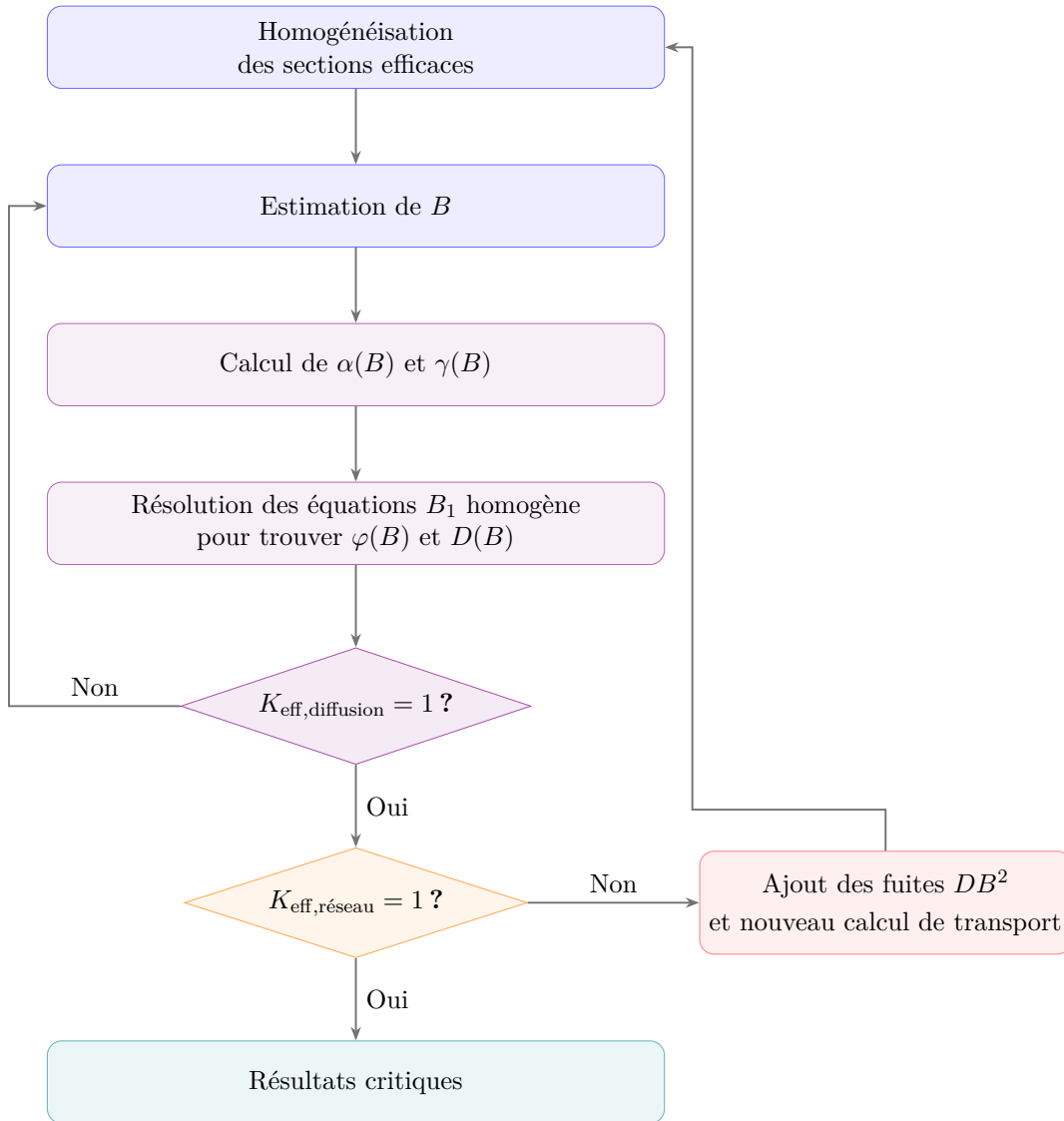


FIGURE 2.2 Algorithme de recherche du buckling critique B^2 dans un modèle de fuites.

2.3.3 Les modèles de fuites hétérogènes

Modèles Ecco et Tibère

Les modèles Ecco et Tibère sont des modèles de fuites hétérogènes. Ils partent de la même hypothèse que le modèle B_1 homogène, l'approximation de mode fondamental, mais ne font plus l'hypothèse que le flux microscopique φ ne dépend pas de l'espace. Le modèle Ecco permet de calculer un buckling B^2 dépendant de l'espace. Le modèle Tibère permet quant à lui d'aller plus loin, en permettant de déterminer un buckling B^2 dépendant à la fois de l'espace et de la direction. Ces modèles sont nécessaires dans la simulation de certains réacteurs rapides [7], mais cependant sont beaucoup plus coûteux à calculer que des fuites homogènes, c'est pourquoi nous ne les étudierons pas dans ce travail.

Pour aller plus loin, le modèle Tibère est présenté et détaillé dans [4] et [7] tandis que le modèle Ecco est présenté dans [2].

Le modèle hétérogène simplifié

On présente ici un modèle hétérogène simplifié, présent dans le code de calcul réseau Dragon5 [11]. Ce modèle est également basé sur la méthode B_1 et a pour objectif de calculer des fuites homogènes par région. C'est à dire que l'on découpe le motif étudié en différentes zones de fuites m et au sein de chacune d'elles, on calcule un coefficient de fuite local $d_{m,g}$. L'idée de ce modèle est tout d'abord de réaliser un calcul de fuites à l'aide du modèle B_1 homogène sur l'ensemble du motif étudié. On obtient alors un buckling B^2 unique pour l'ensemble du motif. Par la suite, à l'aide de l'hypothèse de Todorova [15] et du principe de micro-réversibilité, on arrive à calculer dans chaque zone de fuite un coefficient de fuite local. Si le principe de micro-réversibilité est utilisé, on obtient le modèle *Todorova Outscatter*. S'il n'est pas utilisé, on obtient le modèle *Todorova Inscatter*.

Pour se faire, on reprend alors l'expression du coefficient de diffusion présenté à l'équation 2.61 et on le calcule pour des sections efficaces moyennées sur une zone de fuite m , alors on a

$$d_m(B, E) = \frac{1}{3\Sigma_m(E)\gamma(B, \bar{\Sigma}(E))} \left[1 + 3 \int_0^\infty dE' \Sigma_{s1,m}(E \leftarrow E') d_m(B, E') \frac{\varphi_m(E')}{\varphi_m(E)} \right] \quad (2.71)$$

où $\bar{\Sigma}_g$ est la valeur moyenne de la section macroscopique totale dans le groupe g . La fonction γ est donc supposée uniforme en espace mais variable en énergie. L'équation (2.71) est la définition appelée *Todorova Inscatter* du coefficient de fuites. La notice d'utilisation du code

Dragon5 [11] note également que l'on peut réécrire l'expression du coefficient de fuite local, écrite dans un groupe d'énergie g

$$d_{m,g}(B, E) \langle \Sigma_g \phi_g \rangle_m = \frac{1}{\gamma(B, \bar{\Sigma}_g)} \left[\frac{\langle \phi_g \rangle_m}{3} + \sum_{h=1}^G d_{m,h} \langle \Sigma_{s1,g} \phi_h \rangle_m \right]. \quad (2.72)$$

On garde alors un buckling B^2 unique, mais on peut différentier les coefficients de diffusion dans différentes régions m définies.

Expression du coefficient de fuites Todorova Outscatter

Dans l'équation (2.72), nous obtenons une expression du coefficient de diffusion dans la zone m pour le groupe g en fonction des coefficients de fuite dans la même zone, dépendant de l'ensemble des groupes d'énergie. On cherche alors à simplifier cette expression pour obtenir une écriture directe du coefficient de fuite. On fait alors dans un premier temps l'hypothèse de Todorova, décrite dans [15] et [16]. Avec l'hypothèse que le flux et le courant ont le même spectre pour écrire que

$$\Sigma_{s1,m}(E \leftarrow E') \frac{i\mathcal{J}_m(E')}{B} = \Sigma_{s1,m}(E' \leftarrow E) \frac{i\mathcal{J}_m(E)}{B} \quad (2.73)$$

que l'on peut réécrire sous la forme

$$\Sigma_{s1,m}(E \leftarrow E') d_m(E') \phi_m(E') = \Sigma_{s1,m}(E' \leftarrow E) d_m(E) \phi_m(E). \quad (2.74)$$

La substitution de cette équation dans (2.71) donne

$$d_m(B, E) = \frac{1}{3\Sigma_m(E)\gamma(B, \bar{\Sigma}(E))} [1 + 3\Sigma_{s1,m}(E)d_m(B, E)] \quad (2.75)$$

que l'on peut réécrire

$$d_m(B, E) = \frac{1}{3 \left[\gamma(B, \bar{\Sigma}(E)) \Sigma_m(E) - \Sigma_{s1,m}(E) \right]}, \quad (2.76)$$

ou bien sous forme multigroupe :

$$d_{m,g}(B) = \frac{1}{3 \left[\gamma(B, \bar{\Sigma}_g) \Sigma_{m,g} - \Sigma_{s1,m,g} \right]}. \quad (2.77)$$

L'équation précédente est la définition *Todorova Outscatter* du coefficient de fuite. Sa condensation à deux groupes produit les coefficients de diffusion présentés dans [15] et [16].

On obtient finalement un coefficient de diffusion dans la zone de fuite m en condensant l'équation (2.77) à deux groupes d'énergie.

Notons que si l'on se place dans le cas particulier d'un assemblage homogène avec une seule zone de fuite, on retrouve alors le coefficient de diffusion du modèle B_1 homogène.

2.4 Équivalence transport-diffusion

On notera dans cette partie ϕ le flux calculé par l'équation de transport et ψ le flux calculé par l'équation de diffusion.

L'équivalence est une étape qui intervient à la suite de l'homogénéisation. À la suite de cette étape, on utilise les sections homogénéisées pour calculer le flux de diffusion. Or la diffusion ne pouvant pas retranscrire parfaitement le calcul de transport, même dans le cadre d'un calcul en milieu infini, on obtient dans une macro-région m

$$\phi_m^\infty \neq \psi_m^\infty. \quad (2.78)$$

Et par conséquent, puisque l'on utilise les mêmes sections efficaces, on a

$$\Sigma_m \phi_m^\infty \neq \Sigma_m \psi_m^\infty. \quad (2.79)$$

Le principe de l'équivalence est alors de proposer une méthode pour corriger les sections efficaces afin de conserver les taux de réaction dans le calcul de diffusion dans le cas particulier du milieu infini. On cherche donc pour chaque macro-région d'homogénéisation m à définir un coefficient λ_m tel que

$$\text{en définissant : } \forall m \quad \tilde{\Sigma}_m = \lambda_m \Sigma_m \text{ on obtient : } \Sigma_m \phi_m = \tilde{\Sigma}_m \tilde{\psi}_m \quad (2.80)$$

où $\tilde{\psi}_m$ est le flux de diffusion calculé à partir des sections corrigées $\tilde{\Sigma}_m$.

Notons que si l'on se place dans le cas particulier d'un assemblage homogène, $\lambda_m = 1$ puisque pour un assemblage homogène en milieu infini les équations de transport et de diffusion sont identiques, puisque les courants en bord d'assemblage sont nuls.

Dans le cas général, les λ_m sont définis à une constante multiplicative près, il est donc nécessaire de choisir une méthode de normalisation. La méthode préconisée est d'utiliser

la normalisation de Selengut, puisqu'elle permet d'assurer la continuité du flux en bord d'assemblage (voir la section (2.5) dans laquelle la méthode est décrite de façon plus précise). On définit donc le coefficient d'équivalence normalisé

$$\tilde{\lambda}_m = \alpha \lambda_m \quad \text{où l'on a : } \alpha = \frac{\langle \phi^{g,\infty} \rangle_{\text{lame}}}{\langle \phi^{g,\infty} \rangle_{\text{assemblage}}}. \quad (2.81)$$

Où « lame » fait référence à la lame d'eau entourant l'assemblage : en général, un assemblage constitué de 17×17 crayons est entouré d'une fine lame d'eau le séparant de l'assemblage voisin. On utilise alors le flux dans cette lame d'eau pour normaliser les sections efficaces corrigées, ce qui permet d'assurer la continuité du flux au bord de l'assemblage. Les coefficients d'équivalence sont généralement calculés par une approche numérique de point fixe non accélérée, appelée *itération de Picard*.

2.5 Reconstruction fine de puissance

Lors du calcul réseau, les sections efficaces obtenues sont homogénéisées dans l'espace de façon plus ou moins grossière selon les situations. On présente à la figure 2.3, les 3 types d'homogénéisation les plus courants. De gauche à droite respectivement une homogénéisation homogène, c'est à dire qu'on conserve une seule « pâte » homogène pour tout l'assemblage, un calcul hétérogène (ici 4×4), où l'on modélise l'assemblage en plusieurs « pâtes » homogènes, et enfin l'homogénéisation cellule par cellule, où l'on utilise une « pâte » homogène par cellule, ce qui représente 45 à 289 cellules en fonction des symétries utilisées.

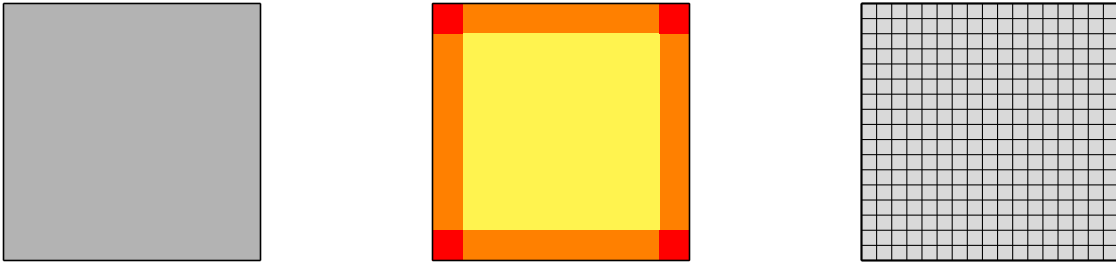


FIGURE 2.3 Différentes homogénéisations réalisées par le calcul réseau [17]

Le calcul de cœur utilise les sections efficaces homogénéisées. Cependant, pour plus de précision dans les résultats, on souhaite reconstruire la puissance générée à l'échelle de chaque cellule, ce qui permet notamment de déterminer le point chaud d'un assemblage. C'est donc ici qu'intervient la procédure de Reconstruction Fine de Puissance, ou RFP. La méthode utilisée dans la chaîne ODYSEE est détaillée dans [17] et [18]. Notons que la RFP n'est pas nécessaire dans le cas où l'on a une homogénéisation cellule par cellule. L'étape d'équivalence reste nécessaire dans le cas d'une homogénéisation hétérogène.

2.5.1 Méthode générale de la RFP homogène

On s'intéresse dans ce mémoire au cas de la RFP lorsqu'on a un assemblage homogène, puisque c'est le cas que nous allons utiliser dans l'ensemble de notre étude.

On notera dans cette partie ϕ le flux calculé par l'équation de transport et ψ le flux calculé par l'équation de diffusion.

Comme mentionné ci-dessus, dans le cas général, il est nécessaire de réaliser un calcul d'équivalence, qui permet de modifier les sections efficaces calculées lors du calcul de transport afin de conserver les taux de réaction lorsqu'on passe au calcul de diffusion. Cela vient du fait que dans le cas général, la diffusion ne permet pas de retrouver le flux de transport. Cependant, dans le cas particulier d'un assemblage homogène en milieu infini, l'équation de diffusion est identique à l'équation de transport, ce qui fait que les flux calculés par les deux méthodes sont identiques, et donc que les taux de réaction sont conservés.

Dans ce cas, on peut montrer que les équations de transport et de diffusion, alors identiques, peuvent s'écrire [19]

$$\Sigma_t^g \psi^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \left[\frac{\chi^g \nu \Sigma_f^{g'}}{K_{\text{eff}}} \psi^{g'}(\mathbf{r}) + \Sigma_{s0}^{g \leftarrow g'} \psi^{g'}(\mathbf{r}) \right]. \quad (2.82)$$

Il est important de remarquer dans cette équation que si le couple $[\Sigma^g, \psi^g]$ est solution, alors le couple $[\frac{\Sigma^g}{\alpha^g}, \alpha^g \psi^g]$ est également solution de l'équation. On utilise alors ce degré de liberté afin d'assurer la continuité du flux au bord de l'assemblage en définissant α^g comme étant le facteur de Selengut défini par

$$\alpha^g = \frac{\langle \phi^{g,\infty} \rangle_{\text{lame}}}{\langle \psi^{g,\infty} \rangle_{\text{lame}}}. \quad (2.83)$$

Où :

- $\phi^{g,\infty}$ est le flux de transport calculé en milieu infini dans le groupe d'énergie g ;
- $\psi^{g,\infty}$ est le flux de diffusion calculé en milieu infini dans le groupe d'énergie g .

Cette définition du coefficient de Selengut α est telle que le taux de réaction reconstruit dans la lame d'eau soit égal à celui du calcul de référence. On l'utilise pour normaliser les sections efficaces lors du calcul de diffusion : $\tilde{\psi}_c^g(\frac{\Sigma^g}{\alpha^g})$.

On peut alors calculer le taux de réaction (et donc la puissance) dans le groupe g et dans chaque crayon c

$$\tau_c^{g,hom} = \Sigma_c^{g,t} \tilde{\varphi}_c^{g,\infty} \tilde{\psi}_c^g \quad (2.84)$$

avec :

- $\Sigma_c^{g,t}$ la section efficace obtenue dans l'équation de transport sur le crayon c ;
- $\tilde{\varphi}_c^{g,\infty} = \frac{\langle \phi^{g,\infty} \rangle_c}{\langle \psi^{g,\infty} \rangle_c}$ le flux de structure fine normalisé par le flux moyen sur la lame d'eau ;
- $\tilde{\psi}_c^g$ est le flux de diffusion calculé à partir des sections efficaces normalisées ($\tilde{\Sigma}^{g,d} = \frac{\Sigma^{g,t}}{\alpha^g}$) projeté sur le crayon c .

On précise ici qu'on utilise l'expression suivante pour projeter une valeur définie dans l'espace sur un crayon :

$$\langle \phi^{g,\infty} \rangle_c = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} dV \phi^{g,\infty}(\mathbf{r}). \quad (2.85)$$

La méthode généralisée pour la reconstruction fine de puissance (qui permet donc de la réaliser sur des assemblages homogènes par domaines) est décrite dans [17].

2.5.2 Méthode pour la RFP en milieu environné

On présente ici la méthode de RFP pour un assemblage calculé avec un environnement développée à EDF et présentée dans [19].

Le fait de calculer un assemblage avec un environnement introduit des hétérogénéités et fait qu'on ne se trouve plus dans l'hypothèse du milieu infini. Le flux de diffusion que l'on obtient est alors « courbé » puisque le courant neutronique à son interface est non nul. C'est ce que représente la figure 2.4.

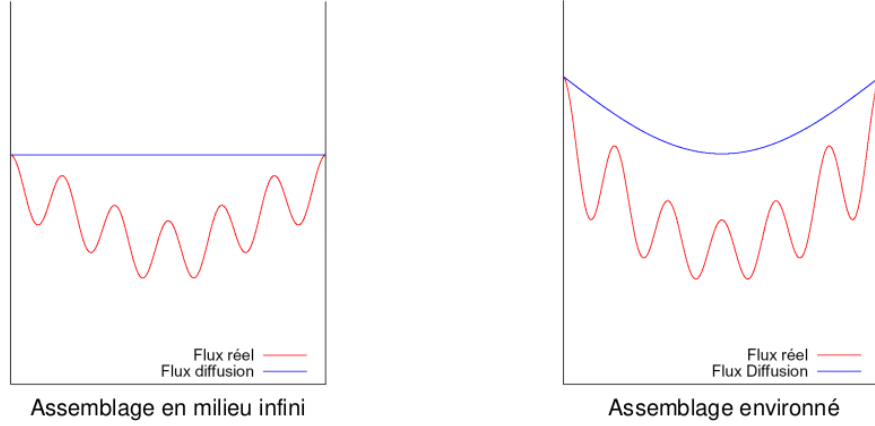


FIGURE 2.4 Impact de l'environnement sur le calcul de flux [19]

L'objectif est alors de calculer correctement le facteur de forme

$$\tilde{\varphi}^{g,\text{env}}(\mathbf{r}) = \frac{\phi_{g,\text{env}}^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}{\tilde{\psi}^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}. \quad (2.86)$$

Cependant, dans ce cas l'équation (2.82) n'est plus vérifiée, les équations de transport et de diffusion ne sont plus équivalentes et donc, il n'est plus vrai que si le couple $[\Sigma^g, \psi^g]$ est solution, alors le couple $[\frac{\Sigma^g}{\alpha^g}, \alpha^g \psi^g]$ est également solution de l'équation. La solution proposée est alors une méthode de normalisation itérative qui permet de tendre vers la normalisation Selengut-Lame d'eau utilisée pour les assemblages calculés en milieu infini et d'assurer « un bon raccordement » des flux de diffusion corrigés par le facteur de normalisation à l'interface entre l'assemblage environné et les assemblages non environnés.

Pour ce faire, on réalise un nouveau calcul de diffusion sur le même motif avec environnement que pour le calcul de transport. En divisant le flux de transport environné $\phi_{g,\text{env}}(\mathbf{r})$ par le flux de diffusion environné $\psi^{g,\text{env}}(\mathbf{r})$, on obtient alors une nouvelle expression pour la structure fine du flux :

$$\varphi^{g,\text{env}}(\mathbf{r}) = \frac{\phi_{g,\text{env}}(\mathbf{r})}{\psi^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}. \quad (2.87)$$

L'équation (2.82) n'étant plus vérifiée, on commence tout de même par faire l'hypothèse que l'on peut écrire

$$\tilde{\varphi}^{g,\text{env}}(\mathbf{r}) = \frac{\phi_{g,\text{env}}^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}{\tilde{\psi}^{g,\text{env}}(\mathbf{r})} = \frac{\phi_{g,\text{env}}^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}{\alpha^{g,\text{env}} \psi^{g,\text{env}}(\mathbf{r})}. \quad (2.88)$$

On voudrait poser

$$\alpha^{g,\text{env}} = \left\langle \frac{\phi^{g,\text{env}}}{\psi^{g,\text{env}}} \right\rangle_{\text{lame}}, \quad (2.89)$$

cependant, à cause des contraintes liées aux données stockées dans les bibliothèques multi-paramétrées après le calcul réseau dans les codes de calcul d'EDF, il n'est pas possible de calculer cette expression aisément. C'est pourquoi il a été plutôt choisi de poser l'expression pour le coefficient de Selengut en milieu environné

$$\alpha^{g,\text{env}} = \frac{\langle \phi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}}{\langle \psi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}}. \quad (2.90)$$

On peut donc introduire l'expression de $\alpha^{g,\text{env}}$ dans l'expression de la structure fine posée dans l'équation (2.88) et projeter l'expression sur chaque crayon pour obtenir

$$\tilde{\varphi}^{g,\text{env}} = \frac{\phi_c^{g,\text{env}}}{\langle \phi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}} / \frac{\psi_c^{g,\text{env}}}{\langle \psi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}}. \quad (2.91)$$

On peut alors définir une méthode de calcul itérative pour calculer le coefficient de Selengut. On pose d'abord

$$\alpha_{(0)}^{g,\text{env}} = \frac{\langle \phi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}}{\langle \psi^{g,\text{env}}(\Sigma^g) \rangle_{\text{lame}}}, \quad (2.92)$$

puis on définit par récurrence

$$\alpha_{(n+1)}^{g,\text{env}} = \frac{\langle \phi^{g,\text{env}} \rangle_{\text{lame}}}{\left\langle \frac{1}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}} \tilde{\psi}^{g,\text{env}} \left(\frac{\Sigma^g}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}} \right) \right\rangle_{\text{lame}}}. \quad (2.93)$$

On calcule alors plusieurs itérations pour que le rapport $\alpha_{(n+1)}^{g,\text{env}}/\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}$ tende vers 1. Le principe de la méthode est alors de calculer à chaque itération le flux de diffusion à partir des sections efficaces corrigées par le facteur de Selengut de l'étape précédente. On s'arrête lorsque l'on vérifie le critère de convergence

$$\left| \frac{\alpha_{(n+1)}^{g,\text{env}} - \alpha_{(n)}^{g,\text{env}}}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}} \right| < \epsilon. \quad (2.94)$$

Si la convergence est atteinte à l'itération N, on peut alors calculer le facteur de forme pour chaque crayon

$$\tilde{\varphi}_c^{g,\text{env}} = \frac{\phi_c^{g,\text{env}}}{\frac{1}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}} \tilde{\psi}_c^{g,\text{env}}\left(\frac{\Sigma^g}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}}\right)}, \quad (2.95)$$

ce qui permet de calculer le taux de réaction

$$\tau_c^g = \Sigma_c^{g,t} \frac{1}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}} \tilde{\psi}_c^{g,\text{env}}\left(\frac{\Sigma^g}{\alpha_{(n)}^{g,\text{env}}}\right) \tilde{\varphi}_c^{g,\text{env}}, \quad (2.96)$$

ce qui, si on réintroduit l'expression de $\tilde{\varphi}_c^{g,\text{env}}$, nous permet de retrouver le taux de réaction calculé à partir du flux de transport

$$\tau_c^g = \Sigma_c^{g,t} \phi_c^{g,\text{env}}. \quad (2.97)$$

Cette procédure écrite en 2011 a dû être remise à jour. Elle a été appliquée à un cluster de 3x3 assemblages identiques avec application des fuites homogènes sur chaque assemblage et a permis de retrouver une structure fine et des coefficients de Selengut identiques à la procédure milieu infini.

CHAPITRE 3 DÉMARCHE DE PRISE EN COMPTE DE L'ENVIRONNEMENT

3.1 Objectif

L'apport du modèle B1 hétérogène simplifié a été testé sur deux configurations différentes :

1. un cluster UOX barré avec des barres B4C environné d'assemblages UOX 2.0% neufs ;
2. un cluster constitué d'un assemblage MOX environné d'assemblages UOX 2.0% neufs.

Le principe de la démarche présentée dans ce chapitre est d'abord de calculer l'assemblage UOX-B4C ou MOX en environnement dans Dragon pour former une bibliothèque de données neutroniques. On utilise alors cette bibliothèque dans un calcul de diffusion Cocagne sur un motif de 3x3 assemblages cohérent avec l'environnement choisi pour le calcul Dragon. On calcule d'abord une normalisation ainsi qu'une structure fine de reconstruction de puissance environnée pour l'assemblage central avant de calculer la nappe de puissance produite sur ce motif de 3x3 assemblages, que l'on appellera un cluster.

On calculera ensuite différentes configurations clusters avec ces assemblages. Ceci permettra d'évaluer la précision apportée par cette méthodologie lorsque l'on place l'assemblage ainsi calculé dans des environnements variés. Nous rappelons ici les caractéristiques principales des assemblages sur lesquels nous avons appliqué notre méthodologie. Ces assemblages, issus du benchmark KAIST, sont décrits plus précisément dans [20] et leurs caractéristiques principales sont résumées à la section 4.1. On définit nos cas de référence comme suit :

- assemblage MOX neuf (burnup de 0 GWj/t) avec des zones d'enrichissement en plutonium : 8.7% dans la zone centrale, 7.0% dans la zone intermédiaire et 4.3% dans la zone périphérique ;
- assemblage UOX enrichi en U235 à 2.0% neuf avec 25 barres B4C (de densité 1.84 g/cm^3) insérées.

Pour le calcul en environnement dans Dragon et de la RFP environnée, nous utilisons des assemblages UOX 2.0% neufs. Nous vérifierons alors à l'aide d'un calcul de diffusion que les résultats obtenus en se replaçant dans ces mêmes conditions sont justes. Par la suite, nous testerons la sensibilité de la méthode à des environnements variés. Pour ce faire, nous utiliserons des environnements constitués des assemblages suivants :

- assemblage UOX 2.0% à un burnup de 10 GWj/t ;
- assemblage UOX 2.0% à un burnup de 20 GWj/t ;
- assemblage UOX 1.5% neuf ;
- assemblage UOX 3.3% neuf.

On calculera également ces motifs en utilisant :

- des assemblages MOX ou UOX-B4C calculés sans environnement pour évaluer l'apport de la prise en compte d'un environnement ;
- des assemblages MOX ou UOX-B4C calculés sans environnement pour les données de bibliothèques neutroniques mais avec une structure fine de puissance environnée pour évaluer l'impact du calcul de la RFP environnée effectuée sur un assemblage calculé sans environnement ;
- des assemblages MOX ou UOX-B4C calculés dans Dragon en environnement mais avec un coefficient de diffusion calculé sur un assemblage milieu infini Carabas pour évaluer l'impact du modèle de fuites hétérogène simplifié.

3.2 Démarche de référence

On appellera « procédure classique », le calcul d'une bibliothèque neutronique sur un assemblage avec des conditions de symétrie aux bords de l'assemblage. On en rappelle ici les principales étapes :

1. un calcul de l'assemblage en milieu infini dans Carabas, ce qui fournit une bibliothèque au format APEX que l'on transforme en bibliothèque DKLIB¹ ;
2. puis un calcul de la reconstruction fine de puissance « classique », décrite à la section 2.5.1, permet de calculer les facteurs de reconstruction du flux ou de la puissance ;
3. puis enfin un calcul du coefficient de normalisation des sections « Selengut lame d'eau ».

Cette procédure est simple, rapide à calculer et permet d'obtenir des résultats convenables lors des calculs de diffusion.

Cependant, pour les assemblages au comportement neutronique très différents d'un assemblage UOX non barré (comme un assemblage MOX, un assemblage UOX avec des barres grises ou noires, ou des assemblages empoisonés au gadolinium), le fait d'être calculé en milieu infini peut introduire une erreur. En effet, une fois placés dans un cœur, ces assemblages

1. Les bibliothèques sont des fichiers informatiques au standard HDF5 contenant des sections efficaces à peu de groupes et multiparamétrées pour utilisation dans une simulation de cœur entier. APEX est un format spécifique au code APOLLO2 alors que DKLIB est le format d'entrée du code Cocagne.

subissent un environnement neutronique radicalement différent de l'environnement dans lequel ils ont été calculés (en l'occurrence, puisqu'ils sont calculés en milieu infini, tout se passe comme s'ils étaient calculés dans un pavage où ces assemblages se répètent à l'infini dans tout l'espace). C'est pourquoi on cherche à proposer une démarche qui a pour objectif d'améliorer les résultats pour ce type d'assemblage en ajoutant une prise en compte d'un environnement similaire à celui qu'ils peuvent rencontrer lors d'un calcul de cœur.

3.3 Démarche proposée

Dans cette section, on présente en détail la démarche utilisée pour prendre en compte l'effet de l'environnement à partir d'un calcul en environnement dans Dragon. Une étape de validation du module a été réalisée en début d'étude, ses résultats sont présentés en Annexe A. Nous y avons montré que l'utilisation du modèle de fuites hétérogène simplifié donne les mêmes résultats que le modèle de fuites B1 homogène dans le cas d'un environnement identique à l'assemblage central.

3.3.1 Calcul environné dans Dragon

La première étape de la démarche est de créer une bibliothèque au format APEX dans Dragon.

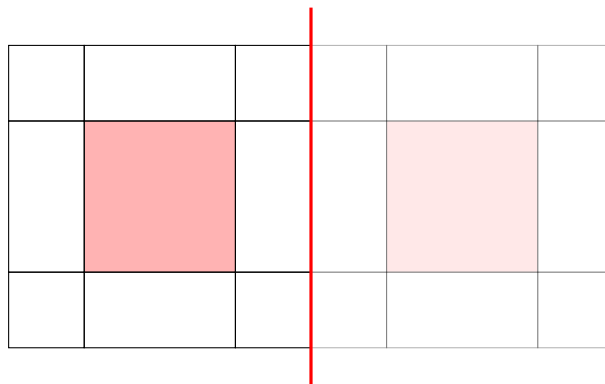
Pour ce faire, on commence par modéliser la géométrie que l'on étudie dans Dragon et l'on y définit le cas que l'on cherche à étudier (MOX ou UOX barré). Nous avons ici utilisé les calculs environnés disponibles dans Dragon à savoir un assemblage central entouré de demi-assemblages. Il y serait possible de réaliser le calcul sur un cluster complet, mais cela augmenterait considérablement le temps de calcul puisque la géométrie étudiée serait plus complexe. Ceci permet de garder un temps de calcul relativement court tout en permettant de prendre en compte correctement les effets de l'environnement sur l'assemblage central. En effet, le libre parcours moyen d'un neutron dans un réacteur étant de l'ordre de quelques cm, la prise en compte d'un demi assemblage, permet de correctement prendre en compte l'effet spectral dû à l'environnement.

On nomme ce motif d'assemblage environné dans Dragon un cluster « réduit », par opposition à un cluster « complet » qui prendrait en compte un environnement composé d'assemblages complets. Les calculs cluster Cocagne seront réalisés sur des clusters complets.

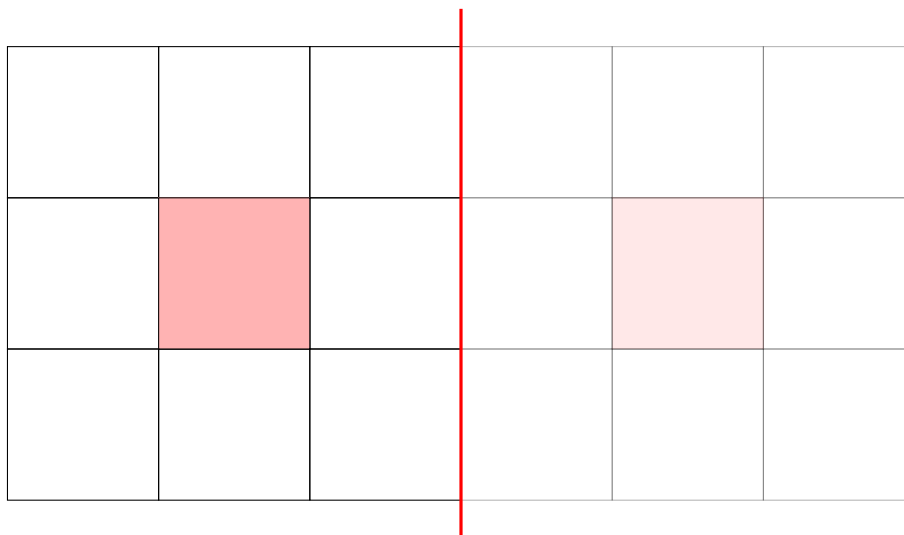
On représente sur la figure 3.1 les deux clusters en question. La ligne rouge indique la frontière sur laquelle la condition de symétrie est appliquée. On y représente en rouge l'assemblage

central et en blanc les assemblages environnants. Dans le cas du cluster réduit, puisque la condition de symétrie est appliquée sur les demi-assemblages, on observe notamment que chaque assemblage rouge est séparé du suivant par un assemblage blanc uniquement, tandis que dans le cas du cluster complet, on a 2 assemblages blancs entre chaque assemblage rouge.

Dans notre étude, le calcul Dragon a été réalisé pour un seul point de fonctionnement correspondant à une irradiation, concentration en bore, densité du modérateur, température du modérateur et température du combustible fixées. On obtient sur ce point une bibliothèque de données neutroniques au format APEX pour notre assemblage environné.



(a) Cluster réduit



(b) Cluster complet

FIGURE 3.1 Représentation des clusters réduit et complet

3.3.2 Formation de la bibliothèque pour le calcul Cocagne

Cocagne ne prend cependant pas en entrée une bibliothèque au format APEX, mais au format DKLIB. Il est donc nécessaire de convertir notre bibliothèque APEX en bibliothèque DKLIB. Un script du code Carabas permet de faire la conversion automatiquement. Cependant les APEX Dragon ne sont pas identiques aux APEX fournies par Carabas, qui contiennent notamment de nombreuses données technologiques nécessaires à la conversion au format DKLIB.

Les données technologiques de l'assemblage central du motif Dragon étant identiques à celle de l'assemblage central du motif Carabas, nous avons donc développé une procédure simple qui permet de copier les données d'intérêt calculées par Dragon vers une APEX Carabas « tampon ». Cette APEX « tampon » est à chaque fois calculée dans un cas identique au cas Dragon étudié. De plus, Dragon n'est pas en mesure de fournir une bibliothèque APEX unique contenant les 3 types d'homogénéisation qui nous sont utiles (homogène, *4x4* ou crayon par crayon). Par conséquent, à partir du calcul cluster Dragon, on forme 3 APEX différentes contenant chacune une des 3 homogénéisations citées.

Afin de former une bibliothèque au format DKLIB, on réalise donc les étapes suivantes :

1. Calcul du cas Dragon et formation des APEX Dragon pour l'assemblage central ;
2. Calcul d'un cas identique dans Carabas et formation d'une APEX « tampon » ;
3. Copie des données d'intérêt des APEX Dragon vers la bibliothèque « tampon » ;
4. Transformation de l'APEX « tampon », contenant les données Dragon, vers le format DKLIB.

Les grandeurs d'intérêt calculées par Dragon que l'on copie dans l'APEX Carabas sont :

- Toutes les sections efficaces, microscopiques et macroscopiques ;
- K_{inf} et K_{eff} ;
- B^2 et LEAK ;
- Coefficients de Selengut (qui pour rappel vaut $\alpha_g = \frac{\langle \phi^g \rangle_{\text{lame}}}{\langle \phi^g \rangle_{\text{assemblage}}}$).

Cette procédure nous permet donc de former une bibliothèque DKLIB Dragon, qu'il reste donc à enrichir à l'aide de la procédure de RFP environnée pour pouvoir l'utiliser dans un calcul Cocagne.

3.3.3 Enrichissement de la bibliothèque

La procédure de RFP environnée présentée en section 2.5.2 nous permet de calculer une RFP parfaite sur l'assemblage central du cluster. Lors d'un calcul de cœur, notre assemblage d'intérêt sera placé au milieu d'assemblages calculés en milieu infini. On applique la RFP sur un cluster en plaçant au centre notre assemblage Dragon que l'on entoure d'assemblages calculés avec Carabas en milieu infini, identiques à ceux utilisés lors du calcul Dragon environné. En l'occurrence, on place donc notre assemblage Dragon au milieu d'assemblages UOX 2.0% neufs calculés en milieu infini.

Dans notre cas d'étude, nous avons uniquement appliqué les procédures de RFP pour des assemblages homogènes, mais il serait possible d'adapter la démarche pour des assemblages homogénéisés en 4×4 .

Notons que l'étape de reconstruction fine de puissance peut viser à reconstruire le flux ou la puissance.

3.3.4 Validation de la bibliothèque environnée obtenue

On utilise la bibliothèque obtenue pour calculer le motif de l'étape 3.3.3 avec Cocagne, ce qui nous permet d'obtenir une nappe de puissance reconstruite. On compare alors cette nappe obtenue lors du calcul de diffusion à une nappe obtenue par un calcul de référence. Ce calcul de référence est un calcul réseau sur le cluster complet réalisé dans Carabas.

CHAPITRE 4 PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

4.1 Démarche expérimentale

On présente ici la démarche expérimentale suivie au cours de ce projet ainsi que le détail des motifs étudiés.

4.1.1 Démarche suivie

Dans un premier temps, nous avons aligné complètement les maillages de calcul utilisés pour résoudre l'équation de transport dans Dragon et Carabas, en particulier les sectorisations des différentes cellules. Pour des raisons de confidentialité, il n'est pas possible d'en présenter les résultats. Cette étude n'ayant pas pu démontrer de rapprochement des résultats par un affinage de la géométrie native de Carabas, nous avons pour tout le reste de l'étude conservé le maillage de calcul par défaut de Carabas.

Dans un second temps, dans la section 4.2, nous comparerons le calcul réseau d'assemblages en milieu infini entre Carabas et Dragon. L'objectif de cette partie est de s'assurer de la cohérence des résultats entre les deux codes de calculs réseau. En effet, puisque l'objectif est à terme d'introduire une bibliothèque calculée en environnement avec Dragon dans un calcul cluster avec des bibliothèques Carabas, il est tout d'abord nécessaire de mesurer les différences obtenues pour des assemblages identiques entre les deux codes de calcul.

Ensuite, dans la section 4.3, nous étudions l'impact dans Dragon de passer d'un assemblage en milieu infini à un assemblage placé dans un cluster. Nous comparons deux calculs cluster réduits, le premier où l'on utilisera le modèle de fuites B1 homogène, le second en utilisant le modèle de fuites hétérogène simplifié de Dragon à un calcul réalisé en milieu infini.

Enfin, nous appliquons la démarche proposée et détaillée en section 3.3. Dans la section 4.4, nous validons d'abord la procédure de RFP environnée en utilisant les bibliothèques formées dans un calcul Cocagne sur le même cluster que celui utilisé lors de la procédure de RFP environnée. Dans la section 4.5, nous étudions la sensibilité de ces bibliothèques à des environnements différents de l'environnement utilisé pour le calcul de la RFP.

4.1.2 Assemblages étudiés

Tous les assemblages que nous étudions au cours de ce projet sont issus du benchmark KAIST [20], dont nous résumons les principales conditions de fonctionnement dans le tableau 4.1 et les principales dimensions au tableau 4.2. Nous utiliserons dans toute cette étude la bibliothèque de données JEFF 3.1.1-512.

Notons également que dans les conditions KAIST classiques, aucune lame d'eau n'est présente entre les assemblages. Puisque nous avons besoin de définir une lame d'eau afin de pouvoir définir un coefficient de Selengut lame d'eau pour la normalisation des sections efficaces. Nous avons ajouté une lame d'eau de 0.01cm en bordure d'assemblage, ce qui reste une lame d'eau très fine.

TABLEAU 4.1 Conditions de fonctionnement Kaist

Pression (bar)	155.1
Température Combustible (K)	900
Densité Modérateur (-)	0.72950

TABLEAU 4.2 Grandeurs principales d'un assemblage du benchmark Kaist

Longueur assemblage sans lame d'eau (cm)	21.42
Épaisseur lame d'eau (cm)	0.01
Rayon combustible (cm)	0.4095
Rayon extérieur gaine combustible (cm)	0.475
Épaisseur gaine combustible (cm)	0.057
Rayon extérieur tube guide (cm)	0.612
Épaisseur tube guide (cm)	0.0405

Notons que la concentration du modérateur en bore variera en fonction des cas. Nous précisons alors cette concentration au cas par cas.

On présente à la figure 4.1 un assemblage UOX. Les cellules combustibles y sont toutes de mêmes dimensions. Dans le cas d'un assemblage UOX 2.0%, chacune des cellules combustible contient des pastilles d'UOX enrichi à 2.0% d'U235. Si aucune barre n'est insérée, les tubes guides contiennent uniquement du modérateur. Dans les cas où les barres sont baissées, les tubes guides sont alors remplis de B4C. Le tube instrumentation est identique à un tube guide non barré dans tous les cas. Par la suite, nous noterons UOX-B4C l'assemblage UOX à 2.0% avec les barres B4C insérées.

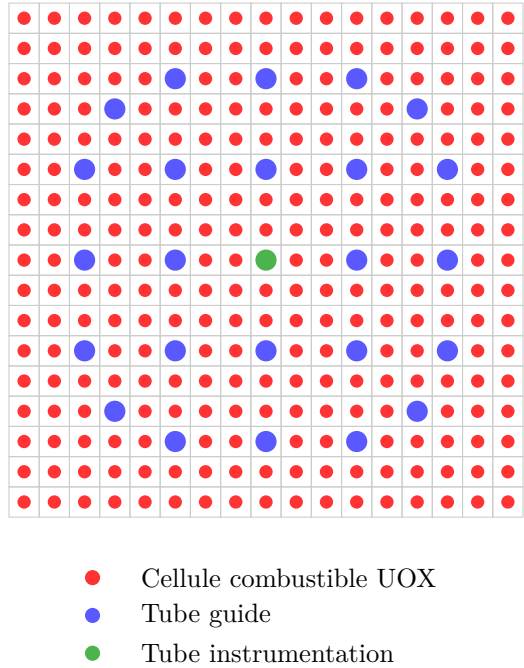


FIGURE 4.1 Assemblage 17x17 avec combustible UOX (benchmark KAIST).

On présente à la figure 4.2 un assemblage MOX issu du benchmark Kaist [20]. Les cellules combustibles d’un assemblage MOX sont réparties en 3 zones de 3 concentrations en plutonium « total » différentes, que l’on résume au tableau 4.3. La composition isotopique du plutonium dit « total » est présentée au tableau 4.4. Les tubes guides et le tube instrumentation sont identiques au cas UOX. Nous n’étudierons pas ici d’assemblage MOX barré.

TABLEAU 4.3 Enrichissement en Pu des cellules combustible MOX

	Fraction massique de Pu « total » (%)	Enrichissement en U235 (%)
MOX central	8.4	0.225
MOX intermédiaire	7.0	0.225
MOX périphérique	4.3	0.225

TABLEAU 4.4 Composition isotopique du Pu « total »

Isotopes présents	Pu238	Pu239	Pu240	Pu241	Pu242	Am241
Fraction massique (%)	1.83	57.93	22.50	11.06	5.60	1.08

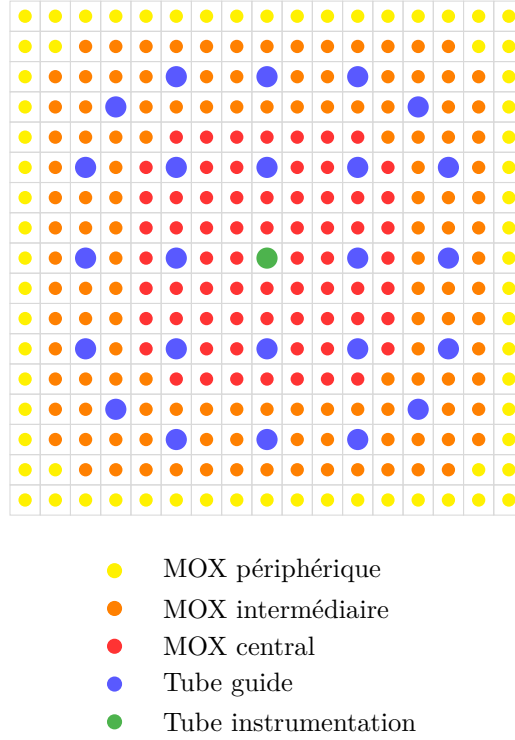


FIGURE 4.2 Assemblage 17×17 avec combustible MOX trizoné (benchmark KAIST).

On peut ici noter que l'assemblage MOX du benchmark Kaist présente une interface avec les autres assemblages particulièrement difficile à calculer, notamment du fait du changement en enrichissement en plutonium localisée sur une seule rangée de crayons, représentés en jaune sur la figure 4.2.

4.2 Comparaison d'assemblages en milieu infini

Le calcul de réseau Dragon repose sur un calcul MOC à 295 groupes d'énergie ainsi que sur une méthode de sous-groupe pour l'auto-protection (méthode Universal Self-Shielding ou USS [11]). Le calcul de réseau Carabas usuel repose sur un calcul à deux niveaux décrits dans [3] et une auto-protection dite Livolant Jean-Pierre.

L'objectif de cette partie est de s'assurer de la cohérence entre les résultats obtenus pour un même assemblage entre les codes de calcul réseau Dragon et Carabas. Le calcul Dragon étant réalisé à un seul niveau, on calcule également dans cette partie les assemblages avec Carabas Odesign, le schéma de calcul à un niveau de Carabas. Cependant les bibliothèques produites

par Odesign ne peuvent pas être utilisées pour former des bibliothèques au format utilisé par Cocagne. On gardera donc par la suite le schéma de calcul Carabas « standard » à 2 niveaux. On étudie dans cette section les assemblages suivants :

1. Pour le cluster UOX-B4C :

- un assemblage UOX 2.0% neuf barré avec 25 barres B4C à 800 ppm de bore ;
- un assemblage UOX 2.0% neuf à 800 ppm de bore.

2. Pour le cluster MOX :

- un assemblage MOX trizoné neuf à 1800 ppm de bore ;
- un assemblage UOX 2.0% neuf à 1800 ppm de bore.

Nous comparerons leur réactivité, B2, LEAK, sections efficaces totales et coefficients de diffusion. Nous analyserons également les écarts relatifs sur leurs taux de fissions monogroupes crayon par crayon avec la formule suivante :

$$\text{Écart}_i = 100 \cdot \frac{\tau_{\text{fiss},i,\text{Dragon}} - \tau_{\text{fiss},i,\text{Carabas}}}{\tau_{\text{fiss},i,\text{Carabas}}} \quad (4.1)$$

La RMS est calculée de la façon suivante (avec $n_{\text{cellules}} = 289$, le nombre de cellules composant un assemblage) :

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{cellules}}} \sum_{i \in \text{Assemblage}} \text{Écart}_i^2} \quad (4.2)$$

L'écart de réactivité est calculé :

$$\Delta K_{\text{inf}} = K_{\text{inf},\text{Carabas}} - K_{\text{inf},\text{Dragon}} \quad (4.3)$$

4.2.1 Assemblages pour le cluster UOX-B4C

On présente au tableau 4.6 les écarts entre le calcul réseau Dragon et Carabas sur un assemblage Kaist UOX 2.0% neuf à 800 ppm de bore. On y présente les valeurs obtenues dans Dragon, Carabas « standard » (que l'on note « std. ») et Carabas Odesign. On calcule également les écarts relatifs entre les deux calculs Carabas et le calcul Dragon. Dans le tableau 4.5, on présente les mêmes données pour un assemblage Kaist UOX-B4C neuf à 800 ppm de bore.

TABLEAU 4.5 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX-B4C milieu infini à 800 ppm de bore

	Dragon	Carabas Std	Écart Std (%)	Carabas Odesign	Écart Odesign (%)
K_{inf} (-)	0.67430	0.67728	0.44	0.67706	0.41
B^2 (cm ⁻²)	-6.2811e-3	-6.5637e-3	4.50	-6.2256e-3	-0.88
LEAK ₁ (cm ²)	-9.0206e-3	-9.4238e-3	4.47	-8.9228e-3	-1.08
LEAK ₂ (cm ²)	-2.5700e-3	-2.6843e-3	4.45	-2.5492e-3	-0.81
$\Sigma_{\text{total},1}$ (cm ²)	0.54080	0.54045	-0.06	0.54006	-0.14
$\Sigma_{\text{total},2}$ (cm ²)	1.3054	1.3030	-0.18	1.3032	-0.17
D_1 (cm)	1.4362	1.4357	-0.03	1.4332	-0.20
D_2 (cm)	0.40916	0.40896	-0.05	0.40948	0.08

TABLEAU 4.6 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX milieu infini à 800 ppm de bore

	Dragon	Carabas Std	Écart Std (%)	Carabas Odesign	Écart Odesign (%)
K_{inf} (-)	1.09809	1.09961	0.14	1.09973	0.15
B^2 (cm ⁻²)	1.7385e-3	1.7841e-3	2.62	1.7659e-3	1.58
LEAK ₁ (cm ²)	2.3880e-3	2.4441e-3	2.35	2.4220e-3	1.43
LEAK ₂ (cm ²)	6.8842e-4	7.0771e-4	2.80	7.0014e-4	1.70
$\Sigma_{\text{total},1}$ (cm ²)	0.54641	0.54569	-0.13	0.5457	-0.13
$\Sigma_{\text{total},2}$ (cm ²)	1.3426	1.3402	-0.18	1.3403	-0.18
D_1 (cm)	1.3736	1.37	-0.27	1.3715	-0.15
D_2 (cm)	0.39599	0.39668	0.17	0.39647	0.12

Pour le K_{inf} , on a les écarts par rapport à Dragon suivants :

- Pour l'assemblage UOX-B4C : 298 pcm pour Carabas standard et 276 pour Carabas Odesign ;
- Pour l'assemblage UOX : 152 pcm pour Carabas standard et 164 pour Carabas Odesign.

On peut également observer des écarts relatifs importants sur les calculs des fuites et du B2. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela :

- **Les modules d'autoprotection** : la méthode d'autoprotection utilisée dans Carabas n'existant pas dans Dragon, le calcul est réalisé avec des méthodes d'autoprotection différentes qui peuvent alors engendrer des différences dans les résultats obtenus ;
- **Le nombre de groupes d'énergie** : Carabas effectue un calcul à 281 groupes d'énergie tandis que Dragon, dans son fonctionnement de base, travaille à 295 groupes. Cette différence peut alors engendrer lors de la condensation des sections des différences dans les résultats finaux obtenus.

Avec le schéma Carabas Odesign, on réduit l'écart sur les fuites calculées entre Dragon et

Carabas. Cependant, on peut remarquer que le calcul de la réactivité ou des coefficients de diffusion n'en est pas nécessairement amélioré, notamment dans le cas de l'assemblage UOX-B4C.

On compare à la figure 4.3 les taux de fission crayon par crayon pour les assemblages UOX-B4C et UOX à 800 ppm de bore. On compare ici les assemblages Dragon et Carabas standard.

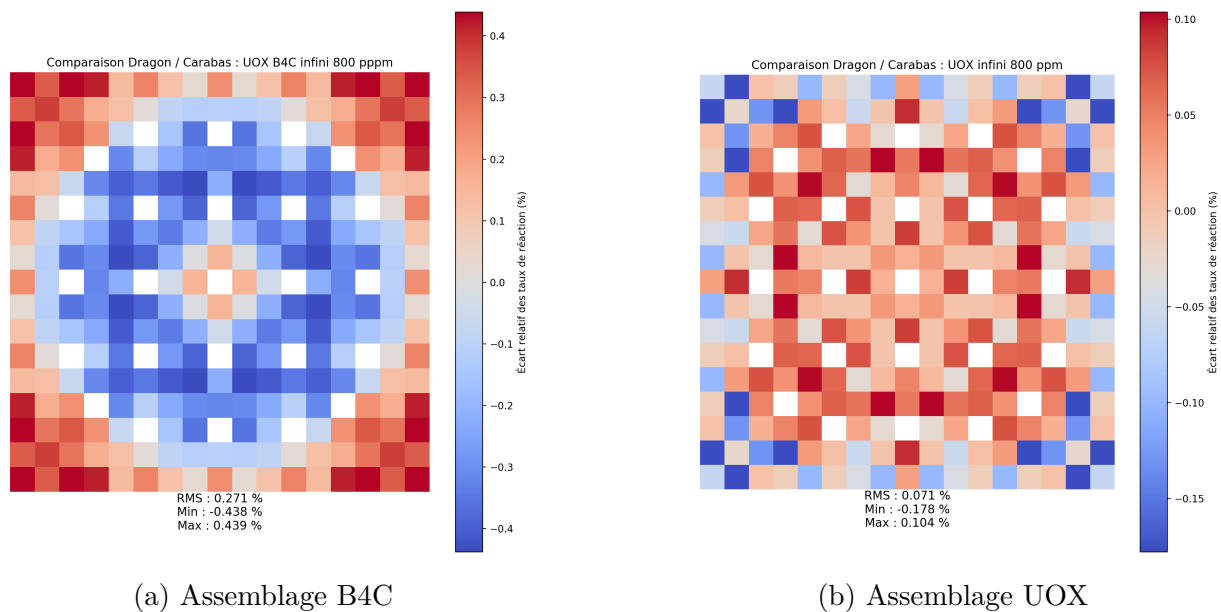


FIGURE 4.3 Écart relatif (%) des taux de fission entre Carabas standard et Dragon : assemblages du cluster UOX-B4C

Pour l'UOX, on obtient une RMS de 0.071% et des extrema d'écarts relatifs restant faibles (ici ils sont inférieurs en valeur absolue à 0.2%), les résultats obtenus y sont tout à fait cohérents. Pour le B4C, la RMS et les extrema d'écarts relatifs sont plus élevés : 0.271% pour la RMS et des extrema inférieurs à 0.5%. Les géométries calculées étant cohérentes entre elles, ces différences sont sûrement liées à la différence des modules d'auto-protection utilisés dans les deux codes réseau.

4.2.2 Assemblages pour le cluster MOX

On présente au tableau 4.7 les écarts entre le calcul réseau Dragon et Carabas sur un assemblage Kaist MOX trizoné neuf à 1800 ppm de bore. Dans le tableau 4.8, on présente les mêmes données pour un assemblage Kaist UOX 2.0% neuf à 1800 ppm de bore.

TABLEAU 4.7 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage MOX milieu infini à 1800 ppm de bore

	Dragon	Carabas Std	Écart Std (%)	Carabas Odesign	Écart Odesign (%)
K_{inf} (-)	1.12300	1.12661	0.32	1.12702	0.36
B^2 (cm ⁻²)	2.3413e-3	2.4307e-3	3.82	2.4163e-3	3.20
LEAK ₁ (cm ²)	3.2823e-3	3.3985e-3	3.54	3.3822e-3	3.04
LEAK ₂ (cm ²)	8.7961e-4	9.1224e-4	3.71	9.0652e-4	3.06
$\Sigma_{\text{total},1}$ (cm ²)	0.54046	0.53972	-0.14	0.53972	-0.14
$\Sigma_{\text{total},2}$ (cm ²)	1.55	1.5474	-0.16	1.5474	-0.16
D_1 (cm)	1.4019	1.3982	-0.26	1.3997	-0.15
D_2 (cm)	0.37568	0.37529	-0.10	0.37516	-0.14

TABLEAU 4.8 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un assemblage UOX milieu infini à 1800 ppm de bore

	Dragon	Carabas Std	Écart Std (%)	Carabas Odesign	Écart Odesign (%)
K_{inf} (-)	0.97200	0.97305	0.11	0.97310	0.11
B^2 (cm ⁻²)	-5.1188e-4	-4.7068e-4	-8.05	-4.9159e-4	-3.96
LEAK ₁ (cm ²)	-7.0933e-4	-6.5047e-4	-8.30	-6.8019e-4	-4.11
LEAK ₂ (cm ²)	-2.0465e-4	-1.8847e-4	-7.91	-1.9675e-4	-3.86
$\Sigma_{\text{total},1}$ (cm ²)	0.54979	0.5491	-0.13	0.54911	-0.12
$\Sigma_{\text{total},2}$ (cm ²)	1.341	1.3385	-0.19	1.3385	-0.18
D_1 (cm)	1.3857	1.382	-0.27	1.3837	-0.15
D_2 (cm)	0.39981	0.40041	0.15	0.40023	0.11

Pour le K_{inf} , on a les écarts par rapport à Dragon suivants :

- Pour l'assemblage MOX : 331 pcm pour Carabas standard et 402 pour Carabas Odesign ;
- Pour l'assemblage UOX : 105 pcm pour Carabas standard et 110 pour Carabas Odesign.

Les remarques à faire pour les données des assemblages du cluster MOX sont les mêmes que pour le cluster UOX-B4C.

On compare à la figure 4.4 les taux de fission crayon par crayon pour les assemblages MOX et UOX à 1800 ppm de bore. On compare ici les assemblages Dragon et Carabas standard.

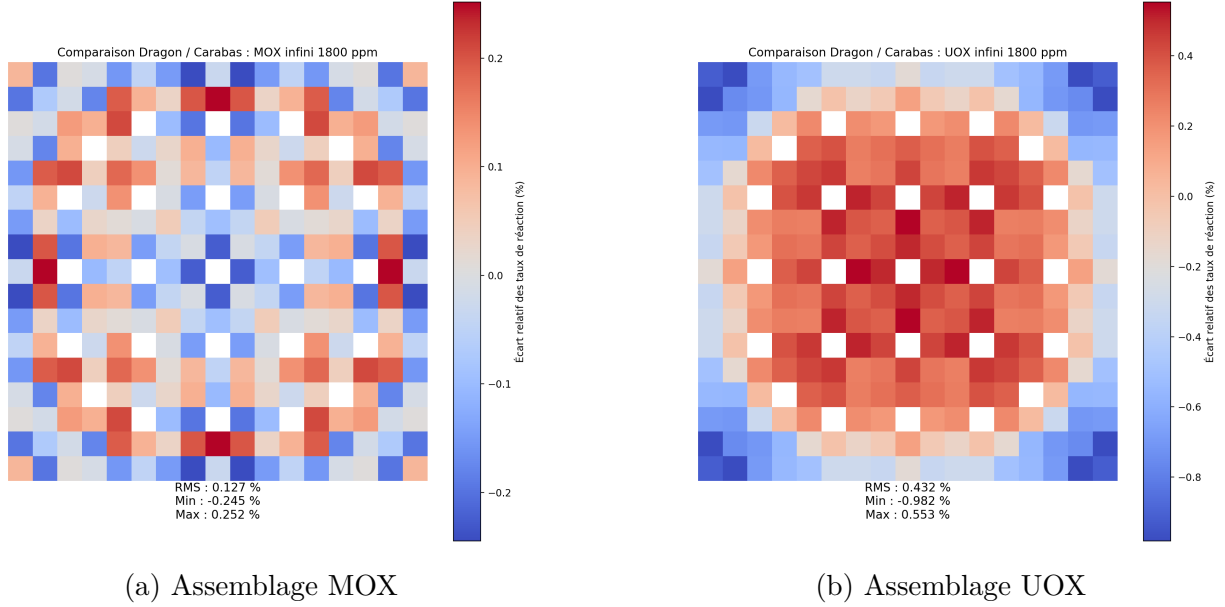


FIGURE 4.4 Écart relatif (%) des taux de fission entre Carabas standard et Dragon : assemblages du cluster MOX

Pour le MOX, on obtient une RMS de 0.127% et des extrema d'écarts relatifs inférieurs à 0.3%, les résultats obtenus y sont tout à fait cohérents.

Pour l'UOX, la RMS et les extrema d'écarts relatifs sont plus élevés, et le cas est dégradé par rapport au cas à 800 ppm de bore, malgré le faible écart de K_{inf} .

On peut ajouter que ces écarts varient selon les cas. En étudiant un assemblage MOX Kaist à 800 ppm de bore, l'écart de K_{inf} entre Dragon et Carabas standard est de 36 pcm seulement.

4.2.3 Conclusion sur les comparaisons d'assemblages milieu infini

Nous avons montré dans cette partie que les calculs d'assemblages milieu infini Dragon et Carabas sont cohérents entre eux. Quelques différences subsistent, notamment liées à l'utilisation de modèles d'auto-protection différents.

L'utilisation dans Carabas d'un schéma à 1 niveau similaire à Dragon permet de diminuer les écarts obtenus entre les deux calculs. Cependant, les bibliothèques issues de ce calcul n'étant pas actuellement compatibles pour être converties au format DKLIB utilisé par Cocagne, nous continuerons d'utiliser par la suite le schéma Carabas standard.

4.3 Comparaison d'assemblages Dragon en milieu infini et en environnement

Dans cette partie, on cherche à mesurer l'impact de passer d'un calcul d'assemblage en milieu infini à un calcul d'assemblage environné. Les résultats présentés dans cette section sont des valeurs issues de calculs Dragon. On se propose d'étudier deux clusters différents :

- cluster UOX-B4C environné d'UOX à 800 ppm de bore.
- cluster MOX environné d'UOX à 1800 ppm de bore ;

4.3.1 Cluster UOX-B4C environnement UOX

Le tableau 4.9 permet de comparer un assemblage UOX-B4C Dragon dans 3 configurations différentes :

1. un assemblage UOX-B4C calculé en milieu infini ;
2. un assemblage UOX-B4C placé dans un cluster réduit, environné d'UOX 2.0% avec le modèle de fuites B1 homogène ;
3. un assemblage UOX-B4C placé dans un cluster réduit, environné d'UOX 2.0% avec le modèle de fuites B1 hétérogène simplifié.

TABLEAU 4.9 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un cluster UOX barré B4C environné d'UOX

	Assemblage infini	Assemblage environné B1 homogène	Assemblage environné B1 hétérogène simplifié
B^2 (cm ⁻²)	-6.28127×10^{-3}	1.19524×10^{-4}	1.31281×10^{-4}
K_{inf} (-)	0.674253	1.0066	1.0072
LEAK_1 (cm ²)	-9.02014×10^{-3}	1.64841×10^{-4}	1.80028×10^{-4}
LEAK_2 (cm ²)	-2.57045×10^{-3}	4.86599×10^{-5}	5.29146×10^{-5}
$\Sigma_{\text{total},1}$ (cm ²)	0.54075	0.539701	0.540416
$\Sigma_{\text{total},2}$ (cm ²)	1.30512	1.30821	1.31461
D_1 (cm)	1.43604	1.37915	1.37133
D_2 (cm)	0.409225	0.407115	0.403065

- Pour le B2 : on observe une différence forte entre le cas milieu infini et les cas cluster, ce qui est une différence liée au changement de motif étudié. On remarque toutefois que la valeur de B2 varie entre le cas homogène et le cas hétérogène simplifié. Cette variation arrive lors des itérations dans le calcul réseau, on a un rééquilibrage des fuites qui mène à converger vers une valeur de B2 légèrement différente.
- Pour le K_{inf} : on observe que le calcul sur motif cluster nous permet de nous rapprocher de la criticité, et donc des conditions réelles de fonctionnement du réacteur.

- Pour les LEAK : les valeurs obtenues sont plus faibles dans le cas du motif cluster, ce qui est cohérent puisqu'on s'est rapproché de la criticité.
- Pour les Σ_{total} : les valeurs obtenues sont très proches dans les 3 cas. On remarque toutefois une différence plus importante entre le cas milieu infini et les calculs cluster. Ceci est dû à un spectre différent dans les calculs cluster qui affecte les valeurs obtenues à l'issue de la condensation des sections.
- Pour les coefficients de diffusion : on observe que les valeurs trouvées sont plus affectées par le passage du calcul milieu infini au calcul cluster dans le groupe rapide. Pour rappel, on a $D_g = \frac{LEAK_g}{B^2}$.

4.3.2 Cluster MOX environnement UOX

Le tableau 4.10 permet de comparer un assemblage MOX Dragon à 1800 ppm de bore dans les 3 mêmes configurations que pour l'UOX-B4C.

TABLEAU 4.10 Comparaison de grandeurs d'intérêt pour un cluster MOX environné d'UOX

	Assemblage infini	Assemblage environné B1 homogène	Assemblage environné B1 hétérogène simplifié
B^2 (cm ⁻²)	2.07809×10^{-3}	4.01898×10^{-5}	4.02144×10^{-5}
K_{inf} (-)	1.11131	1.00217	1.00217
$LEAK_1$ (cm ²)	2.93901×10^{-3}	5.72362×10^{-5}	5.72200×10^{-5}
$LEAK_2$ (cm ²)	7.92392×10^{-4}	1.72477×10^{-5}	1.45426×10^{-5}
$\Sigma_{total,1}$ (cm ²)	0.534415	0.540183	0.540181
$\Sigma_{total,2}$ (cm ²)	1.5283	1.5566	1.5566
D_1 (cm)	1.41428	1.42415	1.42287
D_2 (cm)	0.381307	0.429158	0.361626

Les remarques à faire pour le MOX sont très similaires au cas UOX-B4C. On peut toutefois noter une différence : pour les sections totales et les coefficients de diffusion, on obtient dans le cas d'un assemblage MOX une différence plus marquée dans le groupe thermique en passant d'un assemblage milieu infini au calcul cluster. Plus particulièrement, pour D_1 on remarque que la valeur calculée varie fortement en changeant de modèle de fuites en configuration cluster.

4.3.3 Conclusion de la comparaison

Cette étude a permis d'évaluer l'impact sur les données neutroniques calculées dans Dragon entre un calcul en milieu infini et un assemblage environné. Les sections efficaces obtenues dans le cadre d'un calcul en milieu infini et d'un calcul cluster sont proches, mais varient légèrement. Cette variation provient du fait que lors de la condensation, les sections sont pondérées par le flux. Or le flux d'un assemblage environné est courbé du fait de la présence de l'environnement. C'est cette variation spatiale et spectrale du flux qui cause une homogénéisation / condensation différente des sections à deux groupes.

4.4 Validation de la procédure de calcul environné

Dans cette partie, nous cherchons appliquer le calcul de RFP environnée aux assemblages MOX et UOX-B4C issues d'un calcul Dragon présenté respectivement aux sections 4.3.2 et 4.3.1

Choix de la concentration en bore

Le choix de la concentration en bore, qui est un poison neutronique, nous permet de nous approcher de la criticité du motif étudié. Cependant, puisque nous utilisons deux motifs distincts (cluster réduit pour le calcul Dragon et complet pour le reste des procédures), nous ne pouvons pas être critique dans les deux cas. Il faut donc faire un choix : être critique sur cluster réduit ou bien être critique sur cluster complet. Pour le cluster UOX-B4C, nous avons les configurations suivantes :

- 1500 ppm : permet d'être critique sur le cluster complet ;
- 800 ppm : permet d'être critique sur le cluster réduit.

Pour le cluster MOX, nous avons les configurations suivantes :

- 1800 ppm : permet d'être critique sur le cluster complet ;
- 2043 ppm : permet d'être critique sur le cluster réduit.

Nous avons étudié les résultats dans les deux configurations et n'avons pas pu montrer de différence majeure dans les résultats obtenus.

Dans cette partie, nous avons fait le choix de présenter les résultats à 800 ppm (ce qui correspond aux conditions Kaist classiques) pour le cluster UOX-B4C et à 1800 ppm pour le cluster MOX. Les résultats pour le cluster UOX-B4C à 1500 ppm et MOX à 2043 ppm seront présentés en Annexe B.

4.4.1 Validation de la procédure sur un cluster UOX-B4C environné d'UOX

Le calcul de RFP environnée est effectué pour l'assemblage UOX-B4C sur un cluster de 3x3 assemblages avec un assemblage UOX-B4C au centre et des UOX 2.0% autour avec une concentration en bore de 800 ppm.

Nous présentons à la figure 4.5 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas. Nous avons ici normalisé la puissance par la puissance moyenne du cluster.

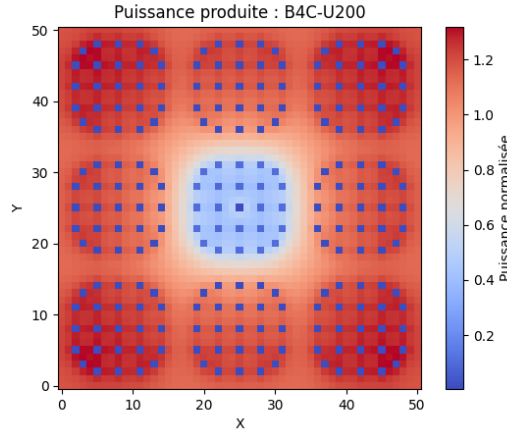


FIGURE 4.5 Puissance produite calculée dans le calcul de référence Carabas sur cluster UOX-B4C

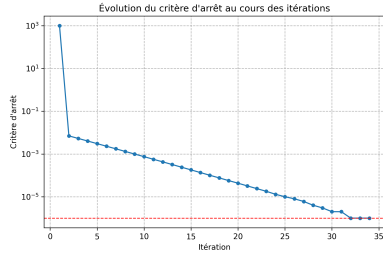
Nous présentons dans cette section et dans la section 4.5 des écarts de réactivité entre le calcul de diffusion et le calcul de référence. Cependant, pour les bibliothèques Dragon, on a vu dans la section 4.2 qu'on obtient entre Carabas et Dragon des écarts de réactivité importants. Ainsi, on pourra ici analyser des tendances, mais il faut faire attention à une potentielle compensation d'erreurs. Pour obtenir une meilleure analyse du calcul de la réactivité, il serait plus pertinent de comparer des calculs de diffusion et de référence issus du même schéma de calcul (Carabas ou Dragon) pour éviter les écarts liés au passage d'un code à l'autre.

Application de la procédure à un assemblage B4C Carabas

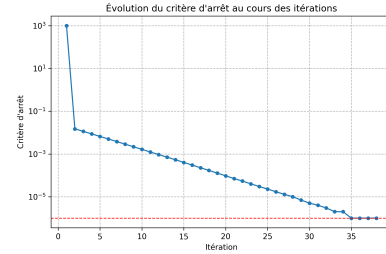
La RFP environnée repose sur un calcul itératif du coefficient de normalisation de l'assemblage central. En effet, contrairement au cas d'un assemblage infini, celui-ci ne peut pas être calculé en un seul calcul à l'issue du calcul de la RFP. Le processus itératif de calcul de la normalisation de Selengut lame d'eau est décrite au paragraphe 2.5.2.

Nous avons appliqué la procédure RFP environnée à la bibliothèque UOX-B4C Dragon provenant du calcul de cluster réduit mais également à une bibliothèque UOX-B4C Carabas provenant d'un calcul réseau de l'assemblage en milieu infini.

La figure 4.6 montre l'évolution du critère de convergence, défini à l'équation (2.94) pour chacun des deux assemblages. Notons que nous avons choisi ici d'utiliser une valeur de $\epsilon = 1 \cdot 10^{-6}$, que l'on représente sur le graphe par une ligne rouge en pointillés.



(a) Cas de la bibliothèque Carabas

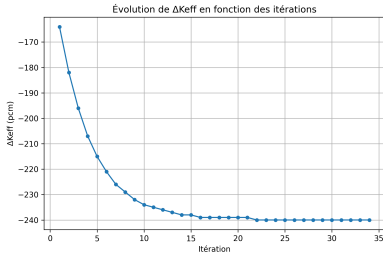


(b) Cas de la bibliothèque Dragon

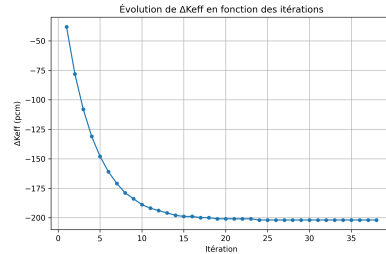
FIGURE 4.6 Evolution du critère de convergence en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon

Le critère de convergence diminue très fortement à la première itération puis suit une vitesse de convergence constante. L'évolution du critère de convergence est quasi identique entre les deux bibliothèques.

On représente sur la figure 4.7, l'évolution de $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff,Cocagne}} - K_{\text{eff,Référence}}$ en fonction des itérations.



(a) Cas de la bibliothèque Carabas



(b) Cas de la bibliothèque Dragon

FIGURE 4.7 Evolution de ΔK_{eff} en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon

La normalisation Selengut lame d'eau vise à assurer un flux de diffusion le plus continu possible à l'interface avec les autres assemblages Carabas qui possèdent également la même normalisation. La figure 4.7 montre que cette normalisation ne permet pas d'améliorer le calcul du K_{eff} du motif. À la convergence, l'erreur sur la réactivité du motif est inférieure pour l'assemblage Dragon (de l'ordre de -200 pcm) à celle pour l'assemblage Carabas (-240 pcm).

Enfin, sur la figure 4.8, on trace l'évolution des deux coefficients de Selengut (pour les deux groupes d'énergie) au fil des itérations.

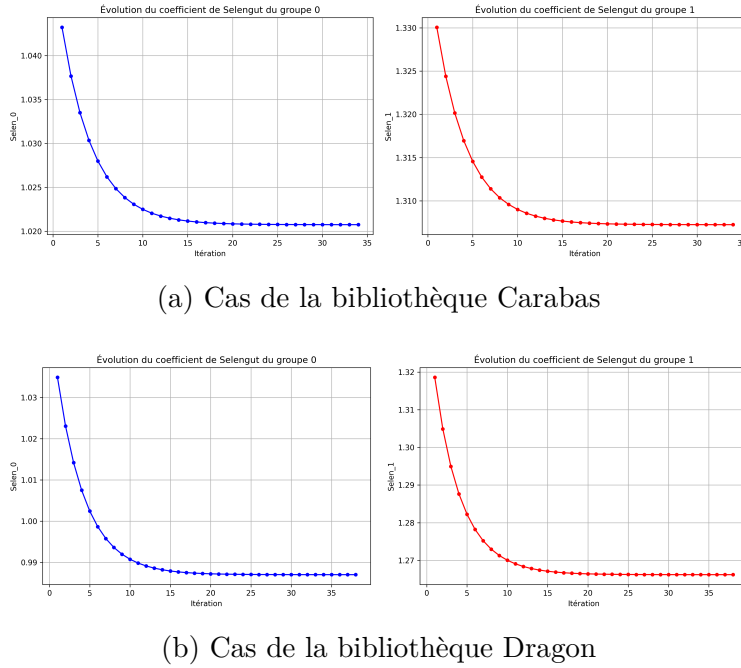


FIGURE 4.8 Evolution des coefficients de Selengut en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques Carabas et Dragon

La convergence des valeurs des coefficients de Selengut est similaire entre Carabas milieu infini et Dragon environné. En revanche les valeurs des Selengut obtenues à convergence sont différentes comme le montre le tableau 4.11.

On résume les valeurs initiales et finales du K_{eff} et des facteurs de Selengut lame d'eau dans le tableau 4.11. $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff,ref}} - K_{\text{eff,Cocagne}}$ est calculé par rapport à la réactivité du cluster de référence qui vaut $K_{\text{eff,ref}} = 1.06550$.

TABLEAU 4.11 Évolution de valeurs suite à l'application de la RFP environnée pour les assemblages UOX-B4C Carabas et Dragon

	Carabas		Dragon	
	Initial	Final	Initial	Final
K_{eff}	1.06386	1.06310	1.06512	1.06348
ΔK_{eff} (pcm)	-164	-240	-42	-216
Selengut ₀	1.0432	1.0208	1.0349	0.9870
Selengut ₁	1.3300	1.3073	1.3186	1.2662

On remarque que l'application d'une normalisation de Selengut lame d'eau dégrade le K_{eff} du motif calculé par le calcul de diffusion homogène.

Utilisation de la bibliothèque produite dans un calcul de diffusion Cocagne

Une fois la bibliothèque formée, l'objectif est de l'utiliser dans un calcul de diffusion Cocagne sur un motif cluster identique à celui utilisé pour la procédure de RFP environnée.

Afin de valider le fonctionnement de la procédure de RFP environnée et de mesurer son impact sur les résultats obtenus, nous nous proposons de réaliser ce calcul de diffusion sur 4 bibliothèques :

- (a) une bibliothèque Carabas avec procédure de RFP environnée
- (b) une bibliothèque Carabas avec procédure de RFP classique
- (c) une bibliothèque Dragon avec procédure de RFP environnée
- (d) une bibliothèque Dragon avec coefficient de diffusion de la bibliothèque Carabas milieu infini

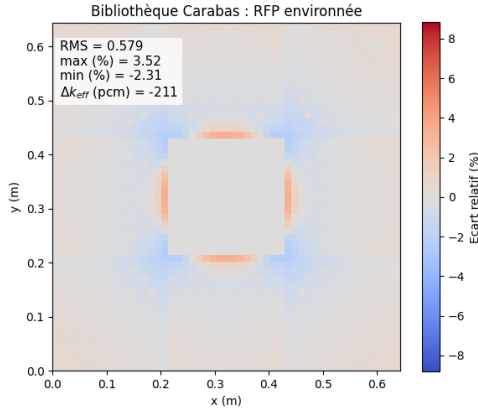
La bibliothèque (d) a pour effet de venir décorrélérer l'impact du passage à Dragon. En effet, entre les cas Carabas avec procédure environnée (a) et Dragon (c) nous avons passé deux modifications du modèle à la fois :

1. Passage de Carabas à Dragon ;
2. Changement de modèle de fuites : passage du B1 homogène au B1 hétérogène simplifié.

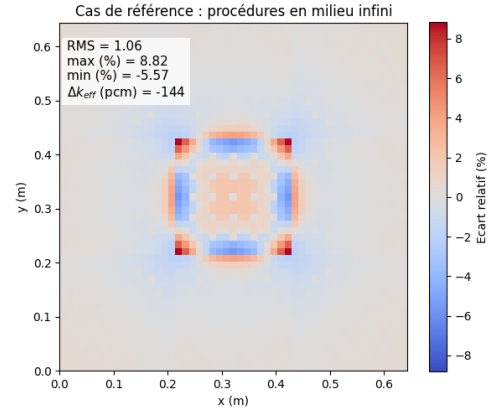
La bibliothèque (d) nous permettra donc de différencier l'impact de l'utilisation des sections efficaces Dragon calculées en environnement et de l'utilisation de fuites calculées avec le modèle B1 hétérogène simplifié.

On présente sur la figure 4.9 les résultats issus de 4 calculs Cocagne comparés au calcul cluster Carabas de référence. On y trace l'écart relatif de la puissance reconstruite du calcul de diffusion et de la puissance produite calculée lors du calcul cluster de référence. Nous y ajoutons également la RMS, les minima et maxima d'écarts relatif sur le motif cluster ainsi que $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff,Cocagne}} - K_{\text{eff,Référence}}$.

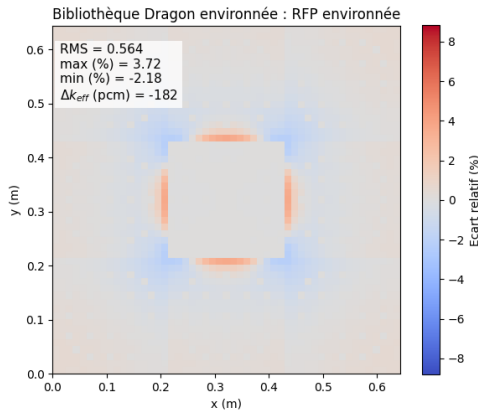
Notons que nous présentons ici les résultats normalisés par la puissance des assemblages. Nous avons également étudié la normalisation par la puissance du cluster, et nous présentons les résultats obtenus en Annexe E.



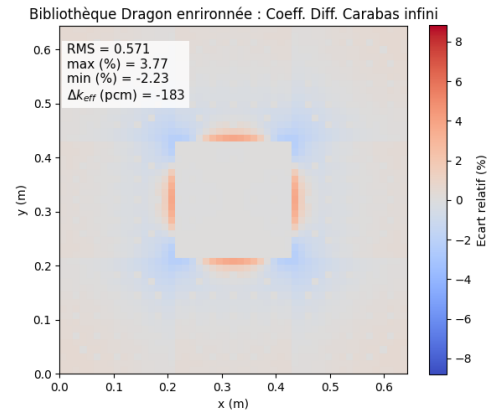
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque avec : sections Dragon env. et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.9 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf

Analyse du cas environnement U200 neuf

Dans un premier temps, on se propose d'analyser les résultats de la procédure de RFP environnée. On observe pour les deux assemblages que la procédure dégrade la valeur de la réactivité par rapport à celle du cluster de référence. Cependant, on note que même si le calcul du K_{eff} est dégradé, le calcul de la puissance produite est quant à lui amélioré.

En effet, la RMS passe de 1.06% pour la procédure de référence, à 0.579% pour la procédure environnée sur une bibliothèque Carabas et 0.564% pour la bibliothèque Dragon environnée. De la même manière, les extrema sont réduits environ d'un facteur 2 entre la procédure de référence et les deux cas en procédure environnée.

On peut observer ici que la procédure de RFP environnée permet d'obtenir une puissance reconstruite parfaite sur l'assemblage central, ce qui est un résultat attendu. En effet, cela découle du principe même de la procédure de RFP environnée en puissance, qui est de faire coïncider parfaitement la puissance produite en itérant sur les facteurs de Selengut.

Ensuite, en observant les figures (b) et (c), on note que le calcul avec la bibliothèque Dragon permet d'améliorer les résultats légèrement. En effet, on obtient une RMS plus faible passant de 0.579% à 0.564%. Le calcul de la réactivité est également amélioré puisqu'on se rapproche d'une trentaine de pcm de la valeur attendue par le calcul de référence. On note cependant que pour la bibliothèque Dragon, les extrema d'écarts relatifs sont plus importants que pour la bibliothèque Carabas.

Enfin, sur les figures (c) et (d), on peut mesurer l'impact de l'utilisation du modèle de fuites hétérogène simplifié sur ce cas. Les résultats sont légèrement meilleurs avec les fuites Dragon sur tous les points. Cependant, on ne gagne avec ces fuites que 1 pcm de précision sur la valeur du K_{eff} .

4.4.2 Validation de la procédure sur un cluster MOX environné d'UOX

Le calcul de RFP environnée est effectué pour l'assemblage MOX sur un cluster de 3x3 assemblages avec un assemblage MOX au centre et des UOX 2.0% autour. La concentration de 1800 ppm a été choisie afin que le cluster complet soit proche de la criticité.

Nous présentons à la figure 4.10 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas, normalisée par sa moyenne. Il est ici intéressant de remarquer que dans le cas du cluster MOX environné d'UOX, l'assemblage MOX produit plus de puissance qu'un assemblage MOX moyen de son environnement.

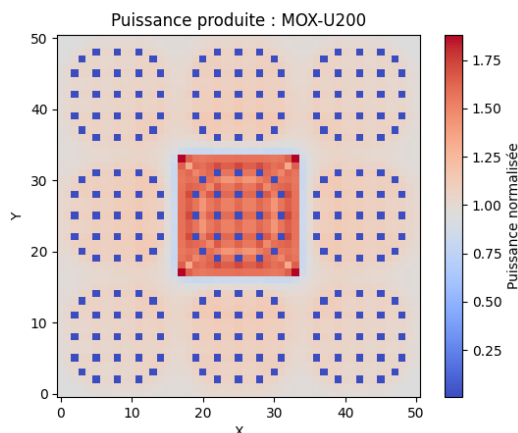
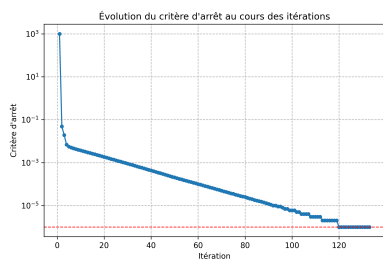


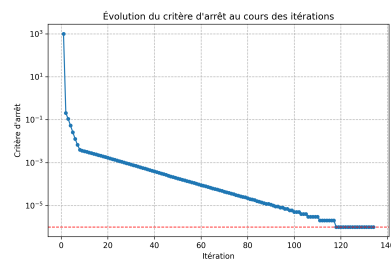
FIGURE 4.10 Puissance produite calculée dans le calcul de référence Carabas sur cluster MOX

Application de la procédure aux assemblages MOX Carabas et Dragon

Nous appliquons ici la procédure à une bibliothèque MOX calculée en milieu infini dans Carabas ainsi qu'à la bibliothèque MOX calculée avec environnement dans Dragon. On trace à la figure 4.11 l'évolution du critère de convergence de la méthode au fil des itérations.



(a) Cas de la bibliothèque Carabas

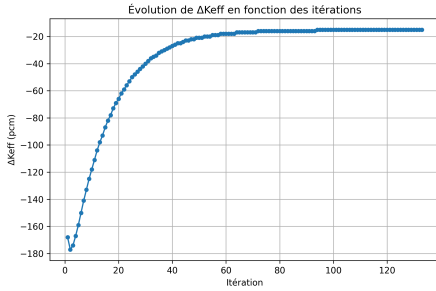


(b) Cas de la bibliothèque Dragon

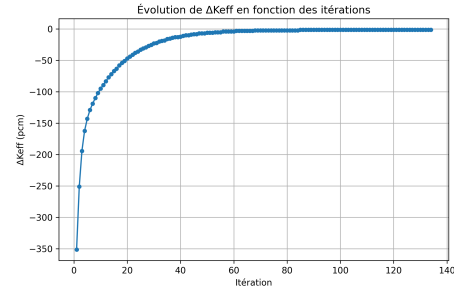
FIGURE 4.11 Evolution du critère de convergence en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon

Le critère de convergence diminue très fortement lors des premières itérations avant de suivre une vitesse de convergence constante. L'évolution du critère de convergence est quasi identique pour les deux bibliothèques. On note cependant que la procédure met ici environ 130 itérations pour converger, contre environ 35 pour les assemblages UOX-B4C.

On trace sur la figure 4.12, l'évolution de $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff,Cocagne}} - K_{\text{eff,Référence}}$ en fonction des itérations.



(a) Cas de la bibliothèque Carabas

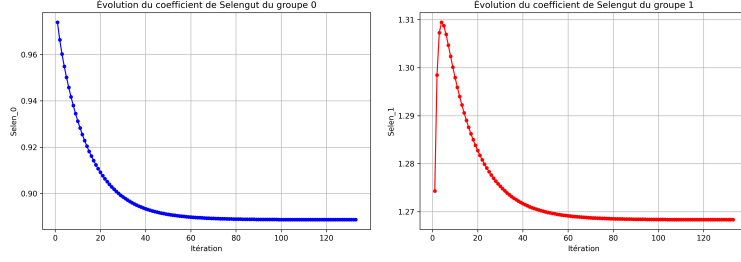


(b) Cas de la bibliothèque Dragon

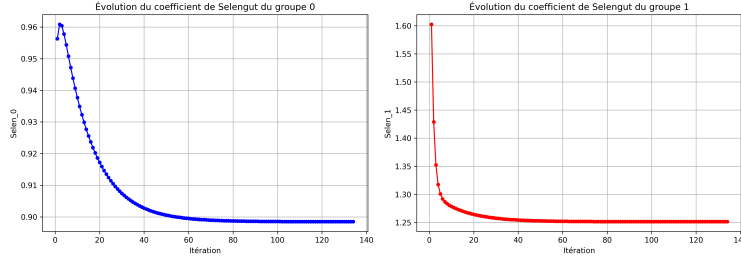
FIGURE 4.12 Evolution de ΔK_{eff} en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon

A l'inverse du cas B4C, la figure 4.12 montre qu'on améliore le calcul du K_{eff} du motif. A la convergence l'erreur de K_{eff} est meilleure pour Dragon (-1 pcm) que pour la bibliothèque Carabas (-15 pcm).

Enfin, sur la figure 4.13, on trace l'évolution de la normalisation de Selengut lame d'eau calculée à deux groupes d'énergie.



(a) Cas de la bibliothèque Carabas



(b) Cas de la bibliothèque Dragon

FIGURE 4.13 Evolution des coefficients de Selengut en fonction des itérations pour l'application de la procédure de RFP environnée aux bibliothèques MOX Carabas et Dragon

On remarque sur la figure 4.13 que la convergence des Selengut lame d'eau est ici différente en fonction des cas. Pour $Selen_{Carabas,1}$ et $Selen_{Dragon,0}$, on observe notamment que la valeur du coefficient augmente aux premières itérations avant de diminuer et de se stabiliser.

On résume les valeurs initiales et finales du K_{eff} et des facteurs de Selengut lame d'eau dans le tableau 4.12. $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff,ref}} - K_{\text{eff,Cocagne}}$ est calculé par rapport à la réactivité du cluster de référence qui vaut $K_{\text{eff,ref}} = 1.00102$.

TABLEAU 4.12 Évolution de valeurs suite à l'application de la RFP environnée pour les assemblages MOX Carabas et Dragon

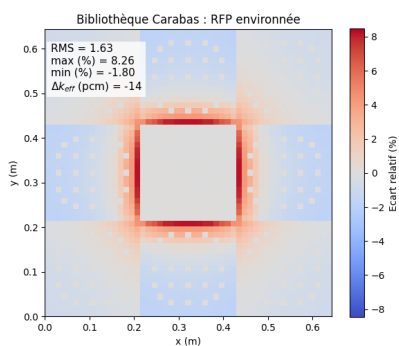
	Carabas		Dragon	
	Initial	Final	Initial	Final
K_{eff}	0.99934	1.00087	0.99751	1.00101
ΔK_{eff} (pcm)	-168	-15	-351	-1
Selengut ₀	0.9739	0.8887	0.9563	0.8985
Selengut ₁	1.2743	1.2683	1.6023	1.2515

Le tableau 4.12 montre que dans le cas des assemblages MOX, le calcul du K_{eff} sur le motif cluster est amélioré par la procédure.

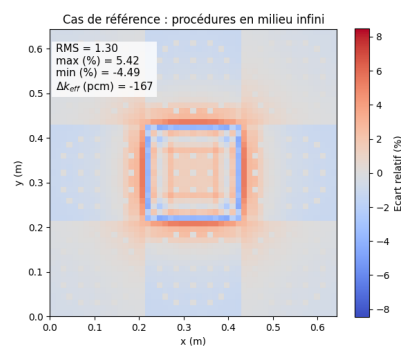
Utilisation des bibliothèques dans un calcul Cocagne et comparaison à la référence

On présente sur la figure 4.14 les résultats obtenus pour les différents calculs Cocagne pour la configuration MOX environnement U200. On y trace à chaque fois l'écart relatif de la puissance produite en % par rapport au calcul cluster Carabas de référence. Comme dans le cas de l'assemblage UOX-B4C, nous comparons les résultats obtenus pour 4 bibliothèques :

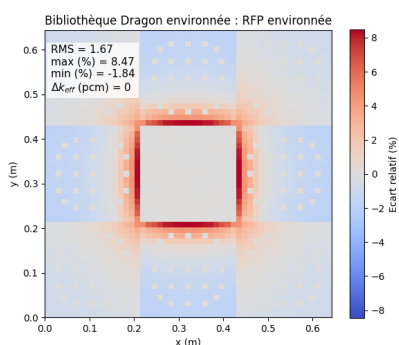
- (a) une bibliothèque Carabas avec procédure de RFP classique
- (b) une bibliothèque Carabas avec procédure de RFP environnée
- (c) une bibliothèque Dragon avec procédure de RFP environnée
- (d) une bibliothèque Dragon avec coefficient de diffusion de la bibliothèque Carabas milieu infini



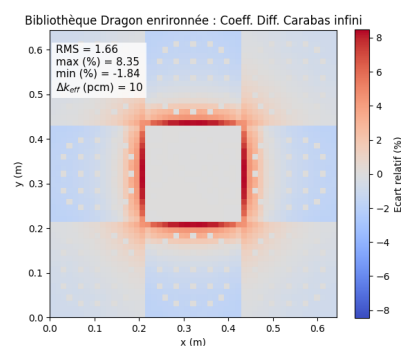
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque avec : sections Dragon env. et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.14 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 neuf

Analyse du cas environnement U200 neuf

Dans un premier temps, on se propose d'analyser l'impact du passage d'une procédure de RFP en milieu infini à une procédure de RFP environnée.

On observe sur les figures (a) et (c) que la procédure de RFP environnée permet de réduire la valeur de ΔK_{eff} . Cependant, on note aussi que le calcul de la puissance produite est dégradée. En effet, la RMS est augmentée et également les valeurs des extrema d'écart relatif de la puissance produite.

On peut toujours observer qu'avec la procédure de RFP environnée, la puissance reconstruite est parfaite sur l'assemblage central.

Ces résultats dégradés étaient attendus pour le MOX et peuvent s'expliquer par les choix faits lors de la définition du cas :

- Le choix de l'environnement : ici on utilise un environnement UOX neuf autour de l'assemblage MOX, ce qui n'est pas une configuration réaliste. En effet dans ce cas, l'interface entre l'assemblage MOX et les assemblages UOX est très marquée, ce qui fait que la procédure de RFP « tord » beaucoup cette interface. Il faut alors être précautionneux avec les résultats puisque l'impact de la RFP pourrait masquer les effets des données environnées. Pour améliorer les résultats, il serait alors pertinent d'utiliser un environnement plus réaliste, par exemple un environnement UOX irradié, comme ce qui a été étudié dans [19], ce que nous n'avons pas eu le temps de mettre en place dans Dragon.
- Le choix de l'homogénéisation : ici, on utilise une homogénéisation par assemblage, ce qui n'est pas adapté à un assemblage MOX dont l'enrichissement en Pu est réparti en 3 zones. Il serait alors pertinent d'utiliser une homogénéisation *4x4* pour mieux prendre en compte la répartition de l'enrichissement en Pu dans l'assemblage MOX.

Nous ne notons pas ici d'amélioration dans le calcul de la puissance à l'aide des bibliothèques Dragon, peu importe les fuites utilisées. On observe toutefois une amélioration du calcul de la réactivité. Dans ce cas, l'utilisation de fuites issues du modèle hétérogène simplifié de Dragon dégrade légèrement les résultats de la RMS et de l'écart maximum obtenu. Il permet cependant d'améliorer de 10 pcm la réactivité calculée.

4.4.3 Conclusion sur la procédure de RFP environnée

Nous pouvons après cette étude conclure du bon fonctionnement de la procédure de RFP environnée.

En effet, elle permet de calculer une puissance parfaite sur l'assemblage étudié une fois placé dans un cluster. Pour l'assemblage UOX-B4C, on arrive à retrouver des résultats similaires à ceux obtenus dans [19].

Pour le MOX, les résultats dégradés peuvent s'expliquer par l'utilisation de données homogènes par assemblage, ce qui n'est pas adapté à un assemblage MOX pour lequel il serait pertinent d'utiliser une homogénéisation 4×4 .

4.5 Sensibilité des bibliothèques à l'environnement

Dans cette section, nous étudions la sensibilité des bibliothèques enrichies de la RFP environnée calculées à la section précédente à des environnements différents. Nous testons dans un premier temps leur sensibilité à l'irradiation de l'environnement. Ensuite nous étudierons leur sensibilité à des environnements d'assemblages enrichis différemment.

Nous présentons dans cette section les résultats obtenus pour une normalisation par la puissance des assemblages. Nous comparons en Annexe E les résultats obtenus pour une normalisation par la puissance totale du cluster par rapport à la normalisation assemblage.

4.5.1 Bibliothèque UOX-B4C : sensibilité à l'environnement

Nous nous penchons dans un premier temps sur le cas de la bibliothèque UOX-B4C. Comme pour les cas de vérification nous traçons les quatre graphes suivants :

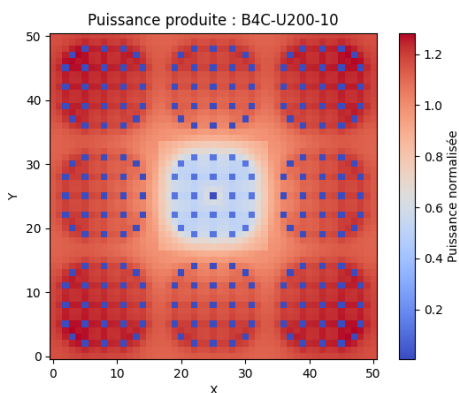
- Sous-figure (a) : bibliothèque Carabas issue d'un calcul en milieu infini avec procédure de RFP environnée
- Sous-figure (b) : bibliothèque Carabas issue d'un calcul en milieu infini avec procédure de RFP classique
- Sous-figure (c) : bibliothèque Dragon issue d'un calcul environné avec procédure de RFP environnée
- Sous-figure (d) : même bibliothèque qu'en (c), mais avec un coefficient de diffusion de la bibliothèque Carabas milieu infini

Assemblages UOX-B4C : sensibilité à l'irradiation de l'environnement

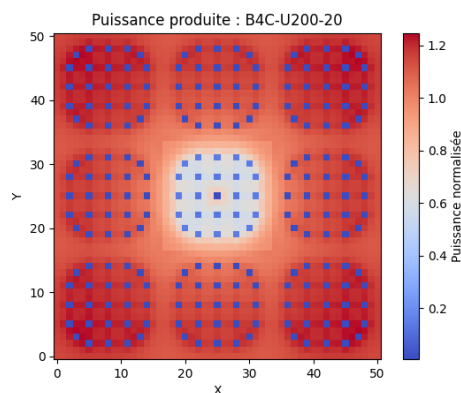
Nous analyserons deux motifs cluster :

- l'assemblage UOX-B4C entouré d'assemblages UOX 2.0% à 10 GWj/t ;
- l'assemblage UOX-B4C entouré d'assemblages UOX 2.0% à 20 GWj/t.

On présente à la figure 4.15 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas, normalisée par sa moyenne, pour les deux environnements étudiés :



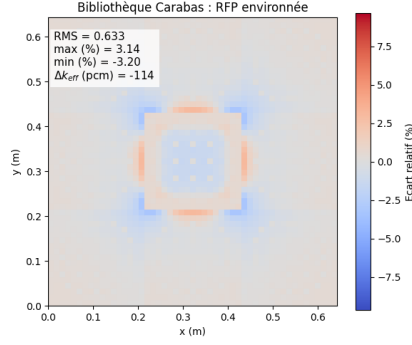
(a) UOX-B4C environnement U200 à 10 GWj/t



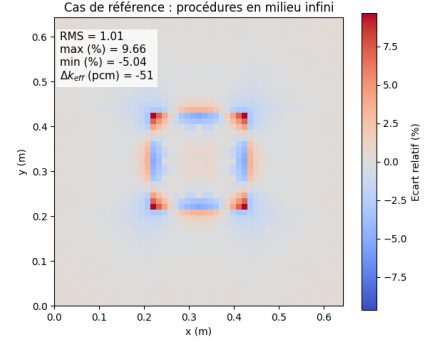
(b) UOX-B4C environnement U200 à 20 GWj/t

FIGURE 4.15 Puissance produite : calcul de référence pour les cluster UOX-B4C

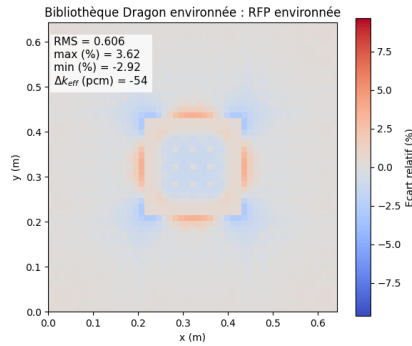
On présente sur la figure 4.16 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% à 10 GWj/t.



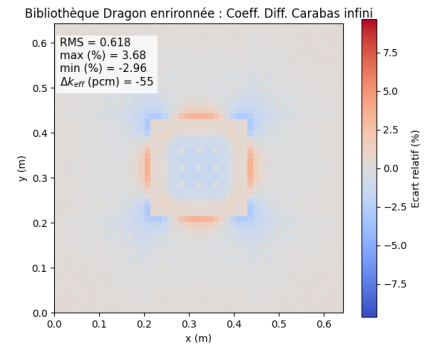
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.16 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t

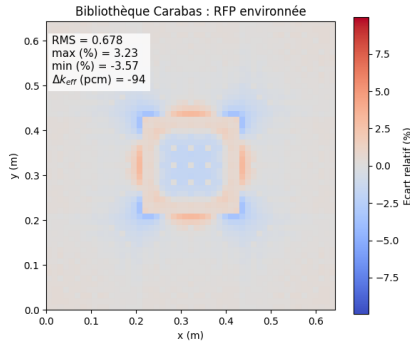
En analysant les graphes présentés à la figure 4.16, on peut faire les observations suivantes :

- En observant les figures (a) et (b), on remarque que la procédure de RFP environnée ne permet pas nécessairement d'améliorer la réactivité du motif, mais on reconstruit mieux la puissance produite. L'erreur sur le K_{eff} passe de -51 à -114 pcm. En effet, on observe une diminution significative de la RMS qui passe de 1 à 0.6% et des extrema d'écart relatif qui passent de 9.7 à 3.2%.
- En observant les figures (a) et (c), on note que la précision des reconstructions fines de la puissance est quasiment aussi bonne avec la bibliothèque Dragon que Carabas avec des RMS des écarts relatifs de 0.6% pour les deux et des maxima d'écarts proches : 3.6% pour la bibliothèque Dragon contre 3.2% pour Carabas. Cependant, on observe un écart sur le K_{eff} différent : de -114 pcm pour Carabas contre -54 pcm pour Dragon. Comme le calcul de référence du motif cluster a été effectué avec un schéma de calcul

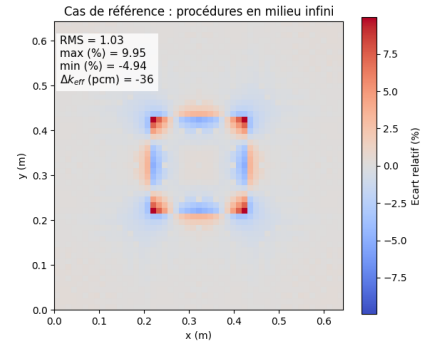
réseau Carabas et non Dragon il est difficile de juger si la bibliothèque Dragon apporte un gain en précision en réactivité. En revanche, on peut quantifier l'impact du calcul des sections et du coefficient de diffusion en environnement à 60 pcm.

- En observant les figures (c) et (d), on observe que l'apport du coefficient de diffusion environné issu du modèle de fuites hétérogène simplifié de Dragon est très faible sur cette configuration car les nappes d'écarts (c) et (d) sont quasi-identiques. Ceci était attendu car dans le tableau 4.9 les coefficients de diffusion obtenus avec le modèle de fuites B1 homogène ou B1 hétérogène sont quasi identiques. On peut déduire que dans ce cas, l'amélioration du calcul de la réactivité est principalement porté par l'utilisation de sections efficaces calculées en environnement.

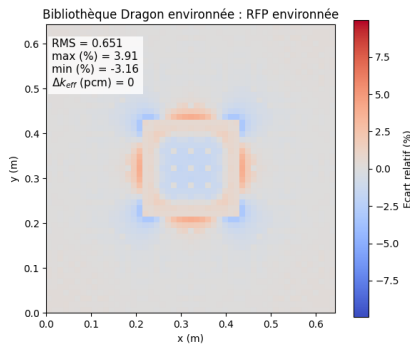
On présente sur la figure 4.17 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% à 20 GWj/t.



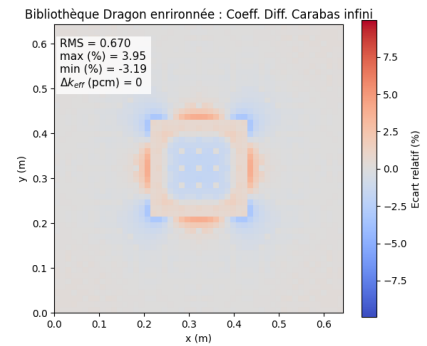
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.17 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t

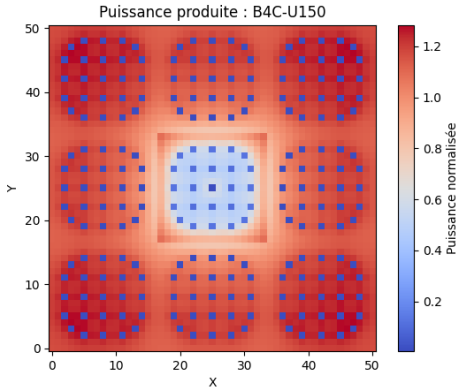
On observe sur la figure 4.17 les mêmes tendances qu’au cas précédent. On note toutefois que la bibliothèque Dragon semble plus stable que la bibliothèque Carabas avec RFP environnée. En effet, en passant d’un environnement de 10 à 20 GWj/t, l’erreur sur le K_{eff} passe de -54 pcm à 0 contre -94 pcm à -198 pcm pour la bibliothèque Carabas environnée. Ce gain sur la précision du calcul du K_{eff} doit être confirmé avec une comparaison à un calcul de référence cluster Dragon.

Assemblages UOX-B4C : sensibilité à l’enrichissement de l’environnement

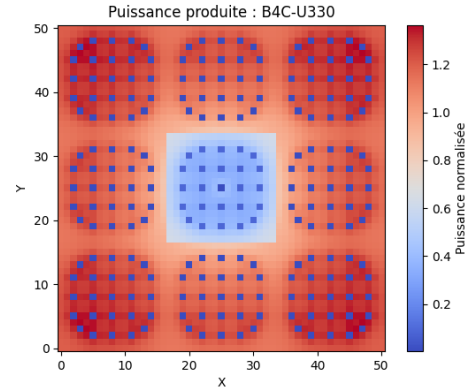
Nous analyserons deux motifs cluster :

- l’assemblage UOX-B4C entouré d’assemblages UOX 1.5% neuf ;
- l’assemblage UOX-B4C entouré d’assemblages UOX 3.3% neuf.

On présente à la figure 4.18 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas normalisée par sa moyenne pour les deux environnements étudiés.



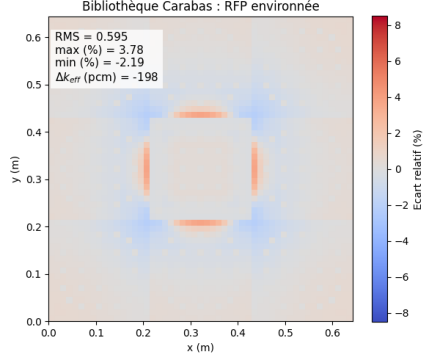
(a) UOX-B4C environnement U150 neuf



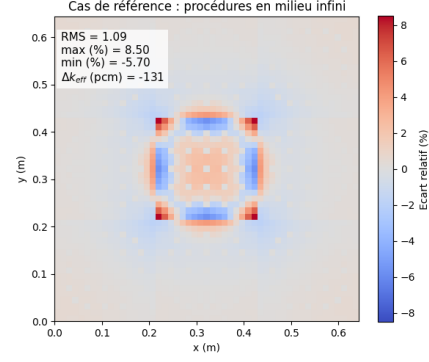
(b) UOX-B4C environnement U330 neuf

FIGURE 4.18 Puissance produite : calcul de référence pour les cluster UOX-B4C

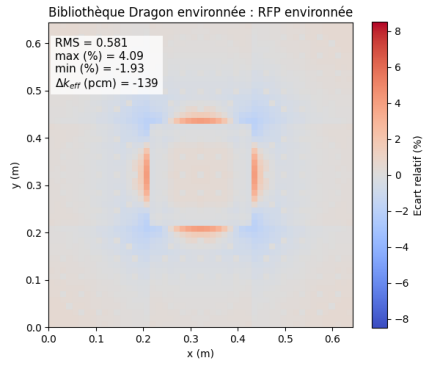
On présente sur la figure 4.19 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 1.5% neuf.



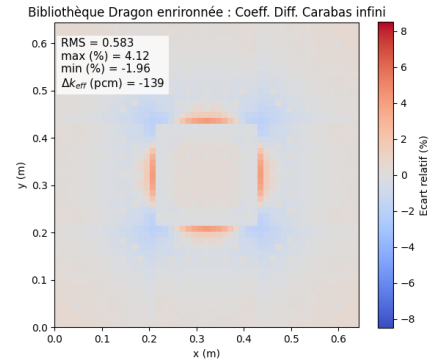
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

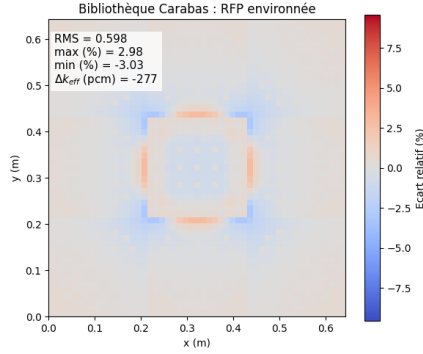
FIGURE 4.19 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf

Pour l'environnement U150 neuf, on observe les mêmes tendances que pour les environnements U200 à 10 GWj/t. Sur ce motif cluster les résultats obtenus à partir de la bibliothèque Carabas environnée ou de la bibliothèque Dragon environnée sont très proches :

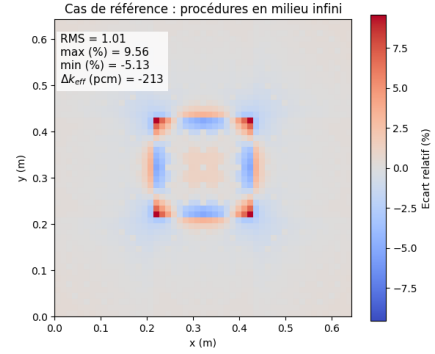
- la RMS des écarts relatifs sur la puissance crayon est de 0.6% et les écarts ne dépassent pas 3.6% en valeur absolue pour Carabas et 3.2% pour Dragon ;
- l'erreur sur le K_{eff} est de -198 pcm pour Carabas contre -139 pcm pour Dragon.

Ces deux calculs sont bien plus précis que la procédure classique sur la nappe fine de puissance. En effet, les écarts relatifs avec la bibliothèque calculée en milieu infini peuvent atteindre 8.5% avec une RMS des écarts de 1.1%. La bibliothèque environnée Dragon permet de trouver la même précision sur le K_{eff} que la bibliothèque milieu infini avec une erreur de l'ordre de -131/-139 pcm. Comme le montrent les nappes (c) et (d) quasi identiques, l'apport du coefficient de diffusion hétérogène n'est pas visible sur cette configuration.

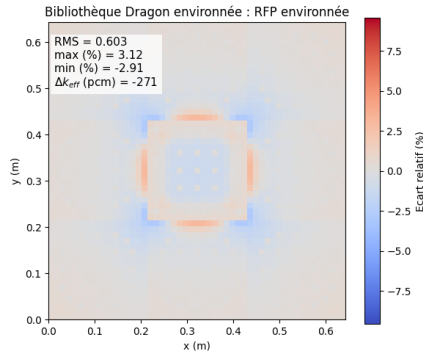
On présente sur la figure 4.20 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 3.3% neuf.



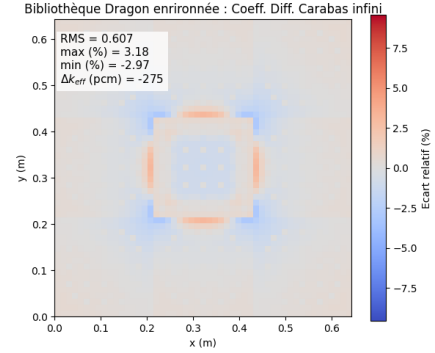
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.20 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf

Dans le cas d'un environnement U330 neuf, on observe une tendance différente des autres environnements. La procédure de RFP environnée permet toujours d'améliorer la reconstruction de la puissance produite, mais l'utilisation de la bibliothèque Dragon environnée ne permet, dans ce cas, pas d'améliorer le calcul du K_{eff} . Cette moins bonne estimation du K_{eff} pourrait provenir du choix d'assemblage UOX 2% pour le calcul environné de l'UOX-B4C.

Conclusion sur la sensibilité dans le cas d'une bibliothèque UOX-B4C

En conclusion, les résultats obtenus pour une bibliothèque UOX-B4C sont très encourageants. En effet, en faisant varier les environnements en irradiation et en enrichissement, nous obtenons dans tous les cas une amélioration significative du calcul de la puissance produite reconstruite.

On résume au tableau 4.13 la valeur maximale obtenue pour la RMS ainsi que les extrema globaux sur les 4 cas étudiés dans cette section.

TABLEAU 4.13 Comparaison de maxima sur les 4 cas étudiés pour l'assemblage B4C

	Carabas Inf.	Carabas Env.	Dragon Env.
RMS max (%)	1.09	0.68	0.65
Max global (%)	10.0	3.8	4.1
Min global (%)	-5.7	-3.6	- 3.2
$ \Delta K_{\text{eff}} $ max (pcm)	213	277	271
$ \Delta K_{\text{eff}} $ min (pcm)	36	94	0

Sur les cas étudiés, l'utilisation d'une bibliothèque Dragon calculée en environnement semble donner la même précision sur la reconstruction de la puissance crayon par crayon produite que la bibliothèque Carabas calculée en milieu infini enrichie d'une reconstruction fine de puissance environnée. En revanche, la bibliothèque Dragon environnée semble apporter une meilleure précision sur l'estimation du K_{eff} , ce qui serait à confirmer en se comparant à un calcul de référence du cluster Dragon.

4.5.2 Bibliothèque MOX : sensibilité à l'environnement

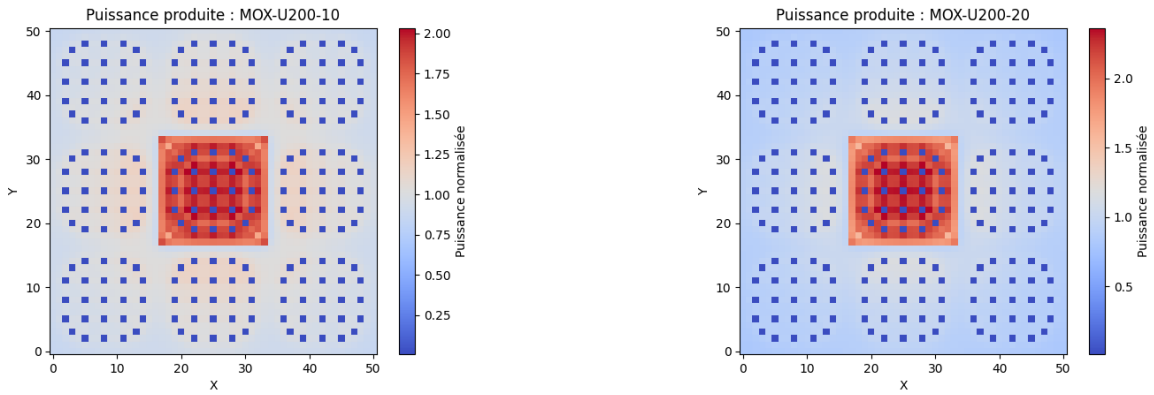
Nous proposons dans cette partie une étude de sensibilité à l'environnement pour la bibliothèque MOX. Les cas étudiés sont les mêmes que pour la bibliothèque UOX-B4C.

Assemblage MOX : sensibilité à l'irradiation de l'environnement

Comme pour les assemblages UOX-B4C, nous analyserons deux motifs cluster :

- l'assemblage MOX entouré d'assemblages UOX 2.0% à 10 GWj/t ;
- l'assemblage MOX entouré d'assemblages UOX 2.0% à 20 GWj/t.

On présente à la figure 4.21 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas normalisée par sa moyenne pour les deux environnements étudiés.

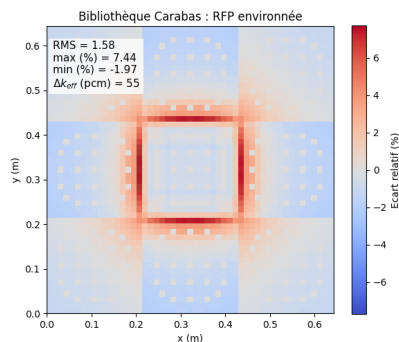


(a) MOX environnement U200 à 10 GWj/t

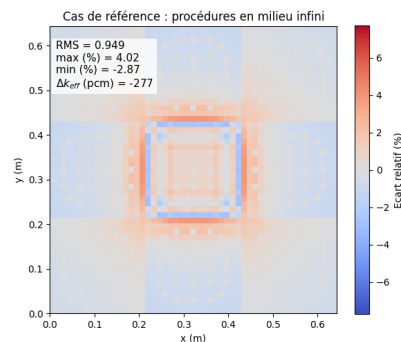
(b) MOX environnement U200 à 20 GWj/t

FIGURE 4.21 Puissance produite : calcul de référence pour les cluster MOX

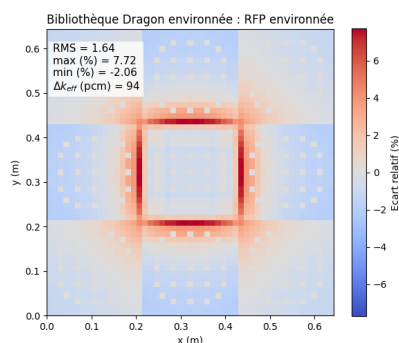
On présente à la figure 4.22 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 2.0% à 10GWj/t.



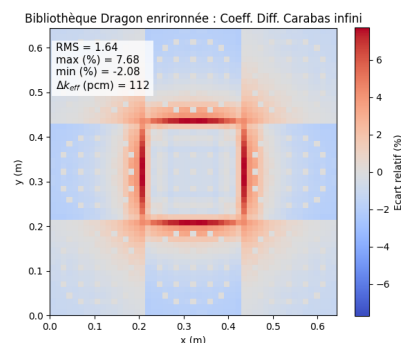
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



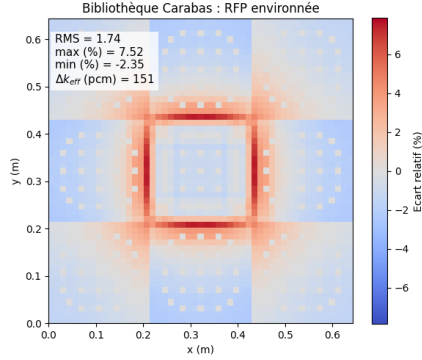
(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.22 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 10GWj/t

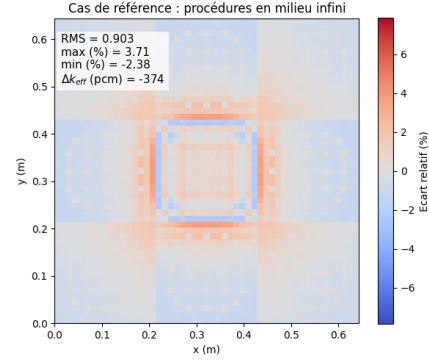
Dans les résultats présentés à la figure 4.22, on observe que la procédure de RFP environnée détériore le calcul de la reconstruction de la puissance produite par rapport à la procédure classique. En effet, la RMS est de 1.6% pour les calculs avec RFP environnée contre 0.9% pour la RFP classique calculée en milieu infini. Les écarts extrémaux sont de 7.4/7.7% contre 4% pour la RFP classique. Le calcul de la réactivité est en revanche significativement bien amélioré avec les RFP environnées : l'erreur de 55 pcm avec la bibliothèque Carabas et 94 pcm avec la bibliothèque Dragon contre -277 pcm avec la procédure classique.

La comparaison des résultats des figures (a) et (c) montre que l'impact de l'utilisation du calcul environné Dragon ne change pas ici la nappe de puissance reconstruite mais l'estimation du K_{eff} de 40 pcm. Comme les K_{inf} des calculs Carabas et Dragon sont très différents sur l'assemblage MOX en milieu infini il est difficile de conclure à un éventuel gain. La comparaison des résultats des figures (c) et (d) montre que l'utilisation d'un coefficient de diffusion environné change de 18 pcm le K_{eff} calculé.

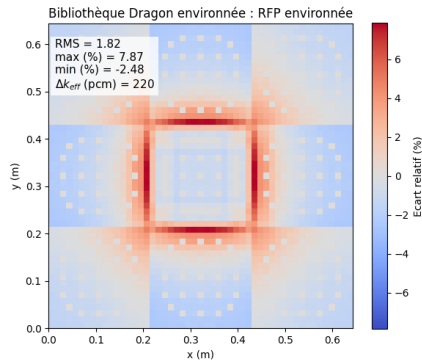
On présente à la figure 4.23 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 2.0% à 20GWj/t.



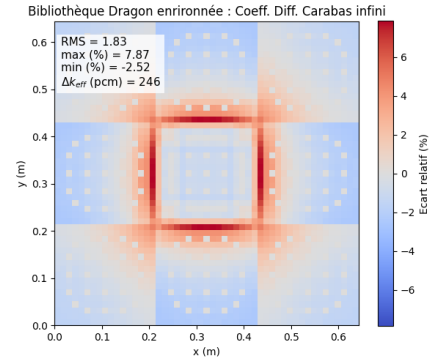
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

FIGURE 4.23 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t

Sur le motif MOX entouré d'assemblages UOX 2.0% à 20 GWj/t, on retrouve le même paradoxe que précédemment à savoir une meilleure estimation du K_{eff} par les RFP environnées Carabas ou Dragon, mais de forts écarts à l'interface UOX/MOX dans l'UOX qui peuvent atteindre 7.5%/7.8% pour les RFP environnées contre 3.7% pour la RFP classique. Les écarts sur le K_{eff} ne dépassent pas 151pcm /220 pcm dans les RFP environnées contre un écart de -374 pcm pour la RFP classique. La comparaison des résultats des figures (c) et (d) montre un impact de 26 pcm de l'utilisation d'un coefficient de diffusion environné contre un coefficient de diffusion calculé sur un assemblage milieu infini.

Assemblage MOX : sensibilité à l'enrichissement de l'environnement

Comme pour les assemblages UOX-B4C, nous analyserons deux motifs cluster :

- l'assemblage MOX entouré d'assemblages UOX 1.5% neuf ;
- l'assemblage MOX entouré d'assemblages UOX 3.3% neuf.

On présente à la figure 4.24 la puissance produite calculée par le calcul cluster de référence Carabas, normalisée par sa moyenne, pour les deux environnements étudiés :

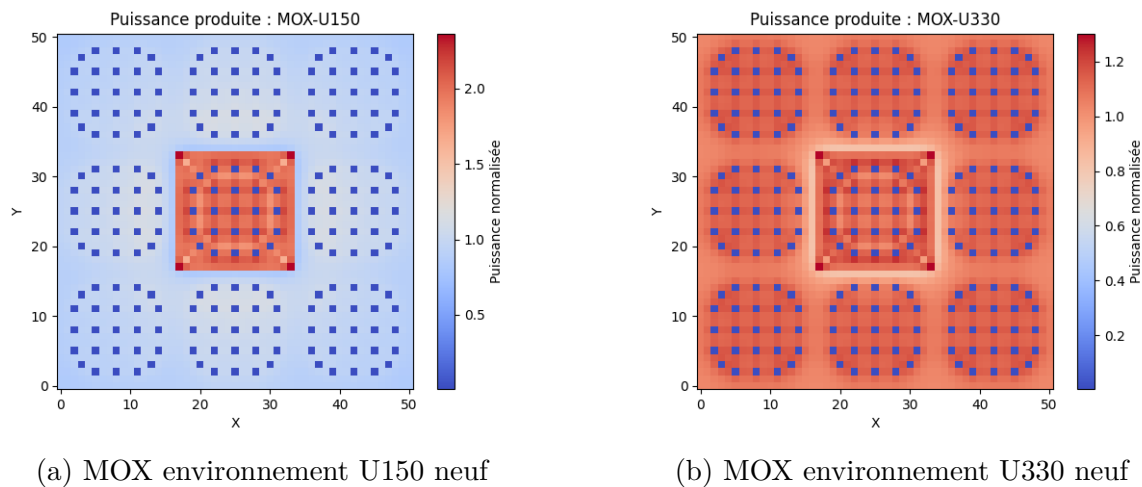
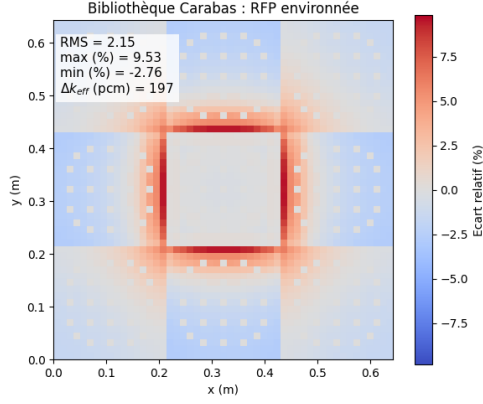
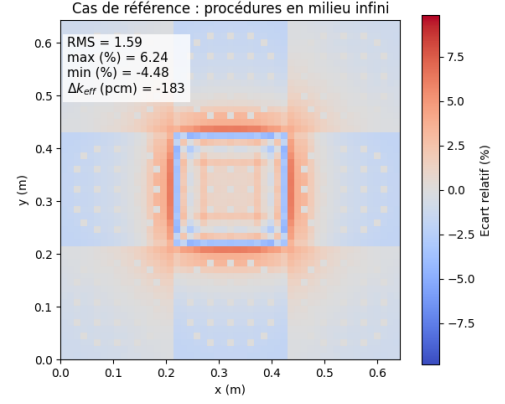


FIGURE 4.24 Puissance produite : calcul de référence pour les cluster MOX

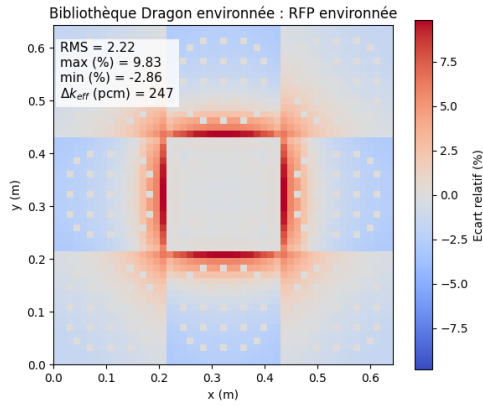
On présente à la figure 4.25 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 1.5% neuf.



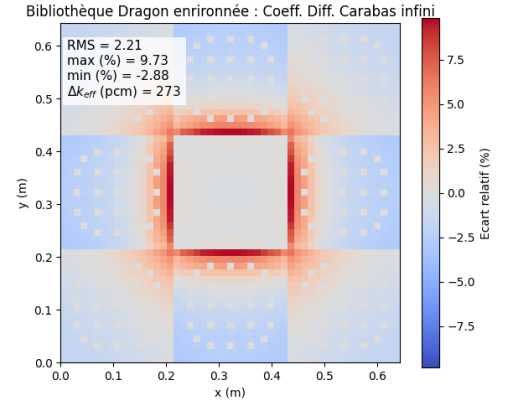
(a) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(b) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(c) Bibliothèque Dragon environnée : procédure environnée

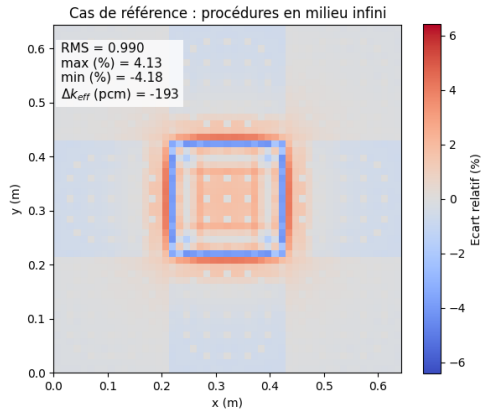


(d) Bibliothèque Dragon environnée : sections Dragon et coeff. diff. Carabas infini

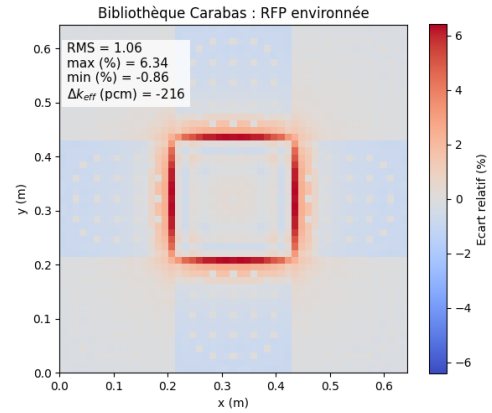
FIGURE 4.25 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U150 neuf

Sur le motif MOX entouré d'assemblages UOX enrichis à 1.5%, on observe comme précédemment de plus forts écarts sur l'assemblage UOX à l'interface entre l'assemblage MOX et UOX. Les écarts relatifs maximaux sur la puissance crayon peuvent atteindre 9.5% ou 9.8% respectivement pour les RFP environnées Carabas et Dragon contre 6.2% pour la procédure classique. Sur ce cas, les RFP environnées n'améliorent pas le calcul du K_{eff} mais ceci sera à confirmer en re-calculant les résultats de la figure (c) avec un calcul de réseau cluster de référence identique à celui utilisé pour les calculs de bibliothèque.

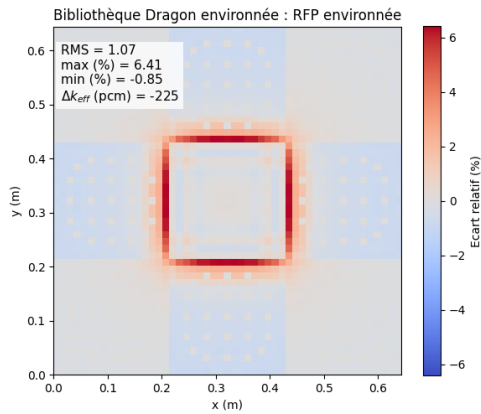
On présente à la figure 4.26 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX 3.3% neuf.



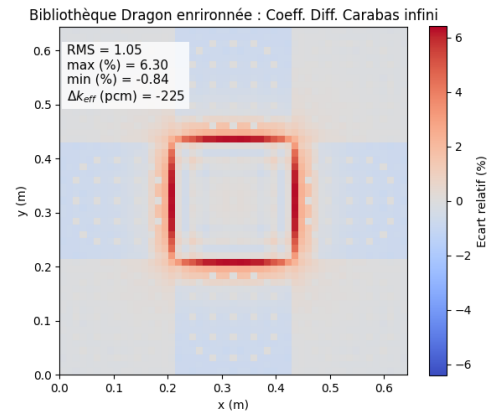
(a) Bibliothèque Carabas : procédure classique



(b) Bibliothèque Carabas : procédure environnée



(c) Bibliothèque Dragon : procédure environnée



(d) Bibliothèque Dragon : Fuites Carabas infini

FIGURE 4.26 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U330 neuf

Sur le motif d'un assemblage MOX entouré d'assemblages UOX neufs enrichis à 3.3%, les RFP environnées apportent une précision similaire à la procédure classique. La précision sur le calcul du K_{eff} est elle-aussi similaire. Enfin la comparaison des résultats des figures (c) et (d) montre un impact de l'utilisation du coefficient de diffusion environné peu visible. Le fort creusement du flux à l'interface masque peut-être son apport.

Conclusion sur la sensibilité dans le cas d'une bibliothèque MOX

On résume au tableau 4.14 la valeur maximale obtenue pour la RMS ainsi que les extrema globaux sur les 4 cas étudiés à cette section.

TABEAU 4.14 Comparaison de maxima sur les 4 cas étudiés pour l'assemblage MOX

	Carabas Inf.	Carabas Env.	Dragon Env.
RMS max (%)	1.59	2.15	2.22
Max global (%)	6.2	9.5	9.8
Min global (%)	-4.5	-2.8	-2.9

Comme pour le cas de validation, les résultats dégradés pouvaient être attendus pour le MOX et peuvent s'expliquer par les choix faits lors de la définition du cas, notamment le choix d'un environnement d'assemblages UOX neufs et de l'homogénéisation homogène par assemblage, moins adaptée aux différents enrichissements en Pu des crayons de l'assemblage MOX.

Il serait alors intéressant de reprendre le cas en environnant le MOX avec de l'UOX irradié à 20GWj/t et en utilisant une homogénéisation *4x4* pour mieux prendre en compte la répartition de l'enrichissement en Pu dans l'assemblage MOX.

4.5.3 Conclusion sur la sensibilité à différents environnements

Dans cette partie, nous avons étudié l'apport de la RFP environnée appliquée à un assemblage environné et non environné avec différents motifs de clusters de 3x3 assemblages. Les résultats obtenus étaient très différents pour un assemblage UOX-B4C et un assemblage MOX.

- Pour l'assemblage UOX-B4C, les résultats obtenus sont très encourageants. En effet, en faisant varier les environnement en irradiation et en enrichissement, nous obtenons dans tous les cas une amélioration significative du calcul de la puissance produite. L'utilisation d'une bibliothèque Dragon calculée en environnement semble permettre d'améliorer très légèrement le calcul de la puissance produite, mais la tendance qui se dégage serait surtout une amélioration du calcul de la réactivité sur le cluster.
- Pour l'assemblage MOX, la puissance reconstruite est dégradée sur les assemblages environnant le MOX mais améliorée sur l'assemblage MOX. Cette dégradation de la qualité de la puissance reconstruite sur les assemblages environnés est sans doute liée au choix d'assemblages UOX neufs pour l'environnement mais également à l'utilisation d'une homogénéisation homogène par assemblage des sections. Il serait donc pertinent de les reprendre dans une configuration plus réaliste et en adaptant la procédure de RFP environnée à une homogénéisation *4x4*.

CHAPITRE 5 CONCLUSION

5.1 Synthèse des travaux

Les travaux réalisés au cours de ce projet ont d’abord permis de valider la possibilité de réaliser des calculs dans la chaîne Odyssée à partir de données issues du code réseau Dragon5, mais également de mettre en place une procédure afin de transférer les données d’une bibliothèque APEX Dragon vers une bibliothèque similaire issue de Carabas. De plus nous avons remis à jour la procédure de reconstruction fine de puissance environnée. Nous avons également pu établir une comparaison entre les deux codes de calcul réseau utilisés lors de notre étude (Dragon et Carabas) et de mesurer les écarts entre les deux codes de calculs.

Ensuite, nous avons étudié au sein du code Dragon5 l’impact de passer d’un assemblage milieu infini à un calcul avec un environnement : d’abord avec un modèle de fuites homogène, puis le modèle hétérogène simplifié, utilisé pendant le reste de l’étude.

Enfin, nous avons pu quantifier l’apport de l’utilisation d’une bibliothèque Dragon calculée en environnement et de l’utilisation d’un coefficient de diffusion issu du modèle de fuites hétérogène simplifié dans le cas d’un assemblage UOX barré B4C et d’un assemblage MOX par rapport à la procédure classique actuelle mais également par rapport à l’application de cette méthode de reconstruction fine de puissance environnée appliquée sur un assemblage calculé en milieu infini.

- Dans notre étude il apparaît que pour l’assemblage UOX-B4C, les résultats obtenus sont très encourageants. En effet, la méthode a permis dans les cas étudiés d’améliorer significativement le calcul de la puissance produite ;
- Pour l’assemblage MOX, les résultats sont plus mitigés. Cependant, nous avons pu critiquer la méthode mise en place pour proposer des pistes d’amélioration pour poursuivre ce travail.

5.2 Limitations de la solution proposée

Pour l'étude de l'assemblage UOX-B4C, nous ne pouvons pas conclure définitivement sur l'apport du calcul en environnement de la bibliothèque Dragon, ni sur l'apport du modèle de fuites hétérogène simplifié. Comme nous avons montré en section 4.2, les codes de calcul réseau Dragon et Carabas induisent des différences dans les résultats obtenus de l'ordre de la centaine de pcm, voire plus. Pour se détacher de ces écarts importants, il serait nécessaire de reprendre les comparaisons mais en utilisant un calcul réseau identique : réaliser soit tout dans Dragon, soit tout dans Carabas.

Pour l'étude de l'assemblage MOX, la démarche mise en place pour l'étude de ce cas a été critiquée à plusieurs reprises, notamment le choix de l'environnement et le choix de l'homogénéisation. Il serait donc nécessaire de reprendre l'étude du MOX en adaptant la démarche pour mieux prendre en compte les spécificités de cet assemblage :

- utiliser plus de domaines d'homogénéisations pourrait permettre de mieux prendre en compte les différentes zones d'enrichissement en Pu dans l'assemblage MOX, et ainsi améliorer les problèmes obtenus liés à l'interface entre le MOX et son environnement ;
- utiliser un environnement qui permet d'obtenir une interface moins marquée. Dans un cœur de réacteur, un assemblage MOX n'est jamais entouré d'assemblages UOX neufs. Il faudrait donc reprendre le calcul réseau en environnement dans Dragon avec, par exemple, de l'UOX à 20GWj/t.

5.3 Améliorations futures

Dans le but de poursuivre cette étude, plusieurs pistes restent à explorer pour préciser les résultats.

1. **Reprendre la démarche pour l'assemblage MOX dans des meilleures conditions de calcul** : comme déjà expliqué, il serait pertinent de reprendre l'étude du MOX en utilisant plus de domaines d'homogénéisation et un environnement plus réaliste.
2. **Réaliser le calcul Dragon dans une configuration cluster « complet »** : dans cette étude, dans l'optique de limiter le temps de calcul Dragon, nous avons calculé l'assemblage central avec un environnement d'un demi assemblage, ce que nous avons appelé le cluster « réduit ». Il serait donc pertinent à l'avenir de réaliser un calcul Dragon en cluster complet. Cela permettrait également d'avoir une concentration de bore dans le modérateur permettant la criticité du cluster à toutes les étapes du calcul. L'inconvénient de cette méthode est que le temps de calcul Dragon augmentera également, pour contrer cela, il serait alors possible d'adapter le schéma de calcul Dragon pour passer à un schéma de calcul à 2 niveaux, qui serait plus rapide. Il faudrait alors à nouveau étudier les écarts obtenus entre ce schéma Dragon à 2 niveaux et le schéma Carabas.
3. **Application de la méthode à des assemblages plus variés** : nous avons ici étudié deux cas, un assemblage MOX et un assemblage UOX barré. Or, dans un cœur complet on peut rencontrer d'autres types d'assemblages pouvant bénéficier d'un calcul en environnement. On pourra à l'avenir chercher à appliquer la méthode à des assemblages MOX ou UOX empoisonés au Gadolinium par exemple.
4. **Utilisation d'environnements différents** : tout au cours de notre étude, nous avons réalisé nos calculs en environnement U200 neuf (que ce soit lors du calcul réseau dans Dragon, ou bien lors de la procédure de reconstruction fine de puissance environnée). Or, notamment en plaçant les assemblages calculés dans un environnement U330, les résultats se sont montrés moins améliorés. Il serait donc pertinent de reprendre les calculs en utilisant un environnement U330 par exemple.
5. **Placer les bibliothèques environnées dans un calcul de cœur** : lors de notre étude, nous nous sommes limités à l'utilisation de notre bibliothèque dans le cadre d'un calcul cluster. Il serait à terme plus intéressant de placer la bibliothèque environnée au sein d'un calcul de cœur complet, afin de mesurer l'impact de la méthode et le gain potentiel de précision du calcul de diffusion qu'elle permet.

RÉFÉRENCES

- [1] IEA, “Electricity 2025,” Paris, Rapport technique, 2025. [En ligne]. Disponible : <https://www.iea.org/reports/electricity-2025>
- [2] A. Hébert, *Applied Reactor Physics*, ser. Third Edition. Presses Internationales Polytechnique, 2020.
- [3] P. Demy *et al.*, “Physical Validation of ODYSEE Nuclear Code System,” dans *PHYSOR*, 2026.
- [4] I. Petrovic, “Amélioration du modèle de fuites de neutrons dans le schema de calcul des conditions critiques et des paramètres homogénéisés d’un réacteur nucléaire,” Thèse de doctorat, Septembre 1993.
- [5] I. Petrovic, P. Benoist et G. Marleau, “A quasi-isotropic Reflecting Boundary Condition for the Tibere Heterogeneous Leakage Model,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 122 :2, p. 151–166, 2017.
- [6] S. Machach, “Etude des techniques d’équivalence nodale appliquées aux modèles de réflecteurs dans les réacteurs à eau pressurisée,” Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, 2022.
- [7] B. Faure, “Simulation de fuites neutroniques à l’aide d’un modèle B1 hétérogène pour des réacteurs à neutrons rapides et à eau légère,” Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, 2016.
- [8] CEA, *La neutronique*. Editions du Moniteur, 2015.
- [9] M. Coste-Delclaux, “Modélisation du phénomène d’autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2,” Thèse de doctorat, Gif-sur-Yvette, France, 2006.
- [10] M. Livolant et F. Jeanpierre, *Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires. Application aux isotopes lourds*. CEA, 1974.
- [11] G. Marleau, A. Hébert et R. Roy, *A user guide for Dragon Version5*. [En ligne]. Disponible : <http://merlin.polymtl.ca/version5.htm>
- [12] G. I. Bell et S. Glasstone, *Nuclear Reactor Theory*. United States Atomic Energy Commission, 1970.
- [13] P. Reuss, *Précis de neutronique*. EDP Sciences, 2003.
- [14] A. Galia, “A dynamic Homogenization Method for Nuclear Reactor Core Calculations,” Thèse de doctorat, 2020.

- [15] G. Todorova, H. Nishi et J. Ishibashi, “Method for Condensation of the Macroscopic Transport Cross-Sections for Criticality Analyses of FBR MONJU by the Code NSHEX,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 41, n°. 12, p. 1237–1244, 2004.
- [16] A. Calloo et D. Couyras, “An adapted Cross Section Collapsing Method for Few-Group SPn Calculations,” dans *Proceedings of the M&C 2017 - International Conference on Mathematics & Computational Methods Applied to Nuclear Science & Engineering*, Jeju, Corée du Sud, 2017.
- [17] M. Fliscounakis, T. Coureau et E. Girardi, “A new Cross-Section Normalization Method for Pin-Power Reconstruction and Pin-by-Pin Calculations,” Septembre 2011.
- [18] E. Martinolli *et al.*, “ODYSEE, the new EDF and Framatome Nuclear Code System,” dans *PHYSOR*, 2026.
- [19] H. Leroyer, C. Brosselard et E. Girardi, “Environment-based Pin-Power Reconstruction Method for Homogeneous Core Calculations,” dans *Proceedings of ICAPP '12*, 2012.
- [20] N. Z. Cho, “Benchmark Problem 1A : MOX Fuel-loaded Small PWR Core (MOX Fuel with zoning),” <https://github.com/nzcho/Nurapt-Archives/tree/master/KAIST-Benchmark-Problems>, Rapport technique, 2022, accédé le 29 mars 2026.

ANNEXE A VALIDATION DU MODÈLE DE FUITES HÉTÉROGÈNE SIMPLIFIÉ

Il est important de noter dans cette Annexe que les calculs présentés ayant été réalisés en début de travail sur le projet, les assemblages utilisés sont placés dans des conditions légèrement différentes des conditions KAIST utilisées dans le reste du mémoire. Par manque de temps, il n'a pas été possible de les refaire dans les mêmes conditions que le reste des calculs présentés dans le mémoire. On étudie ici un assemblage MOX trizoné, dans les conditions de fonctionnement suivantes :

- Densité modérateur : 0.71692
- Température du modérateur : 579.15 K
- Température du combustible : 833.15 K
- Concentration en bore : 1140 ppm

On cherche dans cette étape à valider que le fait de passer d'un modèle de fuites homogène, au modèle hétérogène simplifié n'introduit pas d'erreur dans les résultats obtenus, ou le cas échéant de quantifier l'erreur introduite. L'idée est ici de comparer différents calculs Dragon à un calcul de référence que l'on définit comme le cas d'un assemblage MOX calculé en milieu infini avec le modèle de fuites homogènes. On réalise alors 3 calculs résumés dans les 3 étapes suivantes, et on compare les résultats obtenus à la référence :

- **Étape 1** : dans un premier temps, on compare la référence à un cluster 3x3 composé de 9 assemblages MOX identiques à la référence, le tout avec un modèle de fuites homogènes sur l'ensemble du cluster. Puisque la référence est calculée en milieu infini, on s'attend en théorie à obtenir des résultats identiques. Cette étape nous permettra de valider que le fait de passer d'un calcul en milieu infini à un calcul en cluster n'introduit pas d'erreur dans les résultats obtenus ;
- **Étape 2** : on compare ensuite la référence au même cluster 3x3, mais pour lequel on calcule cette fois les fuites à l'aide du modèle hétérogène simplifié, avec une seule zone de fuites sur l'ensemble du cluster. Comme il est précisé dans [11], le modèle hétérogène simplifié appliqué sur une seule zone de fuites est strictement identique au modèle de fuites homogène, on s'attend alors à obtenir des résultats identiques à ceux de l'étape 1 ;
- **Étape 3** : enfin, on applique sur le cluster 2 zones de fuites : la première sur l'assemblage central et la deuxième sur les assemblages périphériques. Cette étape nous permettra

alors de quantifier l'impact de la séparation des fuites en deux zones différentes, et ainsi de valider ou non que le modèle de fuites hétérogène simplifié n'introduit pas d'erreur dans les résultats obtenus.

Pour être plus précis, on choisit ici d'étudier quelques grandeurs d'intérêt dans la suite de l'étude : K_{inf} , B^2 ainsi que les "sections efficaces de fuites" $LEAK_g = D_g B^2$, où D_g est le coefficient de diffusion dans le groupe g.

On présente dans le tableau (A.1) les résultats obtenus.

Dans la colonne **Ecart Etape 1**, on observe une différence de 5 pcm sur la valeur de K_{inf} , et de 0.79% sur la valeur de B^2 . Ces écarts obtenus sont la conséquence du passage d'un calcul en milieu infini à un calcul cluster. En effet, en changeant de géométrie de calcul, on modifie le tracking utilisé pour la résolution de l'équation de transport lors du calcul MOC, ce qui induit ici ces légères variations.

Dans la colonne **Ecart Etape 2**, les résultats obtenus sont strictement identiques à ceux de l'étape 1, ce qui est conforme à ce que l'on attendait, puisque le modèle de fuites hétérogène simplifié appliqué à une seule zone de fuites est strictement identique au modèle B1 homogène.

Dans la colonne **Ecart Etape 3**, on observe des résultats extrêmement proches de ceux des étapes 1 et 2, avec un écart de 0.03 pcm sur le K_{inf} , ce qui est négligeable. De même, les écarts sur le B^2 et les sections efficaces de fuites sont les mêmes que ceux obtenus précédemment.

Ce test effectué a permis dans un premier temps d'évaluer l'impact du passage d'un calcul en milieu infini à un calcul cluster et a permis de valider que l'introduction du modèle de fuites hétérogène simplifié n'introduit pas d'erreur significative supplémentaire aux résultats obtenus.

TABLEAU A.1 Résultats obtenus aux 3 étapes

Grandeur	Ecart Etape 1	Ecart Etape 2	Ecart Etape 3	Unité
K_{inf}	5.08	5.08	5.11	pcm
B^2	0.79	0.79	0.79	%
$LEAK_0$	0.03	0.03	0.03	%
$LEAK_1$	0.03	0.03	0.03	%

ANNEXE B CHOIX DE LA CONCENTRATION EN BORE

Nous avons vu dans le corps de texte que le calcul réseau Dragon est réalisé sur une géométrie différente du calcul de diffusion Cocagne. En effet, dans Dragon, nous nous sommes limités à un calcul cluster réduit, c'est à dire que l'on environne l'assemblage central d'un demi-assemblage. Cette décision a été plus simple à mettre en œuvre dans Dragon et permet de gagner en temps de calcul, mais elle a pour conséquence de forcer à faire un choix sur la concentration de bore que l'on choisit d'utiliser : on ne peut pas à la fois être critique sur le motif cluster réduit et sur le motif cluster complet.

En l'occurrence, pour les cas présentés dans le mémoire nous avons fait les choix suivants :

- pour l'assemblage UOX-B4C, nous avons choisi d'utiliser une concentration de bore de 800 ppm qui nous permet d'être critique sur cluster réduit, mais qui nous rend sur-critique lors du passage au cluster complet ;
- pour l'assemblage MOX, nous avons choisi d'utiliser une concentration de bore de 1800 ppm qui nous permet d'être critique sur cluster complet, mais qui fait que nous sommes sur-critiques lors du calcul en cluster réduit.

L'objectif de cette annexe est alors de questionner le choix de ces concentrations de bore et de mesurer l'impact sur les résultats obtenus. Pour cela, nous avons réalisé des calculs sur les clusters UOX-B4C et MOX en faisant varier la concentration de bore, et nous proposons ici de comparer les résultats obtenus aux résultats présentés dans le corps du mémoire.

Cas de l'assemblage MOX

On présente dans le tableau B.1 les valeurs de K_{eff} obtenues pour les clusters de référence pour les différentes concentrations de bore étudiées. On observe que pour une concentration de bore de 1800 ppm, le cluster de référence est proche de la criticité, tandis que pour une concentration de bore de 2043 ppm, le cluster de référence est sous-critique de plus de 2000 pcm. On présente à la figure B.1 la comparaison des différents calculs pour un assemblage MOX environné d'UOX 2.0% neuf pour des concentrations de bore de 1800 et 2043 ppm.

TABLEAU B.1 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200

	MOX 1800 ppm	MOX 2043 ppm
K_{eff} Cluster de référence	1.00102	0.97769

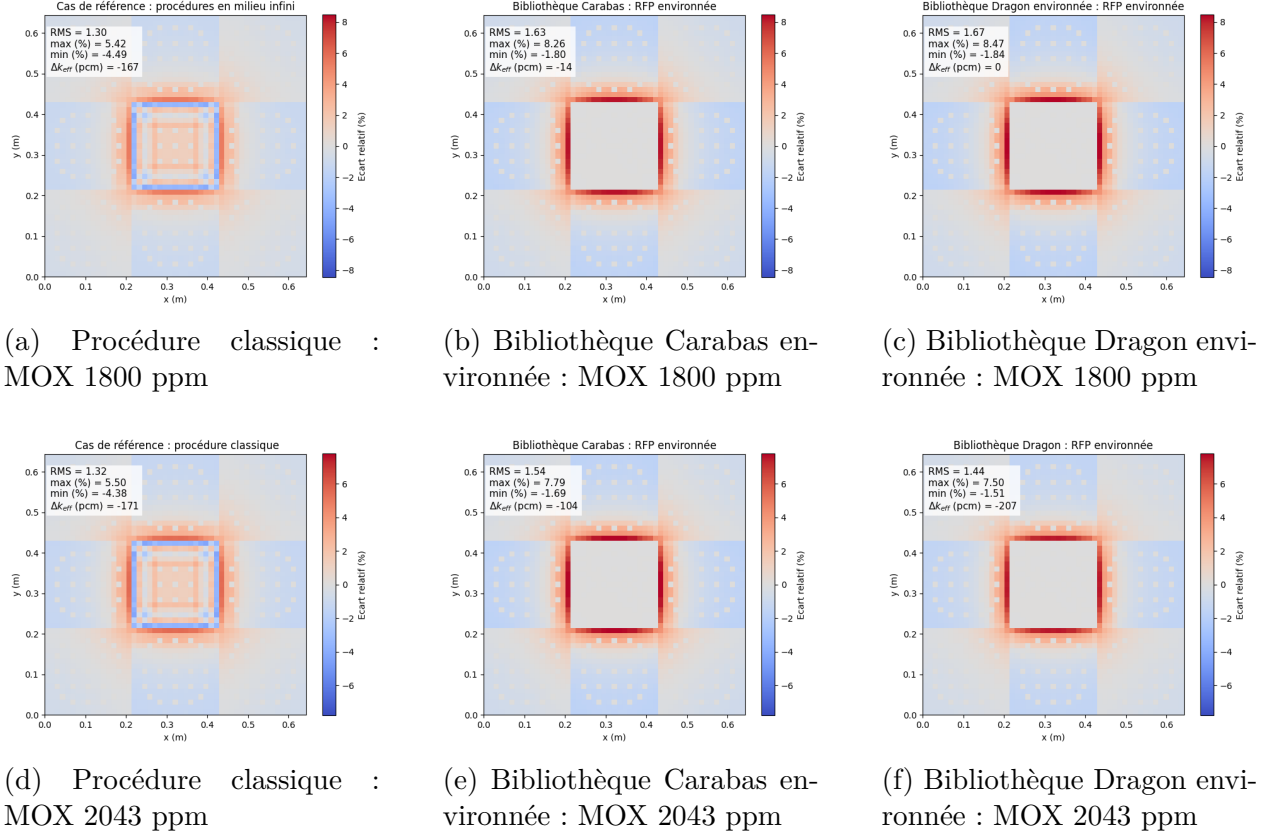


FIGURE B.1 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 neuf

On observe d'abord sur les figures (a) et (d) que les cas milieu infini avec RFP classique sont pratiquement identiques : les RMS et les extrema d'écarts relatifs sont très proches, et l'écart de K_{eff} à la référence est du même ordre de grandeur (-167 pcm pour le cas à 1800 ppm, et -171 pcm pour le cas à 2043 ppm).

En observant les figures (b) et (e), on observe que les écarts obtenus pour les bibliothèques Carabas avec RFP environnée sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm. Cependant, on observe que l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-104 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (-14 pcm).

On remarque la même tendance pour les figures (c) et (f) : les écarts obtenus pour les bibliothèques Dragon avec RFP environnée sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm. Cependant, on observe que l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-207 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (0 pcm).

On présente au tableau B.2 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.2 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage MOX environné d'UOX 2.0% à 10GWj/t.

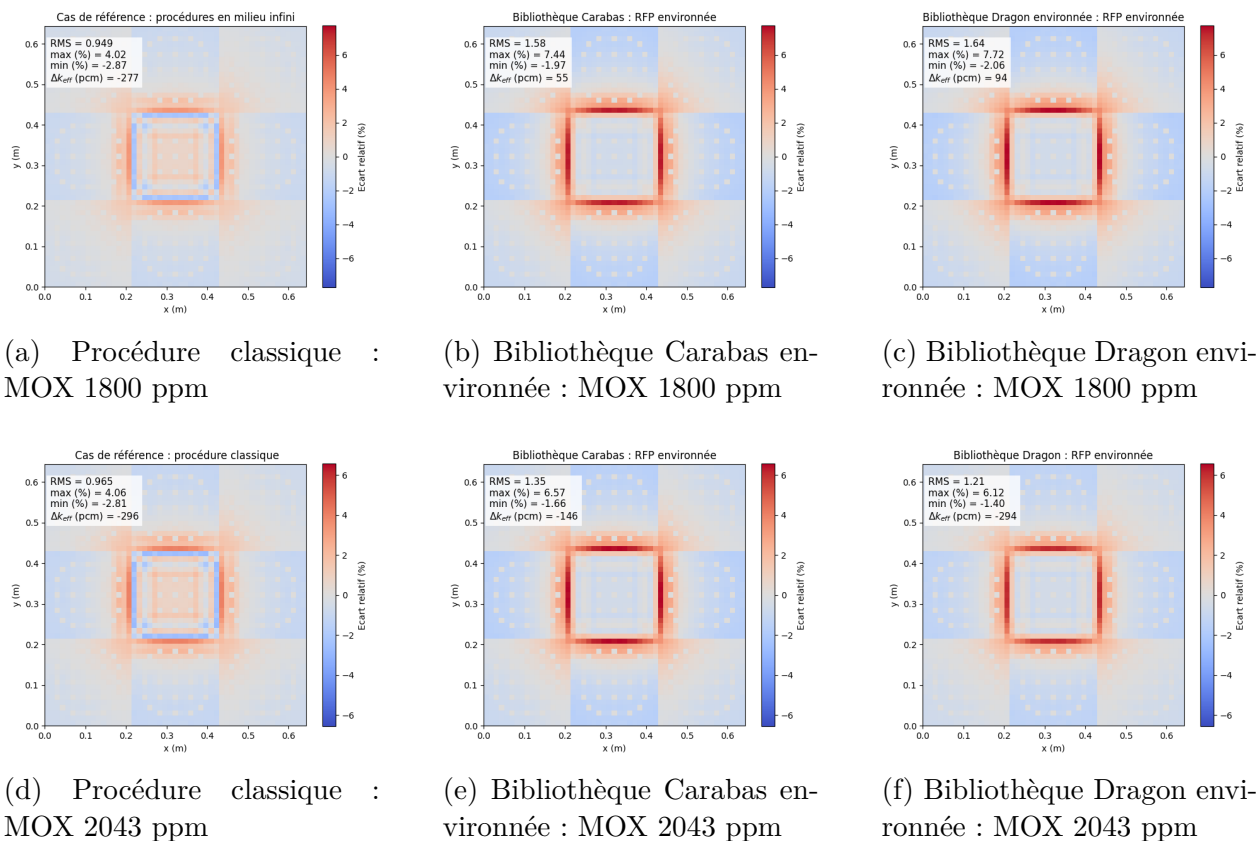


FIGURE B.2 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 à 10 GWj/t

TABLEAU B.2 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200 à 10 GWj/t

	MOX 1800 ppm	MOX 2043 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.93407	0.91897

Dans le cas UOX 2.0% à 10GWj/t, on observe des résultats similaires :

- sur les figures (a) et (d), les cas milieu infini avec RFP classique sont pratiquement identiques : les RMS et les extrema d'écart relatifs sont très proches. Ici cependant l'écart de K_{eff} à la référence est légèrement dégradé (-296 pcm contre -277 pcm dans le cas à 1800 ppm) ;
- sur les figures (b) et (e), pour les écarts obtenus pour les bibliothèques Carabas avec RFP environnée, on retrouve la même tendance : les RMS et extrema d'écart relatifs sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm, mais l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-146 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (55 pcm) ;
- sur les figures (c) et (f), pour les écarts obtenus pour les bibliothèques Dragon avec RFP environnée, on retrouve la même tendance : les RMS et extrema d'écart relatifs sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm, mais l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-294 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (94 pcm).

On présente au tableau B.3 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.3 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage MOX environné d'UOX 2.0% à 20GWj/t.

TABLEAU B.3 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U200 à 20 GWj/t

	MOX 1800 ppm	MOX 2043 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.88706	0.87538

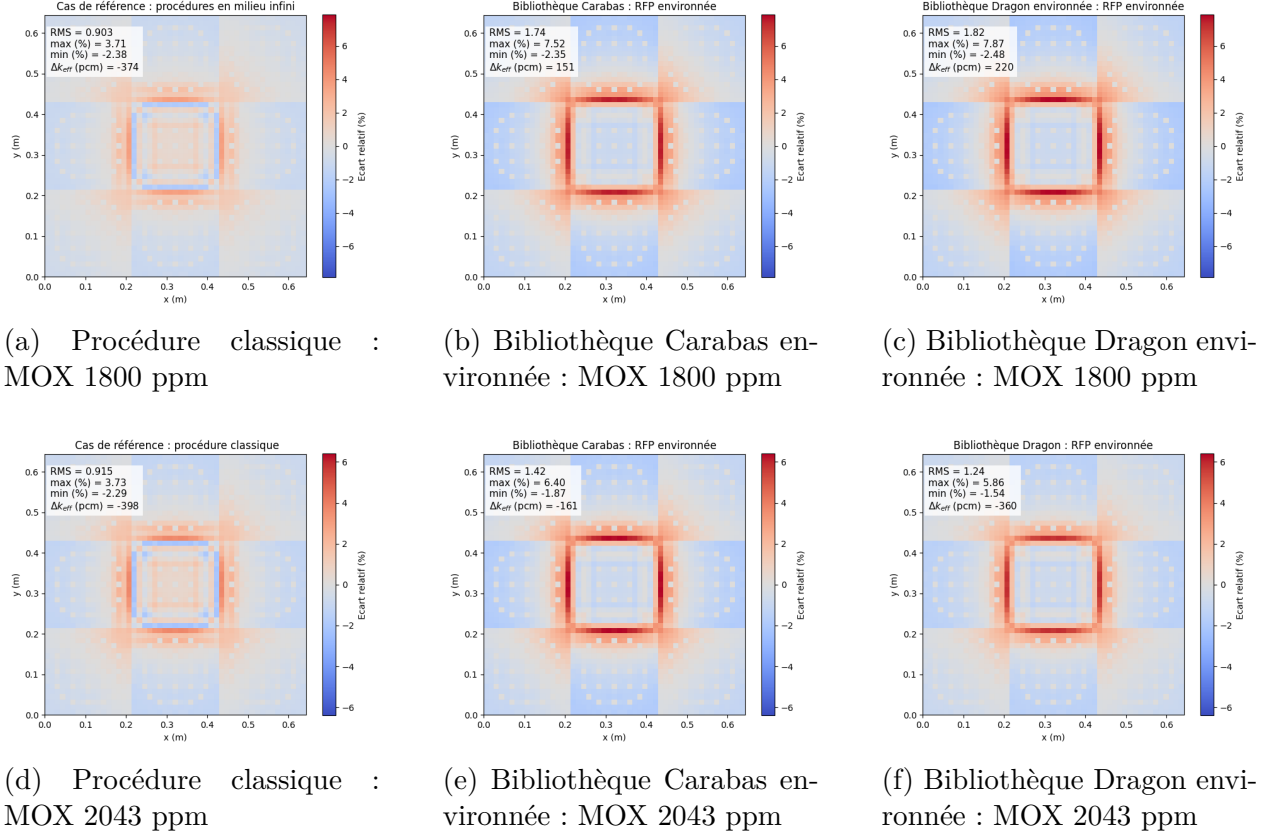


FIGURE B.3 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t

Dans le cas UOX 2.0% à 20GWj/t, on observe des résultats similaires :

- sur les figures (a) et (d), les cas milieu infini avec RFP classique sont pratiquement identiques : les RMS et les extrema d'écarts relatifs sont très proches. Ici cependant l'écart de K_{eff} à la référence est légèrement dégradé (-398 pcm contre -374 pcm dans le cas à 1800 ppm) ;
- sur les figures (b) et (e), pour les écarts obtenus pour les bibliothèques Carabas avec RFP environnée, on retrouve la même tendance : les RMS et extrema d'écarts relatifs sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm, mais l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-161 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (151 pcm) ;
- sur les figures (c) et (f), pour les écarts obtenus pour les bibliothèques Dragon avec RFP environnée, on retrouve la même tendance : les RMS et extrema d'écarts relatifs sont légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm, mais l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-360 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (220 pcm) ;

pcm).

On présente au tableau B.4 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.4 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage MOX environné d'UOX 1.5% neuf.

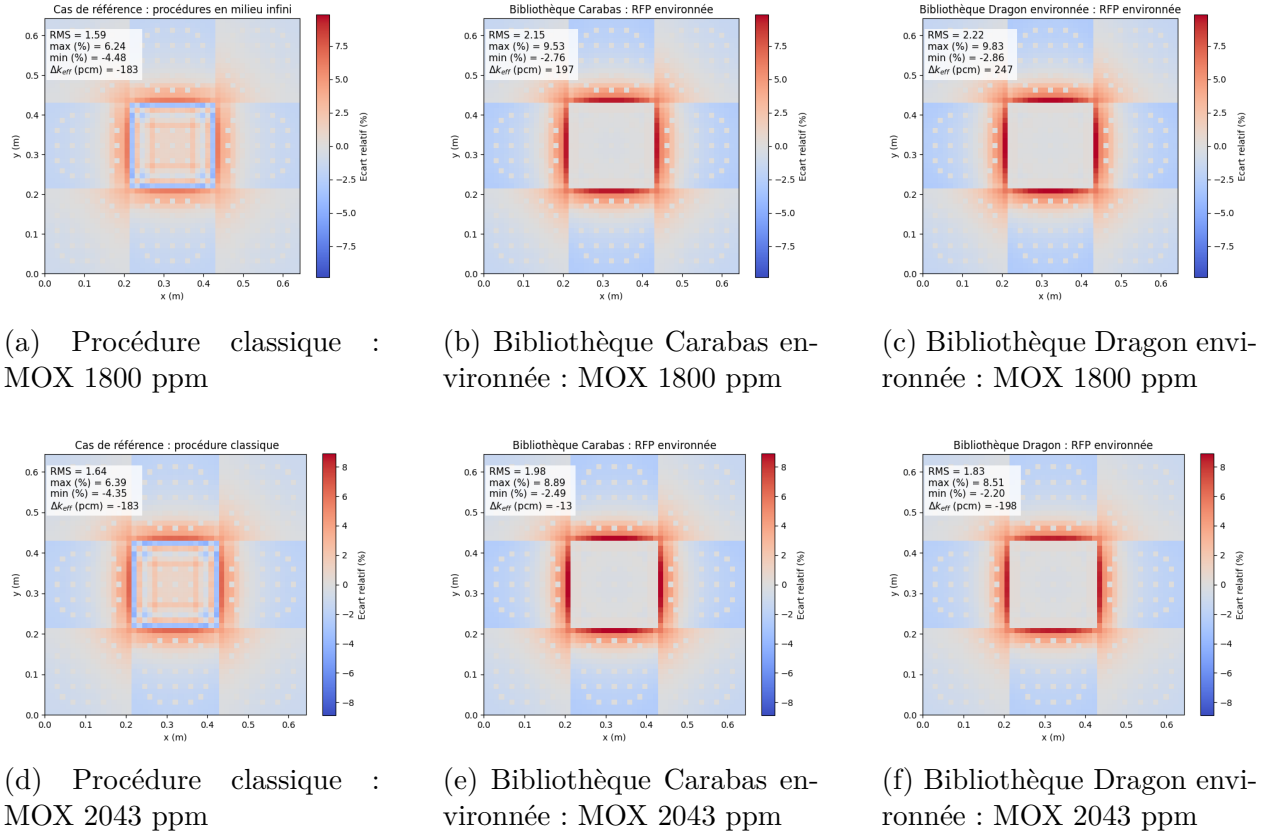


FIGURE B.4 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U150 neuf

TABLEAU B.4 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U150

	MOX 1800 ppm	MOX 2043 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.92008	0.89735

En observant les figures (a) et (d), on observe que les cas milieu infini sont similaires : les RMS et les extrema d'écarts relatifs sont très proches, et l'écart de K_{eff} à la référence est identique dans les deux cas, égal à -183 pcm.

Pour les cas avec RFP environnée, sur les figures (b), (c), (e) et (f), on observe que les RMS et extrema d'écarts sont ici légèrement meilleurs dans le cas à 2043 ppm. De plus, on observe que l'écart de K_{eff} à la référence est moins important pour le cas à 2043 ppm (-13 pcm pour la bibliothèque Carabas et -198 pcm pour la bibliothèque Dragon) que pour le cas à 1800 ppm (197 et -247 pcm respectivement).

On présente au tableau B.5 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.5 les résultats obtenus pour les différentes concentrations de bore dans le cas d'un assemblage MOX environné d'UOX 3.3% neuf.

TABLEAU B.5 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage MOX environné d'U330 neuf

	MOX 1800 ppm	MOX 2043 ppm
K_{eff} Cluster de référence	1.14109	1.11591

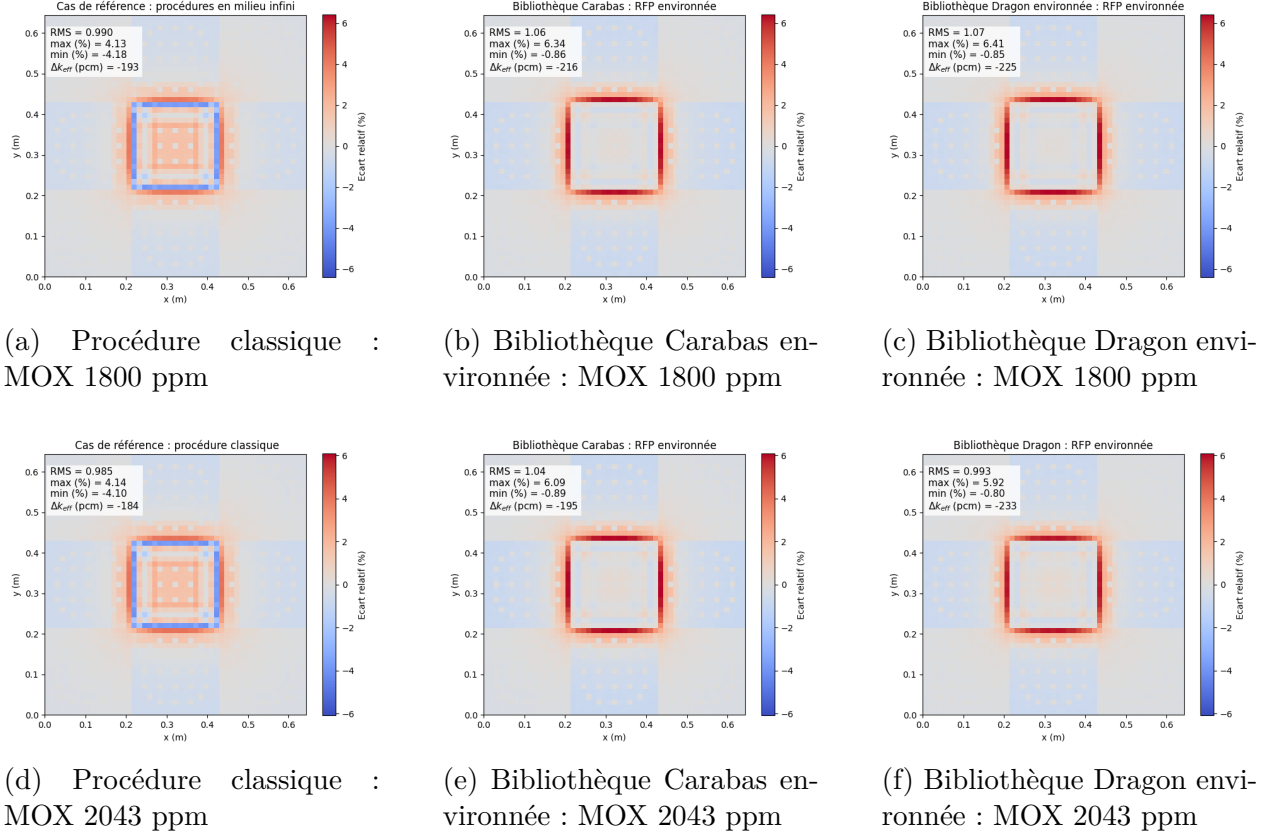


FIGURE B.5 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas MOX environnement U330 neuf

Dans le cas de l'environnement U330, on observe avec la RFP classique que les cas à 1800 ppm et 2043 ppm sont similaires : les RMS et les extrema d'écarts relatifs sont très proches, et que l'écart de K_{eff} à la référence est légèrement meilleur dans le cas à 2043 ppm (-184 pcm pour le cas à 2043 ppm, et -193 pcm pour le cas à 1800 ppm).

Pour la bibliothèque Carabas avec RFP environnée, sur les figures (b) et (e), les écarts obtenus sont équivalents pour les deux concentrations de bore étudiées. Cependant l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 1800 ppm (-216 pcm) que pour le cas à 2043 ppm (-195 pcm).

Pour la bibliothèque Dragon avec RFP environnée, sur les figures (c) et (f), les écarts obtenus sont meilleurs dans le cas à 2043 ppm. Cependant l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm (-233 pcm) que pour le cas à 1800 ppm (-225 pcm).

Conclusion sur le cas MOX

La tendance qui se dégage sur le cas MOX est que le cas à 2043 ppm de bore présente une RMS et des extrema d'écart relatifs légèrement moins importants que pour le cas à 1800 ppm dans les cas avec RFP environnée, que ce soit pour la bibliothèque Carabas ou pour la bibliothèque Dragon. Cependant, on observe que l'écart de K_{eff} à la référence est plus important pour le cas à 2043 ppm que pour le cas à 1800 ppm, que ce soit pour la bibliothèque Carabas ou pour la bibliothèque Dragon. Cette tendance n'est pas vérifiée partout, notamment dans le cas U150 où la réactivité semble meilleure à 2043 ppm.

On peut expliquer ces résultats de la manière suivante : le calcul à 2043 ppm de bore est quasi critique sur le motif de cluster réduit, ce qui permet de déterminer des valeurs plus fiables des coefficients de diffusion, ce qui pourrait expliquer le léger gain de RMS obtenu pour la bibliothèque Dragon. Cependant, puisque le calcul de la RFP environnée s'effectue sur un motif cluster complet, qui lui est quasi-critique à 1800 ppm de bore, on obtient un meilleur calcul de la réactivité du motif sur le cas à 1800 ppm.

On note également que pour les deux concentrations de bore étudiées, les calculs de la réactivité sont moins bons avec la bibliothèque Dragon qu'avec la bibliothèque Carabas. Il faut nuancer ce résultat en rappelant que les deux codes de calculs réseau Dragon et Carabas sont différents, et nous avons déjà vu à la section 4.2 que les résultats obtenus entre les deux codes de calculs pour un même assemblage présentent des différences significatives sur la réactivité. Pour conclure sur cette valeur, il serait plus pertinent de comparer les résultats obtenus à l'aide de bibliothèques Dragon à un cluster de référence Dragon.

Pour conclure définitivement sur les résultats obtenus, il serait alors nécessaire de réaliser une étude plus approfondie en réalisant des calculs pour d'autres concentrations de bore, afin de mieux cerner la tendance observée et de mieux comprendre les résultats obtenus.

Cas de l'assemblage B4C

On présente au tableau B.6 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.6 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage B4C environné d'UOX 2.0% neuf.

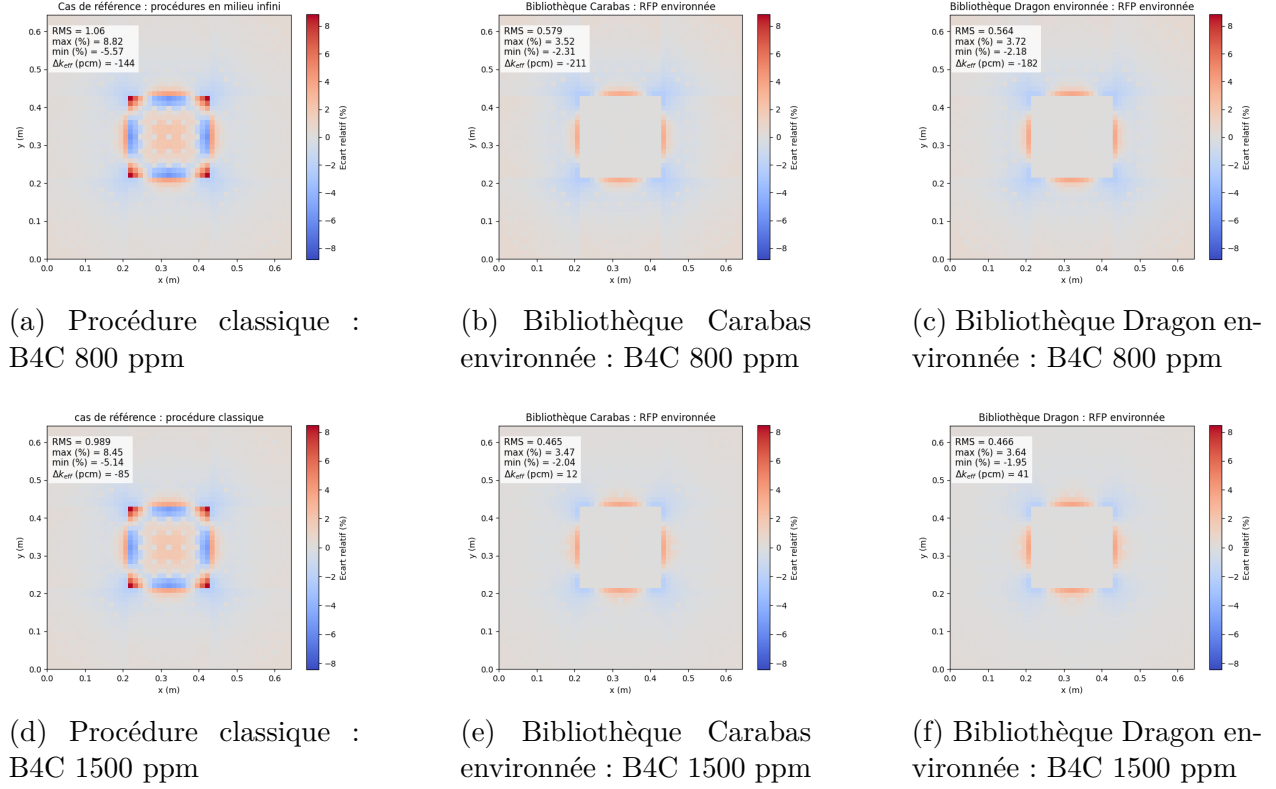


FIGURE B.6 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 neuf

TABLEAU B.6 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'UOX 2.0% neuf

	B4C 800 ppm	B4C 1500 ppm
K_{eff} Cluster de référence	1.06550	0.97597

On peut voir dans le tableau B.6 qu'en passant d'une concentration de bore de 800 à 1500 ppm, on se rapproche de la criticité, toutefois le cas à 1500 ppm est sous-critique, il aurait été préférable de mieux déterminer la concentration de bore à utiliser pour être plus proche de la criticité.

On observe d'abord sur les figures (a) et (d) que les cas milieu infini avec RFP classique sont légèrement meilleures à 1500 ppm de bore qu'à 800 ppm : les RMS et les extrema d'écarts relatifs sont plus faibles, et l'écart de K_{eff} est légèrement amélioré, passant de -144 pcm pour le cas à 800 ppm à -85 pcm pour le cas à 1500 ppm.

En observant les figures (b) et (e), on observe une amélioration significative des résultats pour la bibliothèque à 1500 ppm de bore : la RMS est améliorée de 0.11%, les extrema d'écarts relatifs sont équivalents au cas 800 ppm et l'écart de K_{eff} à la référence est significativement amélioré de passant de -211 pcm pour le cas à 800 ppm à 12 pcm pour le cas à 1500 ppm.

La tendance est la même pour les figures (c) et (f) : on observe pour la bibliothèque Dragon environnée une amélioration des résultats : la RMS est améliorée de 0.1%, les extrema d'écarts relatifs sont équivalents au cas 800 ppm et l'écart de K_{eff} à la référence est significativement amélioré de passant de -182 pcm pour le cas à 800 ppm à 41 pcm pour le cas à 1500 ppm.

On remarque aussi qu'à 1500 ppm de bore, le passage d'une bibliothèque Carabas avec RFP environnée à la bibliothèque Dragon environnée est moins marqué qu'à 800 ppm : la RMS et les extrema sont quasiment identiques, et le calcul de la réactivité est détérioré d'un trentaine de pcm.

On présente au tableau B.7 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.7 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage B4C environné d'UOX 2.0% à 10GWj/t.

TABLEAU B.7 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U200 à 10 GWj/t

	B4C 800 ppm	B4C 1500 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.94893	0.89113

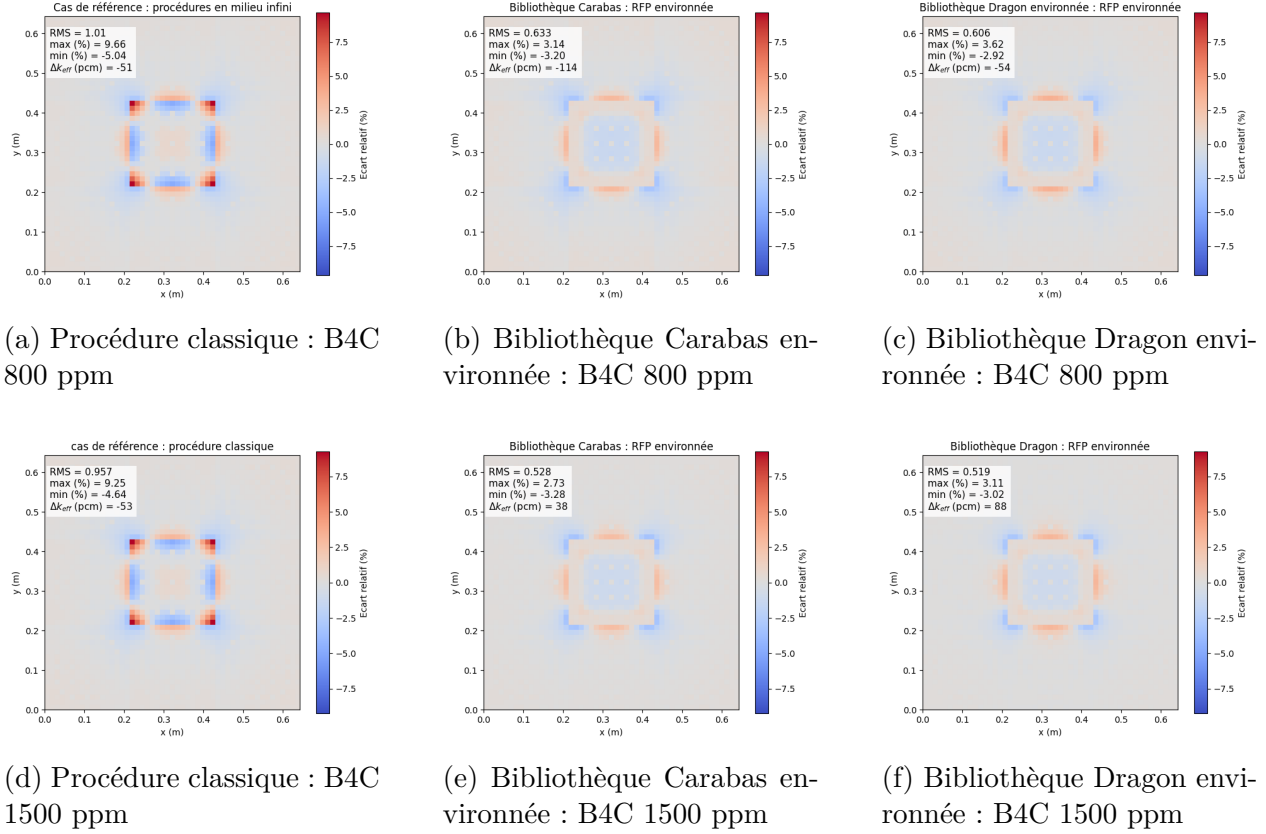


FIGURE B.7 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t

Dans le cas de l'environnement U200 à 10 GWj/t, le cas 800 ppm est plus proche de la criticité que le cas 1500 ppm, toutefois on observe la même tendance que pour le cas U200 neuf :

- les résultats avec la procédure classique équivalents pour les deux concentrations ;
- on observe une amélioration de la RMS et des extrema sur les écarts relatifs pour les bibliothèques Carabas et Dragon à 1500 ppm de bore. La réactivité est dans ce cas améliorée de 76 pcm pour la bibliothèque Carabas et détériorée de 34 pcm pour la bibliothèque Dragon.

On présente au tableau B.8 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.8 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage B4C environné d'UOX 2.0% à 20GWj/t.

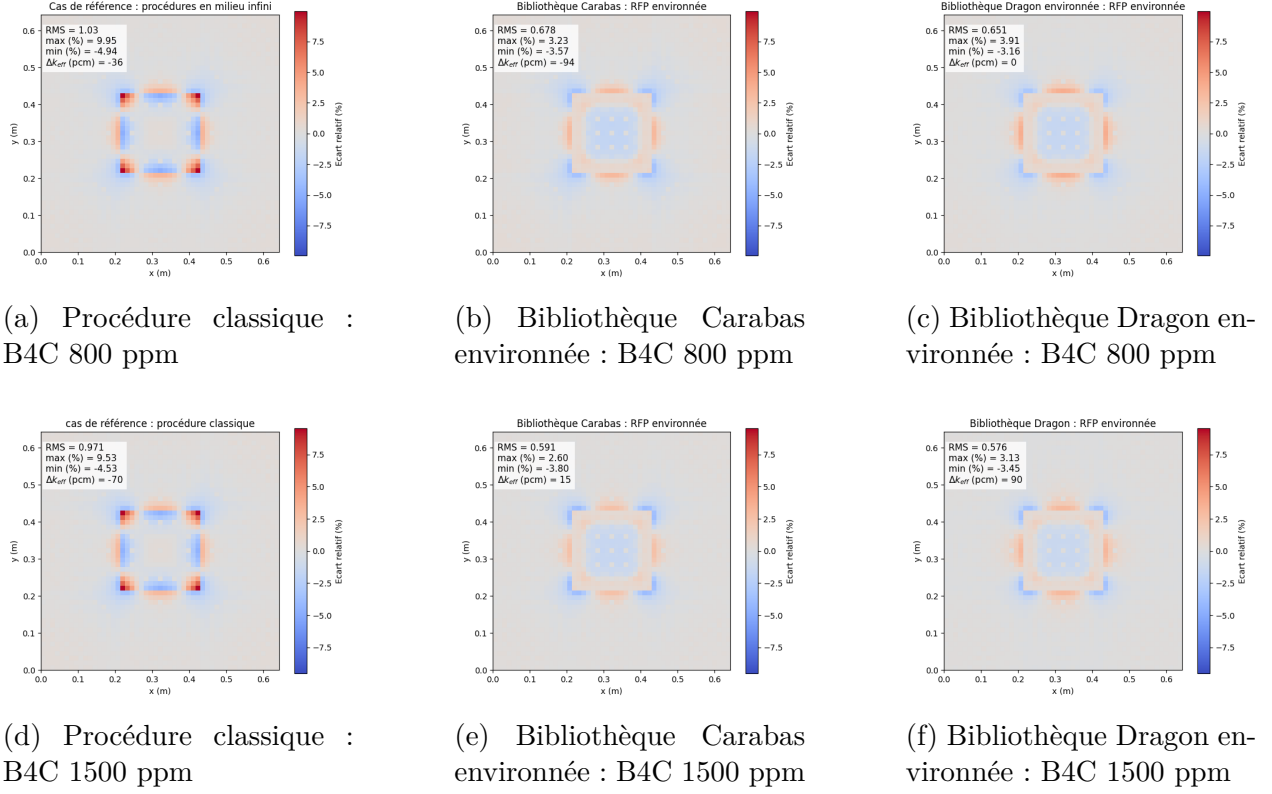


FIGURE B.8 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t

TABLEAU B.8 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U200 à 20 GWj/t

	B4C 800 ppm	B4C 1500 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.87623	0.83157

Ici, comme pour le cas de l'environnement U200 à 10 GWj/t, le cas 800 ppm est plus proche de la criticité que le cas 1500 ppm. On observe à nouveau la même tendance sur les résultats obtenus :

- les résultats avec la procédure classique équivalents pour les deux concentrations ;
- on observe une amélioration de la RMS et des extrema sur les écarts relatifs pour les bibliothèques Carabas et Dragon à 1500 ppm de bore. La réactivité est dans ce cas améliorée de 79 pcm pour la bibliothèque Carabas et détériorée de 90 pcm pour la bibliothèque Dragon.

On présente au tableau B.9 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.9 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage B4C environné d'UOX 1.5% neuf.

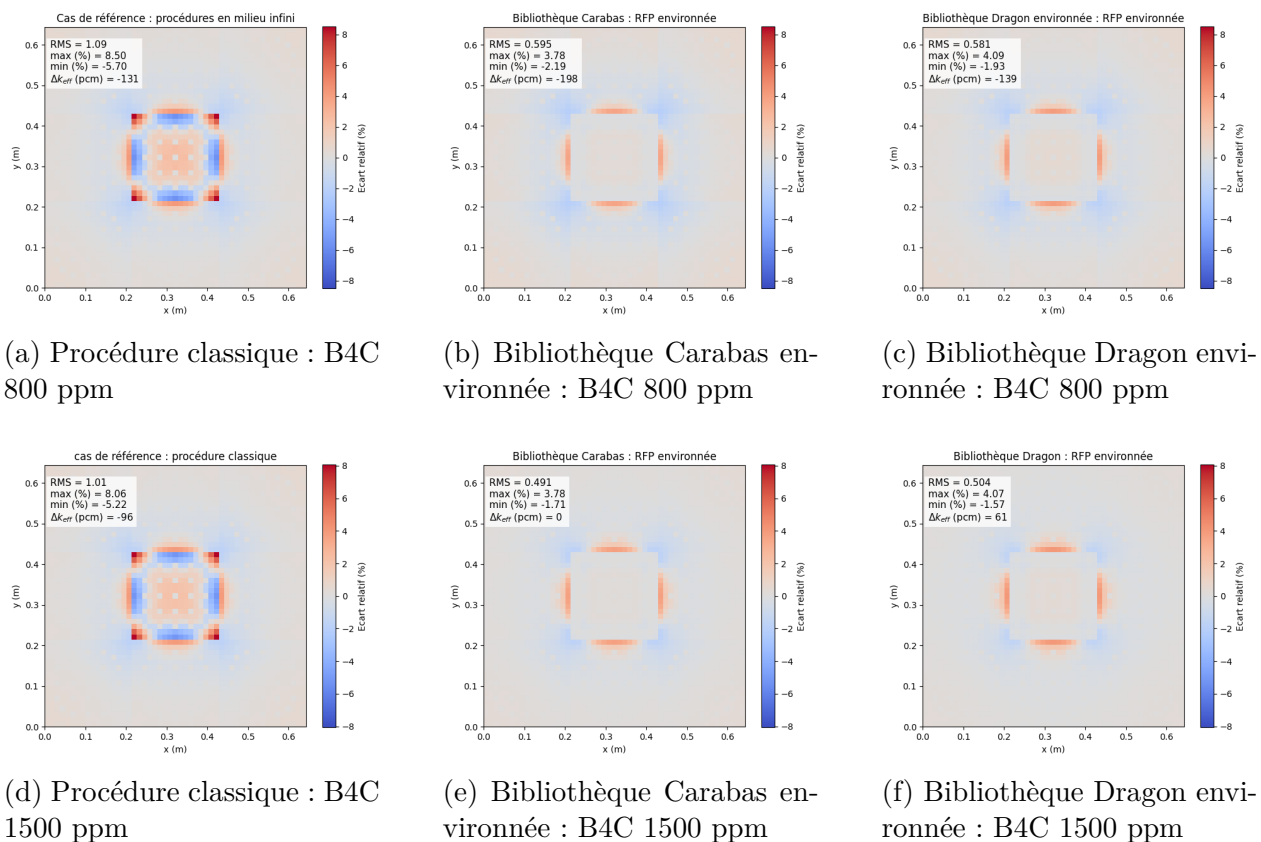


FIGURE B.9 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U150 neuf

TABLEAU B.9 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U150 à 20 GWj/t

	B4C 800 ppm	B4C 1500 ppm
K_{eff} Cluster de référence	0.97390	0.88027

Dans le cas de l'environnement U150, le cas 800 ppm est plus proche de la criticité que le cas 1500 ppm, toutefois on observe la même tendance que pour le cas U200 neuf :

- les résultats avec la procédure classique équivalents pour les deux concentrations, la réactivité est toutefois plus proche de la référence pour le cas à 1500 ppm que pour le cas à 800 ppm ;
- on observe une amélioration de la RMS et des extrema sur les écarts relatifs pour les bibliothèques Carabas et Dragon à 1500 ppm de bore. La réactivité est ici améliorée dans les deux cas : de 198 pcm pour la bibliothèque Carabas et de 78 pcm pour la bibliothèque Dragon.

On présente au tableau B.10 les réactivités des calculs de référence et à la figure B.10 les résultats obtenus pour les différents concentrations de bore dans le cas d'un assemblage B4C environné d'UOX 3.3% neuf.

TABLEAU B.10 Valeurs de K_{eff} obtenues pour les cluster de référence pour l'assemblage B4C environné d'U330 à 20 GWj/t

	B4C 800 ppm	B4C 1500 ppm
K_{eff} Cluster de référence	1.20467	1.12806

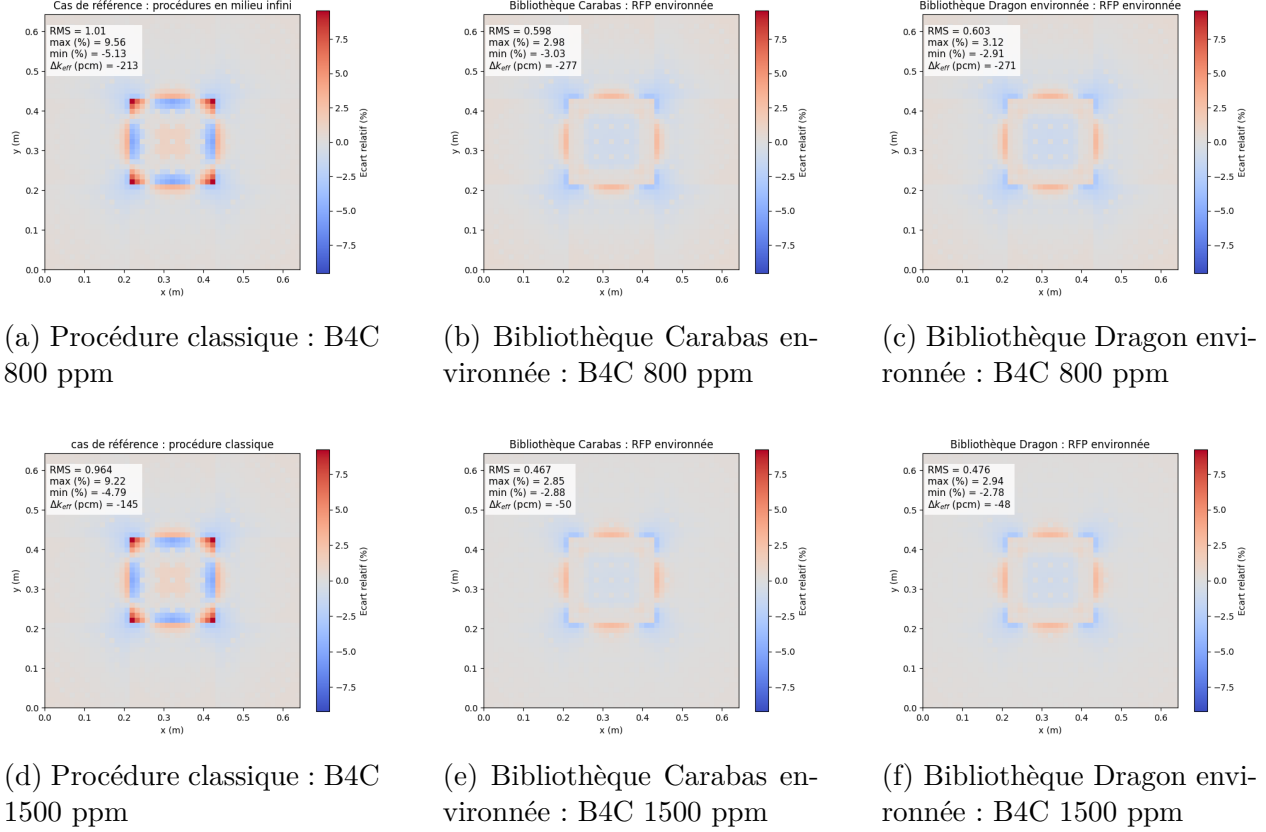


FIGURE B.10 Comparaison des résultats de variation de concentration de bore : cas B4C environnement U330 neuf

On observe dans le cas de l'environnement U330 une tendance similaire au cas de l'environnement U150 :

- les résultats avec la procédure classique équivalents pour les deux concentrations, la réactivité est toutefois améliorée de 68 pcm pour le cas à 1500 ppm que pour le cas à 800 ppm ;
- la tendance d'amélioration de la RMS et des extrema sur les écarts relatifs pour les bibliothèques Carabas et Dragon à 1500 ppm de bore est également observée pour l'environnement U330. La réactivité est ici améliorée dans les deux cas : de 222 pcm pour la bibliothèque Carabas et de 223 pcm pour la bibliothèque Dragon.

Conclusion sur le choix de la concentration en Bore

Pour la bibliothèque MOX, on n'observe pas de tendance claire sur l'impact de la concentration de bore sur les résultats obtenus, que ce soit pour la procédure classique ou pour la procédure environnée. Il est toutefois important de noter que les résultats obtenus pour l'assemblage MOX restent à améliorer en adaptant la procédure pour prendre en compte les hétérogénéités internes de ce type d'assemblage.

Pour l'assemblage B4C, on observe une amélioration des résultats obtenus pour la bibliothèque à 1500 ppm de bore, c'est à dire la bibliothèque la plus proche de la criticité sur le motif cluster complet. Peu importe le choix de la concentration en bore considéré, on observe une amélioration significative des résultats obtenus avec la procédure de RFP environnée.

Dans tous les cas, pour éviter les conflits créés par les différents motifs de calcul, il semble pertinent à l'avenir de chercher à calculer l'assemblage environné dans Dragon sur un motif cluster complet.

ANNEXE C CALCULS AVEC BIBLIOTHÈQUE DRAGON MILIEU INFINI

Comparaison sur des calculs cluster

Nous présentons dans cette Annexe les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon calculée en milieu infini à 800 ppm de bore. Nous y avons appliqué soit la procédure de RFP classique, soit la procédure de RFP environnée. Nous présentons dans cette partie les cas équivalents calculés à partir d'une bibliothèque Carabas milieu infini ainsi que le résultat obtenu pour la bibliothèque Dragon environnée.

Nous traçons ici les résultats obtenus pour la reconstruction de la puissance et avec une normalisation assemblage.

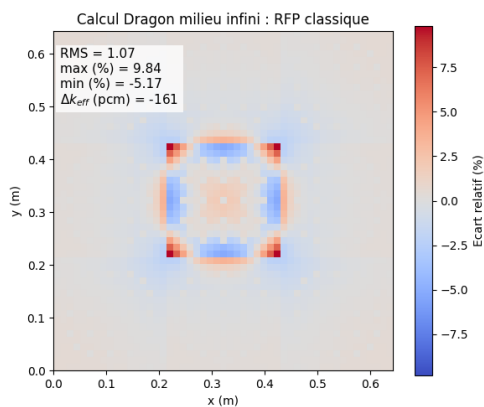
Environnement U200 neuf

On présente sur la figure C.1 les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon milieu infini à 800 ppm de bore avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% neuf.

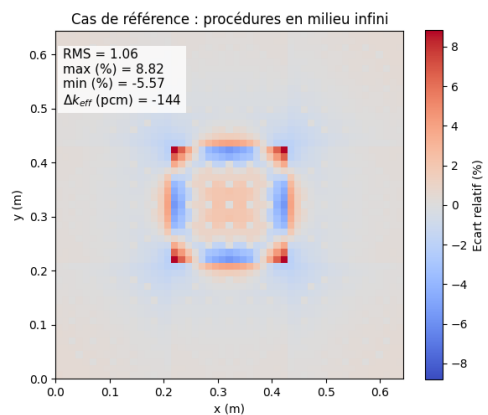
En observant les figures (a) et (b), où l'on a appliqué la RFP classique, on observe que les résultats obtenus à partir des bibliothèques Dragon et Carabas milieu infini sont très similaires. On obtient en effet des RMS très proches (environ 1.1% dans les deux cas), les extréma obtenus sont également proches. Le K_{eff} obtenu à partir de la bibliothèque Dragon est dégradé de 17 pcm par rapport à celui obtenu à partir de la bibliothèque Carabas. Ces écarts obtenus s'expliquent par les différences entre les deux codes réseau, notamment l'utilisation dans Dragon d'un schéma à 1 niveau ainsi que d'une méthode d'auto-protection différente de Carabas.

Les figures (c) et (d) présentent les résultats obtenus avec les mêmes bibliothèques, mais en utilisant la RFP environnée. A nouveau, les résultats obtenus à partir des bibliothèques Dragon et Carabas milieu infini sont très similaires, avec des RMS de 0.58% dans les deux cas, et des extréma également très proches. Les K_{eff} obtenus à l'issue de la procédure de RFP environnée sont ici identiques.

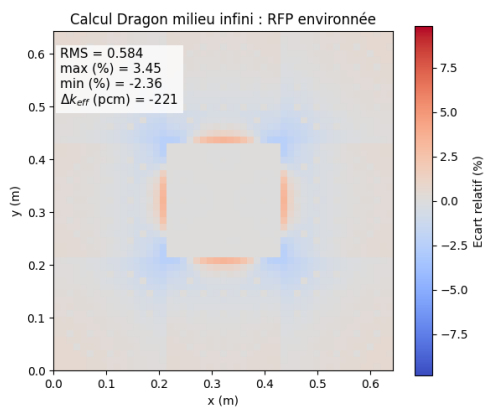
Enfin en observant les figures (c) et (e), on peut observer l'impact du passage d'un calcul Dragon milieu infini à un calcul en environnement. La RMS est ici très légèrement améliorée, passant de 0.58% à 0.56% et les extremas obtenus sont du même ordre de grandeur. Dans ce cas, on obtient une amélioration de 39 pcm du K_{eff} avec la bibliothèque environnée. Ce résultat amélioré peut à nouveau s'expliquer par l'utilisation du flux environné pour l'homogénéisation des sections efficaces.



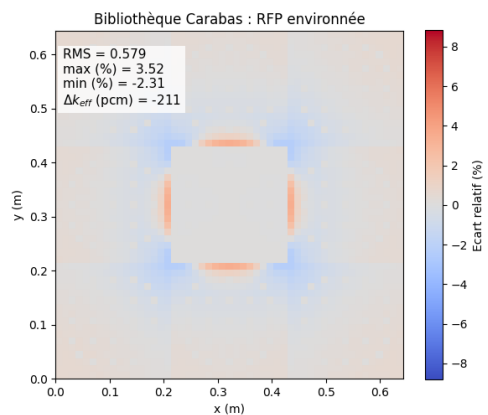
(a) Dragon infini : RFP Classique



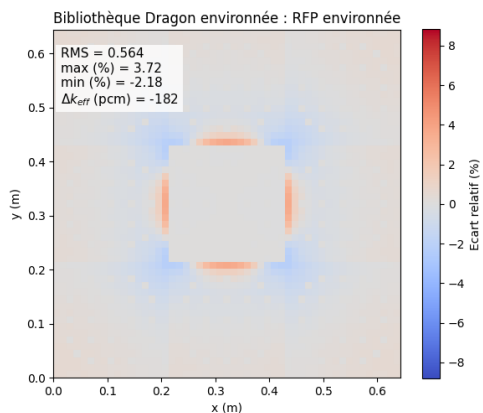
(b) Carabas infini : RFP Classique



(c) Dragon infini : RFP environnée



(d) Carabas infini : RFP environnée



(e) Dragon environné : RFP environnée

FIGURE C.1 Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environnée à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 neuf

Environnement U200 à 10 GWj/t

On présente sur la figure C.2 les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon milieu infini à 800 ppm de bore avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% à 10 GWj/t.

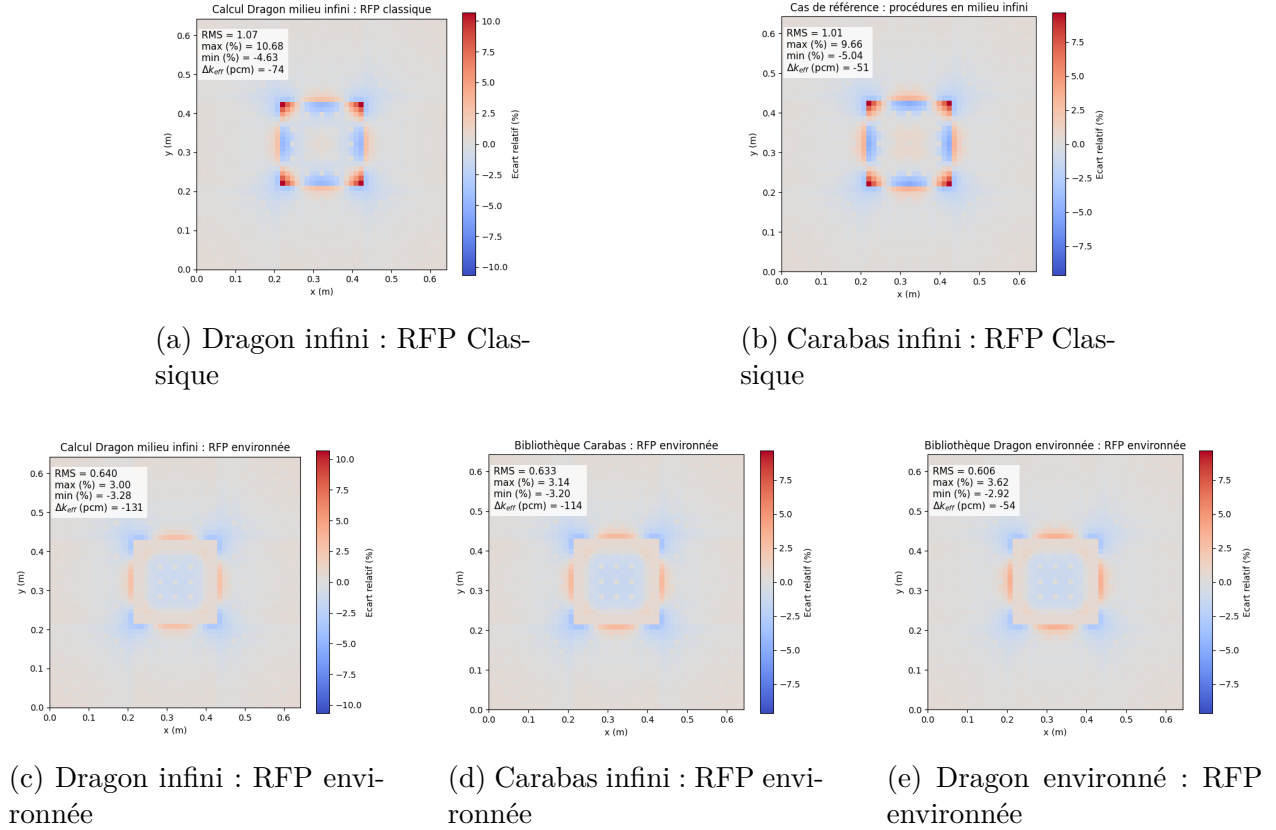


FIGURE C.2 Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environnée à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 10 GWj/t

Dans le cas de l'environnement U200 à 10 GWj/t, on observe la même tendance :

- entre les figures (a) et (b), on a des écarts très similaires et une différence de 23 pcm sur le K_{eff} ;
- entre les figures (c) et (d), on a à nouveau des écarts très similaires et un écart de K_{eff} de 17 pcm ;
- entre les figures (c) et (e), on observe une amélioration de la RMS passant de 0.64% à 0.61% et une amélioration du K_{eff} de 77 pcm.

Environnement U200 à 20 GWj/t

On présente sur la figure C.3 les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon milieu infini à 800 ppm de bore avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% à 20 GWj/t.

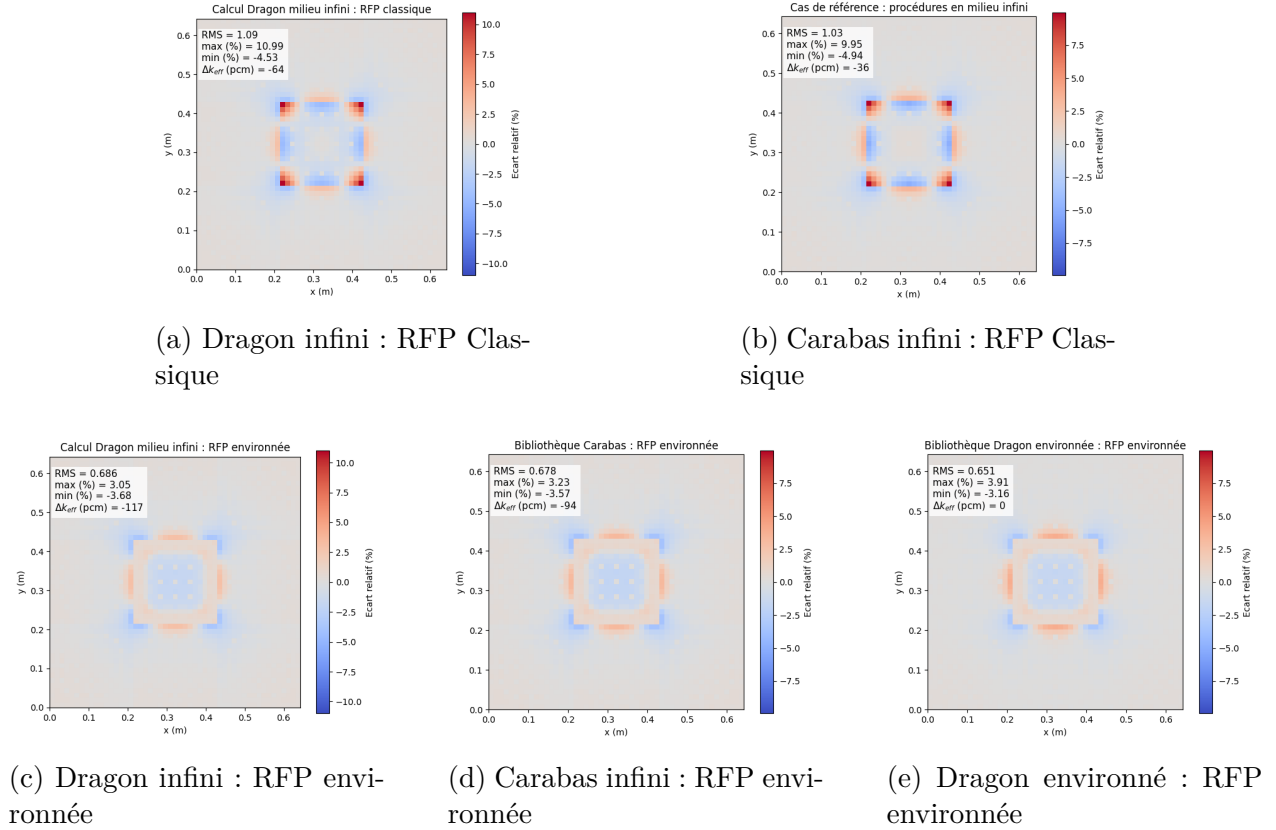


FIGURE C.3 Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environnée à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U200 20GWj/t

Dans le cas de l'environnement U200 à 20 GWj/t, on observe la même tendance :

- entre les figures (a) et (b), on a des écarts très similaires et une différence de 28 pcm sur le K_{eff} ;
- entre les figures (c) et (d), on a à nouveau des écarts très similaires et un écart de K_{eff} de 23 pcm ;
- entre les figures (c) et (e), on observe une amélioration de la RMS passant de 0.64% à 0.61% et une amélioration du K_{eff} de 117 pcm.

Environnement U150 neuf

On présente sur la figure C.4 les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon milieu infini à 800 ppm de bore avec un environnement d'UOX enrichi à 1.5% neuf.

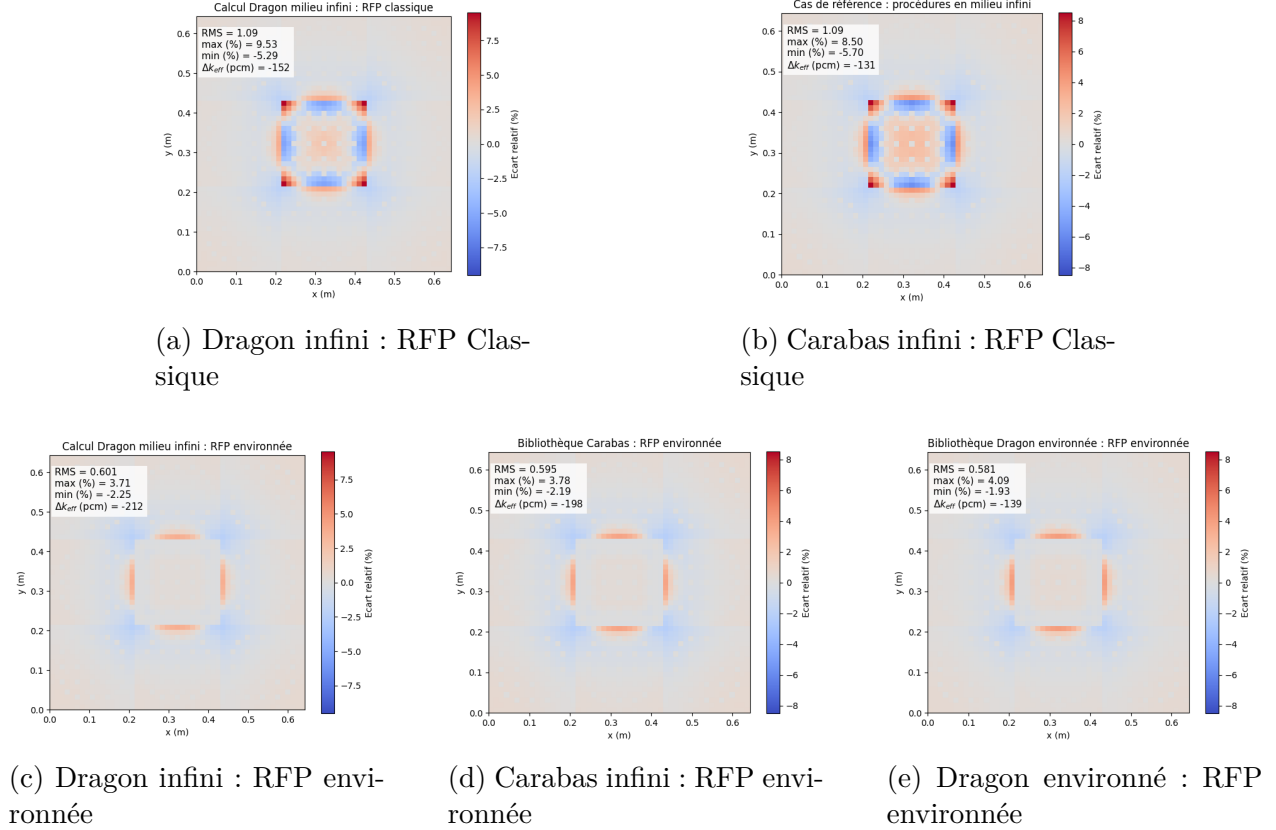


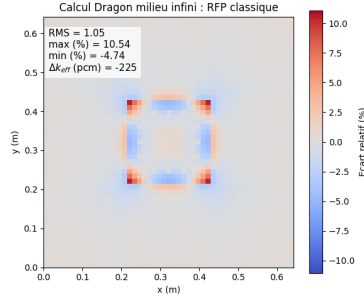
FIGURE C.4 Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environnée à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U150 neuf

Dans le cas de l'environnement U150, on observe la même tendance :

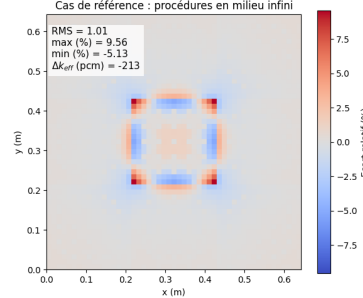
- entre les figures (a) et (b), on a des écarts très similaires et une différence de 21 pcm sur le K_{eff} ;
- entre les figures (c) et (d), on a à nouveau des écarts très similaires et un écart de K_{eff} de 14 pcm ;
- entre les figures (c) et (e), on observe une amélioration de la RMS passant de 0.64% à 0.61% et une amélioration du K_{eff} de 73 pcm.

Environnement U330 neuf

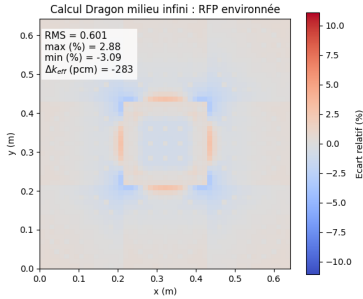
On présente sur la figure C.5 les résultats obtenus à partir d'une bibliothèque UOX-B4C Dragon milieu infini à 800 ppm de bore avec un environnement d'UOX enrichi à 3.3% neuf.



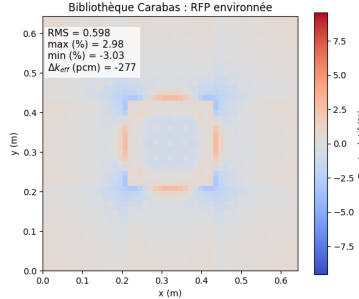
(a) Dragon infini : RFP Classique



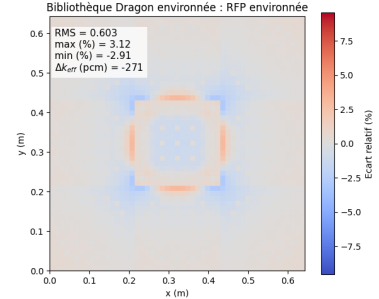
(b) Carabas infini : RFP Classique



(c) Dragon infini : RFP environnée



(d) Carabas infini : RFP environnée



(e) Dragon environné : RFP environnée

FIGURE C.5 Comparaison des résultats : Application des RFP classique et environnée à une bibliothèque UOX-B4C Dragon infini - Environnement U330 neuf

Dans le cas de l'environnement U330, on observe la même tendance :

- entre les figures (a) et (b), on a des écarts très similaires et une différence de 8 pcm sur le K_{eff} ;
- entre les figures (c) et (d), on a à nouveau des écarts très similaires et un écart de K_{eff} de 6 pcm ;
- entre les figures (c) et (e), on observe une amélioration de la RMS passant de 0.64% à 0.61% et une amélioration du K_{eff} de 12 pcm.

Discussion sur les résultats obtenus

Dans l'ensemble des cas étudiés sur l'assemblage UOX-B4C, on observe la même tendance dans les résultats :

- Entre les calculs Dragon et Carabas milieu infini avec une RFP classique, on observe des écarts très similaires, avec des RMS du même ordre de grandeur et des extréma également très proches. On observe cependant une légère dégradation du K_{eff} , qui peut s'expliquer par les différences entre les deux codes réseau, notamment l'utilisation dans Dragon d'un schéma à 1 niveau ainsi que d'une méthode d'auto-protection différente de Carabas ;
- Entre les calculs Dragon et Carabas milieu infini avec une RFP environnée, les résultats sont à nouveau très similaires et les légers écarts observés peuvent s'expliquer de la même manière que pour la RFP classique ;
- Entre les calculs Dragon milieu infini et Dragon environné avec la procédure de RFP environnée, on observe une amélioration souvent significative du K_{eff} et une légère amélioration de la RMS, ce qui peut s'expliquer par l'utilisation du flux environné pour l'homogénéisation des sections efficaces.

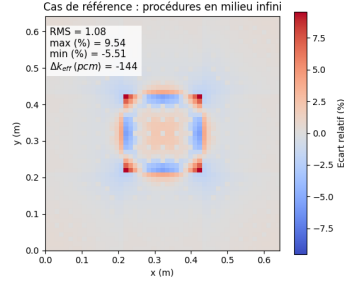
ANNEXE D CALCULS COCAGNE EN RECONSTRUCTION FINE DU FLUX

Présentation des résultats de reconstruction par le flux

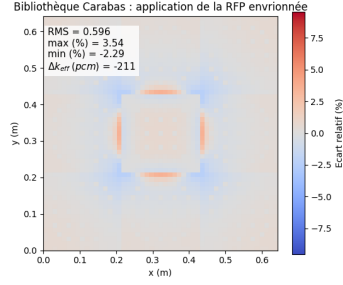
Les résultats présentés au chapitre 4 présentent la démarche de reconstruction fine de la puissance. Il est également possible de reconstruire plutôt le flux. On propose de présenter dans cette annexe les résultats obtenus lorsqu'on cherche à reconstruire finement le flux plutôt que la puissance. Pour comparer les deux reconstructions, nous traçons sur la colonne de gauche la reconstruction par le flux et sur la colonne de droite la reconstruction de la puissance. Tous les résultats présentés sont normalisés par assemblages. Nous présentons ici les résultats obtenus pour l'assemblage UOX-B4C.

Environnement U200 neuf

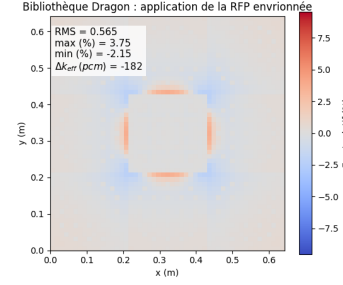
On présente sur la figure D.1 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% neuf.



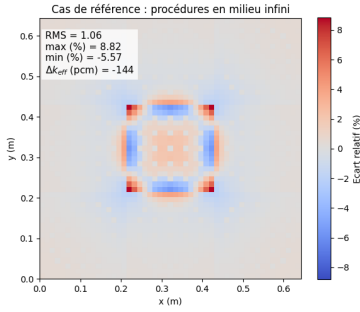
(a) Cas de référence : reconstruction du flux



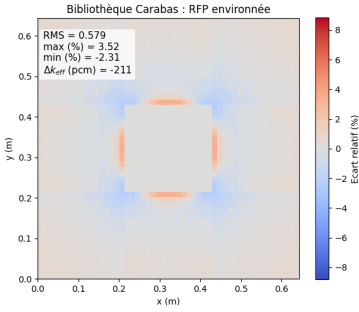
(b) Bibliothèque Carabas : reconstruction du flux



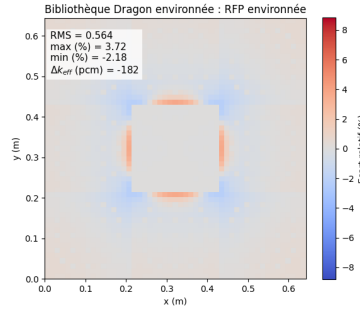
(c) Bibliothèque Dragon : reconstruction du flux



(d) Cas de référence : reconstruction de la puissance



(e) Bibliothèque Carabas : reconstruction de la puissance



(f) Bibliothèque Dragon : reconstruction de la puissance

FIGURE D.1 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf - Reconstruction fine du flux

On observe ici que les résultats entre la reconstruction par le flux et la reconstruction par la puissance sont quasi identiques. En effet, pour chacune des bibliothèques étudiées, on observe des écarts très similaires et des valeurs de ΔK_{eff} identiques. On note toutefois une très légère amélioration de la RMS et des extrema d'écarts en utilisant la reconstruction de la puissance. Ceci est un résultat attendu, dans la mesure où la reconstruction de la puissance permet de calculer directement une distribution fine de la puissance par crayon, tandis qu'avec la reconstruction du flux, on rajoute une étape intermédiaire : on reconstruit la distribution fine du flux puis on en déduit la distribution fine de la puissance. L'utilisation de la reconstruction par le flux rajoute alors une étape introduisant des incertitudes supplémentaires.

Environnement U200 à 10 GWj/t

On présente sur la figure D.2 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% évolué à 10 GWj/t.

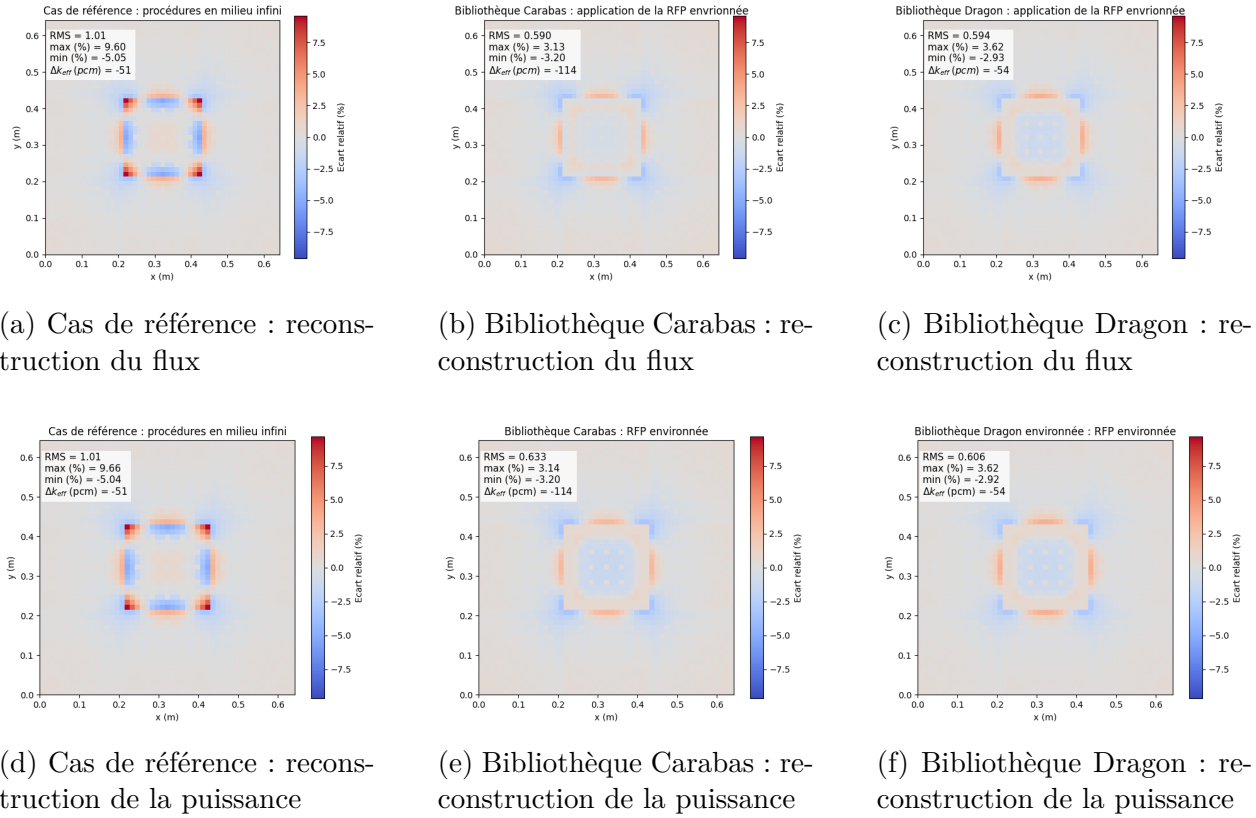


FIGURE D.2 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t - Reconstruction fine du flux

Comme pour le cas avec l'environnement U200 neuf, on observe des résultats très similaires entre la reconstruction par le flux et la reconstruction par la puissance, avec des écarts très proches et des valeurs de ΔK_{eff} identiques. On note ici cependant que la reconstruction du flux permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure pour la RFP environnée du flux (figures (b) et (c)) que pour la RFP environnée de la puissance (figures (e) et (f)).

Environnement U200 à 20 GWj/t

On présente sur la figure D.3 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% évolué à 20 GWj/t.

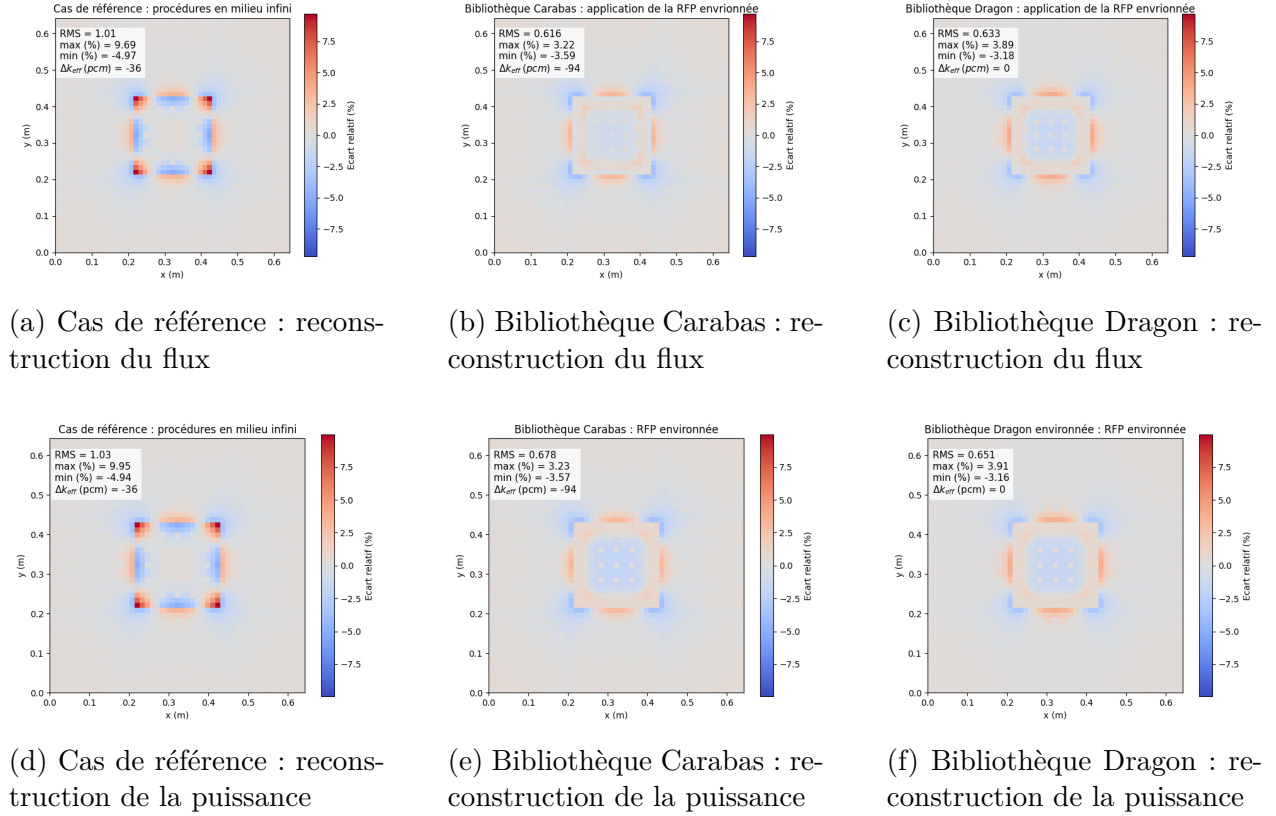
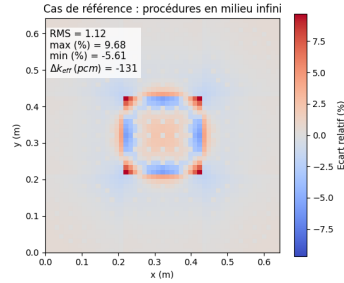


FIGURE D.3 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t - Reconstruction fine du flux

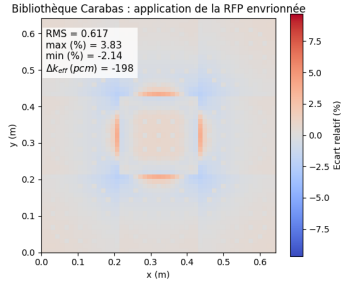
Dans le cas de l'environnement U200 à 20 GWj/t, on observe des résultats très similaires entre la reconstruction par le flux et la reconstruction par la puissance. Ici, comme pour l'environnement U200 à 10 GWj/t, on note que la reconstruction du flux permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure pour la RFP environnée du flux (figures (b) et (c)) que pour la RFP environnée de la puissance (figures (e) et (f)).

Environnement U150 neuf

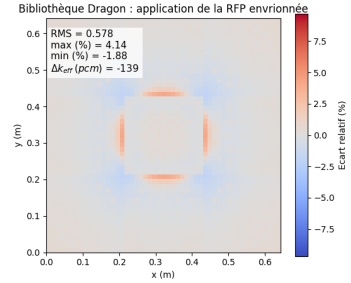
On présente sur la figure D.4 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 1.5% neuf.



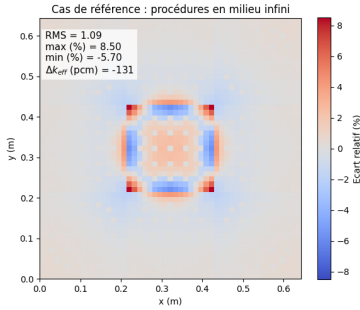
(a) Cas de référence : reconstruction du flux



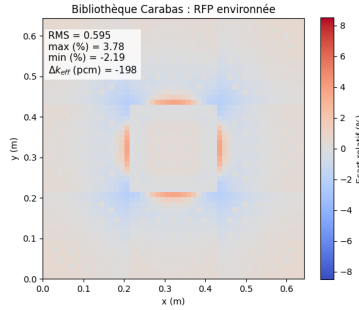
(b) Bibliothèque Carabas : reconstruction du flux



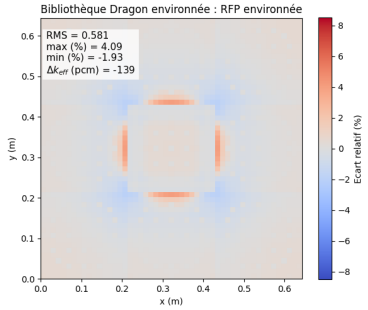
(c) Bibliothèque Dragon : reconstruction du flux



(d) Cas de référence : reconstruction de la puissance



(e) Bibliothèque Carabas : reconstruction de la puissance



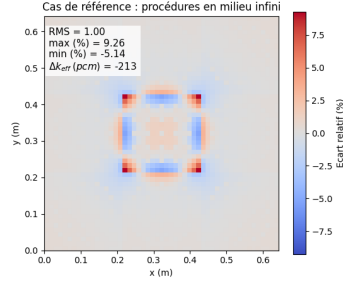
(f) Bibliothèque Dragon : reconstruction de la puissance

FIGURE D.4 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf - Reconstruction fine du flux

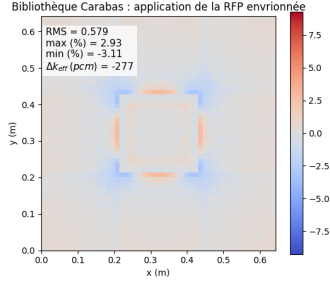
Dans le cas de l'environnement U150 neuf, on observe des résultats très similaires entre la reconstruction par le flux et la reconstruction par la puissance, avec des écarts très proches et des valeurs de ΔK_{eff} identiques. Ici, les reconstructions par le flux et par la puissance permettent d'obtenir des RMS très proches dans les deux cas.

Environnement U330 neuf

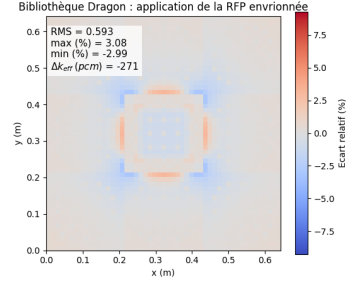
On présente sur la figure D.5 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 3.3% neuf.



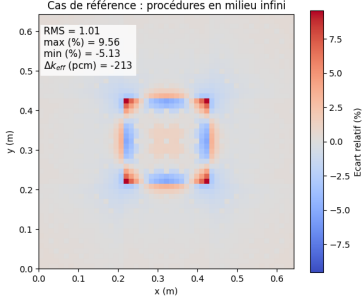
(a) Cas de référence : reconstruction du flux



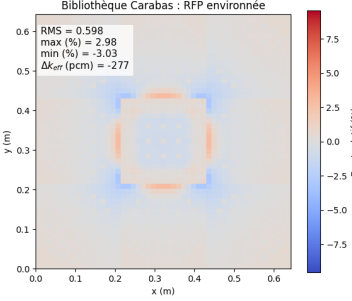
(b) Bibliothèque Carabas : reconstruction du flux



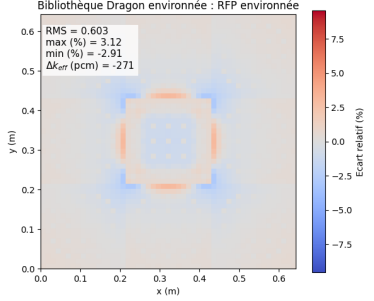
(c) Bibliothèque Dragon : reconstruction du flux



(d) Cas de référence : reconstruction de la puissance



(e) Bibliothèque Carabas : reconstruction de la puissance



(f) Bibliothèque Dragon : reconstruction de la puissance

FIGURE D.5 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf - Reconstruction fine du flux

Dans le cas de l'environnement U330 neuf, on observe des résultats très similaires entre la reconstruction par le flux et la reconstruction par la puissance, avec des écarts très proches et des valeurs de ΔK_{eff} identiques. Comme pour le cas U150 neuf, les reconstructions par le flux et par la puissance semblent ici équivalentes.

Discussion sur les résultats obtenus

Pour les cas présentés, la reconstruction fine par le flux est généralement quasi identique à la reconstruction fine par la puissance, avec des écarts très similaires et des valeurs de ΔK_{eff} identiques. Cependant, on observe que dans certains cas, notamment pour les environnements U200 à 10 GWj/t et U200 à 20 GWj/t, la reconstruction par le flux permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure que la reconstruction par la puissance.

ANNEXE E COMPARAISON SUR LES EFFETS DU CHOIX DE NORMALISATION

Dans le corps du mémoire, nous avons présenté les résultats obtenus pour les calculs cluster où la puissance de chacun des 3×3 assemblages du cluster est normalisée à la puissance du même assemblage dans le cluster de référence. Il est également possible de normaliser la puissance totale du cluster à la puissance totale du cluster de référence, et ainsi de ne pas normaliser la puissance de chaque assemblage individuellement. On propose dans cette annexe de présenter les résultats obtenus avec cette seconde méthode de normalisation, et de les comparer aux résultats présentés dans le corps du mémoire.

Environnement U200 neuf

On compare sur la figure E.1 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% neuf pour les deux types de normalisation proposés.

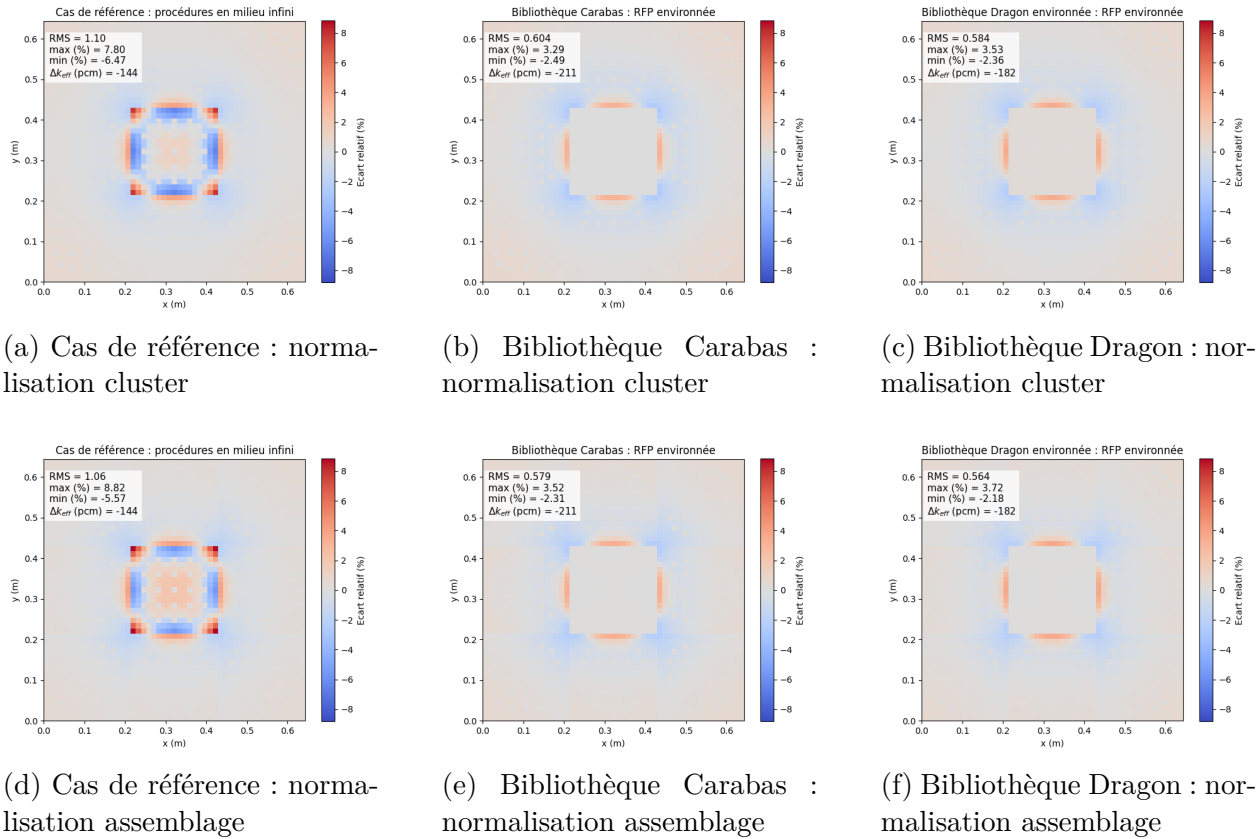


FIGURE E.1 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf

En observant les figures (a) et (d), on observe pour les bibliothèques Carabas milieu infini avec RFP classique que les résultats obtenus sont relativement proches : le K_{eff} est identique pour les deux normalisations, ce qui est attendu car la normalisation n'affecte pas la réactivité. On note toutefois sur ces cas que la RMS est légèrement meilleure pour la normalisation assemblage, mais que les extrema d'écart relatifs y sont légèrement plus importants que pour la normalisation cluster. On observe la même tendance pour les cas avec RFP environnée : la RMS est légèrement meilleure pour la normalisation assemblage, mais les extrema d'écart relatifs y sont légèrement dégradés par rapport à la normalisation cluster.

Environnement U200 à 10GWj/t

On compare sur la figure E.2 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% évolué à 10 GWj/t pour les deux types de normalisation proposés.

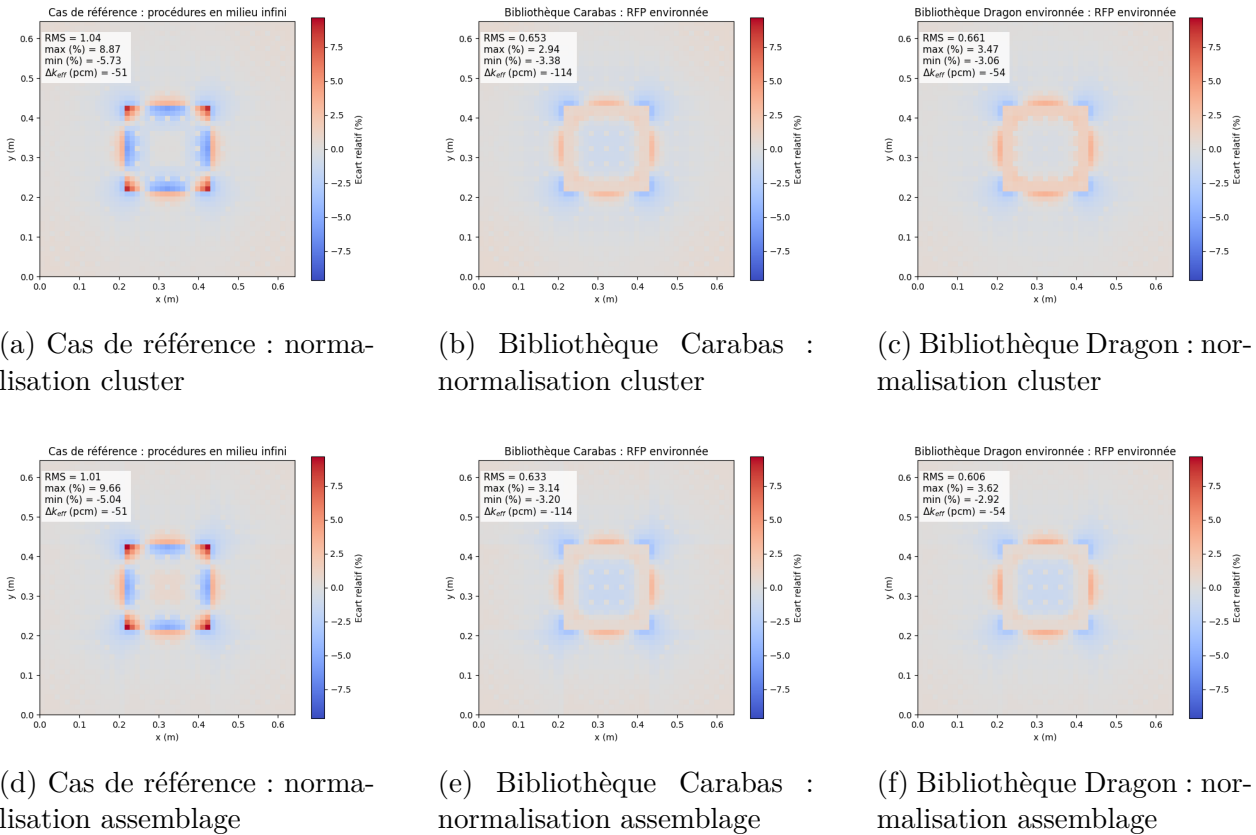


FIGURE E.2 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t

On observe dans le cas environnement U200 à 10 GWj/t la même tendance que pour l'environnement U200 neuf : la normalisation assemblage permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure que la normalisation cluster, mais les extrema d'écart relatifs sont légèrement plus importants que pour la normalisation cluster. On observe également que l'amélioration de la RMS semble ici plus marquée pour la bibliothèque Dragon environnée que pour la bibliothèque Carabas avec RFP environnée.

Environnement U200 à 20GWj/t

On présente sur la figure 4.17 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 2.0% évolué à 20 GWj/t.

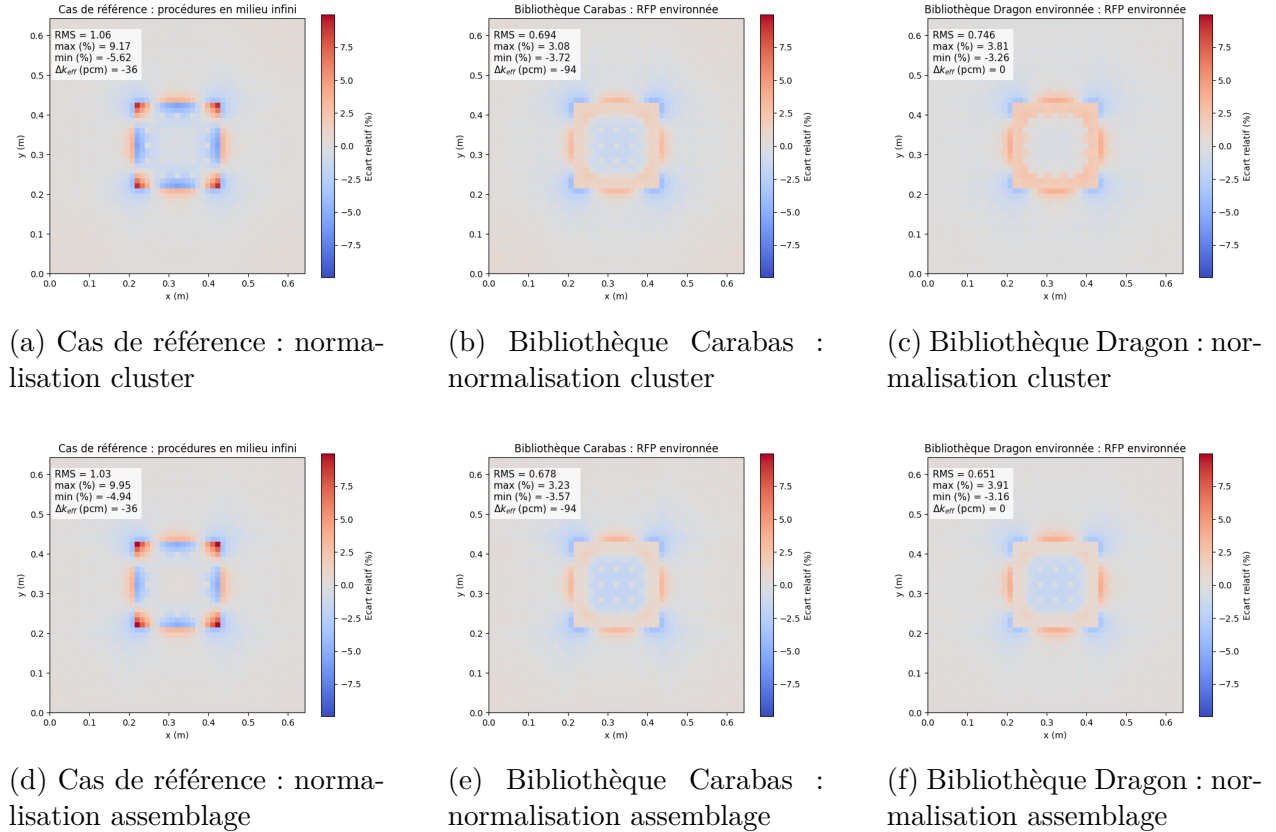


FIGURE E.3 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t

On observe la même tendance que pour les autres environnements. Comme dans le cas environné à 10 GWj/t, l'amélioration de la RMS semble ici plus marquée pour la bibliothèque Dragon environnée que pour la bibliothèque Carabas avec RFP environnée.

Environnement U150 neuf

On présente sur la figure 4.19 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 1.5% neuf.

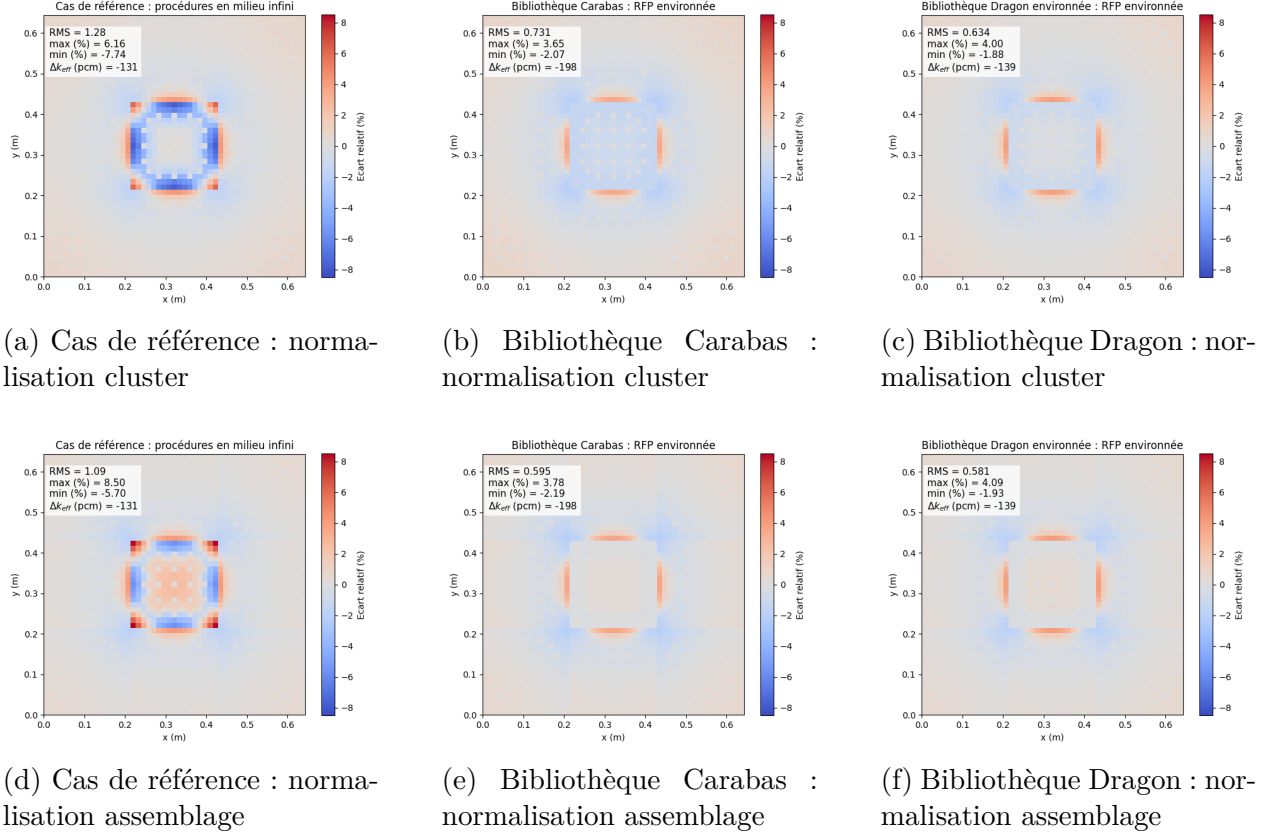


FIGURE E.4 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf

On observe dans le cas de l'environnement U150 neuf la même tendance que pour les autres environnements : la normalisation assemblage permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure que la normalisation cluster, mais les extrema d'écarts relatifs sont légèrement plus importants que pour la normalisation cluster. Ici, on note que la normalisation assemblage permet d'obtenir une amélioration de la RMS plus marquée pour la bibliothèque Carabas avec RFP environnée que pour la bibliothèque Dragon environnée.

Environnement U330 neuf

On présente sur la figure 4.20 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement d'UOX enrichi à 3.3% neuf.

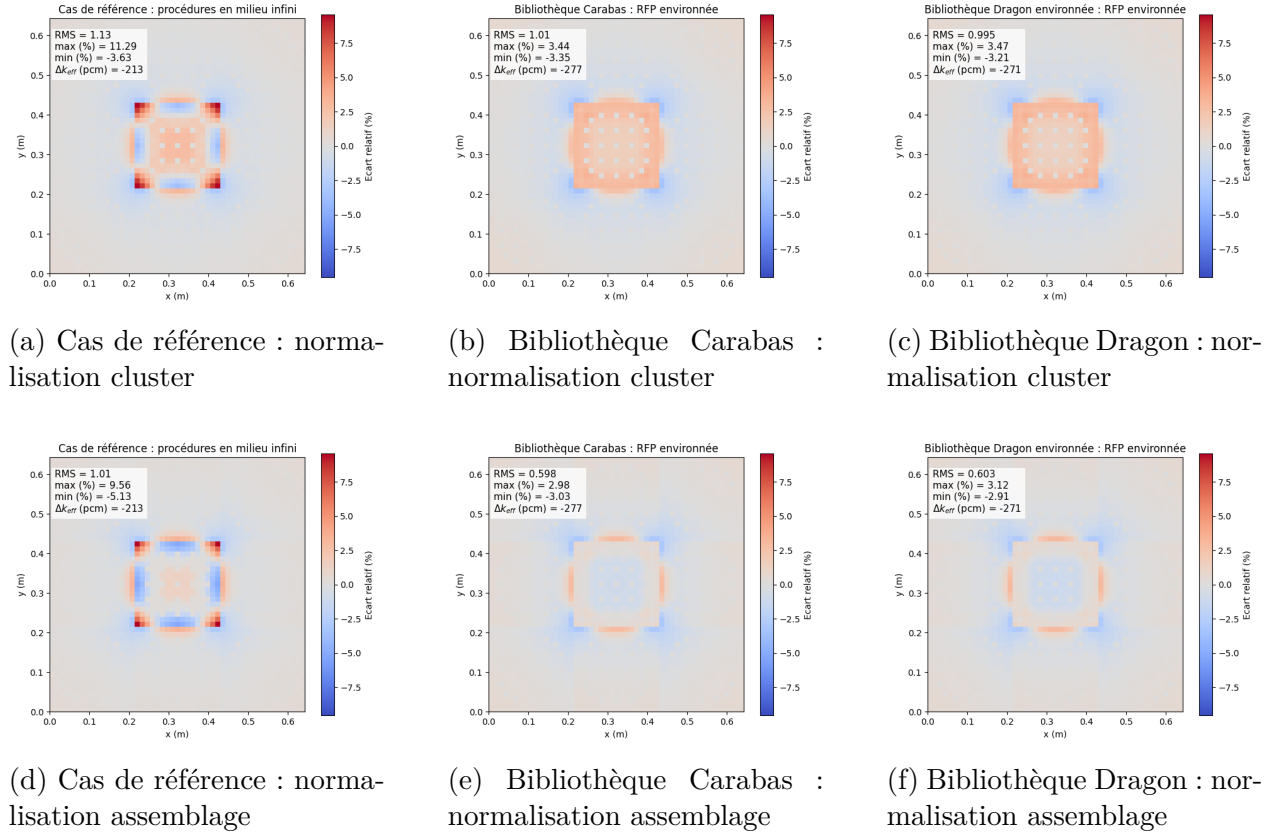


FIGURE E.5 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf

On observe dans le cas de l'environnement U330 neuf une tendance différente des autres cas : la normalisation assemblage améliore significativement la RMS par rapport à la normalisation cluster et permet de diminuer les extréma d'écarts relatifs. Ici l'amélioration de la RMS est surtout marquée pour les bibliothèques avec RFP environnée, en permettant d'obtenir une RMS de l'ordre de 0.6% pour les bibliothèques environnées contre une RMS de l'ordre de 1% avec normalisation cluster. Ceci peut s'expliquer par la distribution de la puissance dans les différents assemblages : les assemblages UOX 3.3% neuf produisent une puissance beaucoup plus importante que l'assemblage UOX-B4C central (cf. figure 4.18-b), ce qui crée une grande disparité dans la production de puissance. En conséquence, le fait de normaliser tous les assemblages à partir de la puissance cluster crée une erreur importante sur l'assemblage central, ce qui n'est plus le cas lorsque l'on normalise par la puissance des assemblages.

Conclusion sur le choix de la normalisation

Dans les cas étudiés, nous avons pu observer la tendance suivante : la normalisation par assemblage permet d'obtenir une RMS légèrement meilleure que la normalisation par cluster, mais les extrema d'écart relatifs sont légèrement plus importants que pour la normalisation par cluster. On peut rajouter que dans le cas U330, où la distribution de la puissance est très hétérogène sur le cluster, la normalisation par assemblage permet d'obtenir une amélioration de la RMS plus marquée que pour les autres cas.

Le choix dans notre étude de conserver la normalisation par la puissance des assemblages est alors justifié, puisque cela permet d'obtenir de meilleurs résultats, notamment si l'on a de fortes hétérogénéités dans la distribution de la puissance au sein de l'assemblage.

ANNEXE F UTILISATION DE LA BIBLIOTHÈQUE DRAGON ENVIRONNÉE BRUTE

On propose dans cette annexe une comparaison des résultats obtenus avec la bibliothèque Dragon environnée avec une RFP environnée et brute. On dit ici "brute" pour dire qu'ici, on étudie les résultats obtenus avec les coefficients de Selengut calculés dans le calcul réseau Dragon environné. En pratique, cela correspond à limiter la procédure de RFP environnée à sa première itération, c'est à dire sans mise à jour des coefficients de Selengut.

En effet, nous avons dans ce mémoire calculé les bibliothèques Dragon en environnement, ce qui nous fournissait des coefficients de Selengut lame d'eau pour les assemblages environnés. Il est donc pertinent de se demander s'il est plus pertinent d'utiliser les coefficients de Selengut issus du calcul réseau environné, ou s'il est préférable d'utiliser les coefficients de Selengut issus de la procédure de RFP environnée. L'objectif de cette annexe est alors de mesurer, sur les cas de notre étude, l'impact de ce choix sur les résultats obtenus.

Bibliothèque MOX

On présente sur la figure F.1 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% neuf, en comparant les résultats obtenus avec la bibliothèque Dragon environnée avec une RFP environnée et brute.

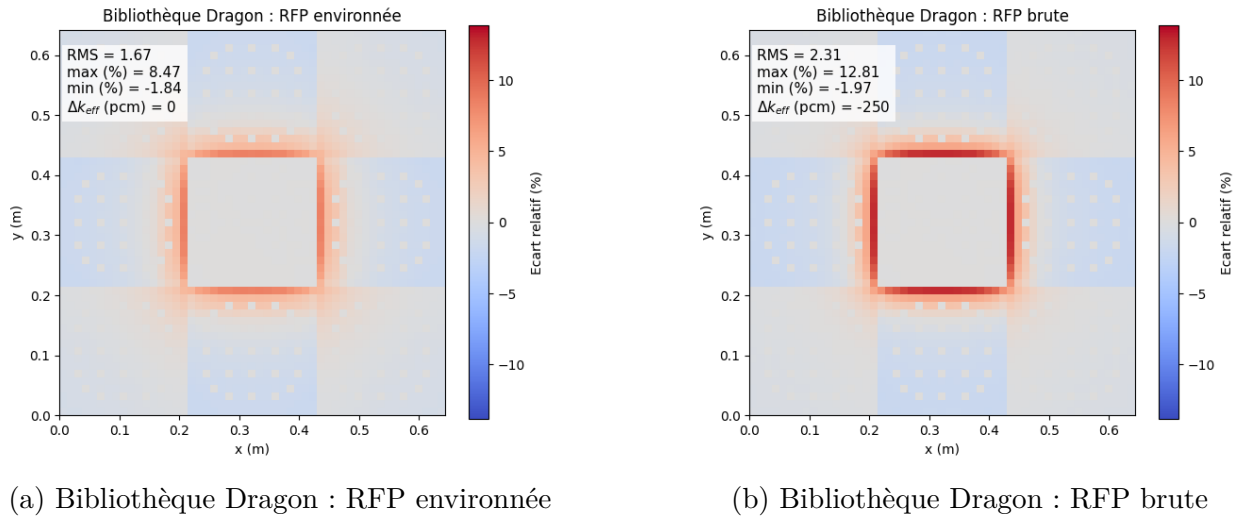


FIGURE F.1 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 neuf

En observant les résultats obtenus, on constate que le résultat avec la méthode de RFP "brute" dégrade significativement les résultats obtenus avec la méthode de RFP environnée.

- La RMS obtenue avec la méthode de RFP brute est de 2.3% alors que celle obtenue avec la méthode de RFP environnée est de 1.7% ;
- les extrema obtenus sont dégradés, avec un max pour la RFP brute de 12.8% contre 8.5% pour la RFP environnée, et un minimum de -2.0% pour la RFP brute contre -1.8% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} est également dégradé, passant de 0 à -250 pcm d'écart avec la méthode de RFP brute.

On présente sur la figure F.2 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% évolué à 10 GWj/t.

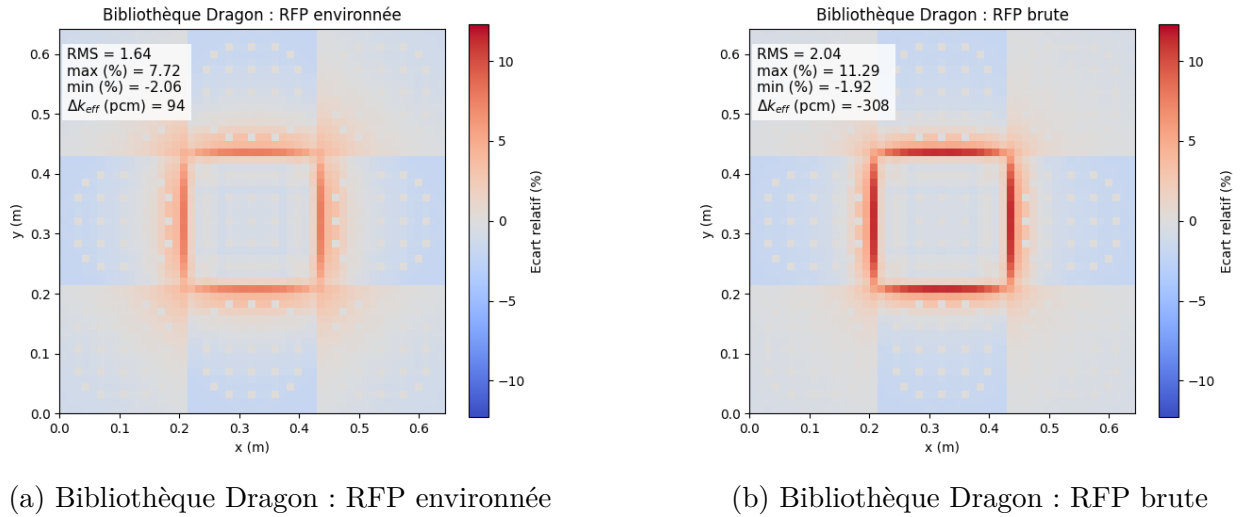


FIGURE F.2 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 10 GWj/t

On observe ici la même tendance que pour l'environnement U200 neuf :

- la RMS passe de 1.64% pour la RFP environnée à 2.0% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 11.3% pour la RFP brute contre 7.7% pour la RFP environnée, et d'un min de -1.9% pour la RFP brute contre -2.1% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} est également dégradé, passant de 94 pcm d'écart pour la RFP environnée à -308 pcm d'écart pour la RFP brute.

On présente sur la figure F.3 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% évolué à 20 GWj/t.

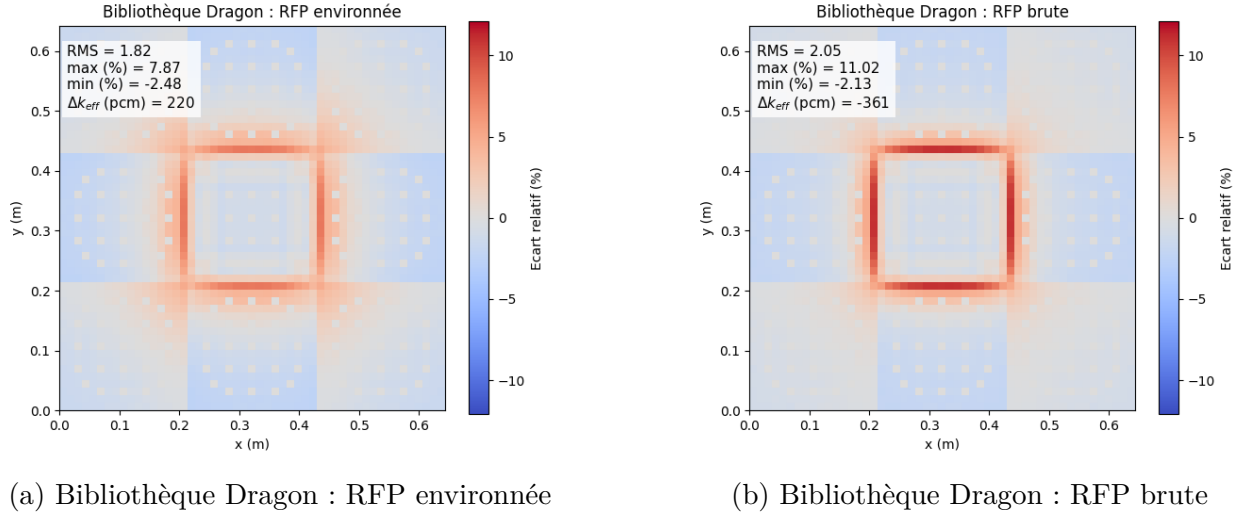


FIGURE F.3 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U200 à 20 GWj/t

La tendance observée pour les deux environnements précédents se confirme également pour l'environnement U200 à 20 GWj/t, avec une dégradation des résultats obtenus avec la méthode de RFP brute par rapport à la méthode de RFP environnée.

- la RMS passe de 1.8% pour la RFP environnée à 2.1% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 7.9% pour la RFP brute contre 7.9% pour la RFP environnée, et d'un min de -2.1% pour la RFP brute contre -2.5% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} est également dégradé, passant de 220 pcm à -361 pcm d'écart avec la méthode de RFP brute.

On présente sur la figure F.4 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 1.5% neuf.

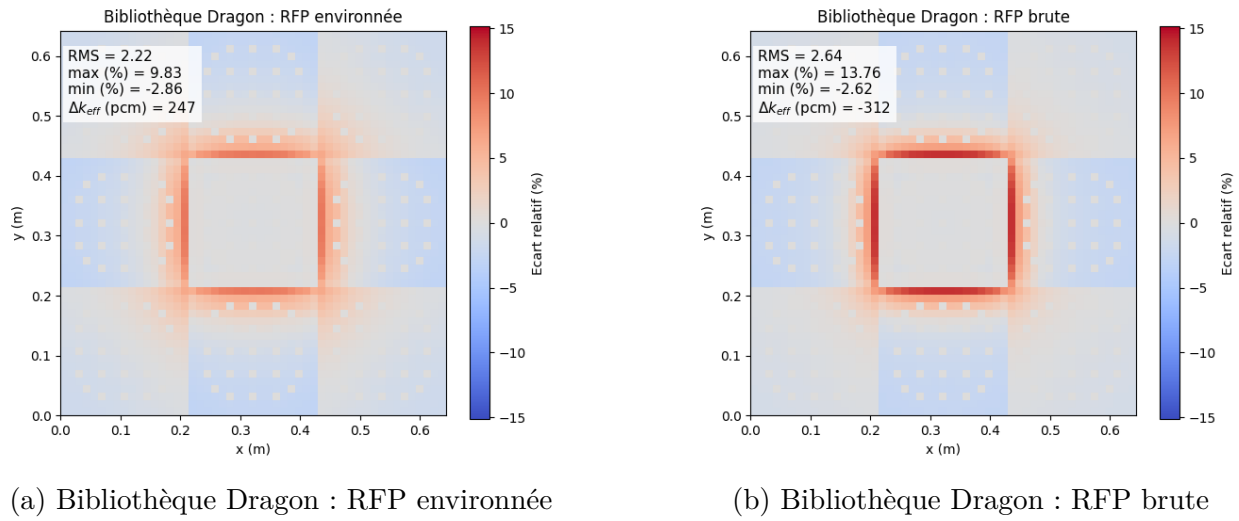


FIGURE F.4 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U150 neuf

- la RMS passe de 2.2% pour la RFP environnée à 2.6% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 13.8% pour la RFP brute contre 9.8% pour la RFP environnée, et d'un min de -2.9% pour la RFP brute contre -2.6% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} est également dégradé, passant de 247 pcm d'écart pour la RFP environnée à -312 pcm d'écart pour la RFP brute.

On présente sur la figure F.5 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 3.3% neuf.

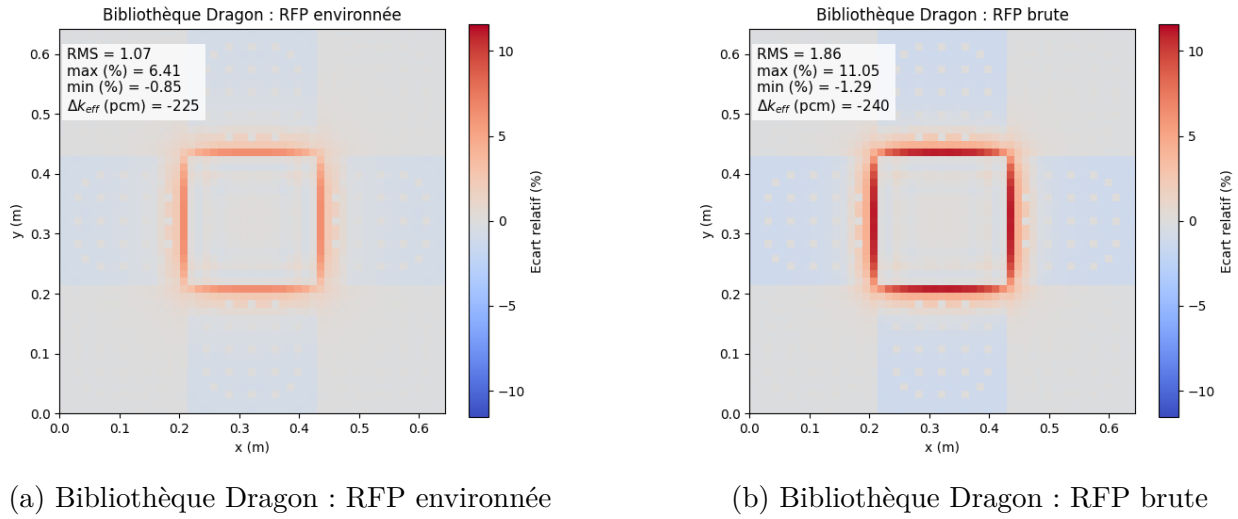


FIGURE F.5 Comparaison des résultats : cas MOX environnement U330 neuf

- la RMS passe de 1.1% pour la RFP environnée à 1.9% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 11.0% pour la RFP brute contre 6.4% pour la RFP environnée, et d'un min de -1.3% pour la RFP brute contre -0.9% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} est également dégradé, passant de -225 à -240 pcm d'écart avec la méthode de RFP brute.

Discussion sur les résultats pour la bibliothèque MOX

Les résultats obtenus à partir de la méthode RFP brute sur les cas étudiés sont significativement dégradés par rapport aux résultats obtenus avec la méthode de RFP environnée. Il serait toutefois intéressant de reprendre cette étude à partir de données homogénéisées en 4×4 qui permettent de mieux prendre en compte les différents enrichissements en Pu de l'assemblage MOX et en utilisant un environnement plus représentatif de la réalité des cœurs de réacteurs, comme des assemblages UOX 2.0% à 20 GWj/t.

Bibliothèque UOX-B4C

On présente sur la figure F.6 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% neuf, en comparant les résultats obtenus avec la bibliothèque UOX-B4C Dragon environnée avec une RFP environnée et brute.

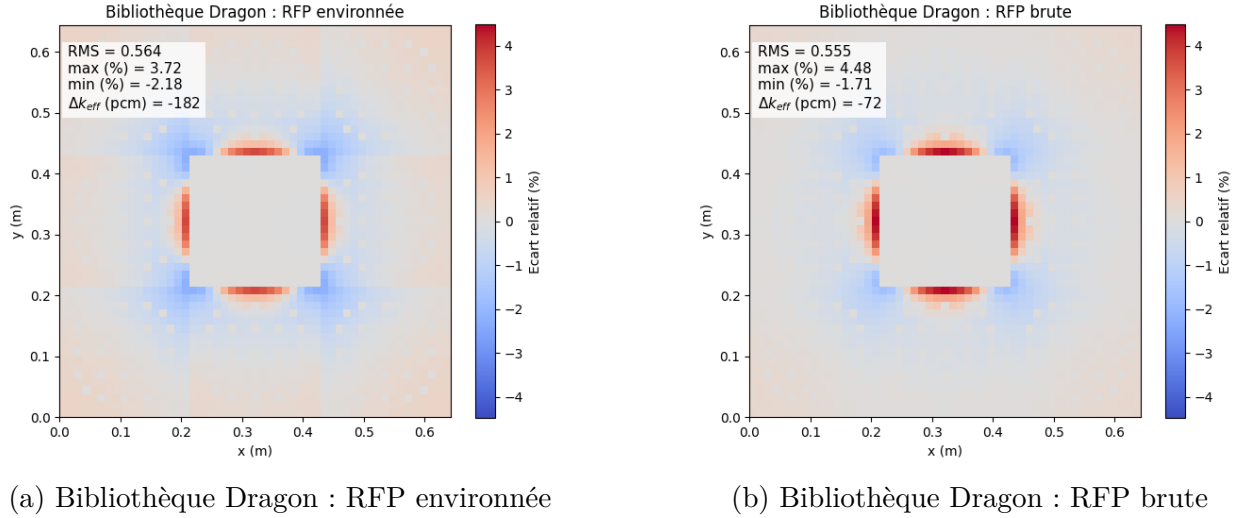


FIGURE F.6 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 neuf

Pour la bibliothèque UOX-B4C avec un environnement U200 neuf, les résultats obtenus avec la méthode de RFP brute sont proches de ceux obtenus avec la méthode de RFP environnée :

- la RMS passe de 0.56% pour la RFP environnée à 0.55% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 4.5% pour la RFP brute contre 3.7% pour la RFP environnée, et d'un min de -1.7% pour la RFP brute contre -2.2% pour la RFP environnée ;
- le calcul du K_{eff} semble ici amélioré, passant de -182 à -72 pcm d'écart avec le calcul de référence.

On présente sur la figure F.7 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% évolué à 10 GWj/t.

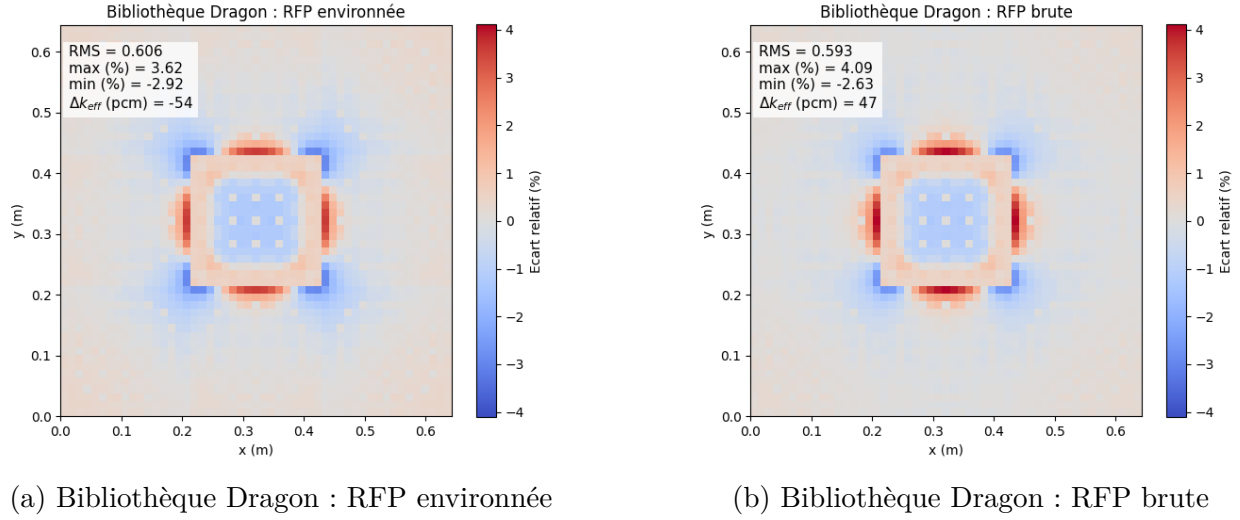
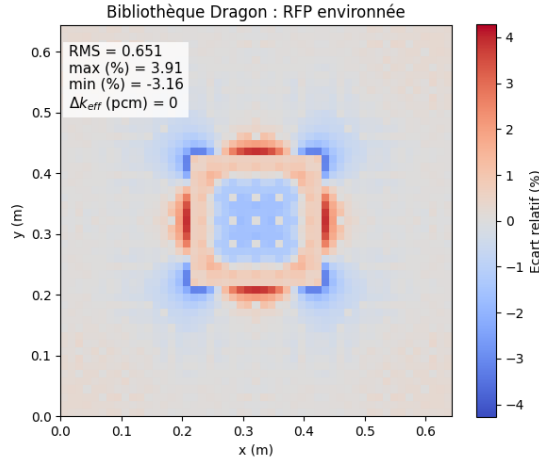


FIGURE F.7 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 10 GWj/t

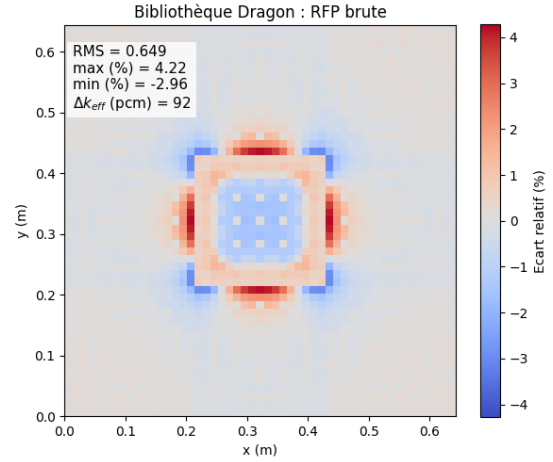
Les résultats obtenus dans ce cas sont également équivalents entre les deux méthodes :

- la RMS passe de 0.61% pour la RFP environnée à 0.56% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 4.1% pour la RFP brute contre 3.6% pour la RFP environnée, et d'un min de -2.6% pour la RFP brute contre -2.9% pour la RFP environnée ;
- Le calcul du K_{eff} est assez équivalent, passant de -54 à 47 pcm.

On présente sur la figure F.8 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 2.0% évolué à 20 GWj/t.



(a) Bibliothèque Dragon : RFP environnée



(b) Bibliothèque Dragon : RFP brute

FIGURE F.8 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U200 à 20 GWj/t

Les résultats obtenus dans ce cas sont également équivalents entre les deux méthodes :

- la RMS est de 0.65% dans les deux cas ;
- les extrema passent d'un max de 4.2% pour la RFP brute contre 3.9% pour la RFP environnée, et d'un min de -3.0% pour la RFP brute contre -3.1% pour la RFP environnée ;
- Le calcul du K_{eff} semble dégradé passant de 0 à 92 pcm d'écart au calcul de référence.

On présente sur la figure F.9 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 1.5% neuf.

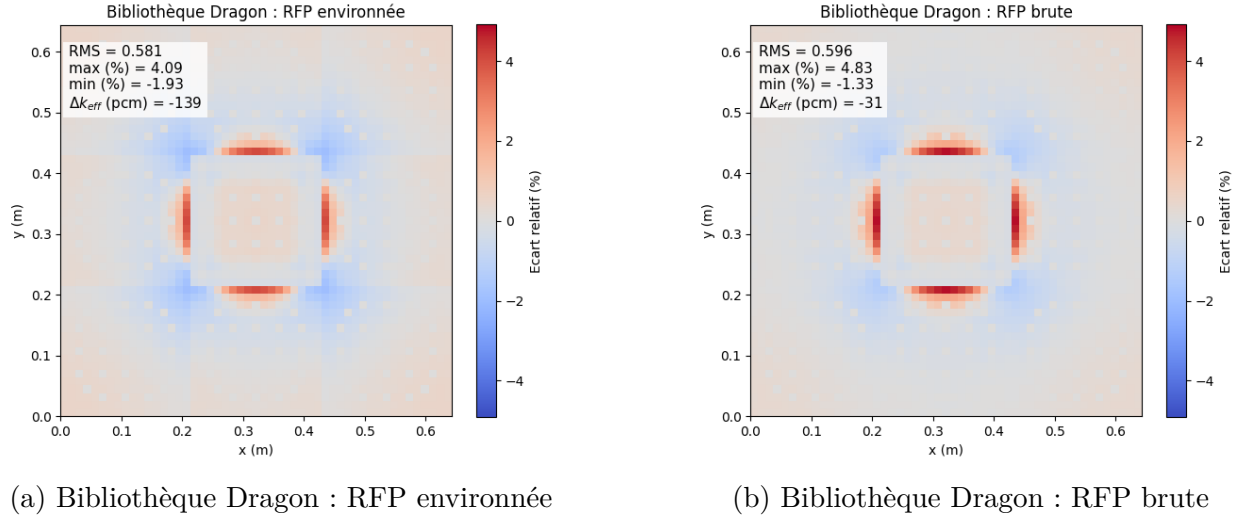


FIGURE F.9 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U150 neuf

Les résultats obtenus dans ce cas sont à nouveau équivalents entre les deux méthodes :

- la RMS passe de 0.58% pour la RFP environnée à 0.60% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 4.8% pour la RFP brute contre 4.1% pour la RFP environnée, et d'un min de -1.3% pour la RFP brute contre -1.9% pour la RFP environnée ;
- Le calcul du K_{eff} semble ici amélioré, passant de -139 à -31 pcm.

On présente sur la figure F.10 les résultats des différents calculs Cocagne avec un environnement UOX enrichi à 3.3% neuf.

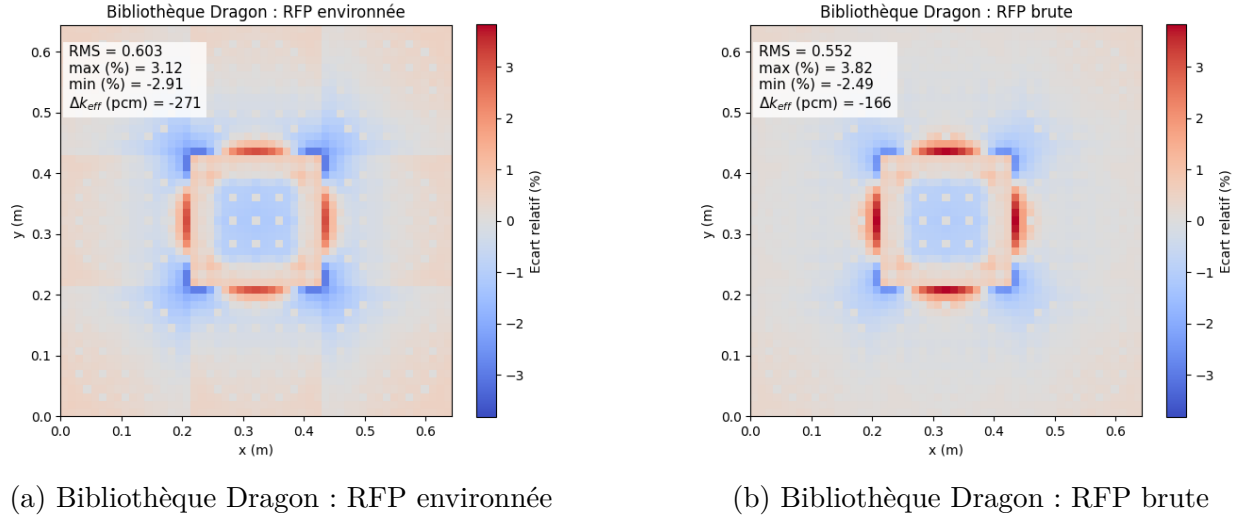


FIGURE F.10 Comparaison des résultats : cas B4C environnement U330 neuf

Les résultats obtenus dans ce cas sont à nouveau équivalents entre les deux méthodes :

- la RMS passe de 0.60% pour la RFP environnée à 0.55% pour la RFP brute ;
- les extrema passent d'un max de 3.8% pour la RFP brute contre 3.1% pour la RFP environnée, et d'un min de -2.5% pour la RFP brute contre -2.9% pour la RFP environnée ;
- Le calcul du K_{eff} semble ici amélioré, passant de -271 à -166 pcm.

Discussion sur les résultats pour la bibliothèque UOX-B4C

Finalement, pour la bibliothèque UOX-B4C, les résultats obtenus avec la méthode de RFP brute sont proches de ceux obtenus avec la méthode de RFP environnée, contrairement à ce qui était observé pour la bibliothèque MOX. Une tendance d'amélioration du calcul du K_{eff} est même observée pour l'assemblages UOX-B4C, mais il reste important de nuancer ce résultat : on compare un calcul de référence Carabas à une bibliothèque calculée avec Dragon. Pour pouvoir dégager des résultats et des tendances plus précises, il serait nécessaire de comparer les résultats obtenus par le calcul de diffusion à un calcul cluster de référence Dragon.