HAL
open science

Optimisation de l'approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques

Nicolas dos Santos

To cite this version:

Nicolas dos Santos. Optimisation de l'approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques. Autre. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENI033 . tel-00979526

HAL Id: tel-00979526

https://theses.hal.science/tel-00979526v1

Submitted on 16 Apr 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétiques, Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Nicolas DOS SANTOS

Thèse dirigée par **Alain SANTAMARINA** et
encadrée par **Patrick BLAISE**

préparée au sein du **Laboratoire d'Etude de Physique**
dans **l'École Doctorale I-MEP2 : Ingénierie – Matériaux, Mécanique, Environnement, Procédés, Production**

Optimisation de l'approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques

Thèse soutenue publiquement le **30 septembre 2013**,
devant le jury composé de :

Madame Elsa MERLE-LUCOTTE
Professeur à Grenoble-INP, Présidente
Monsieur Giovanni BRUNA
Directeur scientifique de l'IRSN à Fontenay-aux-Roses, Rapporteur
Monsieur Bernard BONIN
Directeur scientifique adjoint de la DEN au CEA Saclay, Rapporteur
Monsieur Alain SANTAMARINA
Directeur de recherche au CEA Cadarache, Membre
Monsieur Patrick BLAISE
Chef de laboratoire au CEA Cadarache, Membre
Monsieur Antonio SARGENI
Chercheur à l'IRSN de Fontenay-aux-Roses, Membre
Monsieur Nordine KERKAR
Chef de groupe à EDF au SEPTEN à Lyon, Membre
Monsieur Adrien BIDAUD
Maître de Conférences à Grenoble-INP, Membre

À mes parents,

Résumé

Le travail mené au cours de cette thèse s'est intéressé à l'étude de la propagation des sources d'incertitudes (données nucléaires, paramètres technologiques, biais de calcul) sur les paramètres intégraux, et à la mise au point d'une méthode d'optimisation multi-critères basée sur l'approche de représentativité et de transposition, permettant de réduire cette incertitude *a priori* sur une grandeur ciblée (k_{eff}, distribution de puissance,...) dès la phase de conception d'un nouveau programme expérimental.

La première partie de cette thèse s'est intéressée aux schémas de calcul pour la détermination des profils de sensibilité des paramètres intégraux aux données nucléaires pour différentes échelles de modélisation (cellule, assemblage et cœur), et à leur optimisation multi-filière (REL et RNR). Un schéma de calcul simplifié, basé sur les théories des perturbations standard et généralisée, permet dès à présent la propagation de ces incertitudes sur un large type de grandeur intégrale. Ces travaux ont notamment permis de vérifier la bonne représentativité des réseaux UOX et MOX mis en oeuvre dans l'expérience EPICURE par rapport aux REP actuels avec chargement mixte, et de mettre en évidence l'importance de certaines données nucléaires dans l'effet de bascule des nappes de puissance dans les grands cœurs de réacteurs.

La seconde partie du travail s'est focalisée sur la mise en place d'outils et de méthodes d'aide à la conception des programmes expérimentaux dans les maquettes critiques. Ces méthodes sont basées sur une approche d'optimisation multi-paramétrée de la représentativité en utilisant simultanément différentes grandeurs d'intérêt. Enfin, une étude originale a été réalisée sur la prise en compte des corrélations entre informations intégrales dans le processus de transposition. La prise en compte de ces corrélations, couplée à la méthode de transposition multi-paramétrée permet l'optimisation de nouvelles configurations expérimentales, répondant au mieux aux besoins de qualification complémentaires des outils de calcul.

Mot clés : Représentativité, Transposition, Maquette Critique, Perturbations, Incertitudes, Qualification

Abstract

The work performed during this thesis focused on uncertainty propagation (nuclear data, technological uncertainties, calculation biases,...) on integral parameters, and the development of a novel approach enabling to reduce this uncertainty *a priori* directly from the design phase of a new experimental program. This approach is based on a multi-parameter multi-criteria extension of representativity and transposition theories.

The first part of this PhD work covers an optimization study of sensitivity and uncertainty calculation schemes to different modeling scales (cell, assembly and whole core) for LWRs and FBRs. A degraded scheme, based on standard and generalized perturbation theories, has been validated for the calculation of uncertainty propagation to various integral quantities of interest. It demonstrated the good *a posteriori* representativity of the EPICURE experiment for the validation of mixed UOX-MOX loadings, as the importance of some nuclear data in the power tilt phenomenon in large LWR cores.

The second part of this work was devoted to methods and tools development for the optimized design of experimental programs in ZPRs. Those methods are based on multi-parameters representativity using simultaneously various quantities of interest. Finally, an original study has been conducted on the rigorous estimation of correlations between experimental programs in the transposition process. The coupling of experimental correlations and multi-parametric representativity approach enables to efficiently design new programs, able to answer additional qualification requirements on calculation tools.

Key Words : Representativity, Transposition, Critical Mock-up, Perturbation, Uncertainty, Qualification.

Remerciements

Pour commencer, je souhaiterais remercier madame Elsa Merle-Lucotte, monsieur Giovanni Bruna, monsieur Bernard Bonin, monsieur Antonio Sargeni et monsieur Nordine Kerkar d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse ainsi que de l'intérêt et du temps qu'ils m'ont consacrés.

Je remercie messieurs Jean-Paul Grouiller et Fréderic Varaine de m'avoir accueilli au sein du Service de Physique des Réacteurs et du Cycle. Je n'oublie pas monsieur Cyrille De Saint Jean qui m'a ouvert les portes du Laboratoire d'Études Physiques et m'a accordé du temps pour discuter. Dommage que je n'ai pas eu le temps de lui faire goûter ce fameux petit producteur.

Merci à Alain Santamarina d'avoir dirigé cette thèse, de m'avoir conseillé et accordé du temps lorsque cela était nécessaire. Merci à Adrien Bidaud , qui malgré la distance, m'a suivi et conseillé durant ces trois ans. Un grand merci à Patrick Blaise pour ces dernières années. Je me souviendrai longtemps de nos discussions et différents moments passés ensemble.

Je n'oublie pas les nombreuses personnes qui m'ont aidé à un moment ou à un autre. Tout d'abord, Romain Le Tellier pour son aide et ses conseils ces dernières années. L'équipe "qualif" pour avoir répondu à mes différentes questions et particulièrement Jean Francois Vidal et David Bernard qui y répondent depuis le stage. Gilles Noguere pour ses réponses sur les données nucléaires qui sont un peu moins obscures aujourd'hui. Olivier Litaize et Yannick Peneliau pour leurs connaissances en Monte-Carlo. Jean Tommasi et Gerald Rimpault pour leurs conseils et discussions autour de la représentativité et de la conception des expériences. Alexandra Herrenschmidt et Sophie Brochard de m'avoir aidé pour les différents problèmes administratifs et informatiques que j'ai pu rencontrer.

Un grand merci aussi à toutes les autres personnes du laboratoire et du service qui m'ont permis de passer des bons moments et avec qui j'ai pu discuter de sujets plus ou moins sérieux. Et un remerciement spécial pour Olivier Bouland, mon collègue de bureau durant deux ans qui acceptait parfois de fermer la fenêtre en hiver même si elle se rouvrait "toute seule" dès que je sortais de la pièce.

Un dernier merci pour les différents stagiaires, thésards et embauchés qui ont rendu ce séjour dans le sud fort agréable. Philippe pour m'avoir dit que la thèse "c'est génial", Pascal pour nos randonnées, en plus des diverses discussions sur les données nucléaires, Adrien pour les discussions sur le neuvième art, Damien, Claudia et Christian pour les différentes soirées cinéma, Ansar pour les footings et conseils de "vieux thésard", Olivier et Vanessa (et Nicolas que j'ai connu sur la fin) ces anciens colocs fort sympathiques avec qui j'ai passé de bons moments, Jean-Christophe pour nos petites balades, Simon pour ses connaissances en histoire et aussi les soirées wii, David pour ses cours de jonglage et diverses activités, Alix pour les diverses sorties vélo et balades, Florence la pro du Latex, Li pour sa bonne humeur et sa présence durant la fin, Cyrille et Edwin pour les parties de jeux de société, Thomas pour la martingale modifiée, Leonie pour ses bonnes manières, Pierre pour la dégustation de porto, Guillaume pour nos discussions

sur la course, Nans pour sa bonne humeur, Maxence le futur thésard qui m'aura appris quelques termes hippiques et Julien, peut être thésard un jour, qui fut mon coach au bloc.

Un grand merci à toi Séverine qui m'a soutenu durant ces trois ans et qui maintenant est une experte en petit poisson. Et pour finir, merci à ma famille qui a toujours été présente, sans vous je n'aurais jamais mené à bien ce travail.

Table des matières

Introduction **1**

I Rappels de neutronique **7**

1 Notions de neutronique **9**

1.1 L'équation du transport 10

1.1.1 La notion de section efficace 10

1.1.2 Le flux neutronique 12

1.1.3 Equation de Boltzmann 12

1.1.4 Equation stationnaire 14

1.1.5 Equation sous forme d'opérateur 16

1.1.6 Le flux adjoint 16

1.2 Les méthodes de résolution 17

1.2.1 Approche stochastique 17

1.2.2 Approche déterministe : discrétisation de l'équation du transport 19

1.2.3 Approche déterministe : les méthodes de résolution 21

1.3 Les codes de calculs 24

1.3.1 Tripoli-4 24

1.3.2 Apollo2.8 24

1.3.3 ECCO 25

1.3.4 SNATCH-PARIS 26

2 L'incertitude liée aux données nucléaires **29**

2.1 La propagation des incertitudes liées aux données nucléaires 30

2.1.1 La théorie des perturbations 30

2.1.2 Le calcul des sensibilités 36

2.1.3 Les matrices de variance-covariance 36

2.2 La réduction d'incertitudes 37

2.2.1 La représentativité 37

2.2.2 La transposition 38

II Calcul et réduction des incertitudes **43**

3 Cas cellule **45**

3.1 Définition 46

3.1.1 Géométries 46

3.1.2 Options de calcul 47
3.1.3 Impact de la géométrie 48
3.2 Cellule UOX 51
3.2.1 Résultats 51
3.2.2 Étude d'impact du schéma de calcul 56
3.3 Cellule MOX 60
3.3.1 Résultats 60
3.3.2 Etude d'impact du schéma de calcul 68

4 Cas assemblage 77
4.1 Description 78
4.1.1 Géométrie 78
4.1.2 Options de calculs 78
4.2 Résultats sur le k_{eff} 79
4.2.1 Résultats 80
4.2.2 Etude d'impact 82
4.2.3 Impact de l'homogénéisation 84
4.3 Résultats sur les indices de spectre 87
4.3.1 Résultats 87
4.3.2 Etude d'impact 89
4.3.3 Impact de l'homogénéisation 91

5 Cas cœur 93
5.1 Description 94
5.1.1 Géométrie 94
5.1.2 Schéma de calcul 95
5.1.3 Calcul des pertubations 96
5.2 Les Cœurs UOX 96
5.2.1 Résultats 96
5.2.2 Étude d'impact 99
5.3 Cœur GEN-3 MOX 101
5.3.1 Résultats 101
5.3.2 Étude d'impact du schéma de calcul 103

III La conception d'expériences intégrales 107

6 Paramétrisation de la sensibilité 109
6.1 Paramétrisation de la sensibilité 110
6.1.1 Démarche et utilité 110
6.1.2 Développement avec un unique paramètre 110
6.1.3 Développement avec plusieurs paramètres 116
6.1.4 Implémentation dans PARIS 119

6.2 Le programme EGERIE dans EOLE 121
6.2.1 Contexte du programme EGERIE 121
6.2.2 Description de l'étude 121
6.2.3 Géométrie 122
6.2.4 Préconception cellule 124
6.2.5 Calculs assemblages 127

7 La représentativité globale 131
7.1 Définition et utilisation 132
7.1.1 Définition 132
7.1.2 Méthode de maximisation 133
7.2 Application aux réacteurs à haut taux de conversion 134
7.2.1 Les concepts HCLWR 134
7.2.2 Description du benchmark 134
7.2.3 Résultats 137

IV Mise en œuvre des bases de données expérimentales pour la transposition 143

8 La transposition multi-expériences : bases de données et utilisation 145
8.1 Les bases de données expérimentales 146
8.1.1 Définition 146
8.1.2 Utilisation 146
8.2 Estimation des incertitudes et des corrélations expérimentales 147
8.2.1 Estimation des incertitudes expérimentales 147
8.2.2 Estimation des corrélations expérimentales 148
8.2.3 Effet des corrélations 148
8.3 Application au cœur à faible vidange 150
8.3.1 Le CFV 150
8.3.2 Les expériences 150
8.3.3 Le schéma de calcul 152
8.4 Résultats 153
8.4.1 Sensibilités et incertitudes propagées 153
8.4.2 Transposition avec une seule expérience 155
8.4.3 Transposition avec plusieurs expériences 157

Conclusions et perspectives 161

Bibliographie 167

Annexes **172**

A Les cellules MOX **173**
A.1 Les crayons REP 173
A.2 Les crayons EPICURE 175

B Les nappes de puissance complètes **179**
B.1 Cœur de type de 900 MWe 179
B.2 Cœur de type N4 181
B.3 Cœur de type GEN-3 UOX 183
B.4 Cœur de type GEN-3 MOX 184

C Ajout d'une expérience optimisée **187**
C.1 Démarche 187

D Les publications réalisées **191**

Liste des figures

1 Notions de neutronique **9**
1.1 Transmission d'un flux de neutron 10
1.2 Représentation de la section de capture de l'^{238}U et du ^{56}Fe 11
1.3 Définition du volume pour l'équation transport 13
1.4 Simulation de l'histoire d'une particule dans un code Monte Carlo 19
1.5 Comparaison de la section de capture de l'^{238}U ponctuelle et à 281 groupes sur le maillage SHEM 21
1.6 Définition du tracking en MOC 23
1.7 Description de SHEM-MOC et REL2005 26

2 L'incertitude aux données nucléaires **29**
2.1 Évolution de l'incertitude *a posteriori* en fonction de $\frac{\delta E_1}{\varepsilon_1}$ pour différentes valeurs de représentativité 39

3 Cas cellule **45**
3.1 Comparaison entre les deux géométries de la cellule REP 48
3.2 Comparaison sur le flux direct et adjoint entre une cellule carrée et cylindrique UOX d'EPICURE 49
3.3 Comparaison sur la sensibilité au ν de l'uranium 235 entre une cellule carrée et cylindrique UOX d'EPICURE 49
3.4 Comparaison entre le flux direct et adjoint entre une cellule carrée et cylindrique MOX REP 50
3.5 Comparaison sur la sensibilité au ν du plutonium 239 entre une cellule carrée et cylindrique MOX REP 50
3.6 Flux direct et adjoint dans les cellules REP et EPICURE pour le combustible UOX 52
3.7 Sensibilités du k_{eff} à l'uranium 235 pour la cellule UOX (fission à gauche, capture à droite) 52
3.8 Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 238 pour la cellule UOX (fission à gauche, capture à droite) 53
3.9 Sensibilité du k_{eff} à l'hydrogène pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite) 53
3.10 Sensibilité du k_{eff} à l'oxygène pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite) 54

3.11 Sensibilité du k_{eff} à l'aluminium pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite) . . . 54
3.12 Flux direct et adjoint dans les cellules REP et EPICURE pour le combustible MOX . . . 61
3.13 Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 235 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite) . . . 61
3.14 Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 238 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite) . . . 62
3.15 Sensibilité du k_{eff} au plutonium 239 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite) . . . 62
3.16 Sensibilité du k_{eff} au plutonium 240 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite) . . . 63
3.17 Sensibilité du k_{eff} à l'américium 241 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite) . . . 63
3.18 Sensibilité à la diffusion au k_{eff} pour l'hydrogène (à droite) et l'oxygène (à gauche) 64

4 Cas assemblage **77**
4.1 Les différents assemblages UOX : tout UOX (à gauche) et gadolinié (à droite) . . 79
4.2 L'assemblage MOX . . . 79
4.3 Sensibilité au k_{eff} de la capture pour le gadolinium 155 et 157 dans l'assemblage UOX gadolinié . . . 81
4.4 Assemblage utilisé dans APOLLO2.8 . . . 85
4.5 Assemblages en homogénéisant les différents crayons (à gauche) et avec une homogénéisation complète (à droite) . . . 85
4.6 Sensibilité à la capture de l'uranium 238 et à la fission de l'uranium 235 sur les assemblages UOX et gadoliné pour l'indice de spectre étudié . . . 88
4.7 Sensibilité à la capture de l'uranium 238 et à la fission du plutonium 239 sur l'assemblage MOX pour l'indice de spectre étudié . . . 89

5 Cas cœur **93**
5.1 Description 2D PARIS des cœurs de type 900 MW et N4 . . . 94
5.2 Description 2D PARIS des cœurs de type GEN-3 du benchmark UAM . . . 95
5.3 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur 900 MW . . . 98
5.4 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur N4 . . . 98
5.5 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur GEN-3 UOX . . 99
5.6 Nappe de puissance et incertitude associé pour le cœur GEN-3 MOX . . . 102

6 Paramétrisation de la sensibilité **109**
6.1 Évolution de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} en fonction de la concentration en ^{235}U . . . 114

6.2 Évolution de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* sur le rapport C8/F5 en fonction de la concentration en ^{235}U 115
6.3 Schéma explicatif de la méthode d'optimisation implémentée dans PARIS 120
6.4 Assemblage UOX 123
6.5 Assemblages gadoliniés : 12 crayons (à gauche) et 24 crayons (à droite) 124

7 La représentativité globale 131
7.1 Géométrie de la cellule HCLWR 135
7.2 Géométrie de calcul : HCLWR (à gauche) et EOLE (à droite) 137
7.3 Différence de sensibilité sur le ν de ^{239}Pu pour les différentes géométries de la cellule HCLWR 137

8 La transposition multi-expériences : bases de données et utilisation 145
8.1 Coupe du concept CFV 150
8.2 Coupe XY du cœur Pre-Racine-2B 151
8.3 Coupe XY du cœur ZPPR-10A 152
8.4 Cellule MCT utilisée 153
8.5 Sensibilité au k_{eff} de la capture de l'uranium 238 (à gauche) et de la fission du plutonium 239 (à droite) pour les cas rapides 154
8.6 Sensibilité au k_{eff} de la capture de l'uranium 238 (à gauche) et de la fission du plutonium 239 (à droite) pour les cas thermiques et épithermiques. 154

Liste des tableaux

1 Notions de neutronique **9**
1.1 Résumé des différentes méthodes de résolution de l'équation du transport 27
1.2 Résumé des différents codes utilisés durant la thèse 27

3 Cas cellule **45**
3.1 Description géométrique de la cellule REP 46
3.2 Vecteur isotopique du plutonium dans le combustible MOX 46
3.3 Description géométrique de la cellule EPICURE 47
3.4 Équivalence entre les deux géométries pour la cellule EPICURE 48
3.5 Décomposition en six facteurs des différents cas 51
3.6 Incertitudes relatives du k_{eff} aux différentes réactions avec "BOLNA"(en pcm) . . 55
3.7 Décomposition par isotope de la représentativité 56
3.8 Incertitudes relatives du k_{eff} des différentes réactions avec "COMAC" (en pcm) . 57
3.9 Représentativité avec "COMAC" pour les cellules UOX 58
3.10 Impact du solveur sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 281 groupes 59
3.11 Impact des options avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 281 groupes 59
3.12 Impact des options avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 15 groupes 60
3.13 Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour deux cellules MOX avec "BOLNA" 66
3.14 Représentativité entre les différents crayons MOX 67
3.15 Décomposition par isotope de la représentativité pour les crayons MOX 67
3.16 Incertitude *a posteriori* sur le cas REP pour les différents crayons MOX (avec une incertitude expérimentale de 200 pcm) 68
3.17 Incertitudes relatives du k_{eff} aux différentes réactions avec "COMAC" pour les cellules MOX (en pcm) 69
3.18 Représentativité avec les matrices de variance-covariance "COMAC" 70
3.19 Impact du solveur sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX 71
3.20 Impact des option avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX à 281 groupes 71
3.21 Impact des option avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX à 15 groupes 71

3.22 Vecteur isotopique actualisé du plutonium pour le combustible MOX des crayons EPICURE . . . 72
3.23 Représentativité et incertitude *a posteriori* pour les différents crayons MOX EPICURE vieillis . . . 72
3.24 Incertitude *a posteriori* sur le cas REP pour les différents crayons MOX EPICURE vieillis (avec une incertitude expérimentale de 200 pcm) . . . 73
3.25 Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons vieillis avec "BOLNA" . . . 74

4 Cas assemblage **77**
4.1 Vecteur isotopique du gadolinium dans les différents crayons . . . 80
4.2 k_{eff} et incertitudes associées pour les différents assemblages avec les matrices "BOLNA" . . . 81
4.3 Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "BOLNA" . . . 81
4.4 k_{eff} et incertitudes associée pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC" . . . 82
4.5 Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC" . . . 82
4.6 Impact des options de calcul pour le k_{eff} sur les assemblages UOX . . . 84
4.7 k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage UOX . . . 86
4.8 k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage gadolinié . . . 86
4.9 k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage MOX . . . 87
4.10 Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages réacteurs avec les matrices "BOLNA" . . . 88
4.11 Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages . . . 89
4.12 Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC" . . . 90
4.13 Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC" pour les indices de spectre . . . 90
4.14 Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages réacteurs avec les matrices "COMAC" . . . 91
4.15 Impact de l'homogénéisation sur les indices de spectre et leurs incertitudes associées . . . 91

5 Cas cœur **93**

5.1 k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas cœurs UOX avec les matrices "BOLNA" . . . 97
5.2 Traverse de puissance et incertitude associée (en %) pour les différents cœurs UOX avec les matrices "BOLNA" . . . 98
5.3 k_{eff} et incertitude associée (en pcm) pour les différents cas cœurs UOX avec les matrices COMAC . . . 100
5.4 Traverse de puissance, incertitude associé (en %) et écart avec "BOLNA" (en %) pour les différents cœurs UOX . . . 100
5.5 Traverse de puissance avec TRIPOLI-4 et écart associé (en %) pour les cœurs UOX 101
5.6 Incertitude obtenue par GRS (en %) et écart avec ERANOS/PARIS (en %) pour le cœur GEN-3 UOX . . . 101
5.7 k_{eff} et incertitude associée pour le cœur MOX . . . 102
5.8 Traverse de puissance et incertitude totale associée (en %) pour le cœur MOX . . 103
5.9 k_{eff} et incertitude associée pour le cœur MOX . . . 103
5.10 Traverse de puissance, incertitude associée (en %) et écart avec "BOLNA" pour le cœur MOX . . . 104
5.11 Incertitude sur la traverse de puissance calculé par GRS (en %) pour le cœur GEN-3 MOX et écart avec "BOLNA" (en %) . . . 104
5.12 k_{eff} et incertitudes associées pour le cœur GEN-3 MOX pour différentes options de générations de bibliothèque multi-groupes . . . 105
5.13 Traverse de puissance et incertitudes associées pour le cœur GEN-3 MOX pour différentes options de générations de bibliothèque multi-groupes avec "BOLNA" . 105

6 Paramétrisation de la sensibilité **109**

6.1 Calcul de la représentativité et de la transposition en conservant le rapport de modération pour l'EPR™ à 4.2% . . . 125
6.2 Optimisation de la représentativité aux k_{eff} pour l'EPR™ à 4.2% . . . 125
6.3 Calcul de la représentativité et de la transposition en conservant le rapport de modération . . . 126
6.4 Optimisation de la représentativité au rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 pour l'EPR à 4.2% . . . 126
6.5 Résultats sur le k_{eff} des assemblages en conservant le rapport de modération . . . 127
6.6 Résultats sur le k_{eff} des assemblages en conservant le rapport de modération du combustible et en optimisant l'épaisseur du tube guide . . . 128
6.7 Résultats sur le k_{eff} des assemblages en prenant la sur-gaine optimisée pour le combustible et en optimisant l'épaisseur du tube guide . . . 128
6.8 Nappe de puissance pour l'assemblage (partie N-E) avec 12 crayons gadolinium pour un EPR™ à 4,2% . . . 129

7 La représentativité globale **131**
7.1 Température dans les différents crayons (en Kelvin) 136
7.2 Vecteur isotopique du plutonium dans les différents crayons 136
7.3 Résultats sur le facteur de multiplication 138
7.4 Résultats sur le taux de conversion de l'uranium 238 139
7.5 Résultats pour l'optimisation avec deux paramètres 140

8 La transposition multi-expériences : bases de données et utilisation **145**
8.1 Décomposition de l'incertitude aux données nucléaires du k_{eff} du CFV (en pcm) . 155
8.2 Décomposition de l'incertitude du k_{eff} aux données nucléaires pour les différentes expériences (en pcm) 155
8.3 Représentativité entre les différentes expériences et le CFV 156
8.4 Incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} du CFV avec les différentes expériences pour différentes incertitudes expérimentales 157
8.5 Corrélations expérimentales entre les différentes expériences 157
8.6 Incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} du CFV en utilisant plusieurs expériences . . . 158

A Les cellules MOX **173**
A.1 Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons REP avec "BOLNA" 174
A.2 Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons EPICURE avec "BOLNA" 176
A.3 Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons EPICURE vieillis avec "BOLNA" 177

B Les nappes de puissance complètes **179**
B.1 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas 900 MWe 180
B.2 Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas 900 MWe 180
B.3 Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas 900 MWe 181
B.4 Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas 900 MWe181
B.5 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas N4 181
B.6 Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas N4 182
B.7 Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas N4 . 182
B.8 Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas N4 . . . 182
B.9 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 UOX 183

B.10 Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 UOX 184
B.11 Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas GEN-3 UOX 184
B.12 Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas GEN-3 UOX 184
B.13 Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 MOX 185
B.14 Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 MOX 185
B.15 Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas GEN-3 MOX 186
B.16 Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas GEN-3 MOX 186

Introduction

A l'heure actuelle, la production d'énergie et plus spécifiquement de l'électricité est au centre de nombreux débats, aussi bien à l'échelle nationale qu'à l'échelle internationale. Le nucléaire, qui a été choisi en France et dans d'autres pays du monde, est fréquemment présent dans ces discussions. Dans le monde, on dénombre plus de 400 réacteurs de puissance produisant un peu plus de 15% de l'électricité mondiale. La France avec ses 58 réacteurs est le pays avec la plus grande proportion d'électricité nucléaire (plus de 70%). Le maintien en condition de sûreté et d'exploitation optimale de cette part de nucléaire repose sur l'utilisation conjointe de nombreux réacteurs expérimentaux et codes de calcul.

Dans le domaine de la neutronique, on peut classer ces réacteurs expérimentaux [1] en différentes familles dont les trois principales sont :

- les réacteurs d'irradiation
- les réacteurs d'essais de sûreté
- les maquettes critiques.

Les réacteurs d'irradiation permettent de quantifier l'évolution des matériaux constituant le réacteur. Au cours de son fonctionnement, les matériaux subissent des sollicitations thermo-mécaniques et chimiques importantes, mais surtout une irradiation de neutrons. Comprendre l'évolution d'un matériau subissant de telles contraintes est complexe. Pour y parvenir, les réacteurs d'irradiation jouent un rôle essentiel. Avec des flux de neutrons élevés et la possibilité de modifier l'environnent physico-chimique de l'expérience, ces réacteurs permettent de donner des éléments de réponse aux diverses questions sur ce sujet. En plus de ces études de structure, ces réacteurs permettent aussi la fabrication de radionucléides pour le milieu médical et l'industrie.

Il existe différents réacteurs de ce type dans le monde. En France, OSIRIS, basé au CEA Saclay, a divergé en 1966 et sera remplacé par le réacteur Jules Horowitz, en cours de construction au CEA Cadarache. En Russie, la construction de MBIR est en cours pour remplacer BOR-60 ayant divergé en 1969. Les canadiens et américains possèdent quant à eux le NRU et l'ATR, divergés en 1967 et 1957 et toujours en fonctionnement.

Les réacteurs d'essais de sûreté ont un rôle très différent. Ils permettent de qualifier des situations accidentelles pouvant se produire dans un réacteur de puissance. Ils sont le plus souvent dédiés à un type d'accident donné. En France, par exemple, le réacteur CABRI permet l'étude des injections accidentelles de réactivité. PHEBUS, en de cours démantèlement, fut dédié à l'étude des pertes de réfrigération dans le circuit primaire.

Le dernier type de réacteurs de recherche que nous présenterons sont les maquettes critiques. Ces dernières sont des réacteurs fonctionnant à très faible puissance (de quelques Watt à

quelques kWatt) et principalement dédiées à la qualification des outils de calculs (codes et données nucléaires). Ces réacteurs sont conçus pour être modulaires. De ce fait, les programmes qui y sont réalisés sont représentatifs d'un concept industriel donné. En France, il existe différentes maquettes critiques. Trois d'entre elles sont basées au CEA Cadarache [2] : EOLE, MINERVE et MASURCA. Ces maquettes critiques, et en particulier EOLE, seront abordées dans cette thèse. Dans le monde, les plus connues sont ZPPR au États-Unis (fermé), VENUS en Belgique et BFS en Russie.

Les codes de calcul jouent aussi un rôle important dans le développement du Nucléaire en France. Ces derniers permettent la mise en place de nouveaux concepts et répondent entre autres aux exigences de sureté pour le démarrage et l'exploitation des réacteurs nucléaires. Il est donc très important de disposer d'outils de calcul performants reposant sur des données d'entrées connues avec précision. En France, le développement des outils de neutronique repose sur une démarche de "Vérification, Validation et Qualification" (VVQ) [3] [4] avec de nos jours une importance croissante apportée à l'étape de "Quantification de l'incertitude" (UQ - Uncertainty Quantification).

L'objectif de l'étape de vérification est de tester l'aptitude des solveurs à résoudre numériquement l'équation du transport. La validation est la confrontation des résultats d'un code par rapport à ceux d'un calcul étalon. L'objectif est de déterminer, à mêmes données nucléaires, les biais de calcul associés sur certaines configurations neutroniques. Enfin, l'étape de qualification confronte les résultats du code de calcul à des expériences spécifiques, avec une étape supplémentaire de détermination de l'incertitude sur ces résultats.

Cette thèse s'inscrit dans la logique d'optimisation des expériences et d'analyse des sources d'incertitudes et leur propagation dans les calculs de cœurs. A ce titre, elle couvre un domaine de la physique des réacteurs actuellement en plein essor : la quantification des incertitudes, et leur impact sur la représentativité et la transposition.

Etat de l'art et enjeux

A l'heure actuelle, la propagation de l'incertitude sous ses différentes formes (données nucléaires, paramètres technologiques et biais de calcul) et le développement des méthodes d'estimation associées est un domaine d'étude dans les principaux instituts de recherche nucléaire. Depuis 2005, l'Agence de l'Energie Nucléaire (NEA) membre de l'Organisation de Coopération et de Développement Economiques (OCDE) a mis en place un groupe de travail visant au calcul de l'incertitude des données nucléaires (UAM pour Uncertainty Analysis in Modelling). Dans le cadre de ce groupe, un ambitieux benchmark décliné en trois phases distinctes a été mis en place :

- la phase I [5], actuellement en cours, s'intéresse à la propagation des incertitudes des données nucléaires sur le calcul neutronique de différents types de réacteurs et à différentes échelles de modélisation
- la phase II [6], en cours de définition, concernera la propagation de l'incertitude en thermo-hydraulique pour différents types de réacteurs
- la phase III devrait étudier les problèmes de couplage entre ces deux domaines.

Pour l'étude de la phase I, on peut noter la présence de deux approches très différentes. La première est une méthode directe principalement utilisée dans les codes Monte-Carlo [7]. La seconde repose sur les sensibilités et est principalement utilisée dans les codes déterministes [8].

La méthode directe est la plus intuitive. Elle consiste à perturber une donnée d'entrée (paramètre géométrique, composition ou bien données nucléaires) et à en quantifier l'impact sur des grandeurs d'intérêt fixées. Cette approche nécessite de modéliser un nombre d'événements assez grand pour avoir une bonne statistique sur les grandeurs d'intérêt étudiées. De plus, il faut connaître la loi de distribution des données d'entrée pour obtenir des résultats pertinents en sortie. Bien que ces méthodes aient vu le jour dès l'apparition des premiers codes de calcul, elles connaissent un regain d'intérêt ces dernières années grâce à l'augmentation de la puissance informatique. La perturbation des données nucléaires a été implémentée dans TRIPOLI à l'aide de la méthode dite "des échantillons corrélés" [9] mais aussi dans le code américain MCNP [10]. En Allemagne, dans le code XSUSA [11], une approche dite "tout statistique" a été implémentée.

La seconde approche a été développée à la fin des années 50 et repose sur le calcul des sensibilités. A l'aide de cette grandeur, il est possible de déterminer l'incertitude des données nucléaires en utilisant ce que l'on nomme la règle du sandwich. Cette méthode a initialement été implémentée dans les codes déterministes [12] et commence à se développer dans les codes stochastiques [13]. La théorie des perturbations est la plus souvent utilisée pour le calcul des sensibilités. Les premiers développements concernaient la théorie des perturbations au premier ordre [14] et permettent de propager l'incertitude sur le k_{eff}. Assez rapidement, des variantes ont été développées, permettant de perturber des fonctionnelles linéaires et bilinéaires du flux [15] ou des coefficients de contre réaction [16]. En parallèle, les méthodes dites variationnelles ont été mises au point [17] pour le calcul des sensibilités.

De nos jours, de nombreux développements sont encore en cours autour de la théorie des perturbations. On peut citer des études sur l'utilisation de la théorie des perturbation à des ordres supérieurs pour prendre en compte les effets de structure fine du flux [18] [19]. Cette théorie a été adaptée pour calculer les effets de perturbations des maillages énergétique et spatial dans les schémas de calcul [20] [21] mais aussi pour la détermination d'incertitudes expérimentales avec des calculs de perturbations d'interface [22] [23]. Dans cette démarche d'amélioration, on peut suivre les travaux de M.L.Williams [24] ou bien de K.F.Raskach [25] permettant de calculer les effets dits implicites des perturbations. Ces effets apparaissent lors du calcul des incertitudes dans les codes déterministes, où les sections multi-groupes perturbées sont des sections dites auto-protégées. Le calcul précis de ces effets intervient dans le cadre de la validation et de l'amélioration des outils de calcul pour la détermination des incertitudes des données nucléaires.

Cette importance grandissante de la quantification de l'incertitude permet une meilleure démonstration du respect des critères de sûreté. Ces derniers reposent sur une démarche globale de la modélisation d'un réacteur. Pour répondre au mieux à cette démarche, les programmes expérimentaux, plus spécifiquement les maquettes critiques, sont essentiels. Dans le passé, elles ont joué un rôle essentiel dans la réduction des incertitudes lors de la conception et dans les démonstrations de sûreté. Elles continueront à jouer un rôle important dans le futur en étant associées à des outils de simulation devenant de plus en plus performants. La littérature sur ces maquettes est importante et il est nécessaire de séparer l'aspect utilisation des maquettes, des méthodes de conception à proprement parler. Les méthodes de conception sont différentes en fonction des domaines d'études.

La conception des programmes rapides repose sur l'utilisation de la représentativité développée par Orlov [26]. Cette méthode permet de quantifier l'information partagée entre le programme en cours de conception et l'application industrielle étudiée à travers les profils de sensibilités aux données nucléaires. Bien que des études détaillées sur le k_{eff} ou les coefficients de contre réaction [27] aient été publiées, les études sur des indices de spectre [28] se font plus rares. Cette rareté des études va de pair avec un manque d'études de propagation des incertitudes sur des grandeurs intégrales autres que le k_{eff}.

Les méthodes de représentativité sont actuellement utilisées pour la conception des expériences à neutrons thermiques. On peut citer les études de conception du programme BASALA [29], prenant en compte le calcul de représentativité pour le k_{eff} mais aussi pour le calcul du facteur de point chaud. Ces méthodes sont aussi utilisées dans la conception de programmes japonais [30]. La différence est que la représentativité est utilisée *a posteriori*[1] contrairement à l'étude du programme BASALA où l'information était prise *a priori*[2]. En ce qui concerne les méthodes de conception, on peut citer le travail de Stover aux États-Unis [31] intégrant une notion de coût lors de la phase de conception. Cette fonction permet de quantifier le gain financier potentiel apporté par la réalisation d'un programme. Pour ce faire, le coût du programme

1. L'information partagée est étudiée une fois le programme réalisée.
2. L'information est prise en compte lors de la phase de conception.

expérimental est mis en balance avec le gain apporté par la réduction de certaines marges du concept industriel.

En ce qui concerne l'utilisation des maquettes pour la réduction d'incertitude, on citera deux méthodes principalement utilisées dans le monde. La première repose sur le concept de représentativité et se nomme la transposition. Elle a été développée par Gandini dans les années 60 [32] et est traditionnellement utilisée au CEA pour réduire les incertitudes et transposer les écarts (C-E) des différentes expériences à un concept donné. Cette approche, développée en détails dans le chapitre 2, utilise l'information neutronique contenue dans les différents vecteurs de sensibilité des expériences. Une utilisation récente de cette méthode a été l'expérience AMMON [33] dans le réacteur EOLE. Elle a permis de réduire l'incertitude *a priori* sur le k_{eff} (600 pcm) du réacteur Jules Horowitz [34] a une valeur *a posteriori* d'un peu plus de 300 pcm.

La seconde approche repose sur un ajustement statistique des sections multi-groupes basée sur la théorie de l'inférence Bayesienne (équivalente à un moindre carré généralisé). Les formulations peuvent différer en fonction des instituts de recherche [35]. Dans ce cadre, on peut citer le travail d'ajustement réalisé au début des années 2000 sur la bibliothèque rapide ERALIB1 [36] au CEA Cadarache. Des travaux similaires ont été réalisés ailleurs, comme par exemple à l'INL en utilisant la plateforme TSUNAMI [37] et les différentes expériences présentes dans la base de données internationale ICSBEP [38] (International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project).

La pertinence de ces deux approches repose sur l'utilisation d'un ensemble d'expériences intégrales. Une des principales difficultés apparaissant lors de cet exercice est l'estimation des corrélations entre les expériences [39]. Ces dernières sont essentielles pour ne pas apporter plusieurs fois la même information et ainsi mésestimer le résultat final.

En résumé, cet état de l'art a présenté le cadre de cette thèse se situant autour des enjeux liés à l'incertitude des données nucléaires et des méthodes pour la réduire. Ces dernières reposent d'ailleurs sur l'utilisation des maquettes critiques devant apporter une information de plus en plus précise. Le travail de la thèse sera donc axé sur trois points spécifiques :

- la propagation de l'incertitude des données nucléaires à différentes échelles de modélisation et la mise en place d'un schéma optimisé pour le calcul de la représentativité et de la transposition
- le développement d'outils d'aide à la conception des programmes expérimentaux dans les maquettes critiques
- les utilisations des expériences et l'estimation des corrélations expérimentales pour la réduction d'incertitude *a posteriori*.

Plan du mémoire de thèse

Le mémoire est découpé en quatre partie distinctes.

La première partie a pour objectif d'introduire les notions de neutronique utilisées dans la suite du document. Elle est composée de deux chapitres. Le premier décrit l'équation du transport et les méthodes de résolution utilisées. Le second introduit les notions de représentativité et de transposition utilisées tout au long du document.

La seconde partie axée sur la propagation et la réduction de l'incertitude des données nucléaires a pour objectifs de :

- mettre en place un schéma de calcul validé pour la propagation de l'incertitude
- étudier l'impact des schémas de calcul sur la représentativité et la transposition.

Pour répondre à ces objectifs, cette partie est composée de trois chapitres étudiant des géométries représentatives de réacteurs à eau légère. Le premier correspond à des études cellules et se concentrera sur la propagation de l'incertitude des données nucléaires sur le k_{eff}. Le second chapitre présentera des études à l'échelle assemblage en introduisant la problématique de l'homogénéisation. Le dernier chapitre reprendra des cœurs complets de puissance du parc electronucléaire français et axera l'étude sur les incertitudes propagées sur la nappe de puissance.

La troisième partie met en place des outils pour la conception d'expériences intégrales en maquette critique. Elle est divisée en deux chapitres décrivant chacun une méthode développée dans le cadre de cette thèse. La première est une méthode de paramétrisation de la sensibilité permettant d'optimiser au mieux la représentativité lors de la phase de conception d'un programme. Le second chapitre étend la notion de représentativité pour prendre en compte plusieurs grandeurs d'intérêt simultanément. Ces deux méthodes seront appliquées sur des cas concrets :

- la préconception du programme EGERIE dans EOLE
- l'étude d'une cellule d'un réacteur à eau à haut facteur de conversion.

La dernière partie présente une analyse critique des bases expérimentales. Elle est composée d'un unique chapitre présentant une méthode d'estimation des corrélations expérimentales et son application à une étude de transposition de la configuration à faible vidange du démonstrateur technologique ASTRID.

Cette thèse se termine ensuite par une conclusion générale de ce travail et des perspectives associées.

Première partie

Rappels de neutronique

Chapitre 1

Notions de neutronique

Ce chapitre introduit les notions de base en neutronique utilisées dans la suite du document. En partant de la définition d'une section efficace, nous détaillerons l'équation de Bolztmann régissant le transport des neutrons dans les réacteurs nucléaires. Nous présenterons ensuite ses différentes formes ainsi que les méthodes de résolution de cette équation traditionnellement utilisées. Pour finir, les principaux codes de calcul utilisés durant la thèse seront décrits.

Introduction

Dans un réacteur nucléaire, à chaque instant, de multiples réactions ont lieu et de nombreuses particules sont créées et absorbées. Les particules présentes en plus grande quantité dans le réacteur sont :

- les neutrons
- les électrons et positrons
- les gammas.

Dans ce travail, nous allons nous restreindre à l'étude des neutrons. Ces neutrons interagissent de différentes façons avec les noyaux, et ces interactions peuvent être décomposées en deux familles en fonction de la création ou non d'un noyau composé.

On peut citer la réaction de diffusion élastique potentielle qui ne passe pas par la formation d'un noyau composé. Les autres réactions fréquentes dans un réacteur et menant une étape de noyau composé sont :

- la diffusion élastique résonnante
- la diffusion inélastique
- la capture radiative
- la (n, α), capture produisant un atome d'hélium
- la fission induite par neutron.

Cette dernière réaction produit la majeure partie de l'énergie dans un réacteur nucléaire. Ces réactions ont lieu dans des proportions différentes. La probabilité associée à chaque type de réaction est définie par la notion de section efficace.

1.1 L'équation du transport

1.1.1 La notion de section efficace

Les sections efficaces permettent de définir la probabilité d'interaction entre une particule et un noyau pour une réaction donnée. Une manière d'appréhender cette grandeur est d'étudier la transmission d'un flux de neutron d'énergie E perpendiculaire à une surface donnée d'épaisseur δu (Fig. 1.1). On suppose cette surface composée d'un unique isotope avec une densité N. La transmission I se défini de la façon suivante :

$$I(u + \delta u) = I(u)[1 - N\sigma(E)\delta u] \tag{1.1}$$

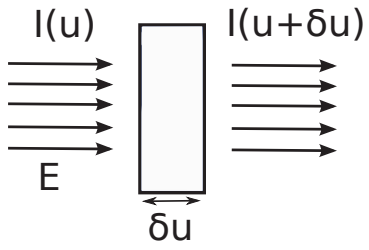

Fig. 1.1 – Transmission d'un flux de neutron

$\sigma(E)$ se nomme la section efficace microscopique totale. Elle dépend de l'isotope constituant la cible et de l'énergie E des neutrons. Elle a la dimension d'une surface et s'exprime le plus couramment en barn (10^{-24} cm^2). Cette section efficace microscopique totale correspond à la somme des différentes sections efficaces microscopiques des réactions (Eq. 1.2).

$$\begin{cases} \sigma(E) = \sigma_a(E) + \sigma_s(E) \\ \\ \sigma_a(E) = \sigma_c(E) + \sigma_f(E) \end{cases} \tag{1.2}$$

Avec :

- $\sigma_s(E)$ la section efficace de diffusion
- $\sigma_a(E)$ la section efficace d'absorption
- $\sigma_c(E)$ la section efficace de capture neutronique
- $\sigma_f(E)$ la section efficace de fission.

A noter que les sections efficaces microscopiques se somment entre réactions pour un isotope donné. Pour connaître la section efficace d'un milieu, on somme les sections dites macroscopiques des différents isotopes. Cette dernière (Eq. 1.3) est le produit de la concentration de l'isotope par la section efficace microscopique correspondante :

$$\boxed{\Sigma_i(E) = N\sigma_i(E)} \tag{1.3}$$

Pour les différents noyaux, quatre domaines énergétiques sont différenciés en fonction de la forme de la section efficace :

- le domaine thermique, pour les énergies inférieures à l'eV (électron volt), où les sections varient lentement
- le domaine des résonances résolues, entre l'eV et quelques dizaines de keV, où les sections présentent des variations importantes
- le domaine des résonances non résolues, de la dizaine de keV jusqu'à quelques centaines de keV, dans lequel la largeur des résonances devient supérieure à leur espacement, si bien qu'elles ne sont plus décrites que de façon statistique
- au-dessus le continuum, où le recouvrement des résonances donne une variation lente de la section.

La figure 1.2, représentant la section de capture de l'^{238}U et de capture du ^{56}Fe, illustre bien les variations de la section efficace en fonction de l'énergie. Les première résonances à 6,67 eV de l'uranium et celle à 1,1 keV du fer apparaissent clairement. Cet exemple présente aussi le fait que la frontière entre les différents domaines dépend fortement de l'isotope étudié.

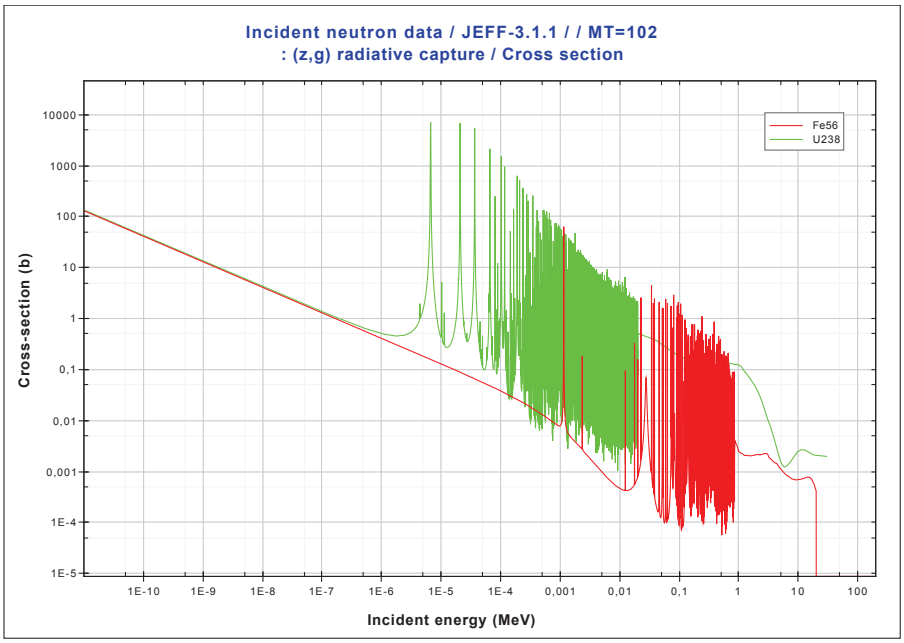

FIG. 1.2 – Représentation de la section de capture de l'^{238}U et du ^{56}Fe

En effet, la frontière entre le domaine résolu et non résolu n'est qu'une frontière technologique, liée à la résolution des appareils de mesure. Le phénomène de résonances, quant à lui, apparaît lorsque l'interaction entre le neutron et le noyau se fait par le biais de la formation d'un noyau composé. Lorsque l'énergie d'excitation apportée par le neutron incident est voisine de

celle de l'un des niveaux du noyau composé, alors la probabilité de la réaction est considérablement augmentée et la valeur de la section efficace devient grande. Plus le noyau est lourd, plus sa structure nucléaire est complexe, et plus sa section efficace aura de résonances. Ce phénomène de résonances crée une dépendance de la section efficace à la température. Les vibrations du noyau provoquent un élargissement des résonances avec l'augmentation de la température. Ce phénomène se nomme l'effet Doppler.

La reconstruction des résonances ainsi que l'évaluation des sections reposent sur différents paramètres et formalismes. L'un des plus utilisé et des plus simples est celui de Breit et Wigner [40] permettant de relier les variations des sections efficaces en fonction de l'énergie à des paramètres caractéristiques des niveaux excités du noyau composé.

1.1.2 Le flux neutronique

La notion de section efficace qui vient d'être introduite est très importante pour définir l'évolution de la population de neutrons dans un réacteur. Cette population est régie par l'équation du transport. Avant de présenter cette équation, il est nécessaire d'introduire deux nouvelles grandeurs :

- la densité neutronique
- le flux neutronique.

La densité neutronique $n(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$ correspond au nombre de neutrons dans un volume élémentaire centré en $\boldsymbol{r}$ se propageant dans la direction $\boldsymbol{\Omega}$ avec une énergie E à un instant t.

Elle permet d'introduire la notion de flux neutronique (Eq. 1.4) ou flux angulaire. Cette grandeur, s'exprimant en neutrons par cm^2 et par seconde, correspond au produit de la densité neutronique par la vitesse v des neutrons.

$$\boxed{\phi(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = vn(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)} \tag{1.4}$$

En intégrant le flux angulaire sur toutes les directions $\boldsymbol{\Omega}$ (Eq. 1.5), on obtient le flux scalaire $\Phi(\boldsymbol{r}, E, t)$. Il s'exprime aussi en neutrons par cm^2 et par seconde.

$$\boxed{\Phi(\boldsymbol{r}, E, t) = \int_{4\pi} \boldsymbol{d\Omega} \phi(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)} \tag{1.5}$$

1.1.3 Equation de Boltzmann

Maintenant que les notions de flux neutronique et de densité neutronique ont été introduites, il est possible de déterminer l'équation du transport (Eq. 1.6). Cette équation se nomme aussi équation de Boltzman en hommage à Ludwig Boltzmann qui la dériva pour la première fois en 1872. Physiquement, elle correspond au bilan neutronique d'un volume centré sur $\boldsymbol{r}$, de volume

$\boldsymbol{d\Omega} vdt$ (Fig. 1.3).

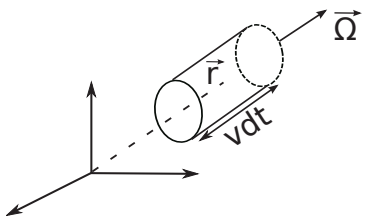

FIG. 1.3 – Définition du volume pour l'équation transport

Le bilan neutronique correspond à :

- la disparition par fuites en dehors du volume
- la disparition par interaction dans le volume
- l'arrivée par diffusion [1]
- la création par fission
- l'apparition à l'aide d'une source externe.

$$\begin{aligned}\frac{1}{V}\frac{\partial\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)}{\partial t} &= -\underbrace{\boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)}_{\text{fuite}} - \underbrace{\Sigma_t(\boldsymbol{r},E)\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)}_{\text{interaction}} \\ + \underbrace{S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)}_{\text{source}} &+ \underbrace{\int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega'\Sigma_s(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega'}\to\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{E'}\to\boldsymbol{E})\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega'},E',t)}_{\text{diffusion}}\end{aligned} \tag{1.6}$$

En l'absence de sources externes, l'expression de la source de neutrons émis par fission est la suivante :

$$S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t) = \frac{\chi(\boldsymbol{r},E)}{4\pi}\int dE'\nu\Sigma_f(\boldsymbol{r},E')\int d^2\boldsymbol{\Omega'}\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega'},E',t) \tag{1.7}$$

Cette expression suppose que les neutrons sont émis de manière isotrope dans l'espace. De plus, le spectre de fission (χ) et le nombre de neutrons émis par fission (ν) sont moyennés sur tous les isotopes et regroupent les composantes promptes et retardées.

Cette équation (1.6) est valable dans la limite d'un gaz peu dense et est donc adaptée pour le cas des neutrons dans un réacteur nucléaire. En effet, malgré leur nombre important (environ 10^{14} cm^{-3} dans un réacteur), cette densité reste faible comparée à celle de la matière (de l'ordre de 10^{22} cm^{-3} dans la matière ordinaire). La population neutronique peut donc être considérée comme un gaz parfait monoatomique. La seconde conséquence de cette faible densité est qu'elle permet de négliger complètement les collisions neutron-neutron et donc d'obtenir une équation linéaire.

1. Les neutrons arrivent généralement des énergies supérieures par ralentissement. Il est parfois possible d'observer des neutrons remontant d'énergies inférieures, ce phénomène s'appelle l'up-scattering et a lieu aux faibles énergies.

L'équation 1.6 est l'équation du transport sous sa forme intégro-différentielle. Elle peut se réécrire sous différentes formes. L'une des plus utilisées est celle dite intégrale (Eq. 1.8) correspondant à l'intégration de l'équation 1.6 entre deux points $\boldsymbol{r}$ et $\boldsymbol{r'}$ ($\boldsymbol{r'} - \boldsymbol{r} = s\boldsymbol{\Omega}$).

$$\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \int_0^\infty ds e^{-\tau} Q(\boldsymbol{r} - s\boldsymbol{\Omega}, E, \boldsymbol{\Omega}) \tag{1.8}$$

Avec :

- $\tau = \int_0^\infty \Sigma(\boldsymbol{r'} - s'\boldsymbol{\Omega}, E) ds'$
- Q la densité d'émission.

D'un point de vue physique, cette équation définit le flux comme la somme de tous les neutrons arrivant en $\boldsymbol{r}$ avec une énergie E et se trouvant sur la demi-droite de direction $\boldsymbol{\Omega}$.

1.1.4 Equation stationnaire

Pour aider à la résolution de l'équation de Boltzmann, certaines simplifications, reposant sur des considérations physiques, peuvent être réalisées.

Dépendance temporelle

Dans un réacteur nucléaire, la durée de vie d'un neutron est de l'ordre de quelques microsecondes. Cette durée de vie est le plus souvent bien inférieure aux durées caractéristiques d'évolution du combustible (excepté le cas de transitoire très rapide). Par conséquent les différentes sections efficaces sont supposées indépendantes du temps.

$$\Sigma_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) = \Sigma_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) \qquad \text{avec } i = t, s, f \tag{1.9}$$

Pour pouvoir suivre l'évolution complète d'un système au cours du temps, il sera nécessaire de recalculer les différentes sections efficaces en différents instants.

Isotropie des milieux

La seconde hypothèse vient du fait que, dans un réacteur, la distance moyenne parcourue par un neutron est de l'ordre du cm. Elle est bien supérieure à la distance caractéristique des liaisons entre les matériaux qui est de l'ordre du μm. Par conséquent, l'évolution des neutrons et donc les sections efficaces de réactions peuvent être supposées isotropes dans un réacteur. Pour la section de diffusion, qui dépend à la fois de la direction d'arrivée et de départ du neutron, cette hypothèse permet de la simplifier en utilisant simplement l'angle de déviation.

$$\Sigma_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \Sigma_i(\boldsymbol{r}, E) \qquad \text{avec } i = t, f \tag{1.10}$$

$$\Sigma_s(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{E}' \rightarrow \boldsymbol{E}) = \frac{1}{2\pi}\Sigma_s(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}'.\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{E}' \rightarrow \boldsymbol{E}) \tag{1.11}$$

Equation stationnaire

Le terme $\frac{1}{V}\frac{\partial\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)}{\partial t}$ introduit une composante temporelle dans l'équation du transport qui est difficile à gérer. Prendre en compte cette composante oblige à traiter l'évolution des sections efficaces au cours du temps dans l'équation du transport. Pour résoudre ce problème, deux approches très différentes sont utilisées.

La première approche s'applique à l'étude des neutrons en fonction du temps mis par les fragments pour les émettre (notions de précurseurs). Cette approche correspond à la cinétique des réacteurs et est très bien décrite dans la référence suivante [41].

La seconde approche consiste à supposer l'équation du transport stationnaire. L'évolution des concentrations entre deux pas du calcul de flux étant géré par les équations de Bateman (Eq. 1.12).

$$\frac{d}{dt}\boldsymbol{N}(t) = \underline{\boldsymbol{A}}\boldsymbol{N}(t) \tag{1.12}$$

Avec :

- $\boldsymbol{N}$ un vecteur reprenant les concentrations des différents isotopes
- $\underline{\boldsymbol{A}}$ la matrice d'évolution définie par l'équation 1.13

$$A_{ij}(t, \boldsymbol{r}) = \lambda_{ij} + \int_0^\infty dE\phi(t, \boldsymbol{r}, E)\sigma_{ij}(E) \tag{1.13}$$

Où :

- λ_{ij} est la constante de désintégration du noyau i sur le noyau j
- σ_{ij} est la section efficace microscopique de la réaction formant le noyau j à partir de i.

Le fait de supposer l'équation stationnaire ne revient pas juste à annuler la dérivée temporelle. En effet, pour garder un sens physique à l'équation du transport, il est nécessaire d'introduire une grandeur que l'on nomme le facteur de multiplication effectif (k_{eff}). Ce terme permet de rétablir l'équilibre entre les créations et les disparitions de neutrons dans l'équation 1.6. Il s'introduit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \Sigma_t(\boldsymbol{r}, E)\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) \\ &= \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega'\Sigma_s(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}'.\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{E}' \rightarrow \boldsymbol{E})\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') + \frac{1}{k_{eff}}S(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) \end{aligned} \tag{1.14}$$

En fonction de la valeur de k_{eff}, il est possible de prédire le comportement du système :

- $k_{eff} < 1$ le système est sous-critique
- $k_{eff} = 1$ le système est critique
- $k_{eff} > 1$ le système est sur-critique.

1.1.5 Equation sous forme d'opérateur

Afin de simplifier l'écriture de l'équation du transport stationnaire sans source externe (Eq.1.14), il est possible de faire intervenir l'opérateur de Boltzmann H qui se décompose en deux opérateurs différents :

- un opérateur de production P prenant en compte les sources de fissions

$$P\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \frac{\chi(\boldsymbol{r}, E)}{4\pi} \int dE' \nu \Sigma_f(\boldsymbol{r}, E') \int d^2\Omega' \phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}, E') \tag{1.15}$$

- un opérateur de transport L prenant en compte les transferts énergétiques et spatiaux

$$\begin{aligned} L\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) &= \boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \Sigma_t(\boldsymbol{r}, E)\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) \\ &- \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}.\boldsymbol{\Omega}, E' \to E)\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}, E') \end{aligned} \tag{1.16}$$

L'équation se met alors sous la forme suivante :

$$H\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = (\frac{1}{k}P - L)\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = 0 \tag{1.17}$$

1.1.6 Le flux adjoint

La dernière notion à introduire est celle du flux adjoint. Elle sera utilisée lors des calculs de perturbations. Il est obtenu en résolvant la forme adjointe de l'équation du transport (Eq. 1.18).

$$(\frac{1}{k}P^* - L^*)\phi^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = 0 \tag{1.18}$$

Les différents termes de l'équation sont les suivants :

- P^* l'opérateur de production adjoint

$$P^*\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \frac{\chi(\boldsymbol{r}, E)}{4\pi} \int dE' \nu \Sigma_f(\boldsymbol{r}, E') \int d^2\Omega' \phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}, E') \tag{1.19}$$

- L^* l'opérateur de transport adjoint

$$\begin{aligned} L^*\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) &= -\boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \Sigma_t(\boldsymbol{r}, E)\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) \\ &- \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}.\boldsymbol{\Omega}, E \to E')\phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega'}, E') \end{aligned} \tag{1.20}$$

D'un point de vue physique, le flux adjoint ϕ^* [42] correspond à la contribution totale au bilan neutronique apportée par un neutron qui serait né en $\boldsymbol{r}$ à une énergie E et dans la direction $\boldsymbol{\Omega}$.

1.2 Les méthodes de résolution

Malgré la linéarité de l'équation du transport stationnaire (Eq. 1.14), il n'existe pas de solution analytique à cette dernière. Pour résoudre cette équation, deux familles de code basées sur des approches très différentes existent :

- les codes stochastiques, aussi appelés Monte Carlo, simulent de manière statistique l'histoire de millions de particules à travers leurs probabilités d'interactions
- les codes déterministes résolvent directement l'équation du transport, discrétisée au préalable.

Nous allons brièvement développer les méthodes dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Approche stochastique

Les méthodes stochastiques ont été appliquées pour la première fois à la propagation des neutrons dans les années 1940 [43]. Basées sur une approche statistique, ces méthodes nécessitent un grand nombre d'histoires pour avoir des résultats précis, les mettant en retrait par rapport aux méthodes déterministes moins coûteuses en ressource informatique. Néanmoins, elles ont toujours été considérées comme des méthodes de référence grâce à leur faible nombre d'approximations. En effet, un code stochastique résout directement la forme intégrale de l'équation du transport (Eq. 1.8) en simulant la vie de millions de neutrons. La puissance informatique disponible de nos jours a relancé le développement de ces méthodes à un point tels qu'elles sont entrain de remplacer les méthodes déterministes dans de nombreux cas.

Dans un réacteur nucléaire, la vie d'un neutron peut se résumer à un enchaînement d'événements aléatoires, que ce soit sa naissance avec son énergie et sa direction à ses interactions dans le réacteur. La notion d'interaction est définie à l'aide de la section efficace qui n'est rien d'autre qu'une probabilité. L'objectif des codes stochastiques est donc de modéliser le comportement d'une population très élevée de neutrons, pouvant atteindre plusieurs centaines de millions de neutrons (en fonction du cas et de la convergence souhaitée). L'évolution de cette population donne des résultats statistiques sur les grandeurs recherchées (flux et taux de réactions par exemple).

Le schéma de la figure 1.4 [44] décrit le processus implémenté dans les codes Monte-Carlo. Initialement, la position, l'énergie et la direction de la particule sont tirées. Le parcours optique, à savoir la distance parcourue, est ensuite estimé à l'aide d'un opérateur de collision [45] (Eq. 1.8 pour la définition de l'opérateur). Ensuite, trois situations peuvent se produire :

- une interaction a lieu dans le milieu dans lequel évolue la particule. Un tirage aléatoire est alors réalisé pour déterminer la nature de cette interaction (diffusion ou absorption)
- la particule change de milieu. Elle est alors repositionnée à l'interface. Un nouveau tirage de trajectoire est réalisé dans ce nouveau milieu.
- la particule atteint une limite. Si les conditions aux limites sont du vide, la particule est

perdue sinon elle est réfléchie. Dans ce cas, un tirage de la direction est réalisé puis le parcours de cette particule est de nouveau déterminé.

A partir de ce moment, la particule a quitté la géométrie (fuite) ou a interagi avec un isotope. Les réactions sont soit une absorption et la "vie" de cette particule s'arrête, soit une diffusion et dans ce cas des tirages sont réalisés pour connaître sa nouvelle énergie ainsi que sa nouvelle direction. La simulation de la vie d'une particule s'arrête lorsqu'elle a quitté le domaine d'étude ou bien a été absorbée. Lorsque la particule est absorbée, un tirage est réalisé pour savoir si la particule donne naissance à une nouvelle particule. La gestion de ces particules se fait dans un second temps.

Une simulation en Monte-Carlo est composée d'un enchaînement de paquets de particules, communément appelés "batchs". A chaque batch, un tirage de N particules est réalisé. Le choix des particules se fait parmi toutes les particules secondaires qui auraient pu être crée au batch précédent. Concrètement, lors du batch L, l'ensemble E des particules secondaires créées est stocké. Au batch $L+1$, les N particules sont tirées dans cet ensemble.

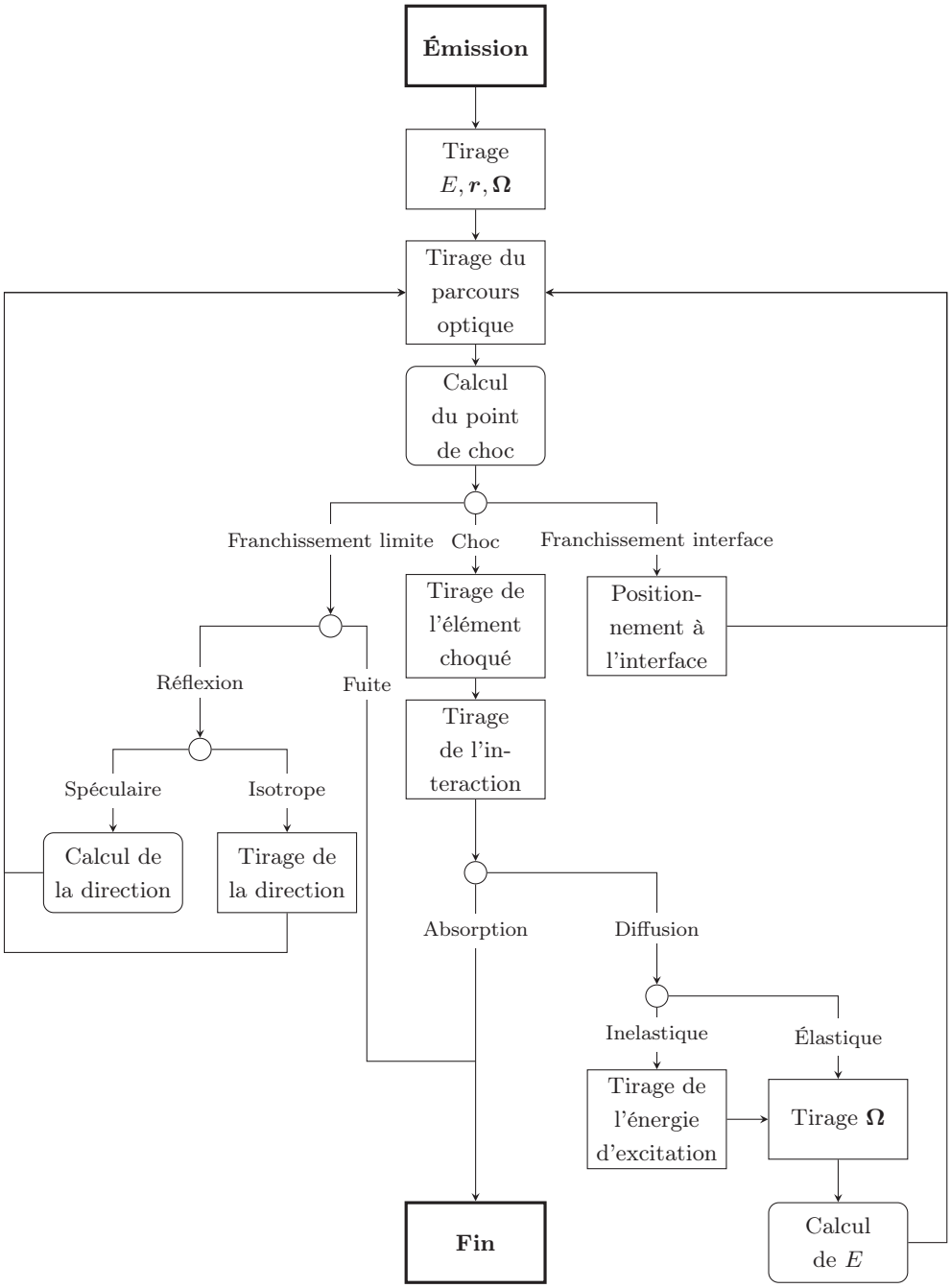

FIG. 1.4 – Simulation de l'histoire d'une particule dans un code Monte Carlo

1.2.2 Approche déterministe : discrétisation de l'équation du transport

L'approche déterministe résout l'équation du transport en utilisant des méthodes d'analyse numérique. L'application de ces méthodes passe par la discrétisation des variables de l'équation.

Discrétisation énergétique et auto-protection

La première discrétisation est réalisée sur la variable énergétique. Elle consiste à écrire l'équation 1.6 en G équations monocinétiques couplées en l'intégrant sur des sous intervalles énergétiques $[E_{g-1}, E_g]$. Chaque sous intervalle se nomme groupe et donne naissance au formalisme multigroupe. La solution de cette équation est le flux multigroupe :

$$\phi^g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_{E_{g-1}}^{E_g} \phi^g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) dE \tag{1.21}$$

Les sections efficaces multigroupes sont définies de la façon suivante :

$$\sigma^g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\int_{E_{g-1}}^{E_g} F(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_{g-1}}^{E_g} F(E)dE} \tag{1.22}$$

$F(E)$ est le spectre de pondération utilisé pour la condensation des sections. Il correspond à un spectre représentatif d'un REP. Il est généralement découpé en trois parties. Un spectre de Cranberg à haute énergie, un spectre en $1/E$ pour le domaine de ralentissement et un spectre maxwellien dans le domaine thermique. L'utilisation d'un tel flux est nécessaire car les sections sont mises en groupes avant de résoudre l'équation du transport. Il n'est donc pas possible de connaître le flux exact dans le cas étudié.

Le graphique 1.5 montre la différence entre la section ponctuelle et la section multi-groupe de capture de l'uranium 238 sur un maillage énergétique à 281 groupes. Si les première résonances sont bien traitées, celles à plus haute énergie (au dessus de 22,5 eV) sont moins bien définies. Cette différence fait que le calcul des taux de réactions dans ces groupes sera différent du calcul ponctuel. Cette différence est causée par le fait que le flux de pondération utilisée n'est pas le flux réel du système étudié. L'effet produisant cette différence se nomme l'auto-protection énergétique.

Dans les réacteurs, il existe aussi le phénomène d'auto-protection spatiale. Il apparaît lorsque des noyaux avec d'importantes résonances sont localisés à un même endroit. Par exemple, le flux à l'intérieur d'un crayon combustible varie fortement en fonction de l'épaisseur. Cette variation fait que le spectre utilisé pour la mise en groupe n'est pas le bon. Cette différence entraîne encore un écart sur les taux de réactions calculés. Cet effet se nomme l'auto-protection spatiale.

Le traitement de ces deux effets nécessite des méthodes spécifiques qui ne seront pas détaillées ici. Ces formalismes d'auto-protection sont très bien décrits dans la référence [46].

Discrétisation angulaire

La seconde variable discrétisée est la variable angulaire. L'approche la plus utilisée consiste à développer la section de diffusion sur une base de polynômes de Legendre (Eq. 1.23) en posant $\mu = \boldsymbol{\Omega}'.\boldsymbol{\Omega}$.

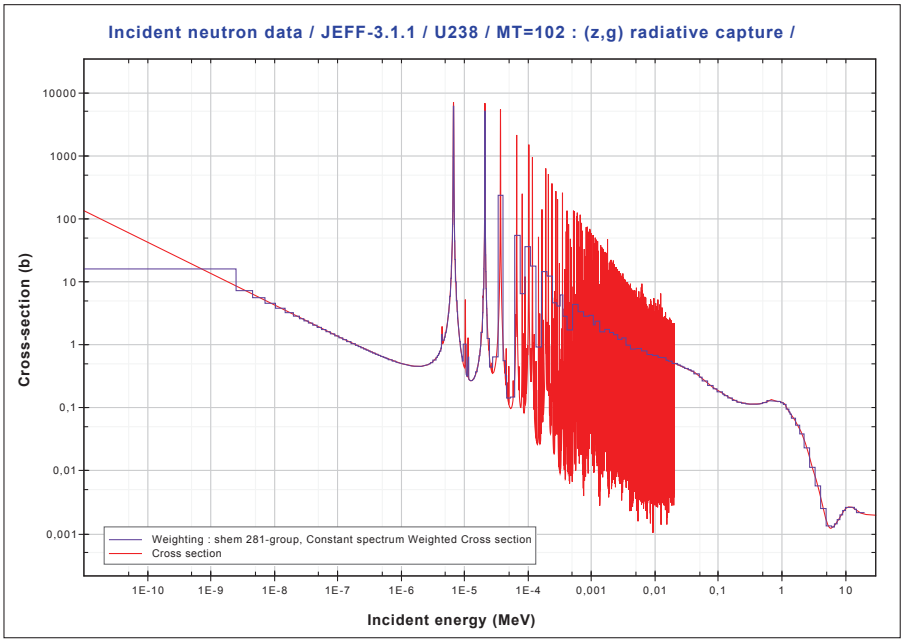

FIG. 1.5 – Comparaison de la section de capture de l'^{238}U ponctuelle et à 281 groupes sur le maillage SHEM

$$\Sigma_s(\boldsymbol{r}, \mu, E' \rightarrow E) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \Sigma_{s,l}(\boldsymbol{r}, E' \rightarrow E) P_l(\mu) \tag{1.23}$$

Où les coefficients de Legendre $\Sigma_{s,l}$ et le polynôme de Legendre P_l sont définis par :

$$\Sigma_{s,l}(\boldsymbol{r}, E' \rightarrow E) = \int_{-1}^{1} \Sigma_s(\boldsymbol{r}, \mu, E' \rightarrow E) P_l(\mu) d\mu \tag{1.24}$$

$$P_n(\mu) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n}((x^2-1)^n) \tag{1.25}$$

En pratique, le développement de la section est tronqué à un ordre l donné. L'approximation P_0 qui consiste à ne garder que le premier terme de l'équation 1.23, donne une loi de choc isotrope. L'approximation P_1 donne une loi affine en μ. En général, les calculs de neutronique sont réalisés au plus à l'ordre 3 ou 5.

Une dernière approche, notée P_{0c}, est également utilisée dans les schémas industriels. Elle consiste en une loi de choc isotrope corrigée d'un terme prenant en compte les ordres supérieurs.

1.2.3 Approche déterministe : les méthodes de résolution

Une fois les différentes variables discrétisées, plusieurs méthodes existent pour résoudre l'équation du transport. Nous allons présenter rapidement les trois méthodes utilisées dans ce travail [47] [48] :

- la méthode des probabilités de collision P_{ij}
- la méthode des ordonnées discrètes S_n
- la méthode des caractéristiques MOC.

La méthode des probabilités de collision P_{ij}

La méthode des probabilités de collision résout l'équation du transport stationnaire (Eq. 1.14) intégrée sur la variable $\mathbf{\Omega}$. Cette méthode donne alors accès au flux scalaire (Eq. 1.5). Elle divise la géométrie de calcul en diverses régions homogènes où le terme de source extérieure est supposé uniforme.

L'équation du transport se met alors sous la forme suivante :

$$\boldsymbol{\Phi} = \underline{\boldsymbol{P_{VV}}}.\boldsymbol{Q} \tag{1.26}$$

Où :

- $\boldsymbol{\Phi}$ représente le flux discrétisé en espace et en énergie dans les différentes mailles
- $\boldsymbol{Q}$ représente le vecteur source
- $\underline{\boldsymbol{P_{VV}}}$ représente la matrice de collision.

Cette matrice de collision représente la probabilité que possède un neutron émis dans une maille i de réaliser sa première interaction dans la maille j. Ce terme de collision s'écrit :

$$P_{ij} = \frac{\Sigma_i}{4\pi V_j} \int_{V_i} d^3r \int_{V_j} d^3r' \frac{e^{-\tau(r,r')}}{|r-r'|^2} \tag{1.27}$$

Avec τ le parcours optique.

L'objectif des P_{ij} est de déterminer ces différents termes de collisions en utilisant des quadratures adaptées. Une fois ces valeurs calculées, il est possible de remonter au flux à l'aide l'équation 1.26.

L'avantage de cette méthode est donc de pouvoir résoudre l'équation du transport sur des géométries diverses. Les inconvénients sont dans un premier temps la perte de l'information angulaire car le résultat obtenu est le flux scalaire. De plus, la mise en forme matricielle rend ces méthodes très coûteuses en temps de calcul lorsque le nombre de mailles augmente.

La méthode des ordonnées discrètes S_n

Cette méthode résout l'équation du transport dans des directions angulaires $\mathbf{\Omega_n}$ données en leur affectant un poids w_n. Les intégrales angulaires sont ensuite approchées de la manière suivante :

$$\int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega} f(\boldsymbol{\Omega}) = \sum_{n=1}^{N} w_n f(\boldsymbol{\Omega_n}) \tag{1.28}$$

Ces directions angulaires sont associées à un découpage de la sphère unité. Les fractions de surface permettent de déterminer les poids w_n. Pour chaque direction angulaire, une quadrature est utilisée pour ensuite résoudre l'aspect spatial. Ces différentes méthodes nécessitent d'avoir une géométrie cartésienne homogène.

Ce dernier point est l'inconvénient majeur de cette méthode par rapport aux P_{ij} qui traitent des géométries exactes. L'avantage indéniable est l'accès au flux angulaire et donc une conservation de l'information associée. De plus, ces méthodes sont assez rapides lorsque le nombre de régions augmente.

La méthode des caractéristiques MOC

Cette méthode résout l'équation du transport stationnaire multigroupes (Eq. 1.29) sur des lignes caractéristiques données.

$$\boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi^g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E) + \Sigma_t^g(\boldsymbol{r},E)\phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E) = Q^g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E) \tag{1.29}$$

Sur ces lignes, le terme $\boldsymbol{\Omega}.\boldsymbol{\nabla}\phi^g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E)$ qui n'était pas intégrable devient un terme de la forme $\dfrac{\partial}{\partial s}$ (s étant la direction de la caractéristique). Ces caractéristiques sont définies dans chaque région de l'espace par un tracking dépendant de trois paramètres [49] (figure 1.6) :

- Δr qui représente la distance séparant deux lignes d'intégrations
- $\Delta\theta$ qui représente la discrétisation angulaire selon l'angle polaire
- $\Delta\phi$ qui représente la discrétisation angulaire selon l'angle azimutal.

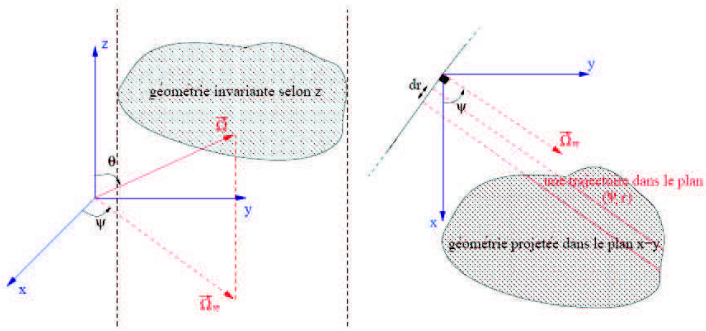

FIG. 1.6 – Définition du tracking en MOC

Pour réaliser ces différentes intégrations, une solution est de considérer les sources constantes dans la région ce qui permet de lier le flux entrant dans la région au flux sortant dans une maille (Eq. 1.30).

$$\phi_{out} = \phi_{in} e^{-\Sigma_t R} + \frac{(1 - e^{-\Sigma_t R})}{\Sigma_t} Q \tag{1.30}$$

Où :

- ϕ_{in} (respectivement ϕ_{out}) représente le flux entrant (respectivement sortant) de la maille
- R représente la longueur de la trajectoire dans la maille
- Σ_t représente la section efficace macroscopique totale à l'intérieur de la maille
- Q représente l'ensemble des sources de neutrons par diffusion, fission ou extérieure dans la maille.

Une fois tous ces flux reliés, il est possible de déterminer le flux total dans la région. L'avantage de cette méthode est de pouvoir résoudre l'équation du transport sur toutes les géométries tout en gardant un aspect angulaire. Elle combine donc les avantages de la méthode des probabilités de collision et des ordonnées discrètes. L'inconvénient est son temps de calcul très grand lorsque que le tracking devient très précis.

1.3 Les codes de calculs

Après avoir présenté les différentes méthodes de résolution en fonction des familles de codes, nous allons détailler les codes utilisés durant cette thèse, ainsi que leurs intérêts respectifs.

1.3.1 Tripoli-4

Tripoli-4 est un code Monte Carlo développé par le CEA [50]. Il permet le transport couplé des particules suivantes : les neutrons, les photons, les électrons et les positrons. Les sections efficaces peuvent être utilisées de manière ponctuelle, directement issues des évaluations, ou bien sous forme multi-groupes.

Dans ce travail, l'utilisation du Tripoli-4 ponctuel a permis principalement :

- l'obtention d'une référence pour certaines grandeurs neutroniques, telles que le k_{eff} ou les taux de réactions
- la séparation des effets implicites et explicites lors des calculs de perturbation [2].

1.3.2 Apollo2.8

Apollo2.8 [51] est le code déterministe français de référence pour le calcul des réacteurs à eau légère. Il s'agit d'un code de type réseau étape à laquelle le calcul de l'auto-protection est réalisé. Ce dernier est effectué en utilisant la méthode des probabilités de collision (P_{ij}). Deux

2. Cette prise en compte de l'effet implicite est immédiate car la perturbation a lieu sur des sections ponctuelles qui ne sont donc pas auto-protégées.

autres solveurs de type Sn et MOC sont aussi implémentés pour le calcul du flux neutronique sur des géométries 2D (structurée en Sn ou non-structurée en MOC).

Au cours de ce travail, ce code a été utilisé pour :

- générer des bibliothèques de sections efficaces multigroupes (appelées "saphyb") utilisées ensuite par la plateforme PARIS
- valider les calculs SNATCH dans PARIS sur les paramètres intégraux d'intérêt par comparaison aux résultats issus du schéma de référence SHEM-MOC [52]
- valider les calculs de perturbations du k_{eff} aux sections efficaces en utilisant la théorie des perturbations au premier ordre avec le module Sensib [53].

Le schéma SHEM-MOC (Fig. 1.7) permet le calcul de flux et d'évolution à 281 groupes en utilisant la méthode des caractéristiques. Il en existe une version industrielle (REL-2005 [54]) reposant sur un calcul en double niveau à 26 groupes. Le contrôle des biais et la qualification de ces schémas a débuté en 2005. Cette qualification repose sur l'interprétation de nombreuses expériences de natures très différentes [55] dont une grande majorité est issue de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques. On peut citer de manière non exhaustive :

- EPICURE [56] réalisé dans EOLE dans les années 90 avec la configuration UMZONE pour la qualification des interfaces UOX/MOX
- GEDEON [57] réalisé dans MELUSINE dans les années 80 pour des calculs d'épuisement du gadolinium
- PERLE [58] réalisé dans EOLE en 2007-2008 pour le calcul de l'échauffement gamma et la qualification des réflecteurs lourds dans les réacteurs GEN-3.

Ce schéma repose sur la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1 [59]. Les calculs d'auto-protection sont réalisés en P_{ij} à 281 groupes avec le maillage énergétique SHEM. Durant cette étape, seuls les groupes au dessus de 23,5 eV sont auto-protégés en utilisant un modèle de matrice de dilution. En dessous, il n'y a pas de calcul d'auto-protection, le maillage énergétique est suffisant fin pour pouvoir décrire de manière exacte les résonances. Néanmoins, sur tous les groupes un calcul d'élargissement Doppler est réalisé. L'étape suivante est un calcul de flux en P_{ij} suivi d'un calcul MOC réalisé à 281 groupes pour le schéma de référence ou à 26 groupes pour le schéma optimisé (précédée d'une étape de condensation). L'évolution se fait ensuite sur le même nombre de groupes.

1.3.3 ECCO

Ecco [60] est un code réseau. Il a initialement été développé pour les réacteurs à neutrons rapides et repose sur la méthode des probabilités de collision. Les calculs d'auto-protection utilisent la méthode des sous groupes sur un maillage fin à 1968 groupes.

Il a été utilisé pour générer des bibliothèques multi-groupes. L'avantage par rapport à APOLLO2.8 est qu'il permet de séparer les effets élastique et inélastique de la diffusion.

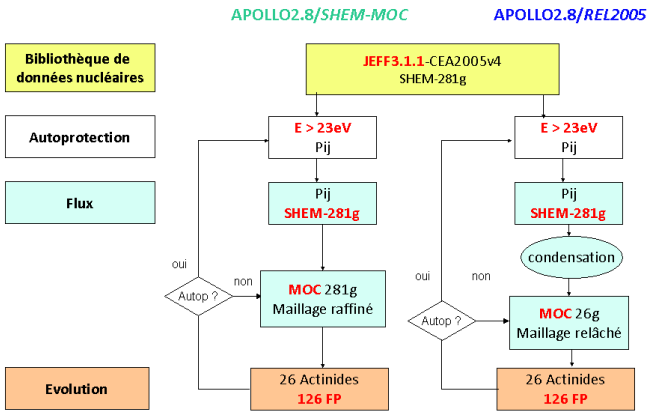

FIG. 1.7 – Description de SHEM-MOC et REL2005

1.3.4 SNATCH-PARIS

PARIS est une plateforme de développement mise au place au DER et reposant sur le solveur cœur SNATCH [61]. Le solveur résout l'équation du transport en utilisant une méthode Sn en 1D, 2D et 3D à partir d'un jeu de sections efficaces provenant de l'étape "réseau" précédente.

En outre, la plateforme PARIS est dotée d'outils permettant le calcul des perturbations généralisées pour des ratios de fonctionnelles linéaire et bilinéaire du flux, ce que ne permet pas Apollo2.8. Son inconvénient est que, reposant sur un solveur Sn à géométrie structurée, il est nécessaire d'utiliser des géométries cartésiennes (XY ou hexagonale) en entrée. Cette contrainte obligera à faire des approximations sur les géométries utilisées, principalement sur les études de type cellule.

Cette plateforme a été utilisé pour la majeure partie de ce travail pour :

- les calculs de flux et de sensibilité y ont été effectués
- la majeure partie des développements informatiques y ont été réalisés.

Conclusion

La propagation des neutrons dans un système est régit par l'équation de Boltzmann. La complexité de cette équation fait qu'il n'est pas possible d'obtenir de solution analytique. Sa résolution se fait donc de manière numérique à l'aide de deux familles de codes :

- les codes stochastiques simulent directement l'histoire d'un grand nombre de particules
- les codes déterministes résolvent une équation du transport discrétisée.

Les codes stochastiques (Tab. 1.1) font office de référence grâce à leurs faibles nombres d'approximations. L'inconvénient majeur est le temps de calcul nécessaire pour obtenir une bonne statistique. Les capacités actuelles des gros calculateurs permettent néanmoins d'utiliser

les codes de manière beaucoup plus fréquente que dans le passé.

Les codes déterministes sont ceux qui seront le plus utilisés dans ce travail et reposent principalement sur trois méthodes de résolution :

- la méthode des probabilités de collisions P_{ij}
- la méthode des ordonnées discrètes Sn
- la méthode des caractéristiques MOC.

Ces différentes méthodes ont toutes leurs avantages et inconvénients respectifs (Tab. 1.1). Le travail du physicien est donc de choisir la méthode la plus adaptée pour la modélisation du problème à traiter. Ces méthodes sont implémentées dans différents codes dont l'utilité est résumée dans le tableau 1.2.

Méthode	Résultats	Avantages	Inconvénients
Monte-Carlo	flux scalaire	peu d'approximations	coûteux en temps de calcul
P_{ij}	flux scalaire	géométrie exacte	pas d'information angulaire lent si beaucoup de cellules
S_n	flux angulaire	information angulaire rapide si beaucoup de cellule	géométrie cartésienne
MOC	flux angulaire	information angulaire géométrie exacte	coûteux en temps de calcul

Tab. 1.1 – Résumé des différentes méthodes de résolution de l'équation du transport

Famille	Nom	Méthode	Utilité
Stochastique	TRIPOLI-4	Monte-Carlo	Calcul de référence Séparation effet implicite/explicite
Déterministe	ECCO	P_{ij} Matrice des sous groupes	Génération sections multi-groupes Séparation élastique/inélastique
	APOLLO2.8	P_{ij} , S_n ou MOC matrice de dilution	Génération sections multi-groupes Perturbation aux premier ordre (k_{eff})
	PARIS	S_n	Perturbation généralisée Divers développements

Tab. 1.2 – Résumé des différents codes utilisés durant la thèse

Chapitre 2

L'incertitude liée aux données nucléaires

Ce chapitre présente les méthodes utilisées durant la thèse pour estimer et réduire les incertitudes liés aux données nucléaires. L'estimation est principalement réalisée en utilisant la méthode "sandwich" et la théorie des perturbations pour le calcul des sensibilités. La réduction d'incertitude sur le paramètre projet est réalisée en utilisant les théories de la représentativité et de la transposition. Ces méthodes sont détaillées dans ce chapitre.

Introduction

L'étude neutronique d'un concept industriel revient à déterminer des grandeurs d'intérêt données avec leurs incertitudes. Le chapitre précédent a présenté les méthodes de résolution de l'équation du transport permettant de calculer les différentes grandeurs d'intérêt du système (k_{eff}, taux de réaction, coefficient de contre-réaction).

La première section de ce chapitre présentera la méthode utilisée pour évaluer l'incertitude des données nucléaires sur ces différentes grandeurs. Cette propagation est principalement réalisée de deux façons [7] [8]. La première approche est une méthode directe, consistant à modifier la bibliothèque de sections multi-groupes en entrée du code et à réaliser plusieurs fois le même calcul. L'incertitude est ensuite déterminée à partir de la dispersion sur les grandeurs étudiées. Son intérêt évident est de pouvoir déterminer l'incertitude sur plusieurs grandeurs de manière simultanée, avec pour inconvénient de devoir réaliser de nombreux calculs pour espérer atteindre une convergence satisfaisante. De plus, pour que les résultats en sortie soient pertinents, les lois de probabilités des paramètres d'entrées doivent être connues. Cette dernière information peut être difficile à obtenir. Cette méthode est principalement utilisée dans les calculs de type Monte-Carlo.

La seconde méthode est celle présentée dans la première section de ce chapitre. Elle consiste à utiliser la règle dite du "sandwich" permettant le calcul de l'incertitude à partir des profils de sensibilité et de la matrice de variance-covariance. La seconde section du chapitre décrit les méthodes utilisées pour réduire l'incertitude des données nucléaires.

2.1 La propagation des incertitudes liées aux données nucléaires

Durant ce travail, la propagation de l'incertitude aux données nucléaires sera principalement réalisée avec la méthode "sandwich" (Eq.2.1). Elle repose sur le calcul des coefficients de sensibilité [1] pour chaque grandeur intégrale étudiée par rapport aux données nucléaires. Une fois ces coefficients calculés, l'incertitude est alors estimée à l'aide d'un simple produit matriciel.

$$\boxed{\varepsilon_Q = \sqrt{\boldsymbol{S_Q}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_Q}}} \tag{2.1}$$

avec :

- ε_Q l'incertitude sur la grandeur Q liée aux aux données nucléaires
- $\boldsymbol{S_Q}$ la sensibilité de la grandeur Q aux données nucléaires
- $\underline{\boldsymbol{D}}$ la matrice de variance-covariance des données nucléaires.

Dans ce travail, le vecteur de sensibilité est déterminé en utilisant la théorie des perturbations. Néanmoins, d'autres méthodes, comme celles de type variationnel [17] existent mais ne seront pas utilisées.

Les avantages de cette méthode sont de :

- ramener le calcul de l'incertitude de la totalité des données nucléaires à un simple produit matriciel
- séparer les différentes composantes de l'incertitude par réactions et isotopes
- pouvoir facilement tester différentes matrices de variance-covariances.

L'inconvénient majeur est que la détermination des coefficients de sensibilité peut être coûteuse en temps de calcul comme nous allons maintenant le présenter.

2.1.1 La théorie des perturbations

La théorie des perturbations a vu ses premières utilisations au début du 18ème siècle. Elle était alors utilisée en mécanique pour résoudre les problèmes gravitationnels à plus de 3 corps. Son apparition dans la physique des réacteurs date des années 1950 où elle est utilisée pour le calcul des coefficients de réactivité. Usachev en fit un développement complet dans un article publié à la conférence de Genève en 1955 [14]. Les années suivantes voient la généralisation de cette méthode par Gandini et Usachev pour les perturbations de taux linéaire et bilinéaire du flux direct et adjoint [15]. La théorie des perturbations équivalente, permettant entre autre de calculer les variations de coefficients de réactivité, a été développée par Gandini dans les années 80 [16]. Ces trois approches perturbant des grandeurs d'intérêt différentes vont maintenant être détaillées.

1. La sensibilité représente la réponse d'un paramètre à la variation d'une donnée d'entrée. Elle sera introduite plus précisément dans la suite de ce chapitre.

La théorie des perturbations standard

La théorie des perturbations standard permet de traiter la variation de k_{eff} causée par une perturbation des données d'entrée du système. Supposons ce dernier dans un état initial vérifiant l'équation du transport stationnaire sans source externe :

$$\mathbf{L}\phi(x) = \lambda\mathbf{P}\phi(x)$$

Supposons qu'il subisse une perturbation de sorte que toutes les grandeurs du système soient modifiées comme suit :

$$\begin{gathered}\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = \mathbf{L} + \delta\mathbf{L} \\ \mathbf{P} \rightarrow \mathbf{P}' = \mathbf{P} + \delta\mathbf{P} \\ \phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \phi(x) + \delta\phi(x) \\ \lambda \rightarrow \lambda' = \lambda + \delta\lambda\end{gathered}$$

Le nouvel état vérifie encore l'équation du transport, on a donc :

$$\mathbf{L}'\phi'(x) = \lambda'\mathbf{P}'\phi'(x) \tag{2.2}$$

Cette équation peut alors se développer de la manière suivante :

$$\mathbf{L}\phi(x) + \mathbf{L}\delta\phi(x) + \delta\mathbf{L}\phi'(x) = \lambda\mathbf{P}\phi(x) + \lambda\mathbf{P}\delta\phi(x) + \lambda\delta\mathbf{P}\phi'(x) + \delta\lambda\mathbf{P}'\phi'(x) \tag{2.3}$$

On a $\mathbf{L}\phi(x) = \lambda\mathbf{P}\phi(x)$, d'où :

$$\begin{aligned}\mathbf{L}\delta\phi(x) + \delta\mathbf{L}\phi'(x) &= \lambda\mathbf{P}\delta\phi(x) + \lambda\delta\mathbf{P}\phi'(x) + \delta\lambda\mathbf{P}'\phi'(x) \\ \mathbf{L}\delta\phi(x) - \lambda\mathbf{P}\delta\phi(x) &= -\delta\mathbf{L}\phi'(x) + \lambda\delta\mathbf{P}\phi'(x) + \delta\lambda\mathbf{P}'\phi'(x) \\ (\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi(x) &= -(\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P} - \delta\lambda\mathbf{P}')\phi'(x)\end{aligned}$$

Or, $-\lambda\delta\mathbf{P} - \delta\lambda\mathbf{P}' = -\lambda'\mathbf{P}' + \lambda\delta\mathbf{P}$, d'où :

$$\begin{gathered}(\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi(x) = -(\delta\mathbf{L} - \lambda'\mathbf{P}' + \lambda\delta\mathbf{P})\phi'(x) \\ < \phi^*, (\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi >= - < \phi^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda'\mathbf{P}' + \lambda\delta\mathbf{P})\phi' >\end{gathered}$$

Or,

$$< \phi^*, (\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi >=< (\mathbf{L^*} - \lambda\mathbf{P^*})\phi^*, \delta\phi >= 0$$

car $\lambda^* = \lambda$ et que $\mathbf{L}^*\phi^*(x) = \lambda^*\mathbf{P}^*\phi^*(x)$.

Il reste donc :

$$\begin{gathered} < \phi^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda'\mathbf{P'} + \lambda\delta\mathbf{P})\phi' >= 0 \\ < \phi^*, (\delta\mathbf{L} - (\delta\lambda + \lambda)\mathbf{P'} + \lambda\delta\mathbf{P})\phi' >= 0 \\ < \phi^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda)\mathbf{P'} + \lambda\delta\mathbf{P})\phi' >=< \phi^*, \delta\lambda\mathbf{P'}\phi' > \end{gathered}$$

On obtient donc la variation exacte de la valeur propre :

$$\boxed{\delta\lambda = \frac{< \phi^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P})\phi' >}{< \phi^*, \mathbf{P'}\phi' >}} \tag{2.4}$$

Cette approche nécessite de déterminer le flux direct de la situation perturbée. Pour éviter ce calcul, la théorie des perturbations dite au premier ordre est couramment utilisée. En posant $\delta(\mathbf{P}\phi) = \delta\mathbf{P}\phi + \mathbf{P}\delta\phi + \delta\mathbf{P}\delta\phi$, on a :

$$\begin{aligned} < \phi^*, \mathbf{P'}\phi' > &= < \phi^*, \mathbf{P}\phi > + < \phi^*, \delta(\mathbf{P}\phi) > \\ < \phi^*, \mathbf{P'}\phi' > &= < \phi^*, \mathbf{P}\phi > \left(1 + \frac{< \phi^*, \delta(\mathbf{P}\phi)}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}\right) \\ \frac{1}{< \phi^*, \mathbf{P'}\phi' >} &= \frac{1}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}\left(1 + \frac{< \phi^*, \delta(\mathbf{P}\phi)}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}\right)^{-1} \end{aligned}$$

En faisant l'hypothèse de petites perturbations, on peut écrire :

$$\left(1 + \frac{< \phi^*, \delta(\mathbf{P}\phi)}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}\right)^{-1} \simeq 1$$

Et on obtient :

$$\boxed{\delta\lambda \simeq \frac{< \phi^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P})\phi >}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}} \tag{2.5}$$

On peut aussi écrire la variation de k_{eff} [2] :

2. $\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$

$$\boxed{\frac{\delta k}{k} \simeq -\frac{< \phi^*, (k\delta\mathbf{L} - \delta\mathbf{P})\phi >}{< \phi^*, \mathbf{P}\phi >}} \tag{2.6}$$

Le calcul de la perturbation du k_{eff} se ramène donc à l'évaluation du flux direct et adjoint de la situation non perturbée.

La théorie des perturbations généralisée

La théorie des perturbations généralisée est similaire à la formulation précédente. Elle permet de perturber des grandeurs d'intérêt tels que des ratios de fonctionnelles linéaires et bilinéaires du flux direct et adjoint [15].

Afin d'illustrer cette méthode, nous allons développer le rapport de deux taux de réactions donnés. Soient Σ_1 et Σ_2 les sections efficaces macroscopiques des deux réactions :

$$R = \frac{< \Sigma_1, \phi >}{< \Sigma_2, \phi >}$$

Après perturbation du système, la réponse R devient :

$$R^{'} = \frac{< \Sigma_1 + \delta\Sigma_1, \phi + \delta\phi >}{< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}$$

avec $R^{'} = R + \delta R$. La variation relative de R s'écrit dès lors :

$$\begin{aligned}
\frac{\delta R}{R} &= \frac{< \Sigma_2, \phi >}{< \Sigma_1, \phi >}\left(\frac{< \Sigma_1 + \delta\Sigma_1, \phi + \delta\phi >}{< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >} - \frac{< \Sigma_1, \phi >}{< \Sigma_2, \phi >}\right) \\
\frac{\delta R}{R} &= \frac{< \Sigma_2, \phi >}{< \Sigma_1, \phi >}\left(\frac{< \Sigma_2, \phi >< \Sigma_1 + \delta\Sigma_1, \phi + \delta\phi > - < \Sigma_1, \phi >< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}{< \Sigma_2, \phi >< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}\right) \\
\frac{\delta R}{R} &= \frac{1}{< \Sigma_1, \phi >}\left(\frac{< \Sigma_2, \phi >< \Sigma_1 + \delta\Sigma_1, \phi + \delta\phi > - < \Sigma_1, \phi >< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}{< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}\right)
\end{aligned}$$

En développant le dénominateur de la même façon que pour la théorie des perturbations exacte, il apparaît :

$$\frac{\delta R}{R} \simeq \frac{1}{< \Sigma_1, \phi >}\left(\frac{< \Sigma_2, \phi >< \Sigma_1 + \delta\Sigma_1, \phi + \delta\phi > - < \Sigma_1, \phi >< \Sigma_2 + \delta\Sigma_2, \phi + \delta\phi >}{< \Sigma_2, \phi >}\right)$$

En ne gardant que le premier ordre au numérateur, l'équation précédente devient :

$$\frac{\delta R}{R} \simeq \underbrace{\frac{< \delta\Sigma_1, \phi >}{< \Sigma_1, \phi >} - \frac{< \delta\Sigma_2, \phi >}{< \Sigma_2, \phi >}}_{\text{effet direct}} + \underbrace{< \frac{\Sigma_1}{< \Sigma_1, \phi >} - \frac{\Sigma_2}{< \Sigma_2, \phi >}, \delta\phi >}_{\text{effet indirect}} \tag{2.7}$$

Les deux premiers termes sont appelés effet direct de la perturbation tandis que les termes faisant intervenir $\delta\phi$ correspondent à l'effet indirect de la perturbation. Comme dans le cas de la théorie des perturbations au premier ordre, il serait intéressant d'éliminer le terme $\delta\phi$ impliquant un calcul complet de l'état perturbé. On définit dès lors une fonction Γ^*, dite fonction d'importance, solution du problème suivant :

$$\boxed{(\mathbf{L}^* - \lambda\mathbf{P}^*)\Gamma^* = \frac{\Sigma_1}{<\Sigma_1,\phi>} - \frac{\Sigma_2}{<\Sigma_2,\phi>}} \tag{2.8}$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur à 1 dans l'équation 2.3, on obtient :

$$(\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi(x) = -(\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P})\phi(x) + \delta\lambda\mathbf{P}\phi(x)$$

En multipliant l'équation 2.8 par $\delta\phi$ et en intégrant en espace et en angle, on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
< \frac{\Sigma_1}{<\Sigma_1,\phi>} - \frac{\Sigma_2}{<\Sigma_2,\phi>}, \delta\phi > &= < (\mathbf{L}^* - \lambda\mathbf{P}^*)\Gamma^*, \delta\phi > \\
< \frac{\Sigma_1}{<\Sigma_1,\phi>} - \frac{\Sigma_2}{<\Sigma_2,\phi>}, \delta\phi > &= < \Gamma^*, (\mathbf{L} - \lambda\mathbf{P})\delta\phi > \\
< \frac{\Sigma_1}{<\Sigma_1,\phi>} - \frac{\Sigma_2}{<\Sigma_2,\phi>}, \delta\phi > &= - < \Gamma^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P})\phi(x) - \delta\lambda\mathbf{P}\phi(x) >
\end{aligned}$$

En injectant cette dernière équation dans l'équation 2.7, on obtient :

$$\frac{\delta R}{R} \simeq \frac{<\delta\Sigma_1,\phi>}{<\Sigma_1,\phi>} - \frac{<\delta\Sigma_2,\phi>}{<\Sigma_2,\phi>} - <\Gamma^*, (\delta\mathbf{L} - \lambda\delta\mathbf{P})\phi(x)> + <\Gamma^*, \delta\lambda\mathbf{P}\phi(x)> \tag{2.9}$$

Le terme $\delta\phi$ de l'équation 2.7 a disparu pour être remplacé par un terme en $\delta\lambda$. Ce dernier nécessite également le calcul de l'état perturbé. Néanmoins, il est possible de l'éliminer par un filtrage de la fonction d'importance.

En effet, la définition de cette fonction (Eq. 2.8) est un problème à source. Cela signifie que si on détermine une solution Γ_0^* , alors toute fonction Γ^* de la forme $\Gamma_0^* + a\phi^*$ est aussi solution du problème. En imposant une valeur adéquate à la constante a, il est alors possible d'éliminer le terme en $\delta\lambda$. Ce choix se nomme une "condition de filtrage" et équivaut à la relation d'orthogonalité suivante :

$$<\Gamma^*, \mathbf{P}\phi> = 0$$

d'où :

$$a = -\frac{<\Gamma_0^*, \mathbf{P}\phi>}{<\phi^*, \mathbf{P}\phi>} \tag{2.10}$$

On obtient au final :

$$\boxed{\frac{\delta R}{R} \simeq \frac{<\delta\Sigma_1, \phi>}{<\Sigma_1, \phi>} - \frac{<\delta\Sigma_2, \phi>}{<\Sigma_2, \phi>} - <\Gamma^*, (\delta L - \lambda\delta P)\phi>} \tag{2.11}$$

La détermination de la perturbation se ramène alors au calcul du flux direct de l'importance généralisée (Γ^*) du système non perturbé. Néanmoins, le calcul de la fonction d'importance pose des problèmes de convergence numérique rendant ce calcul coûteux en temps [12] [62].

Le raisonnement appliqué précédemment sur les rapports de taux linéaires s'applique de la même façon à des taux bilinéaires ou des rapports de taux bilinéaires. Les différences apparaissent sur la définition de la source fixant ensuite la fonction d'importance et la condition de filtrage [63].

La théorie des perturbations équivalente

Pour certaines grandeurs, comme les coefficients de réactivité, il est possible de calculer la perturbation en utilisant la théorie des perturbations dite équivalente généralisée.

En effet, pour étudier la perturbation des coefficients de réactivité, deux approches sont envisageables [64]. La première consiste à considérer la variation de réactivité $\Delta\rho$ comme une grandeur d'intérêt et de lui appliquer la théorie des perturbations généralisée. La théorie des perturbations standard au premier ordre permet de connaître la valeur de cette variation grâce à l'expression suivante :

$$\Delta\rho \simeq -\frac{<\phi^*, (k\delta L - \delta P)\phi>}{<\phi^*, P\phi>}$$

On peut ensuite utiliser le formalisme de la théorie des perturbations généralisée en déterminant la fonction d'importance ainsi que la condition de filtrage associée. Néanmoins, ce calcul peut être coûteux en temps si l'importance généralisée converge lentement.

Une seconde approche est de remarquer que la variation de réactivité peut s'écrire :

$$\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$$
$$\delta(\Delta\rho) = \delta\rho_2 - \delta\rho_1$$

La variation de réactivité initiale est décomposée en deux variations plus simples à calculer. Cette décomposition constitue la base de la théorie des perturbations équivalente généralisée. Elle est beaucoup utilisée pour le calcul des coefficients de réactivité car plus rapide que le calcul d'une fonction d'importance. Néanmoins, l'écriture complète de la perturbation du système montre une légère différence entre les deux cas [65].

On peut également utiliser cette approche pour d'autres décompositions, en s'assurant que le calcul des fonctions d'importance décomposées est plus simple que le calcul de la fonction d'importance complète.

Ces différentes approches de la théorie des perturbations vont permettre le calcul des vecteurs de sensibilité.

2.1.2 Le calcul des sensibilités

La sensibilité mesure la réponse d'un paramètre intégral R à la variation d'une donnée d'entrée λ. Elle se définit de la façon suivante :

$$\boxed{S_{\lambda}^{R} = \frac{\partial R}{\partial \lambda}} \tag{2.12}$$

où :

- λ est le paramètre que l'on fait varier
- R est la réponse étudiée.

Dans les codes déterministes, on calcule généralement la sensibilité relative (Eq.2.12 multipliée par $\frac{\lambda}{R}$) en utilisant la théorie des perturbations. Dans la plate-forme PARIS [66], le calcul se décompose en deux étapes.

Tout d'abord, le calcul du flux direct et de l'importance [3] est réalisé pour estimer la partie indirecte de la sensibilité (Eq. 2.13).

$$(S_{\alpha_g}^{R})_{\text{indirect}} = \alpha_g \left\langle \Gamma^*, \left(\frac{\partial L}{\partial \alpha_g} - \lambda \frac{\partial P}{\partial \alpha_g} \right) \phi \right\rangle \tag{2.13}$$

Où α_g est une donnée nucléaire pour un groupe g donné.

On ajoute ensuite un terme direct (nul dans le cas d'une variation de k_{eff}) qui s'écrit de la façon suivante pour le ratio précédent :

$$(S_{\alpha_g}^{R})_{\text{direct}} = \alpha_g \frac{< \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \alpha_g}, \phi >}{< \Sigma_1, \phi >} - \alpha_g \frac{< \frac{\partial \Sigma_2}{\partial \alpha_g}, \phi >}{< \Sigma_2, \phi >} \tag{2.14}$$

Cette reconstruction de la sensibilité est rapide, la difficulté reposant dans le calcul de perturbation réalisé en amont. Ces vecteurs sont l'un des éléments nécessaires à la propagation de l'incertitude des données nucléaires. Le second élément est la matrice de variance-covariance aux données nucléaires présentée dans le paragraphe suivant.

2.1.3 Les matrices de variance-covariance

La matrice de variance-covariance traduit l'incertitude et la corrélation existant entre les différentes sections multi-groupes. Cette corrélation couvre les groupes entre eux, mais également

3. Pour le k_{eff}, l'importance correspond au flux adjoint.

les sections efficaces entre elles. Son évaluation peut se faire de différentes façons. Dans ce paragraphe, nous allons présenter brièvement deux méthodes d'évaluation de cette matrice. Le lecteur intéressé se référera à la thèse suivante [67] pour plus de détails.

La première approche est analytique. Elle consiste à propager l'incertitude des paramètres des modèles utilisés pour la génération des sections efficaces. Cette approche nécessite le calcul des différentes sensibilités des sections à ces paramètres. Cette méthode est implémentée dans le code CONRAD [68]. L'avantage indéniable est qu'elle permet d'obtenir une matrice cohérente avec le processus de génération des sections efficaces. Néanmoins, l'évaluation des sensibilité ne prend pas en compte les phénomènes d'auto-protection, ce qui peut engendrer un biais.

La seconde approche est stochastique. Elle consiste à utiliser les incertitudes sur les paramètres des modèles et de réaliser plusieurs fois le processus de mise en groupe en prenant un jeu de paramètres différent à chaque calcul. La matrice de variance-covariance est ensuite déterminée à partir de la dispersion des différentes sections obtenues [69].

2.2 La réduction d'incertitudes

La précédente section a introduit les méthodes utilisées dans la détermination de l'incertitude liée aux données nucléaires. Comme mentionné dans l'introduction de ce document, cette valeur est a comparé à certains critères de sûreté. Au cas où le critère n'est pas atteint, il est possible de réduire sa valeur en utilisant des expériences intégrales et la méthode de transposition qui va être présentée dans cette section.

2.2.1 La représentativité

La représentativité (Eq. 2.15) est un paramètre sans dimension introduit par Orlov en 1980 [26]. Elle permet de quantifier la similitude entre une application industrielle et une expérience en terme de sensibilité pour une grandeur d'intérêt donnée. Elle est déterminée à partir des sensibilités de cette grandeur aux données nucléaires et des données de covariance associées.

$$\boxed{r = \frac{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_e}}{\sqrt{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r}} \sqrt{\boldsymbol{S_e}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_e}}}} \tag{2.15}$$

avec :

- r la représentativité pour la grandeur d'intérêt souhaitée
- $\boldsymbol{S_r}$ (respectivement $\boldsymbol{S_e}$) la sensibilité aux données nucléaires dans l'application industrielle (respectivement dans l'expérience)
- $\underline{\boldsymbol{D}}$ la matrice de covariance pour les sections efficaces choisies.

La matrice de covariance étant définie positive, la représentativité correspond mathématiquement à un produit scalaire entre deux vecteurs de sensibilité.

D'un point de vue plus physique, la représentativité est la corrélation entre les deux applications. De ce fait, plus la représentativité est proche de 1, plus la cohérence entre les deux applications est grande. Dans la littérature [64], on considère qu'une valeur supérieure à 0,9 est une bonne représentativité.

La limite entre une "bonne" et une "mauvaise" représentativité dépend de la situation étudiée. Il est donc plus intéressant de travailler directement sur des grandeurs plus concrètes, telles que la transposition qui va maintenant être abordée.

2.2.2 La transposition

La transposition est une application directe de la représentativité. Elle permet de transposer le résultat d'interprétation d'une mesure sur une expérience donnée à une application industrielle grâce à l'information partagée. Cette information est quantifiée par le terme de représentativité introduit précédemment.

La transposition postule que pour un même schéma de calcul, l'écart $(C - E)$ [4] obtenu sur la grandeur intégrale de l'expérience réalisée en maquette critique peut se traduire directement sur la prédictivité du projet (2.16). Par conséquent, connaissant le facteur de représentativité et l'écart (C - E) sur la maquette, il est possible de prédire la grandeur d'intérêt calculée du projet *a posteriori* ($\widetilde{R}$) après assimilation de l'information expérimentale.

$$\boxed{\frac{\widetilde{R} - R_0}{R_0} = \left(r_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \frac{1}{1 + \frac{\delta E_1^2}{\varepsilon_1^2}} \right) \left(\frac{E - C}{C} \right)} \tag{2.16}$$

De plus, la transposition permet de connaitre l'incertitude *a posteriori* sur cette valeur $\widetilde{R}$ (Eq. 2.17) en fonction de la représentativité et de l'incertitude expérimentale δE_1.

$$\boxed{\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \frac{r_1^2}{1 + \frac{\delta E_1^2}{\varepsilon_1^2}}} \tag{2.17}$$

où :

- $\widetilde{R}$ est la valeur calculée *a posteriori* pour l'application industrielle
- R_0 est la valeur calculée *a priori* pour l'application industrielle
- E est la valeur mesurée pour l'expérience
- C est la valeur calculée pour l'expérience
- $\widetilde{\varepsilon}$ est l'incertitude due aux données nucléaires *a posteriori* pour l'application industrielle
- ε est l'incertitude due aux données nucléaires *a priori* pour l'application industrielle

4. C pour calcul et E pour expérience.

- r_1 est la représentativité entre l'expérience et l'application industrielle
- δE_1 est l'incertitude expérimentale de l'expérience
- ε_1 est l'incertitude due aux données nucléaires pour l'expérience

Le tracé de l'incertitude *a posteriori* en fonction du ratio de l'incertitude expérimentale sur l'incertitude des données nucléaires, appelé *facteur de qualité expérimentale* ($\frac{\delta E_1^2}{\varepsilon_1^2}$) dans la suite du document, pour différentes valeurs de représentativité (Fig. 2.1) montre deux choses :

- la réduction d'incertitude est d'autant plus importante que la représentativité est élevée
- la réduction d'incertitude optimale est obtenue pour une représentativité proche de 1 et un facteur de qualité expérimentale proche de 0.

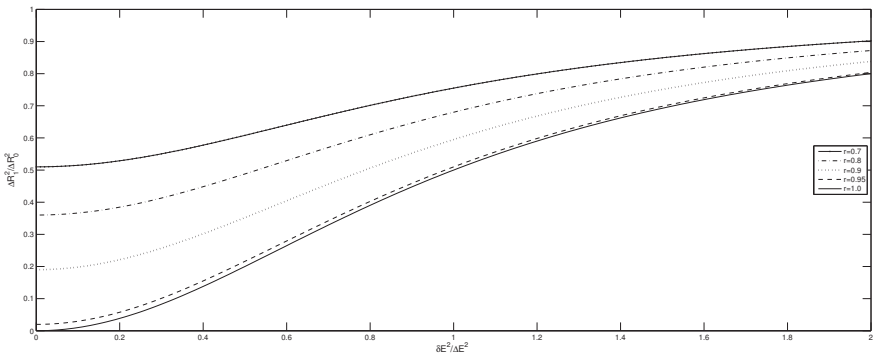

FIG. 2.1 – Évolution de l'incertitude *a posteriori* en fonction de $\frac{\delta E_1}{\varepsilon_1}$ pour différentes valeurs de représentativité

Pour une écriture plus simple des équations 2.16 et 2.17 et une extension à plusieurs expériences, Gandini [32] a défini deux représentativités étendues (Eq. 2.18). La première ($\hat{r}_i$) prend en compte l'incertitude expérimentale dans la définition de la représentativité. La seconde valeur ($\hat{r}_{i,j}$) permet de corréler deux expériences en fonction des données nucléaires mais aussi des incertitudes expérimentales.

$$\begin{cases} \hat{r}_i = \dfrac{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i}}{\sqrt{(\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i})\hat{\varepsilon}_i}} \\ \\ \hat{r}_{i,j} = \dfrac{\boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_j} + \delta E_{i,j}^2}{\hat{\varepsilon}_i \hat{\varepsilon}_j} \end{cases} \tag{2.18}$$

Avec :

- $\hat{\varepsilon}_i^2 = \boldsymbol{S_i^t} \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_i^2$
- δE_i l'incertitude expérimentale de l'expérience i
- $\delta E_{i,j}$ la corrélation expérimentale entre les expériences i et j.

Dans le cas de l'utilisation d'une seule expérience, la valeur calculée *a posteriori* et son incertitude associée s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\widetilde{R} - R_0}{R_0} = \left(\varepsilon \hat{r}_1 \hat{\varepsilon}_1)(\dfrac{E - C}{C}\right) \\ \\ \dfrac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \hat{r}_1^2 \end{cases} \tag{2.19}$$

En partant des formules de l'ajustement [70] (Eq. 2.20), il est possible d'exprimer l'incertitude *a posteriori* sur un concept industriel donné en fonction de plusieurs expériences (Eq. 2.21).

$$\begin{cases} \widetilde{\boldsymbol{\sigma}} - (\boldsymbol{\sigma_m}) = \underline{\boldsymbol{DS}}(\underline{\boldsymbol{D_E}} + \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{DS}})^{-1}(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{C}(\boldsymbol{\sigma_m})) \\ \\ \underline{\widetilde{\boldsymbol{D}}} = \underline{\boldsymbol{D}} - \underline{\boldsymbol{DS}}(\underline{\boldsymbol{D_E}} + \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{DS}})^{-1} \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \end{cases} \tag{2.20}$$

Avec :

- $\boldsymbol{E}$ (respectivement $\boldsymbol{C}(\boldsymbol{\sigma_m})$) un vecteur reprenant les valeurs expérimentales (respectivement les valeurs calculées) des différentes expériences de la base de données
- $\widetilde{\boldsymbol{\sigma}}$ (respectivement $\boldsymbol{\sigma_m}$) un vecteur reprenant les valeurs des différents paramètres *a priori* (respectivement *a posteriori*)
- $\underline{\boldsymbol{D_E}}$ la matrice de covariance expérimentale
- $\underline{\widetilde{\boldsymbol{D}}}$ la matrice de covariance des données nucléaires *a posteriori*
- $\underline{\boldsymbol{D}}$ la matrice de covariance desdonnées nucléaires *a priori*
- $\underline{\boldsymbol{S}} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{S_1} & \cdots & \boldsymbol{S_i} & \cdots & \boldsymbol{S_n} \end{pmatrix}$ la matrice de sensibilité expérimentale.

En multipliant la seconde équation par $\boldsymbol{S_r}$ à droite et $\boldsymbol{S_r}^t$ à gauche, on obtient :

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{S_r}^t \underline{\widetilde{\boldsymbol{D}}} \boldsymbol{S_r} &= \boldsymbol{S_r}^t (\underline{\boldsymbol{D}} - \underline{\boldsymbol{DS}}(\underline{\boldsymbol{D_E}} + \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{DS}})^{-1} \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{D}}) \boldsymbol{S_r} \\
\widetilde{\varepsilon}^2 &= \varepsilon^2 - \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{DS}}(\underline{\boldsymbol{D_E}} + \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{DS}})^{-1} \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} \\
\widetilde{\varepsilon}^2 &= \varepsilon^2 - \begin{pmatrix} \cdots & \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} & \cdots \end{pmatrix} (\underline{\boldsymbol{D_E}} + \underline{\boldsymbol{S}}^t \underline{\boldsymbol{DS}})^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} \\ \vdots \end{pmatrix} \\
\widetilde{\varepsilon}^2 &= \varepsilon^2 - \begin{pmatrix} \cdots & \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cdots & \boldsymbol{S_1}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{1,i}^2 & \cdots \\ \vdots & \boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{i,i}^2 & \vdots \\ \cdots & \boldsymbol{S_n}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{n,i}^2 & \cdots \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} \\ \vdots \end{pmatrix} \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \begin{pmatrix} \cdots & \dfrac{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i}}{\varepsilon} & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cdots & \boldsymbol{S_1}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{1,i}^2 & \cdots \\ \vdots & \boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{i,i}^2 & \vdots \\ \cdots & \boldsymbol{S_n}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_i} + \delta E_{n,i}^2 & \cdots \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \dfrac{\boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r}}{\varepsilon} \\ \vdots \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

$$\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \begin{pmatrix} \cdots & \hat{r}_i \delta E_i & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cdots & \hat{r}_{1,i}\delta E_1 \delta E_i & \cdots \\ \vdots & \hat{r}_{i,i}\delta E_i \delta E_i & \vdots \\ \cdots & \hat{r}_{n,i}\delta E_n \delta E_i & \cdots \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \hat{r}_i \delta E_i \\ \vdots \end{pmatrix}$$

En utilisant les propriétés du produit matriciel, on obtient :

$$\boxed{\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r}}{}^t \underline{\hat{\boldsymbol{R}}}^{-1} \hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r}}} \tag{2.21}$$

Avec :

- $\hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r}} = \begin{pmatrix} \hat{r}_1 & \cdots & \hat{r}_i & \cdots & \hat{r}_n \end{pmatrix}$ le vecteur de représentativité étendu du cas réacteur
- $\underline{\hat{\boldsymbol{R}}} = \begin{pmatrix} \cdots & \hat{r}_{1,i} & \cdots \\ \vdots & \hat{r}_{i,i} & \vdots \\ \cdots & \hat{r}_{n,i} & \cdots \end{pmatrix}$ la matrice de représentativité étendue entre les diverses expériences.

De manière similaire, on obtient l'expression suivante pour le calcul de $\widetilde{R}$:

$$\boxed{\frac{\widetilde{R} - R_0}{R_0} = \varepsilon \hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r}}{}^t \underline{\hat{\boldsymbol{R}}}^{-1} \hat{\boldsymbol{Y}}} \tag{2.22}$$

Avec :

$$\hat{\boldsymbol{Y}} = \begin{pmatrix} \vdots \\ \dfrac{E_i - C_i}{C_i \hat{\varepsilon}_i} \\ \vdots \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

À partir des équations 2.21 et 2.22, il est possible de retrouver facilement les formules traditionnellement utilisées avec deux expériences pour la transposition des incertitudes et des écarts calcul-expérience.

$$\begin{cases} \dfrac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \dfrac{1}{1 - \hat{r}_{1,2}^2}(\hat{r}_1^2 + \hat{r}_2^2 - 2\hat{r}_1\hat{r}_2\hat{r}_{1,2}) \\ \\ \dfrac{\widetilde{R} - R_0}{R_0} = \dfrac{\varepsilon}{1 - \hat{r}_{1,2}^2}\left(\dfrac{\hat{r}_1}{\hat{\varepsilon}_1}\left(\dfrac{E_1 - C_1}{C_1}\right) + \dfrac{\hat{r}_2}{\hat{\varepsilon}_2}\left(\dfrac{E_2 - C_2}{C_2}\right) - \hat{r}_{1,2}\left(\dfrac{\hat{r}_2}{\hat{\varepsilon}_1}\left(\dfrac{E_1 - C_1}{C_1}\right) + \dfrac{\hat{r}_1}{\hat{\varepsilon}_2}\left(\dfrac{E_2 - C_2}{C_2}\right)\right)\right) \end{cases} \tag{2.24}$$

La généralisation à plusieurs expériences fait donc intervenir un terme de corrélation entre les expériences. Il prend en compte la corrélation entre les données nucléaires mais aussi expérimentale. Ce dernier n'est généralement pas évalué lors des processus d'ajustement et de transposition et fera l'objet d'un chapitre dans ce document.

Conclusions

Ce chapitre a détaillé la méthode utilisée lors de ce travail pour évaluer l'incertitude liée aux données nucléaires. Cette dernière repose sur l'utilisation combinée des vecteurs de sensibilité du paramètre intégral aux données nucléaires et de la matrice de variance-covariance.

L'évaluation des profils de sensibilité est faite grâce aux théorie des perturbations. L'avantage est de réduire le calcul de ces vecteurs à celui du flux direct et d'une fonction d'importance dépendant du paramètre étudié.

Ce chapitre a aussi présenté les notions de représentativité et de transposition permettant d'extraire l'information apportée par une ou plusieurs expériences intégrales pour évaluer et réduire l'incertitude sur une grandeur d'intérêt donnée d'une application industrielle. Ces notions sont le cœur de ce travail de thèse dont les prochains chapitres vont présenter l'application à différentes échelles de représentation (cellule, assemblage et cœur) pour différentes grandeurs d'intérêt.

Deuxième partie

Calcul et réduction des incertitudes

Chapitre 3

Cas cellule

Ce chapitre présente une étude détaillée de la propagation de l'incertitude du k_{eff} aux données nucléaires à l'échelle cellule. Reposant sur des cellules de types REP (UOX et MOX), les calculs ont montré qu'il était possible d'alléger les schémas de calcul sans dégrader l'incertitude propagée. Le choix de la matrice de variance-covariance des données nucléaires a un impact significatif sur le calcul de l'incertitude mais plus modéré sur la représentativité. Cette étude permet de dresser les bases d'une étude de propagation plus générale aux échelles assemblages et cœur.

Introduction

Le travail à l'échelle cellule correspond au calcul d'un crayon et de son modérateur en milieu infini. Cette configuration est différente d'un problème cœur complet mais reste très intéressante car elle permet de s'affranchir de différents problèmes physiques tels que l'homogénéisation ou le traitement des fuites. Cette échelle réalise donc une comparaison quasi-directe des solveurs malgré la présence de l'étape d'auto-protection pouvant engendrer des biais de calcul. Malgré la simplicité de la géométrie, elle permet également d'étudier, à une échelle élémentaire, la cohérence entre une expérience et un concept industriel.

Afin d'illustrer de manière concrète le travail d'optimisation du schéma de calcul, ce chapitre présente une étude comparative de crayons UOX et MOX d'un REP classique par rapport aux crayons utilisés lors de l'expérience EPICURE [71]. L'objectif est de quantifier l'impact de différents schémas de calcul sur la propagation et la réduction de l'incertitude du k_{eff} de ces différentes cellules.

Ce chapitre est découpé en trois sections. La première décrit les géométries et les schémas utilisés. Les deux autres, structurées de manière similaire, reprennent respectivement les cas UOX et MOX en présentant d'abord les résultats avec le schéma de référence puis les résultats de l'étude d'optimisation.

3.1 Définition

Les cellules utilisées dans ce chapitre peuvent être classées en deux catégories : les crayons REP UOX et MOX à chaud et les crayons fabriqués pour le programme EPICURE. Ce dernier est un programme réalisé dans les années 90 dans le réacteur EOLE du CEA Cadarache. L'un de ses objectifs est la qualification du calcul de la distribution de puissance à l'interface entre les assemblages UOX et MOX dans les cœurs à chargement mixte du parc EDF et du calcul du facteur de puissance "P/A". Les différents crayons EPICURE sont représentatifs de ceux des REP car extrait d'un lot de fabrication réalisé par EDF. Le programme EPICURE se faisant à température ambiante, une sur-gaine en aluminium est utilisée pour adapter le rapport de modération avec le cas REP.

3.1.1 Géométries

Les cellules de type REP (Tab. 3.1) sont composées d'un combustible UOX ou MOX avec une gaine en zircaloy-4 dans un modérateur en eau sans bore. Les différentes températures sont celle d'une configuration pleine puissance, le combustible est à plus de 600 °C et le modérateur à 300 °C et 150 bars. Le combustible UOX est de l'oxyde d'uranium enrichi à 4.0% en uranium 235. Le combustible MOX est en uranium appauvri avec un vecteur isotopique correspondant au retraitement classique du combustible UO_2 du parc EDF (Tab. 3.2) à 33 GWj.t^{-1}. Trois teneurs en plutonium sont retenues pour cette étude : 3.5%, 6.5% et 9.8%.

rayon (cm)	matériaux	température (°C)
0.4098	combustible	612
0.418	vide	300
0.475	gaine en zircaloy-4	300
pas 1.26	eau (150 bars)	300

Tab. 3.1 – Description géométrique de la cellule REP

isotope	proportion (%)
^{238}Pu	2.1
^{239}Pu	55.8
^{240}Pu	25.2
^{241}Pu	8.8
^{242}Pu	6.6
^{241}Am	1.5

Tab. 3.2 – Vecteur isotopique du plutonium dans le combustible MOX

Les cellules du programme EPICURE (Tab. 3.3) sont également composées de combustible UOX ou MOX entouré d'une gaine en zircaloy-4 et d'une surgaine en aluminium. Le modérateur

est de l'eau sans bore. Les différentes températures et pressions correspondent aux conditions ambiantes. Le combustible est à une température effective d'environ 40 °C et l'eau est à 20°C et 1 bar. Le combustible UOX est composé d'oxyde d'uranium à 3.7%. Le combustible MOX est composé d'uranium appauvri (UO_2) avec le même vecteur isotopique pour le plutonium (PuO_2) que précédemment (Tab. 3.2). Les teneurs disponibles sont légèrement différentes : 4.3%, 7.0% et 8.7%.

rayon (cm)	matériaux	température (°C)
0.4098	combustible	39
0.418	vide	20
0.475	gaine en zircaloy-4	20
0.490	vide	20
0.540	surgaine	20
pas 1.26	eau (1 bar)	20

TAB. 3.3 – Description géométrique de la cellule EPICURE

3.1.2 Options de calcul

Dans ce chapitre, la propagation de l'incertitude sera effectuée avec les matrices de variance-covariance "BOLNA". Pour les réactions de diffusion, nous avons fait l'approximation qu'elles étaient seulement de nature élastique pour l'^{16}O, l'^{27}Al et l'^{1}H et l'avons négligée pour les isotopes de l'uranium. Cette approximation est nécessaire car APOLLO2.8 ne permet pas de séparer les contributions des différentes réactions de diffusion (élastique, inélastique, nXn). Néanmoins, cette approximation reste faible pour les différents isotopes. En effet, le noyau d'hydrogène est constitué de seulement un proton, et ne possède donc pas de niveau inélastique pour la diffusion. Les deux autres isotopes possèdent un faible nombre de masse et l'énergie du premier niveau d'excitation inélastique est donc élevée : 6.43 MeV pour l'^{16}O et 876 keV pour l'^{27}Al.

Les calculs de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires sont réalisés de deux façons différentes. La première approche est un calcul avec le code réseau APOLLO2.8 et le module SENSIB [72] reposant sur la théorie des perturbations au premier ordre. Le schéma de référence SHEM-MOC sera principalement utilisé même si, dans certains cas, la discrétisation angulaire du tracking sera modifiée pour obtenir de meilleures comparaisons avec les autres approches. Des calculs utilisant la méthode des probabilités de collision (Pij) plutôt que le MOC seront aussi réalisés.

La seconde approche repose sur l'utilisation conjointe des codes APOLLO2.8 et PARIS. Le premier réalise les calculs d'auto-protection et génère les bibliothèques multi-groupes utilisées ensuite dans la plate-forme PARIS. En plus d'un solveur Sn, cette plate-forme dispose des outils permettant de réaliser des calculs de perturbations du k_{eff} en utilisant la théorie des perturbations au premier ordre. Le code étant développé essentiellement pour des calculs de cœurs, les géométries prises en charge sont de type hexagonal ou cartésien (1, 2 et 3D).

Pour obtenir une comparaison cohérente entre les différents cas, les calculs seront réalisés sur une géométrie adaptée. Au lieu de travailler avec des combustibles cylindriques, la géométrie sera composée de carrés imbriqués d'aires équivalentes (Fig. 3.1 et Tab. 3.4). Afin de quantifier le biais entre les deux cas, des calculs avec le schéma de référence SHEM-MOC vont être présentés. L'objectif sera de comparer les flux direct et adjoint ainsi que les sensibilités du k_{eff} sur le cas UOX d'EPICURE et la cellule MOX REP à 9,8%.

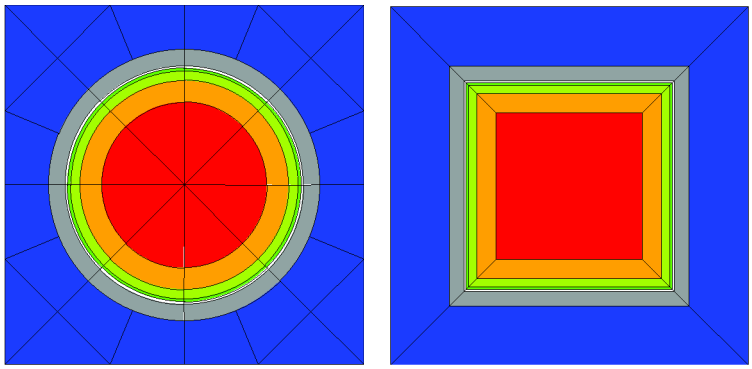

Fig. 3.1 – Comparaison entre les deux géométries de la cellule REP

matériaux	rayon cylindre (cm)	coté carré (cm)
combustible	0.4098	0.726
vide	0.418	0.740
gaine en zircaloy-4	0.475	0.842
vide	0.490	0.868
surgaine en alu	0.540	0.958
eau	1.26	1.26

Tab. 3.4 – Équivalence entre les deux géométries pour la cellule EPICURE

3.1.3 Impact de la géométrie

Pour la cellule UOX d'EPICURE, la comparaison des flux (Fig. 3.2) donne des résultats satisfaisants. Sur le flux direct, on constate une différence d'environ 2% dans la partie rapide du flux et d'au plus 5% dans la partie thermique. Cette différence atteint presque 10% dans les résonances de capture de l'uranium 238. Ces tendances se constatent aussi sur le flux adjoint. Les écarts entre les deux géométries n'excèdent pas 2% excepté encore dans les résonances de capture l'uranium 238 où la différence dépasse les 10%. Néanmoins, cela n'impacte pas la propagation de l'incertitude aux données nucléaires. En effet, les sensibilités sont très similaires, comme le montre celle du ν de l'uranium 235 (Fig. 3.3). Dans la partie où sa valeur est importante la différence n'excède jamais 2% en valeur absolue, sauf encore dans les résonances de l'uranium 238.

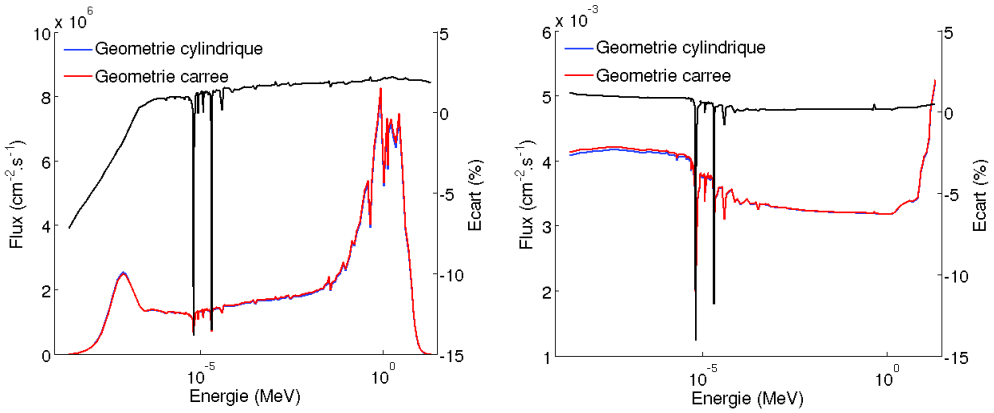

FIG. 3.2 – Comparaison sur le flux direct et adjoint entre une cellule carrée et cylindrique UOX d'EPICURE

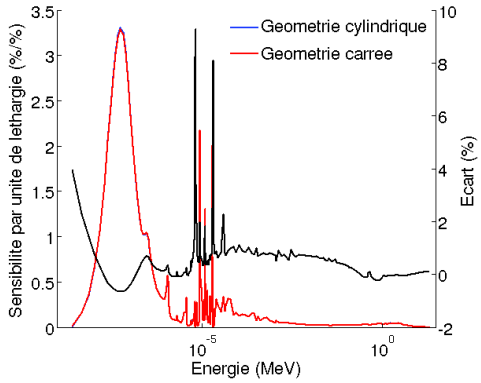

FIG. 3.3 – Comparaison sur la sensibilité au ν de l'uranium 235 entre une cellule carrée et cylindrique UOX d'EPICURE

Pour la cellule MOX, les tendances sont similaires. On note (Fig. 3.4) une très bonne cohérence dans la partie rapide du spectre correspondant à la zone où le flux est maximal. Le traitement des résonances est encore mal traité avec des écarts plus marqués que sur le cas UOX (plus de 20%). La propagation des incertitudes est cohérente entre les deux cas. La différence sur la sensibilité au ν du plutonium 239 (Fig. 3.5) n'excède pas 2% dans les zones où elle est importante. Le domaine des résonances, comme pour le cas UOX, présente des différences significatives de presque 10% mais pour des valeurs de sensibilités très faibles.

La comparaison des géométries donne des résultats similaires sur la propagation de l'incertitude sur le k_{eff} et le calcul des sensibilités. Des différences notables apparaissent néanmoins dans le traitement des résonances. En effet, au centre de ces dernières, le corps peut être considéré comme noir. Le fait que la géométrie carré augmente le périmètre [1] du combustible crée un effet plus important des résonances.

La décomposition du k_{eff} en six facteurs (Tab. 3.5) confirme ces effets avec des forts écarts

1. À même surface, le périmètre du carré est plus important que celui du cercle.

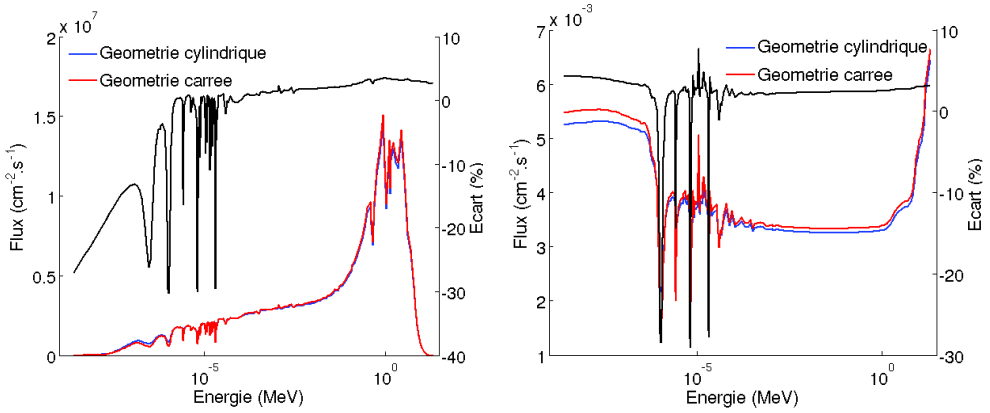

FIG. 3.4 – Comparaison entre le flux direct et adjoint entre une cellule carrée et cylindrique MOX REP

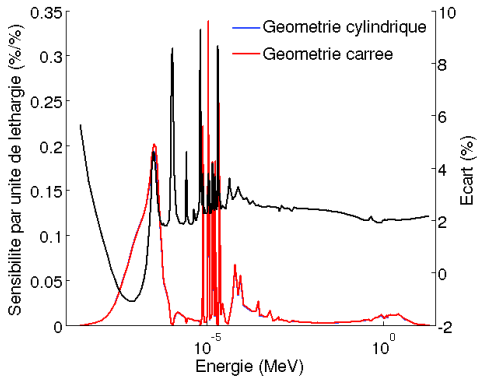

FIG. 3.5 – Comparaison sur la sensibilité au ν du plutonium 239 entre une cellule carrée et cylindrique MOX REP

sur le facteur anti-trappe et le facteur de fission épithermique. Comme attendu, ces écarts sont plus marqués sur le combustible MOX que sur l'UOX.

facteurs	UOX cylindre	UOX carre	MOX cylindre	MOX carre
k_{eff}	1.38240	-519	1.14926	-820
χ	1.00140	-1	1.00181	-1
ϵ_{even}	1.03180	15	1.06111	55
ϵ_{odd}	1.08868	121	1.41426	631
p	0.70504	-813	0.46395	-1498
f	0.93214	164	0.98460	70
η	1.86998	-5	1.67343	-65

TAB. 3.5 – Décomposition en six facteurs des différents cas

3.2 Cellule UOX

3.2.1 Résultats

Les flux direct et adjoint

Le flux direct dans les cellules REP et EPICURE (Fig. 3.6) a la forme caractéristique d'un flux dans un réacteur thermique. Aux alentours des 2 MeV, les deux cellules présentent la même bosse rapide correspondant à l'énergie moyenne des neutrons émis lors de la fission. La partie épi-thermique du flux représente le ralentissement des neutrons où apparaissent les premières résonances de l'uranium 238 à 6,7 eV et 20,8 eV. La dernière partie, la bosse thermique, correspond à la principale différence entre les deux cas. Elle est située à une énergie plus importante dans le cas REP (138 meV contre 76.5 meV) à cause de la différence de température entre les deux cellules.

Le flux adjoint est très similaire dans les cellules REP et EPICURE (Fig. 3.6) et est découpé en quatre parties distinctes. En partant des basses énergies vers les plus hautes, on observe un premier plateau correspondant à une équiprobabilité des neutrons d'engendrer une fission. Dans cette zone, les neutrons sont thermalisés et ont passé les différentes captures résonnantes. La partie suivante représente d'ailleurs ces différentes captures. Les premières résonances très marquées sont celles de l'uranium 238. La chute du flux adjoint indique que si un neutron était ajouté à cette énergie, il aurait peu de chance de générer des descendants. Pour une énergie un peu plus élevée, un second palier d'équiprobabilité apparaît. Il correspond au ralentissement des neutrons produits lors de la fission. Le flux adjoint se termine par une remontée importante correspondant aux fissions rapides du système.

Les sensibilités aux données nucléaires

Nous allons maintenant interpréter et comparer les différents vecteurs de sensibilité pour voir s'il en est de même pour la propagation de l'incertitude aux données nucléaires. Pour répondre à cette question, une description des sensibilités à la capture et au ν de l'uranium 235 et 238

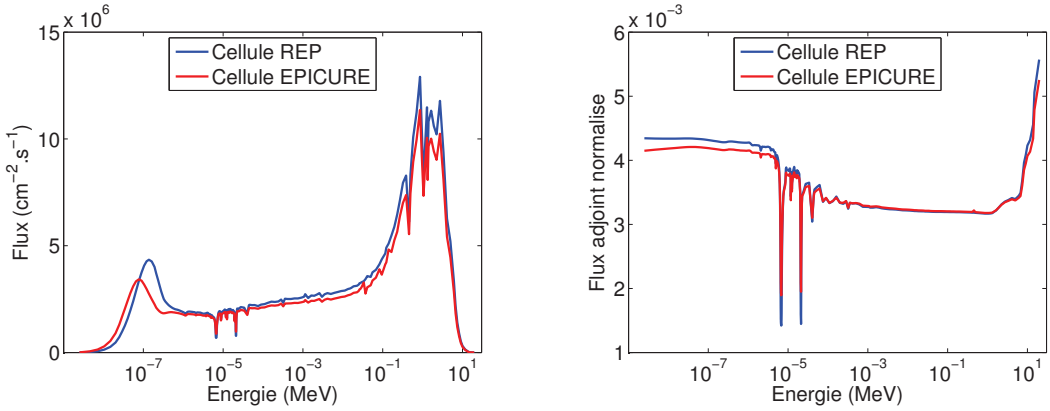

FIG. 3.6 – Flux direct et adjoint dans les cellules REP et EPICURE pour le combustible UOX

ainsi qu'à la capture et à la diffusion totale de l'hydrogène, de l'oxygène 16 et de l'aluminium 27 sur les deux cellules va être effectuée.

Pour l'uranium 235 (Fig. 3.7), la forme des sensibilités pour le ν et la fission est très similaire. Cette similitude est normale car le ν donne le nombre de neutrons émis lors d'une fission. Ces vecteurs présentent un pic et un ensemble de résonances à une énergie un peu plus élevée. Le pic, très important en amplitude, correspond au domaine de fission de l'uranium 235. Le groupe des résonances se trouve dans la partie épi-thermique et correspond aux fissions se produisant lors du ralentissement des neutrons. La sensibilité de la capture a une forme comparable avec des amplitudes plus faibles en valeur absolue, mais de signe opposé. La forme de la capture s'explique de la même façon que pour le ν et la fission. L'amplitude est plus faible car la capture est moins prépondérante que la fission à ces énergies. Le signe négatif montre qu'une augmentation de la capture diminuerait le k_{eff}.

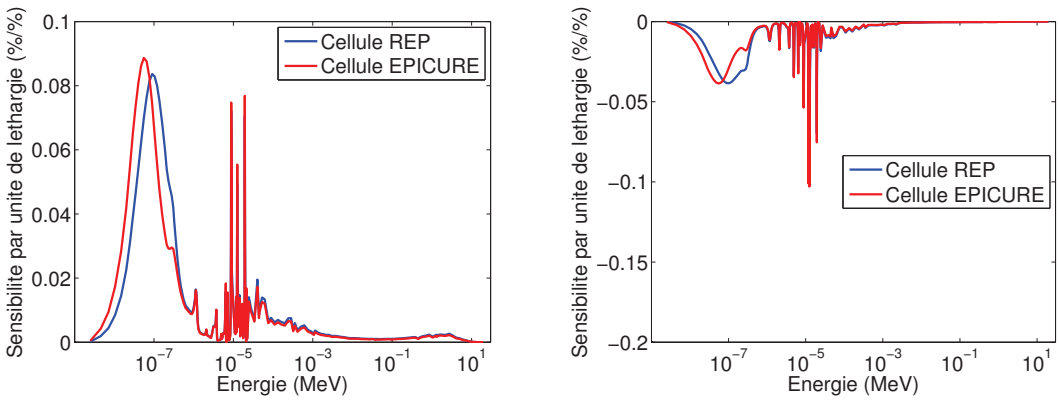

FIG. 3.7 – Sensibilités du k_{eff} à l'uranium 235 pour la cellule UOX (fission à gauche, capture à droite)

La forme des profils de sensibilité de l'uranium 238 (Fig. 3.8) s'explique de la même façon que ceux de l'uranium 235. On note encore deux profils très similaires entre le ν et la fission, tous deux de signe positif. Le pic important dans la partie rapide correspond aux fissions rapides

de cet élément. La capture présente un premier creux dans la partie thermique, mais moins important que les diverses résonances de la partie épi-thermique.

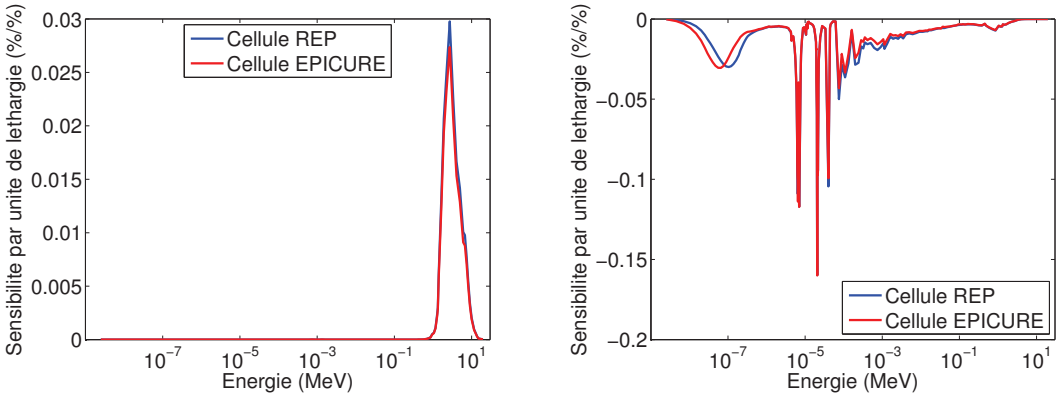

FIG. 3.8 – Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 238 pour la cellule UOX (fission à gauche, capture à droite)

L'hydrogène (Fig. 3.9), élément essentiellement diffusant, montre un profil de sensibilité à la capture très faible en valeur absolue. On note néanmoins une augmentation de cette dernière dans le domaine thermique. Pour la diffusion, la sensibilité a une forme plus complexe avec des alternances de signes. On observe un creux, assez faible en valeur absolue, dans la partie rapide et un ensemble de résonances dans la partie épi-thermique. La sensibilité négative au dessus du MeV s'explique par le fait que si la diffusion augmente, la possibilité de fission rapide de l'uranium 238 diminue, tout comme le k_{eff}. Les divers pics positifs correspondent aux énergies des résonances de l'uranium 238. En effet, une augmentation de la diffusion de l'hydrogène à ces énergies permettra aux neutrons d'éviter une capture stérile.

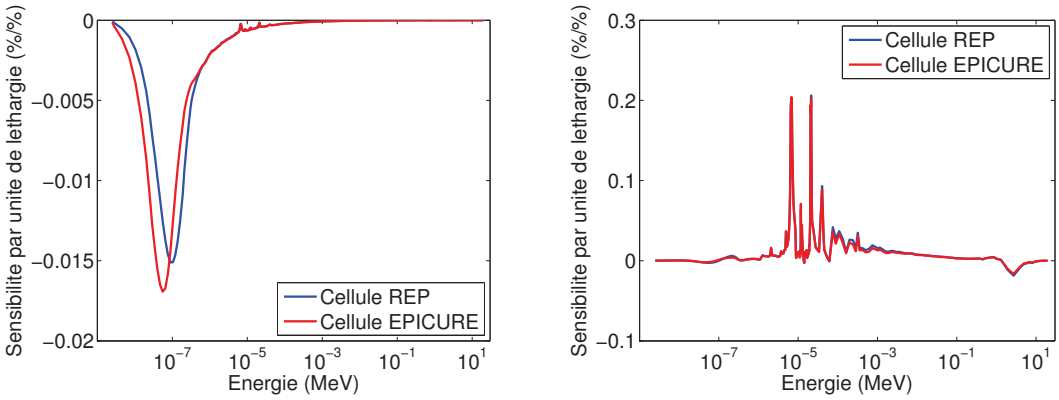

FIG. 3.9 – Sensibilité du k_{eff} à l'hydrogène pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite)

L'oxygène (Fig. 3.10) présente des sensibilités très faibles. Pour la capture, on constate un faible creux dans la partie rapide du spectre, qui correspond aux réactions (n,α) de cet isotope. La diffusion possède une forme un peu plus complexe que celle de l'hydrogène. La sensibilité

négative au dessus du MeV possède la même signification que pour l'hydrogène mais est moins marquée. Néanmoins, dans la partie épi-thermique, on observe la présence de résonances positives et négatives. Les positives s'interprètent de la même façon que pour l'hydrogène : un choc à cette énergie permet d'éviter une résonance de capture de l'uranium 238. Les valeurs négatives sont dues au fait que si un choc survient à cette énergie, le neutron repartira avec une énergie correspondant à celle d'une des captures résonnantes du système.

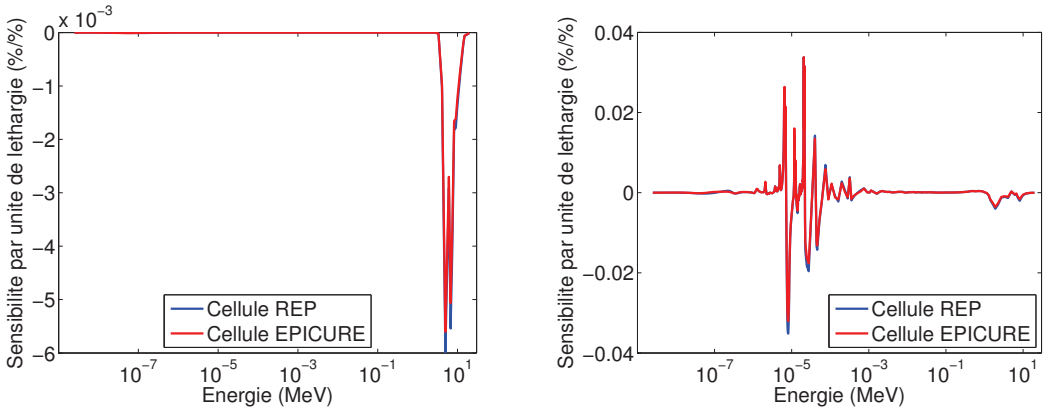

FIG. 3.10 – Sensibilité du k_{eff} à l'oxygène pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite)

La diffusion de l'aluminium (Fig. 3.11) s'interprète de la même manière que pour l'oxygène. La capture présente quant à elle un creux dans la partie thermique, correspondant aux captures radiatives sur les neutrons thermalisés.

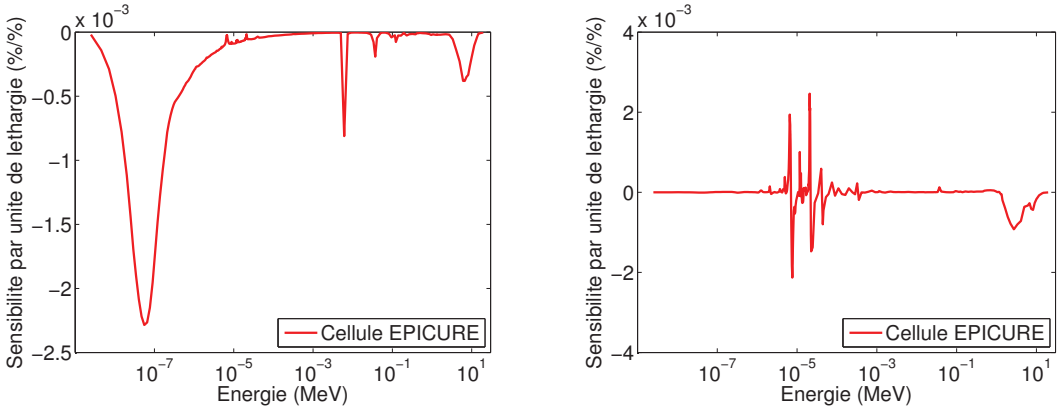

FIG. 3.11 – Sensibilité du k_{eff} à l'aluminium pour la cellule UOX (capture à gauche, diffusion à droite)

Les incertitudes propagées

Sur les différents profils, le programme EPICURE et la cellule REP montrent une très bonne cohérence. Comme pour le flux, les réactions où la sensibilité est importante dans la partie

thermique présentent un décalage dû à la différence de température. Néanmoins, ce décalage sur les vecteurs ne se répercute pas sur les incertitudes propagées (Tab. 3.6) où l'on peut noter une incertitude totale et par réaction similaires.

L'incertitude totale propagée des deux cas est d'environ 770 pcm sur le k_{eff}, avec comme principale contribution le ν de l'uranium 235 (Tab. 3.6). On note des contributions similaires (entre 200 et 300 pcm) pour la capture radiative de l'uranium 235 et du 238 ainsi que pour la (n,α) de l'oxygène. Cette dernière contribution provient essentiellement des matrices de variances-covariance, car la sensibilité à cette dernière réaction n'est pas très importante. Il est intéressant de noter la faible contribution de la fission de l'uranium 235 par rapport aux autres réactions de cet isotope. Enfin, on constate que l'aluminium et l'hydrogène ont des impacts très faibles sur l'incertitude propagée. L'aluminium est présent en trop petite quantité pour avoir un poids suffisant. Pour l'hydrogène, son faible poids sur l'incertitude propagée provient de la très bonne connaissance des données nucléaires de cet isotope.

isotopes	réactions	incertitude REP	incertitude EPICURE
^{235}U	totale	646	654
	fission	100	101
	capture	206	205
	ν	604	613
^{238}U	totale	292	275
	fission	17	15
	capture	283	267
	ν	72	66
^{1}H	totale	41	40
	capture	21	24
	diffusion	35	31
^{16}O	totale	306	279
	capture	284	263
	diffusion	115	92
^{27}Al	totale	-	13
	capture	-	13
	diffusion	-	2
total		773	764

TAB. 3.6 – Incertitudes relatives du k_{eff} aux différentes réactions avec "BOLNA"(en pcm)

La représentativité et la transposition

À l'aide des différents vecteurs de sensibilités et des matrices de variance-covariance de BOLNA, on peut calculer la représentativité entre les deux cellules (Eq. 2.15). On obtient une valeur de 0.9982. Cette valeur, très proche de 1, montre une cohérence quasi-parfaite entre les

deux cellules.

En calculant la représentativité pour chaque isotope et leurs poids respectifs dans la représentativité totale (Tab. 3.7), on constate que l'isotope ayant le poids le plus important est l'uranium 235. L'aluminium, de par son poids très faible, ne diminue pas la représentativité totale malgré son absence dans la cellule REP.

isotopes	représentativité	poids en représentativité(%)
total	0.9982	
^{235}U	0.9995	71.8
^{238}U	0.9984	13.4
^{1}H	0.9934	0.3
^{16}O	0.9990	14.4
^{27}Al	0.0000	0.1

Tab. 3.7 – Décomposition par isotope de la représentativité

Pour illustrer l'intérêt de la transposition, nous nous intéresserons à la réduction d'incertitude *a posteriori* sur la cellule REP. Pour l'incertitude expérimentale, nous prendrons une valeur de 200 pcm, correspondant à l'incertitude totale sur la mesure d'un k_{eff}. Cette incertitude correspond à la statistique de comptage du temps de doublement et à la méconnaissance sur les données de cinétique utilisées dans l'équation de Nordheim, mais aussi aux diverses incertitudes technologiques (épaisseur de sur-gaine, enrichissement, ...). On obtient une incertitude *a posteriori* de 199 pcm sur la cellule REP à comparer aux 773 pcm *a priori*. Cette réduction très importante montre que, dans un cas de parfaite cohérence entre deux concepts et d'une expérience de qualité [2], l'incertitude *a posteriori* peut être réduite de manière significative.

3.2.2 Étude d'impact du schéma de calcul

Cette première partie sur le calcul cellule en milieu infini a permis d'utiliser le schéma de référence SHEM-MOC d'APOLLO2.8 pour calculer l'incertitude du k_{eff} pour les deux cellules UOX. L'objectif de ce paragraphe est d'étudier l'impact du schéma de calcul et du choix de la matrice de variance-covariance sur la propagation de l'incertitude. Cette étude d'impact donnera des pistes de définition d'un schéma optimisé pour le calcul de cette dernière.

Impact des matrices de variance-covariance

Les résultats précédents ont été déterminés en utilisant les matrices de covariance "BOLNA". Pour étudier l'impact du choix de ces matrices, nous allons dans un premier temps tester les matrices "COMAC". Ces dernières ont été évaluées par le SPRC et reprennent une partie des isotopes fissiles et des matériaux de structure majeurs.

2. Dans ce cas, le rapport de l'incertitude expérimentale sur les données nucléaires est de 0,26 ce qui est très avantageux.

La nouvelle incertitude propagée (Tab. 3.8) est inférieure à celle obtenue avec "BOLNA", que ce soit sur le cas REP ou EPICURE. Cette diminution est causée par une forte diminution de la contribution du ν de l'uranium 235. Dans les matrices "BOLNA", la présence d'une importante corrélation entre les groupes augmente l'incertitude propagée. Les poids de la fission de l'uranium 235 et de l'uranium 238 ont légèrement augmenté dans "COMAC", pas assez cependant pour compenser la diminution liée au ν.

isotopes	réactions	inc REP	écart BOLNA	inc EPICURE	écart BOLNA
^{235}U	totale	402	-244	376	-278
	fission	176	76	149	48
	capture	161	-45	155	-50
	ν	324	-280	376	-237
^{238}U	totale	285	-7	269	-6
	fission	92	75	78	63
	capture	269	-14	257	-10
	ν	-	-72	-	-66
^{1}H	totale	40	-1	36	-4
	capture	20	-1	34	10
	diffusion	34	-1	10	-21
^{16}O	totale	340	34	278	-1
	capture	238	-46	263	0
	diffusion	112	-3	90	-2
Al27	totale	-	-	37	24
	capture	-	-	36	23
	diffusion	-	-	8	6
totale		495	-278	466	-298

TAB. 3.8 – Incertitudes relatives du k_{eff} des différentes réactions avec "COMAC" (en pcm)

Le calcul de la représentativité (Tab. 3.9) ne montre pas de changement majeur. La représentativité reste très bonne (0.9985). La principale différence apparaît sur le ν de l'uranium 235. Le calcul de transposition donne des résultats similaires. L'incertitude *a posteriori* après assimilation de l'expérience est de 197 pcm et est équivalente à celle du cas avec "BOLNA".

Ce calcul avec des matrices de variance-covariance différentes met en avant la robustesse du concept de représentativité. En effet, en analysant son expression (Eq. 2.15), on se rend compte que plus deux vecteurs de sensibilités sont proches, plus l'impact du choix des matrices de covariance est faible. Le calcul de l'incertitude *a posteriori* est plus sensible à ces matrices. Cet impact plus important est causé par le terme d'incertitude apparaissant dans la formule de transposition (Eq. 2.17).

isotopes	représentativité	écart relatif avec BOLNA(%)
totale	0,9985	0.03
^{235}U	0,9987	-0.08
^{238}U	0,9982	-0.02
^{1}H	0.9934	0.00
^{16}O	0.9994	0.04

TAB. 3.9 – Représentativité avec "COMAC" pour les cellules UOX

Impact du solveur

Pour étudier l'impact du solveur, nous allons travailler avec les différentes méthodes présentées auparavant. Les sections multi-groupes nécessaires pour le calcul PARIS sont générées avec un "tracking" plus fin que celui du schéma de référence SHEM-MOC. L'auto-protection est toujours réalisée en P_{ij} à 281 groupes en utilisant les mélanges au dessus de 23 eV et en Doppler en dessous. Le calcul de flux est réalisé en MOC avec le maillage énergétique SHEM et un maillage spatial raffiné. Les autres options de calcul sont un peu plus fines avec un polynôme de Legendre à l'ordre 5 pour l'anisotropie. Pour les lignes caractéristiques du MOC, l'espacement est de 0.005 cm, la discrétisation est de 6 pour l'angle zénithal et de 32 pour l'angle azimuthal. La quadrature angulaire retenue est de type Gauss-Legendre, quadrature recommandée par rapport à Bickley pour des discrétisations plus fines. Ce schéma sera noté MOC-RAF par la suite.

A l'inverse, on utilisera aussi un schéma avec une description angulaire moins précise pour le tracking. Ce dernier sera noté MOC-ALL : il possède les même options que SHEM-MOC à l'exception de la discrétisation de l'angle azimuthal de 12 (24 dans le cas de référence). Cette diminution permet de réaliser une comparaison cohérente d'un point de vue angulaire avec le cas S_{16} (144 directions) qui est la quadrature maximale que l'on peut atteindre dans PARIS en level-symetric.

Les calculs PARIS seront réalisés en S_n en faisant varier les options suivantes :

- le maillage énergétique[3] (15 ou 281 groupes)
- l'anisotropie du choc (P1, P3 ou P5)
- la résolution angulaire (S_4, S_8 et S_{16})
- la résolution spatiale en utilisant un schéma diamant (noté Di) ou Galerkin-Discontinu (noté DG). Pour ce second schéma, l'ordre du polynôme associé variera de 1 à 3.

Le tableau 3.10 compare le k_{eff} et l'incertitude associée sur la cellule REP en fonction du type de solveur utilisé. Les conclusions étant similaires sur la cellule EPICURE, nous ne présenterons les résultats que sur le premier cas pour travailler sur un cas à chaud où "a priori" les effets sont plus marqués. Les résultats de la cellule EPICURE serviront pour la représentativité et la transposition. Pour le k_{eff}, on constate une très bonne cohérence entre les différentes valeurs

3. Les deux calculs sont réalisés avec des bibliothèques différentes générées par APOLLO2.8.

obtenues mais aussi pour les incertitudes propagées.

schéma	SHEM-MOC	P_{ij}	MOC-RAF	MOC-ALL	Di S_{16} P3	DG S_{16} P3 p=2
k_{eff}	1.36008	-98	-53	-130	-311	-243
incertitude	773	1	0	1	-2	-2
représentativité	0.9982	0.9982	0.9982	0.9982	0.9981	0.9980
incertitude *a posteriori*	201	0	0	0	-1	-1

TAB. 3.10 – Impact du solveur sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 281 groupes

Le tableau 3.11 compare différents calculs réalisés en 281 groupes avec la méthode S_n et une méthode de Garlerkin-Discontinu pour la résolution spatiale dans PARIS. On constate que le calcul du k_{eff} est convergé pour des polynômes d'ordre 2 pour la résolution spatiale et d'ordre 3 pour l'anisotropie. La comparaison au schéma de référence montre par contre que les calculs ne sont pas convergés d'un point de vue angulaire même en S_{16}, qui correspond pourtant à la quadrature maximale que l'on peut atteindre dans PARIS en level-symetric. Concernant, la propagation de l'incertitude, on ne constate aucune différence entre les cas et ce, même si le calcul n'est pas parfaitement convergé pour le k_{eff}.

schéma	SHEM-MOC	DG p=2 P3 S16	DG p=2 P5 S16	DG p=2 P1 S16	DG p=3 P3 S16	DG p=1 P3 S16	DG p=2 P3 S8	DG p=2 P3 S4
k_{eff}	1.36008	-243	-241	-292	-243	-266	-551	-1076
incertitude	773	-3	-3	-3	-3	-3	-2	0
représentativité	0.9982	0.9980	0.9980	0.9980	0.9980	0.9980	0.9979	0.9979
incertitude *a posteriori*	201	-1	-1	-1	-1	-1	-1	0

TAB. 3.11 – Impact des options avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 281 groupes

Des calculs à 15 groupes (Tab. 3.12) ont aussi été réalisés dans PARIS en utilisant la même démarche que précédemment. Les résultats obtenus en terme de convergence spatiale et d'anisotropie sont similaires à ceux de l'étude à 281 groupes. Néanmoins, on constate une meilleure convergence angulaire avec ce nombre de groupes. La comparaison avec le schéma de référence SHEM-MOC montre un biais de d'environ 300 pcm causé par le calcul avec un plus faible nombre de groupes. L'incertitude propagée reste très similaire entre les différents cas et cohérente avec le calcul réalisé avec SHEM-MOC.

Les calculs de représentativité et d'incertitude *a posteriori* sont également cohérents entre les différents cas étudiés.

schéma	SHEM-MOC	DG p=2 P3 S16	DG p=2 P5 S16	DG p=2 P1 S16	DG p=3 P3 S16	DG p=1 P3 S16	DG p=2 P3 S8	DG p=2 P3 S4
k_{eff}	1.36008	-363	-362	-396	-362	-375	-502	-600
incertitude	773	4	4	5	4	4	5	6
représentativité	0.9982	0.9983	0.9983	0.9983	0.9983	0.9983	0.9983	0.9983
incertitude *a posteriori*	201	1	1	1	1	1	1	1

TAB. 3.12 – Impact des options avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP UOX à 15 groupes

3.3 Cellule MOX

Après avoir étudié les deux cellules UOX, cette section présentera les résultats pour les cellules MOX. Dans le but de maximiser les différents effets, seuls les résultats sur la cellule EPICURE avec une teneur plutonium de 4,3% et la cellule REP avec une teneur de 9,8% seront détaillés dans le corps du texte. Les autres teneurs seront utilisées pour le calcul de la représentativité. Les propagations d'incertitudes avec les différentes teneurs seront présentées dans l'annexe A.

3.3.1 Résultats

Les flux direct et adjoint

Sur le cas MOX, le flux direct possède toujours une forme similaire entre les deux types de cellules (Fig. 3.12). Le spectre est représentatif d'un combustible MOX avec une partie thermique d'autant plus faible que la teneur en plutonium est importante. L'écart de teneur entre les deux cellules explique la différence d'amplitude entre les deux spectres. Par rapport au cas UOX, on différencie plus de résonances dans la partie épi-thermique correspondant aux absorptions des isotopes du plutonium.

La comparaison entre les deux flux adjoints est très bonne. On retrouve la forme en quatre parties comme décrite dans le cas UOX. Dans la partie des résonances, on note la présence des différentes résonances de capture du plutonium et principalement celles à 1,06 eV et 20,04 eV du plutonium 240.

Les sensibilités aux données nucléaires

Les sensibilités de l'uranium 235 (Fig. 3.13) ont des profils similaires à celles du cas UOX mais avec une valeur générale plus faible liée à la quantité presque négligeable de cet élément dans le MOX. Pour la forme des sensibilités, la différence est principalement au niveau de la bosse thermique du ν et de la fission. Cette bosse est très faible à cause d'un spectre plus dur

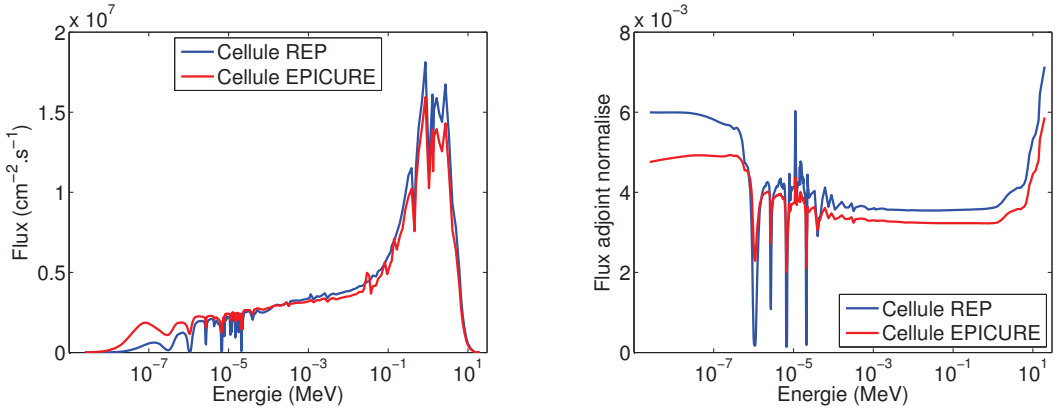

FIG. 3.12 – Flux direct et adjoint dans les cellules REP et EPICURE pour le combustible MOX

dans ce cas. En ce qui concerne la capture, les remarques sont identiques à celle du ν et de la fission.

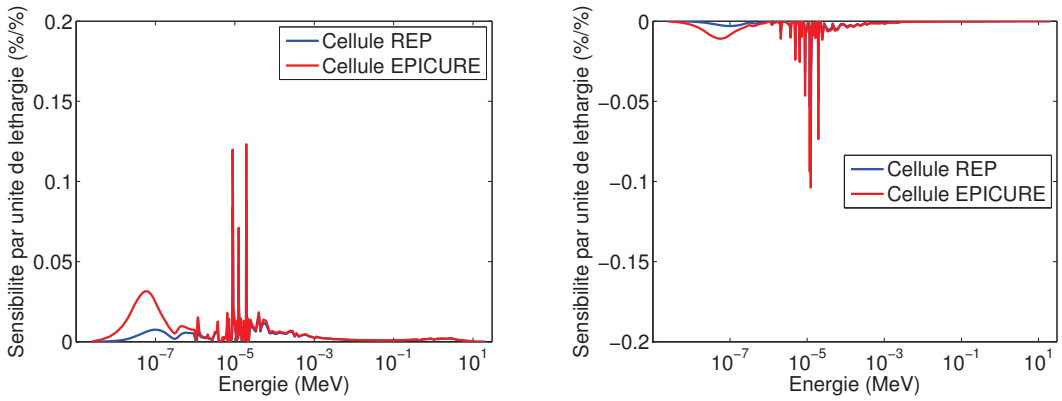

FIG. 3.13 – Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 235 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite)

Les sensibilités de l'uranium 238 sont très proches du cas UOX en terme d'intensité (Fig. 3.14). Pour la capture, on observe une diminution de la bosse thermique d'autant plus importante que la teneur en plutonium est élevée. La fission et le ν ont une forme similaire avec un pic dans la partie rapide plus important pour une teneur en plutonium plus faible. Cet effet est simplement dû au fait que la concentration en uranium 238 diminue lorsque la teneur augmente.

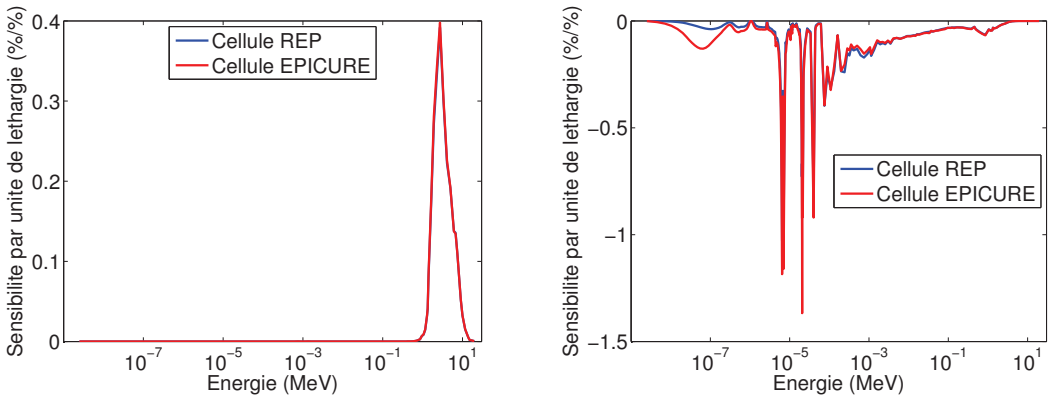

FIG. 3.14 – Sensibilité du k_{eff} à l'uranium 238 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite)

Les sensibilités aux divers isotope du plutonium peuvent être divisées en deux catégories : les isotopes pairs et les isotopes impairs. Les fissions du plutonium 239 (Fig. 3.15) et 241 étant principalement thermiques, on voit apparaître une bosse dans ce domaine énergétique pour les sensibilités à la fission et au ν, qui diminue avec la teneur en plutonium. Ce phénomène est similaire sur leurs sensibilités à la capture.

Du coté des isotopes pairs, à savoir le plutonium 240 (Fig. 3.16) et 242, on voit apparaitre les diverses résonances de capture sur les sensibilités avec toujours l'impact du durcissement du spectre. La fission et le ν ont toujours la même forme et leurs sensibilités sont constituées d'une bosse dans la partie rapide. Elle est plus importante dans le cas REP car la teneur en plutonium est plus élevée. On constate que la sensibilité à la capture est plus importante que les deux autres pour les isotopes pairs ce qui n'est pas le cas pour les isotopes impairs.

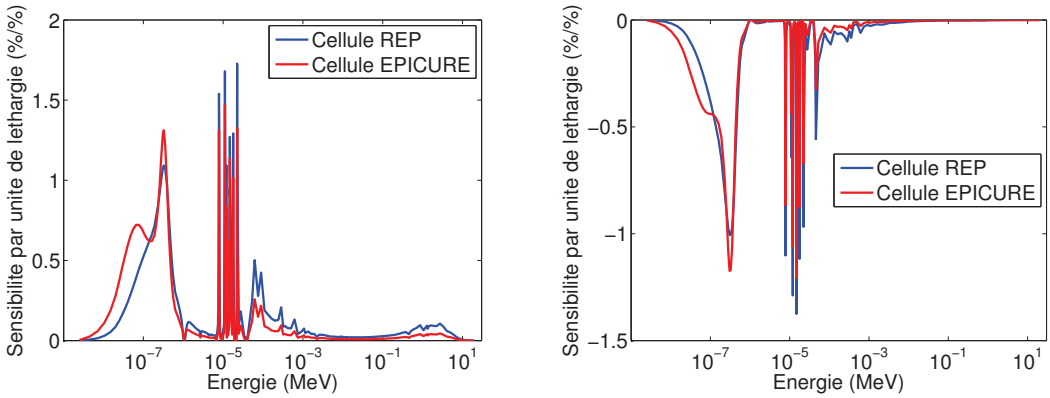

FIG. 3.15 – Sensibilité du k_{eff} au plutonium 239 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite)

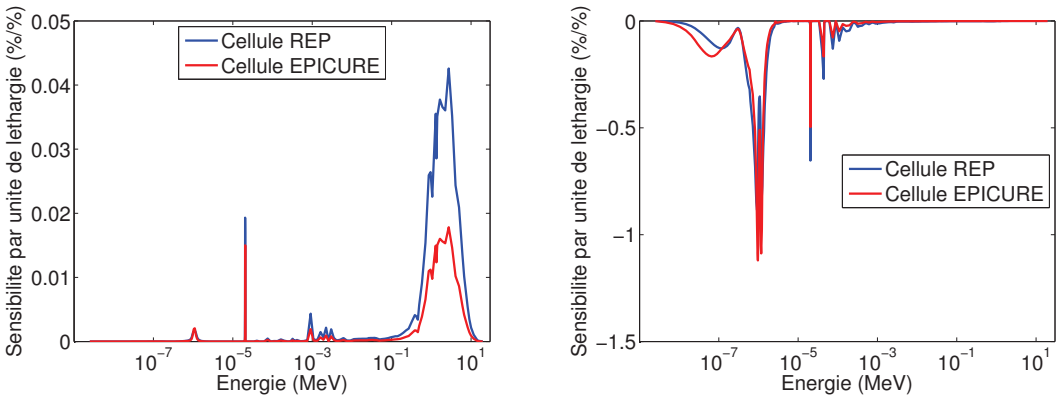

FIG. 3.16 – Sensibilité du k_{eff} au plutonium 240 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite)

L'américium 241, en petite quantité, présente des sensibilités très faibles (Fig. 3.17). La capture, principalement thermique, a le même comportement que précédemment : les importantes résonances dans la partie thermique diminuent avec la teneur en plutonium à cause du durcissement du spectre. Pour la fission et le ν, on voit des résonances dans la partie thermique et contribution positive non négligeable dans le domaine raide qui augmente avec la teneur en plutonium.

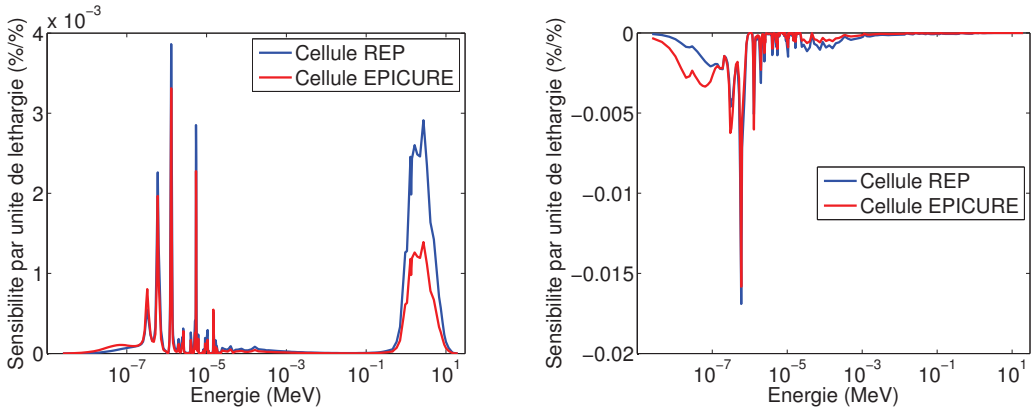

FIG. 3.17 – Sensibilité du k_{eff} à l'américium 241 pour la cellule MOX (fission à gauche, capture à droite)

Les divers isotopes diffusant tels que l'hydrogène, l'oxygène et l'aluminium, présentent le même comportement que dans la cellule UOX. Ils ont des profils très faibles pour la capture. Leurs profils de diffusion (Fig. 3.18) s'expliquent de la même façon que pour la cellule UOX mais avec plus de résonances du fait de la présence des divers isotopes du plutonium et de l'américium 241.

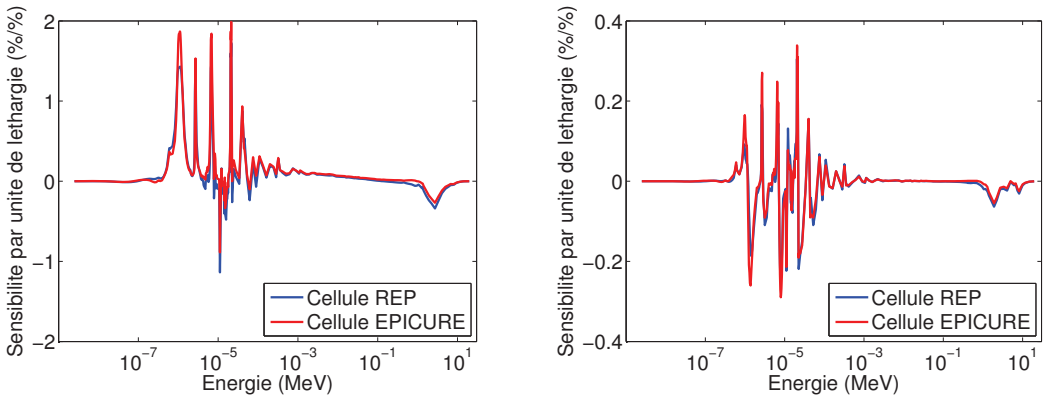

FIG. 3.18 – Sensibilité à la diffusion au k_{eff} pour l'hydrogène (à droite) et l'oxygène (à gauche)

L'incertitude propagée

L'incertitude totale propagée avec les matrices "BOLNA" pour les cellules MOX est légèrement plus basse (environ 100 pcm) que celle des cellules UOX (Tab. 3.13 et annexe A).

Dans un premier temps, on note une forte diminution de l'incertitude de l'uranium 235 causée par la faible concentration de cet isotope. Celle de l'uranium 238 est inférieure à celle du cas UOX et diminue lorsque la teneur en MOX augmente. Ce phénomène est causé par deux effets. Le durcissement du spectre qui réduit le nombre de capture thermique et la diminution du nombre d'atomes d'uranium 238 lorsque la teneur en plutonium augmente. L'hydrogène et l'aluminium présentent des comportements équivalents à ceux du combustible UOX. En effet, avec une incertitude totale de 13 pcm, l'aluminium peut toujours être considéré comme transparent. Le dernier élément en commun avec la cellule UOX est l'oxygène avec une incertitude plus élevée que précédemment.

L'américium 241 et le plutonium 242 étant minoritaires dans le vecteur isotopique du plutonium utilisé, ils ne contribuent que très faiblement à l'incertitude totale (40 à 50 pcm). Le plutonium 240, élément majoritairement absorbant, a une incertitude comprise entre 140 et 200 pcm. Les deux derniers plutonium (239 et 241) ont des incertitudes totales importantes (de 200 à 400 pcm). Leurs incertitudes de fission varient avec la teneur en plutonium. En effet, on constate que pour le plutonium 239, l'incertitude diminue avec la teneur contrairement au plutonium 241 dont l'incertitude augmente. On peut expliquer ce résultat en regardant la forme du flux et des intégrales de résonance de fission de ces deux éléments. Lorsque que la teneur en plutonium augmente, le spectre se durcit. Or, le plutonium 239 a une intégrale de résonance de 300 barns contre 560 barns pour le plutonium 241. De plus, le plutonium 239 est plus auto-protégé que le 241 permettant ainsi une augmentation des fissions de cet élément. Cette dernière se répercute ensuite sur l'incertitude propagée.

Malgré une sensibilité beaucoup plus faible (un ordre de grandeur), le plutonium 241 propage une incertitude du même ordre de grandeur que celle du plutonium 239. Cela s'explique soit par une méconnaissance des données du plutonium 241 soit par une sous estimation de l'incertitude

des données du plutonium 239. On constate également que pour ces deux isotopes, l'incertitude sur le ν est très faible par rapport à celle provenant de la fission et est incohérente avec celle proposée pour le ν de l'uranium 235.

L'étude de la propagation de l'incertitude sur la cellule MOX entraîne une réduction de l'incertitude globale sur le k_{eff} par rapport à celle obtenue dans le cas du combustible UOX. Cette réduction est principalement liée à la forte diminution de la contribution du ν de l'uranium 235, dont les valeurs de corrélation semblent très fortement surestimées dans "BOLNA".

Pour les isotopes du plutonium, l'incertitude propagée dépend de la teneur en plutonium dans le crayon et le premier contributeur est le ^{239}Pu ou le ^{241}Pu en fonction de la teneur.

atomes	reactions	REP 9.8%	EPICURE 4.3%
^{235}U	totale	11	24
	fission	2	4
	capture	5	8
	ν	10	22
^{238}U	totale	199	223
	fission	22	23
	capture	180	205
	ν	84	84
^{239}Pu	totale	347	394
	fission	244	278
	capture	236	267
	ν	73	85
^{240}Pu	totale	140	191
	fission	22	9
	capture	135	190
	ν	31	14
^{241}Pu	totale	383	219
	fission	365	198
	capture	105	83
	ν	46	42
^{242}Pu	totale	55	42
	fission	26	11
	capture	48	40
	ν	5	2
^{241}Am	totale	38	33
	fission	4	2
	capture	38	33
	ν	1	1
^{1}H	totale	42	42
	capture	5	13
	diffusion	42	40
^{16}O	totale	390	342
	capture	333	304
	diffusion	203	157
^{27}Al	totale	-	13
	capture	-	13
	diffusion	-	3
totale		697	642

TAB. 3.13 – Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour deux cellules MOX avec "BOLNA"

La représentativité et la transposition

Les représentativités calculées (Tab. 3.14) sont supérieures à 0,9 et peuvent être considérées comme satisfaisantes. Elles sont d'autant plus élevées que la différence entre les teneurs comparées est faible. La décomposition de la représentativité (Tab. 3.15) montre toujours l'importance de l'oxygène. Le plutonium 239 est le second contributeur avec un poids similaire à l'oxygène. Le plutonium 241 et l'uranium 238 sont les autres contributeurs majoritaires avec un poids équivalent.

		REP		
		MOX 3.7	MOX 6.5	MOX 9.8
EPI	MOX 4.3	0.9899	0.9754	0.9367
	MOX 7.0	0.9784	0.9935	0.9806
	MOX 8.7	0.9605	0.9909	0.9921

TAB. 3.14 – Représentativité entre les différents crayons MOX

atomes	représentativité	poids en représentativité(%)
total	0.9367	
^{235}U	0.9250	0.1
^{238}U	0.9872	10.3
^{239}Pu	0.9671	31.8
^{240}Pu	0.9709	6.2
^{241}Pu	0.9300	19.4
^{242}Pu	0.9664	0.5
^{241}Am	0.9863	0.3
^{1}H	0.9976	0.4
^{16}O	0.9431	30.9
^{27}Al	0	0.1

TAB. 3.15 – Décomposition par isotope de la représentativité pour les crayons MOX

La réduction de l'incertitude *a posteriori* (Tab. 3.16) donne des résultats similaires entre les divers cas. On constate qu'elle s'améliore lorsque la représentativité est plus élevée. Comme pour le cas UOX, lorsque la cohérence entre les sensibilités est très bonne, la réduction tend vers celle de la technique de mesure (200 pcm dans ce cas).

		REP		
		MOX 3.7	MOX 6.5	MOX 9.8
Incertitude *a priori*		607	621	697
EPI	MOX 4.3	198	226	312
	MOX 7.0	216	196	244
	MOX 8.7	241	199	221

Tab. 3.16 – Incertitude *a posteriori* sur le cas REP pour les différents crayons MOX (avec une incertitude expérimentale de 200 pcm)

3.3.2 Etude d'impact du schéma de calcul

L'étude d'impact sera structurée de manière analogue que dans le cas UOX. La seule différence sera la présence d'une étude sur l'impact du vieillissement du combustible.

Impact des matrices de variance-covariance

En utilisant les matrices "COMAC", la nouvelle incertitude propagée (Tab. 3.17) est bien supérieure (200 pcm) à celle obtenue avec "BOLNA" aussi bien sur le cas REP ou qu'EPICURE. Cette augmentation est causée par une augmentation importante de l'incertitude sur le plutonium 239 et notamment de la capture radiative. Cette nouvelle incertitude propagée présente de meilleur accord avec ce que les autres instituts obtiennent sur ce type de cellule [5]. La différence sur l'uranium 235 est faible car son poids dans cette configuration est très faible. On note également une réduction très significative de l'incertitude propagée sur l'oxygène 16, plus cohérente avec l'importance de cet isotope sur le bilan neutronique.

Les représentativités obtenues (Tab. 3.18) sont plus élevées que celles obtenues avec "BOLNA". La réduction de l'incertitude *a posteriori* tend toujours vers l'incertitude de la technique de mesure.

Comme pour le cas UOX, l'incertitude propagée est très sensible au choix de la matrice de variance-covariance. La représentativité, moins élevée que pour le cas UOX, se trouve un peu plus impactée par ce changement de matrice.

atomes	réactions	inc REP	écart Bolna	inc EPICURE	écart bolna
^{235}U	totale	10	-1	16	8
	fission	3	1	7	3
	capture	5	0	7	-1
	ν	8	-2	13	-9
^{238}U	totale	242	43	260	37
	fission	169	147	170	147
	capture	174	-6	197	-8
	ν	-	-84	-	-84
^{239}Pu	totale	810	463	802	408
	fission	438	194	358	80
	capture	678	442	715	448
	ν	62	-11	61	-24
^{240}Pu	totale	75	-65	70	-121
	fission	8	-14	4	-5
	capture	75	-60	70	120
	ν	5	-26	2	-12
^{241}Pu	totale	160	-223	125	-94
	fission	112	-253	99	-99
	capture	111	6	69	-14
	ν	32	-14	32	-10
^{242}Pu	totale	172	117	132	90
	fission	3	-23	1	-10
	capture	172	124	132	92
	ν	2	-3	1	-1
^{241}Am	totale	47	9	44	11
	fission	3	-1	3	1
	capture	47	9	44	11
	ν	1	0	1	0
^{1}H	totale	41	-1	41	-1
	capture	5	0	12	-1
	diffusion	41	-1	39	-1
^{16}O	totale	50	-340	44	-298
	capture	44	-289	41	-263
	diffusion	22	-181	18	-139
^{27}Al	totale	-	-	23	10
	capture	-	-	19	6
	diffusion	-	-	13	10
totale		890	193	881	234

TAB. 3.17 – Incertitudes relatives du k_{eff} aux différentes réactions avec "COMAC" pour les cellules MOX (en pcm)

atomes	représentativité	écart relatif avec BOLNA (%)
totale	0.9572	2.2
^{235}U	0.9469	2.37
^{238}U	0.9897	0.25
^{239}Pu	0.9559	-1.16
^{240}Pu	0.9929	2.27
^{241}Pu	0.9536	2.54
^{242}Pu	0.9999	3.47
^{241}Am	0.9719	-1.46
^{16}O	0.9986	0.10
^{1}H	0.9432	0.01
^{27}Al	0.0	0.0

TAB. 3.18 – Représentativité avec les matrices de variance-covariance "COMAC"

Impact du solveur

L'impact du solveur et des options associées est équivalent aux cas UOX. On constate que le choix de la méthode de calcul (Tab. 3.19) n'a pas de réel impact sur la propagation de l'incertitude sur le k_{eff}. Le choix des options de calcul Sn (Tab. 3.20) n'impacte que peu le résultat de la propagation. Le calcul du k_{eff} est convergé pour un polynôme d'ordre 2 pour la résolution spatiale et d'ordre 3 pour Legendre. Un biais de 400 pcm apparaît entre le calcul SHEM-MOC et PARIS. Comme pour le cas UOX, la convergence angulaire n'est pas atteinte, même en S_{16}. Les conclusions sont similaires à 15 groupes (Tab. 3.21) où on note un biais résiduel d'environ 200 pcm. Le calcul de la représentativité et de la transposition donnent des résultats quasi-identiques.

schéma	SHEM-MOC	P_{ij}	MOC-RAF	MOC-ALL	Di S_{16} P3	DG S_{16} P3 p=2
k_{eff}	1.13984	-83	-85	-124	-639	-422
incertitude	697	1	0	1	0	0
représentativité	0.9367	0.9364	0.9363	0.9363	0.9370	0.9377
incertitude *a posteriori*	303	0	1	1	0	-1

TAB. 3.19 – Impact du solveur sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX

schéma	SHEM-MOC	DG p=2 P3 S16	DG p=2 P5 S16	DG p=2 P1 S16	DG p=3 P3 S16	DG p=1 P3 S16	DG p=2 P3 S8	DG p=2 P3 S4
k_{eff}	1.13984	-422	-422	-552	-423	-472	-1015	-2143
incertitude	697	0	0	1	0	0	5	14
représentativité	0.9367	0.9377	0.9377	0.9375	0.9377	0.9376	0.9373	0.9367
incertitude *a posteriori*	303	-1	-1	0	-1	-1	2	6

TAB. 3.20 – Impact des option avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX à 281 groupes

schéma	SHEM-MOC	DG p=2 P3 S16	DG p=2 P5 S16	DG p=2 P1 S16	DG p=3 P3 S16	DG p=1 P3 S16	DG p=2 P3 S8	DG p=2 P3 S4
k_{eff}	1.13984	-685	-692	-768	-684	-715	-1027	-1415
incertitude	697	2	3	3	2	2	6	11
représentativité	0.9367	0.9327	0.9327	0.9326	0.9327	0.9326	0.9322	0.9317
incertitude *a posteriori*	303	15	16	16	15	16	18	20

TAB. 3.21 – Impact des option avec PARIS sur le calcul du k_{eff} et de son incertitude pour la cellule REP MOX à 15 groupes

Vieillissement

Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus en prenant le même vecteur isotopique pour le plutonium entre les deux cas. Néanmoins, que deviendraient ces résultats si on réalisait l'expérience aujourd'hui, soit 20 ans plus tard. Le nouveau vecteur isotopique du plutonium (Tab. 3.22) contient d'avantage d'américium que précédemment. Il a été formé par décroissance du plutonium 241 qui a une demi-vie de 14.5 ans.

atome	proportion (%)
^{238}Pu	1.8
^{239}Pu	56.2
^{240}Pu	25.3
^{241}Pu	3.1
^{242}Pu	6.6
^{241}Am	7.0

Tab. 3.22 – Vecteur isotopique actualisé du plutonium pour le combustible MOX des crayons EPICURE

L'incertitude propagée (Tab. 3.25) montre une différence importante sur l'américium et le plutonium 241. Ces deux isotopes ont maintenant une incertitude similaire (100 pcm), l'incertitude totale propagée restant du même ordre grandeur.

La représentativité (Tab. 3.23) a diminué pour tous les cas. On note une différence plus importante pour les comparaisons avec les cas REP à plus haute teneur en plutonium. Ces valeurs plus faibles se justifient par le fait que l'américium présent rend difficile la représentativité avec des crayons plus réactifs. Les réductions *a posteriori* (Tab. 3.24) ont aussi diminué et s'éloignent de celle de la technique de mesure.

En conclusion, les cellules prises individuellement restent représentatives pour les crayons REP à 3,7 et 6,5%. Pour le crayon 9.8%, la représentativité est plus faible mais permet encore une bonne réduction d'incertitude.

		REP		
		MOX 3.7	MOX 6.5	MOX 9.8
EPI	MOX 4.3	0.9571	0.9191	0.8593
	MOX 7.0	0.9609	0.9398	0.8938
	MOX 8.7	0.9589	0.9472	0.9095

Tab. 3.23 – Représentativité et incertitude *a posteriori* pour les différents crayons MOX EPICURE vieillis

		REP		
		MOX 3.7	MOX 6.5	MOX 9.8
Incertitude *a priori*		607	621	697
EPI	MOX 4.3	243	295	396
	MOX 7.0	241	274	363
	MOX 8.7	245	266	346

TAB. 3.24 – Incertitude *a posteriori* sur le cas REP pour les différents crayons MOX EPICURE vieillis (avec une incertitude expérimentale de 200 pcm)

atomes	reactions	EPICURE 4.3% vieilli	Écart
^{235}U	totale	26	2
	fission	5	1
	capture	8	2
	ν	24	2
^{238}U	totale	226	3
	fission	26	3
	capture	206	1
	ν	91	7
^{239}Pu	totale	440	46
	fission	326	48
	capture	280	13
	ν	94	9
^{240}Pu	totale	199	8
	fission	11	2
	capture	198	8
	ν	15	1
^{241}Pu	totale	88	-131
	fission	81	-117
	capture	30	-53
	ν	16	-26
^{242}Pu	totale	42	0
	fission	12	1
	capture	40	0
	ν	2	0
^{241}Am	totale	135	102
	fission	10	8
	capture	134	101
	ν	3	2
^{1}H	totale	45	3
	capture	13	0
	diffusion	43	3
^{16}O	totale	356	14
	capture	308	4
	diffusion	178	21
^{27}Al	totale	14	1
	capture	14	1
	diffusion	4	1
totale		664	22

TAB. 3.25 – Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons vieillis avec "BOLNA"

Conclusion

Ce chapitre dédié exclusivement au calcul cellule a permis une première étude concrète du calcul d'incertitude et des approches de transposition. La comparaison entre les cellules représentatives d'un REP à chaud et celle du programme EPICURE ont permis d'obtenir des premières conclusions intéressantes.

Tout d'abord, l'étude d'impact sur le type de solveur et les options associées ont montré que la propagation de l'incertitude au k_{eff} converge plus vite que le k_{eff} lui-même. Ce premier élément montre qu'il est possible d'alléger les options de calcul pour la propagation de l'incertitude sur ce paramètre intégral. Cette similarité entre les différents profils de sensibilités démontre la bonne robustesse de la représentativité et de la transposition par rapport au schéma de calcul. Les schémas optimisés retenus sont les suivant :

- calcul en couplant APOLLO2.8 pour la partie réseau et PARIS pour la partie cœur
- calcul à 281 groupes pour le k_{eff} et à 15 groupes pour l'incertitude associée
- calcul en S_{16}, en P3 pour l'anisotropie et avec un polynôme d'ordre 2 en Galerkin Discontinu pour la quadrature spatiale.

Même si le choix de la matrice de variance-covariance ne pose pas de problème sur le calcul de représentativité lorsque les vecteurs sensibilités sont proches, on constate que ce choix a un impact non négligeable sur le calcul de l'incertitude. En effet, la comparaison entre "BOLNA" et "COMAC" a montré des différences importantes sur certaines réactions prépondérantes. En prenant l'exemple du ν de l'uranium 235, il faut choisir entre une matrice fortement corrélée avec de faibles variances par groupe ou bien de faibles corrélations avec une forte variance. Ce choix des matrices n'entre pas directement dans la problématique de la thèse mais ces études permettent de montrer la prudence qu'il faut avoir vis-à-vis de ces dernières.

Pour finir, on constate que le vieillissement du combustible a un impact significatif sur les calculs de transposition et de représentativité. Il est nécessaire de bien prendre cet aspect en compte lors de création de nouveaux programmes.

Ce chapitre sur l'étude cellule s'est concentré le k_{eff}. Le chapitre suivant traitera de calcul assemblages et permettra de se pencher sur les problèmes d'homogénéisation. De plus, la propagation de l'incertitude sur des indices de spectres sera réalisée.

Chapitre 4

Cas assemblage

Ce chapitre présente une étude détaillée de la propagation de l'incertitude du k_{eff} et des indices de spectre à l'échelle assemblage. Reposant sur différents types d'assemblage de type REP, les calculs ont confirmé le fait qu'il était possible de simplifier le schéma de calcul pour la propagation de l'incertitude due aux données nucléaires pour le k_{eff} et les indices de spectre. De plus, l'étude avec différentes stratégies d'homogénéisation des assemblages n'influence pas la propagation de l'incertitude et le calcul de la représentativité.

Introduction

Ce chapitre traite une échelle un peu plus importante relative aux assemblages. Comme pour la partie cellule, l'objectif est de définir des pistes dans l'obtention d'un schéma de calcul pour la détermination des sensibilités. La principale différence viendra du traitement de l'homogénéisation effectuée aux niveaux des cellules composant les assemblages. L'étude mettra une fois encore l'accent sur trois points spécifiques :

- le schéma de calcul
- le choix des matrices de variance-covariance
- l'impact de l'homogénéisation.

Trois assemblages de type UOX, MOX et UOX gadolinié seront étudiés. Comme pour la partie précédente, on travaillera avec des assemblages correspondant à des conditions d'un REP à chaud. Ces derniers sont tirés du benchmark UAM [5] et sont représentatifs d'un REP de type GEN-3. Les assemblages expérimentaux UOX et MOX correspondent à ceux de l'expérience EPICURE, tandis que l'assemblage gadolinié correspond à celui de l'expérience EGERIE actuellement en cours de conception dans EOLE (Chapitre 6).

Dans ce chapitre, nous nous focaliserons sur l'incertitude au k_{eff} ainsi qu'à un indice de spectre particulier. Il s'agira du rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 pour les assemblages UOX et gadoliniés. Pour l'assemblage MOX, le rapport sera la capture de l'uranium 238 sur la fission du plutonium 239. Ces deux indices de spectres permettent d'obtenir une image du flux épi-thermique dans l'assemblage par rapport à la partie thermique de ce dernier.

Ce chapitre sera divisé en trois sections distinctes. La première décrira les différents assemblages. Les deux autres reprendront les différents résultats en traitant d'abord le k_{eff} de chaque

assemblage puis les différents indices de spectres.

4.1 Description

4.1.1 Géométrie

Dans ce chapitre, les calculs de sensibilités se feront sur trois types d'assemblages :

- un assemblage UOX
- un assemblage UOX avec du poison de type gadolinium
- un assemblage MOX trizoné sans poison.

Les différents assemblages sont composés d'une grille de 17x17 crayons avec un pas de réseau de 1,26 cm et 24 tubes guides. Ces derniers seront remplis d'eau. Les cas REP contiennent un modérateur borique contrairement aux cas expérimentaux.

Les assemblages du cas réacteur sont pris à chaud et sont représentatifs d'un REP pleine puissance. L'assemblage UOX (Fig. 4.1) est composé de 265 crayons tous enrichis à 4,2% en uranium 235 et de 24 tubes guides. L'assemblage gadolinié est composé de 253 crayons UOX à 4,2%, de 24 tubes guides et de 12 crayons gadoliniés (Tab. 4.1). Les crayons en gadolinium sont enrichis à 2,2% en uranium 235 et possèdent une teneur en gadolinium naturel de 8.3% (Fig. 4.1). L'assemblage MOX est composé de crayons plutonium à trois teneurs différentes et de 24 tubes guides. On y retrouve 12 crayons à 9,8%, 76 crayons à 6,5% et de 177 crayons à 3,7% (Fig. 4.2).

Les assemblages des différentes expériences possèdent la même géométrie. Les différences concernent les teneurs et vecteurs isotopiques des différents crayons :

- les crayons UO_2 sont enrichis à 3,7% en uranium 235
- les crayons MOX ont des teneurs en plutonium de 4.3%, 7.0% et 8.7% avec le même vecteur isotopique que dans l'étude cellule
- les crayons gadoliniés sont enrichis à 8% en gadolinium naturel (Tab. 4.1) avec un support UO_2 enrichi à 2.5%.

4.1.2 Options de calculs

Dans ce chapitre, les calculs seront réalisées de trois façons différentes :

- avec APOLLO2.8 et une géométrie exacte décrivant l'intégralité des crayons
- avec PARIS en homogénéisant les différents crayons
- avec TRIPOLI-4 ponctuel et une géométrie exacte.

Pour ces différents calculs, les assemblages seront considérés en milieu infini et les schémas utilisés sont ceux mis en place dans le chapitre précédent :

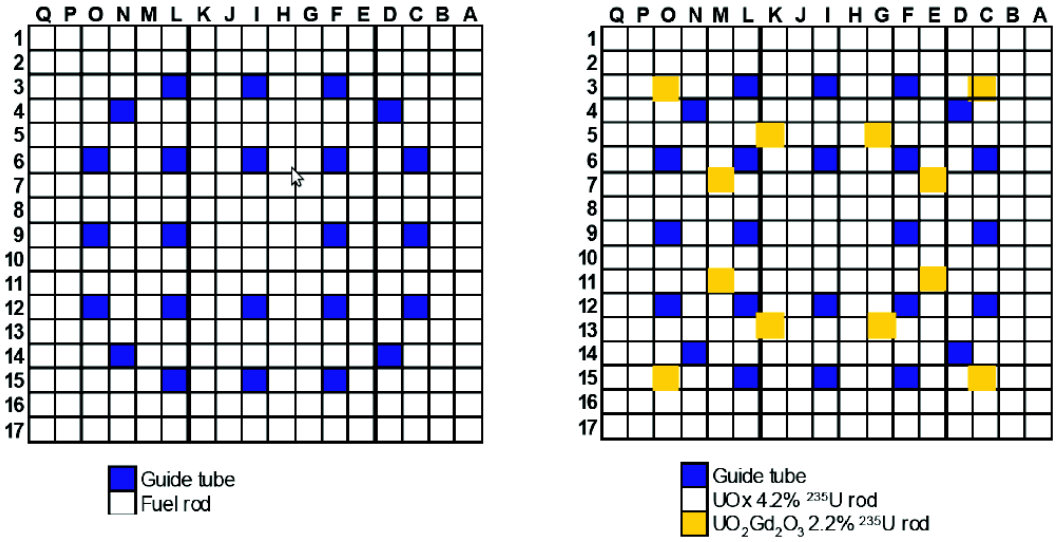

FIG. 4.1 – Les différents assemblages UOX : tout UOX (à gauche) et gadolinié (à droite)

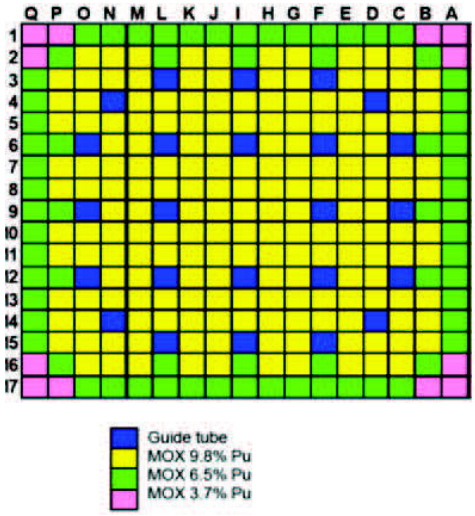

FIG. 4.2 – L'assemblage MOX

- SHEM-MOC pour les calculs APOLLO2.8
- PARIS avec l'utilisation d'APOLLO2.8 pour les calculs d'auto-protection et la génération des bibliothèques multi-groupes.

4.2 Résultats sur le k_{eff}

Dans cette section, les résultats sont présentés de manière différente par rapport aux cas cellules. Les répartitions des incertitudes ne présenteront que les cinq réactions majoritaires.

isotope	proportion (%)	
	UAM	EGERIE
^{152}Gd	0	0,2
^{154}Gd	2,17	2,18
^{155}Gd	14,82	14,80
^{156}Gd	21,11	20,47
^{157}Gd	15,68	15,65
^{158}Gd	24,32	24,84
^{160}Gd	21,9	21,86

TAB. 4.1 – Vecteur isotopique du gadolinium dans les différents crayons

De plus, seuls les résultats des cas REP seront présentés pour l'incertitude propagée, les cas expérimentaux servant pour le calcul des représentativités.

Pour les mêmes raisons que pour le cas cellule [1], nous supposerons toutes les diffusions ayant lieu sur les isotopes du gadolinium, du bore, de l'oxygène et de l'hydrogène sont de type élastique.

4.2.1 Résultats

Les différents assemblages sont sur-critiques (Tab. 4.2). La différence de k_{eff} entre les assemblages UOX et gadoliné permet de quantifier le poids en réactivité d'un crayon gadolinium qui est légèrement supérieur à 1000 pcm en milieu infini.

La répartition de l'incertitude entre les différents cas UOX donne des résultats similaires aux cas cellules. Le ν de l'uranium 235 et les captures de l'uranium 235 et 238 prédominent. Le gadolinium présente un poids très faible en incertitude (25 pcm au plus), dû au fait que les sensibilités du gadolinium 155 et 157 sont entre 2 et 10 fois plus faible que celle de l'uranium 238 (Fig. 4.3). Cela s'explique physiquement par le fait que les sections de capture de ces deux isotopes sont très importantes : elles sont d'environ 60 000 barns pour le gadolinium 155 et 255 000 barns pour le gadolinium 157. De ce fait, une perturbation de ces sections n'entraîne pas de grosses différences sur le comportement physique de ces isotopes, ils capturent toujours les neutrons thermiques.

Comme pour le cas cellule, l'incertitude du cas MOX est plus faible que celle du cas UOX. Le bore contribue très peu à l'incertitude : 50 pcm pour les cas UOX alors que sur le cas MOX, sa contribution est deux fois plus faible. Cette différence provient du fait que le spectre est plus dur sur le cas MOX ce qui entraîne une diminution des captures du bore 10.

Pour les calcul de transposition, l'incertitude expérimentale a été prise à 200 pcm. Les représentativités (Tab. 4.3) sont élevées et permettent de fortes réductions d'incertitude *a posteriori*. Ces valeurs sont d'ailleurs proches de l'incertitude expérimentale adoptée.

1. L'impossibilité de séparer les différentes réactions de diffusion dans APOLLO2.8

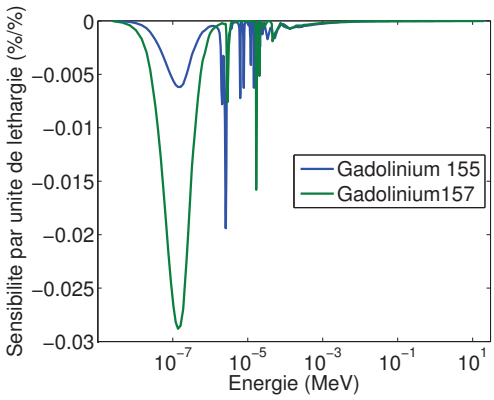

FIG. 4.3 – Sensibilité au k_{eff} de la capture pour le gadolinium 155 et 157 dans l'assemblage UOX gadolinié

	UOX	UOX gadolinié	MOX
k_{eff}	1,25214	1,12109	1,11838
incertitude (pcm)	764	758	674
contributeur 1	ν ^{235}U 601	ν ^{235}U 591	(n,α) ^{16}O 325
contributeur 2	(n,α) ^{16}O 283	(n,α) ^{16}O 287	(n,f) ^{241}Pu 321
contributeur 3	(n,γ) ^{238}U 249	(n,γ) ^{238}U 238	(n,f) ^{239}Pu 258
contributeur 4	(n,γ) ^{235}U 191	(n,γ) ^{235}U 177	(n,γ) ^{239}Pu 248
contributeur 5	(n,n) ^{16}O 121	(n,n) ^{16}O 143	(n,γ) ^{238}U 172

TAB. 4.2 – k_{eff} et incertitudes associées pour les différents assemblages avec les matrices "BOLNA"

cas	UOX	UOX gadoliné	MOX
représentativité	0.9873	0.9879	0.9849
incertitude *a posteriori*	229	227	232

TAB. 4.3 – Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "BOLNA"

4.2.2 Etude d'impact

Impact des matrices de variance-covariance

L'impact des matrices de variance-covariance sera estimé à l'aide des matrices "COMAC" (Tab. 4.4). Les propagations sur les deux cas UOX donnent à nouveau des résultats similaires. On note, comme pour le cas cellule, une forte diminution de l'incertitude associée au ν de l'uranium 235. Le bore 10 et les différents isotopes du gadolinium ont encore des contributions en incertitude très faibles.

Sur le cas MOX, l'incertitude a fortement augmenté en raison d'un accroissement important de la contribution de la capture du plutonium 239. Les autres isotopes du plutonium possèdent aussi un poids en incertitude assez élevé. L'incertitude du bore 10 est plus faible sur ces cas par rapport aux assemblages UOX.

	UOX	UOX gadolinié	MOX
k_{eff}	1,25214	1,12109	1,11838
incertitude (pcm)	441	507	883
contributeur 1	ν ^{235}U 289	ν ^{235}U 323	(n,γ) ^{239}Pu 683
contributeur 2	(n,γ) ^{238}U 206	(n,f) ^{235}U 224	(n,f) ^{239}Pu 428
contributeur 3	(n,f) ^{235}U 175	(n,γ) ^{238}U 210	(n,f) ^{238}Pu 170
contributeur 4	(n,γ) ^{235}U 150	(n,f) ^{238}U 166	(n,γ) ^{238}U 161
contributeur 5	(n,f) ^{238}U 109	(n,γ) ^{235}U 160	(n,γ) ^{242}Pu 159

TAB. 4.4 – k_{eff} et incertitudes associée pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC"

Le calcul des représentativités (Tab. 4.5) donne des résultats similaires entre les deux matrices, la différence n'excédant pas le pourcent. L'incertitude *a posteriori* présente des différences significatives mais reste toujours autour de l'incertitude expérimentale utilisée (200 pcm).

cas	UOX	UOX gadoliné	MOX
représentativité	0.9802	0.9821	0.9943
incertitude *a posteriori*	193	218	219

TAB. 4.5 – Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC"

Impact des options de calcul

Pour étudier l'impact des options de calcul, quatre calculs seront réalisés en utilisant :

- le schéma de référence SHEM-MOC d'APOLLO2.8
- le schéma de référence PARIS (calcul en S_{16} à 281 groupes en P5 pour l'anisotropie et p=3 pour l'ordre en Galerkin Discontinu)
- le schéma convergé à 281 groupes de l'étude précédente (calcul en S_{16} à 281 groupes en P3 pour l'anisotropie et p=2 pour l'ordre en Galerkin Discontinu)
- le schéma optimisé identique au précédent mais à 15 groupes.

Les comparaisons des différents cas (Tab. 4.6) montrent une bonne cohérence entre SHEM-MOC et les calculs PARIS pour la propagation de l'incertitude et sa réduction *a posteriori*. Pour les calculs du k_{eff}, on constate une bonne similitude entre les différents cas pour l'assemblage UOX et MOX. Le calcul MOX en Sn à 15 groupes présente un biais de 200 pcm par rapport cas de référence SHEM-MOC.

L'étude de l'assemblage gadolinié montre une bonne cohérence entre les cas PARIS mais une différence importante (5000 pcm) entre le calcul de référence APOLLO2.8 et le schéma de référence dans PARIS. Cet écart est lié à l'absence d'homogénéisation équivalente (module SPH) en sortie du code APOLLO2. Cependant, l'imprécision sur le calcul du paramètre neutronique d'intérêt à peu d'incidence sur la détermination des profils de sensibilités et de la représentativité.

Si on s'intéresse seulement aux calculs PARIS, on constate une bonne cohérence entre les deux calculs à 281 groupes, ce qui signifie qu'une fois encore, la convergence est atteinte pour un polynôme d'ordre 3 pour l'anisotropie et d'ordre 2 pour la décomposition en Galerkin-Discontinu. Le calcul à 15 groupes introduit un biais de 50 pcm pour les calculs avec les assemblages UOX et de 100 pcm pour l'assemblages MOX.

En conclusion, le schéma optimisé à 15 groupes permet une bonne estimation de l'incertitude propagée et ce, pour les différents types d'assemblages.

		UOX	UOX gadolinié	MOX
SHEM-MOC	$\mathbf{k_{eff}}$	**1.25214**	**1.12109**	**1.11838**
	Incertitude *a priori* (pcm)	764	758	674
	Représentativité	0.9873	0.9879	0.9849
	Incertitude *a posteriori* (pcm)	229	227	232
DG 281Gr p=3 P5 S16	$\mathbf{k_{eff}}$	**1.25222**	**1.07433**	**1.11955**
	Incertitude *a priori* (pcm)	766	764	682
	Représentativité	0.9866	0.9814	0.9852
	Incertitude *a posteriori* (pcm)	231	237	235
DG 281Gr p=2 P3 S16	$\mathbf{k_{eff}}$	**1.25223**	**1.07458**	**1.11958**
	Incertitude *a priori* (pcm)	766	764	682
	Représentativité	0.9866	0.9844	0.9852
	Incertitude *a posteriori* (pcm)	231	237	235
DG 15Gr p=2 P3 S16	$\mathbf{k_{eff}}$	**1.25275**	**1.07563**	**1.12053**
	Incertitude *a priori* (pcm)	767	759	677
	Représentativité	0.9880	0.9868	0.9861
	Incertitude *a posteriori* (pcm)	226	229	231

TAB. 4.6 – Impact des options de calcul pour le k_{eff} sur les assemblages UOX

4.2.3 Impact de l'homogénéisation

L'impact de l'homogénéisation va maintenant être étudié sur les différents assemblages. Trois stratégies vont être utilisées :

- un calcul avec une géométrie exacte (calcul APOLLO2.8, Fig. 4.4)
- un calcul en homogénéisant les différents crayons (calcul PARIS, Fig. 4.5)
- un calcul en homogénéisant l'assemblage complet (calcul PARIS, Fig. 4.5).

Les calculs seront présentées par famille d'assemblage pour plus de lisibilité.

Assemblage UOX

Pour l'assemblage UOX (Tab. 4.7), on note une excellente cohérence entre les différents cas pour le calcul du k_{eff}. L'écart entre un cas tout homogénéisé et un cas où l'intégralité des crayons est décrite est d'environ 40 pcm. L'incertitude totale propagée et les différents contributeurs sont pratiquement identiques entre les trois cas. On note une légère différence sur la contribution de l'oxygène.

Cette similitude sur les incertitudes et les sensibilités implique une très bonne cohérence entre les représentativités et les incertitudes *a posteriori*.

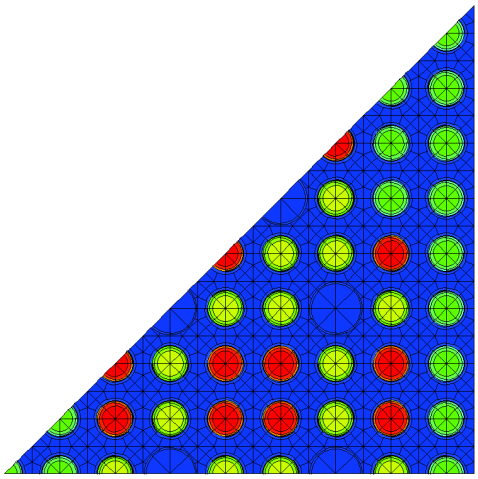

FIG. 4.4 – Assemblage utilisé dans APOLLO2.8

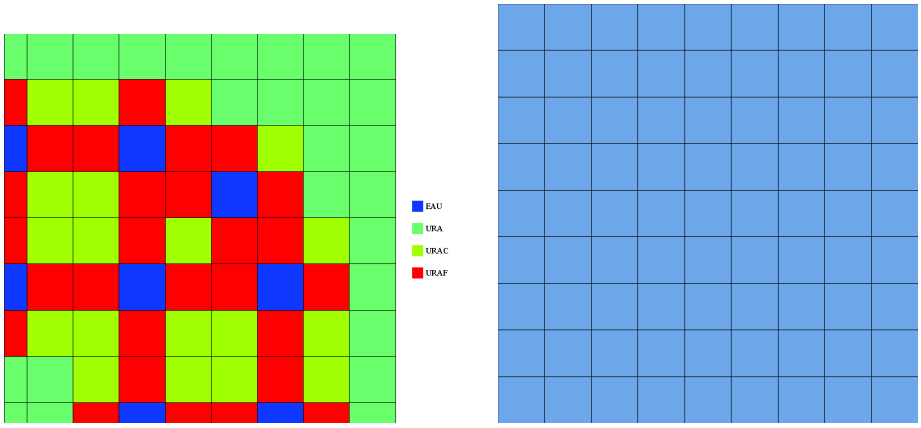

FIG. 4.5 – Assemblages en homogénéisant les différents crayons (à gauche) et avec une homogénéisation complète (à droite)

Assemblage UOX gadolinié

L'étude du k_{eff} montre des différences importantes (environ 3500 pcm au plus) dues à l'homogénéisation des sections du gadolinium (Tab. 4.8). En effet, le fait de répartir leurs captures sur un cellule, voire un assemblage augmente significativement son efficacité. Néanmoins, on constate toujours une bonne cohérence sur la propagation de l'incertitude entre les différents cas. Cette similitude va dans le sens d'une simplification des schémas pour la propagation de l'incertitude.

Assemblage MOX

Bien que l'assemblage soit plus hétérogène que l'assemblage UOX, les conclusions sont similaires (Tab. 4.9). Le calcul du k_{eff} présente un écart de 300 pcm entre le cas discrétisé et l'homogénéisation complète. Le calcul avec une homogénéisation partielle donne de très bon ré-

	Exacte	Homogène par crayon	Homogène
k_{eff}	1,25214	1,25223	1,25255
incertitude (pcm)	764	766	767
contributeur 1	ν ^{235}U 601	ν ^{235}U 599	ν ^{235}U 599
contributeur 2	(n,α) ^{16}O 283	(n,α) ^{16}O 267	(n,α) ^{16}O 267
contributeur 3	(n,γ) ^{238}U 249	(n,γ) ^{238}U 261	(n,γ) ^{238}U 261
contributeur 4	(n,γ) ^{235}U 191	(n,γ) ^{235}U 191	(n,γ) ^{235}U 190
contributeur 5	(n,n) ^{16}O 121	(n,n) ^{16}O 144	(n,n) ^{16}O 145

TAB. 4.7 – k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage UOX

	Exacte	Homogène par crayon	Homogène
k_{eff}	1,12109	1,07458	1,08553
incertitude (pcm)	758	764	767
contributeur 1	ν ^{235}U 591	ν ^{235}U 584	ν ^{235}U 585
contributeur 2	(n,α) ^{16}O 287	(n,α) ^{16}O 275	(n,α) ^{16}O 274
contributeur 3	(n,γ) ^{238}U 238	(n,γ) ^{238}U 248	(n,γ) ^{238}U 248
contributeur 4	(n,γ) ^{235}U 177	(n,n) ^{16}O 185	(n,n) ^{16}O 185
contributeur 5	(n,n) ^{16}O 143	(n,γ) ^{235}U 171	(n,γ) ^{235}U 170

TAB. 4.8 – k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage gadolinié

sultat (100 pcm d'écart avec la référence). La propagation de l'incertitude des données nucléaires est quant à elle pratiquement identique entre les différents cas.

	Exacte	Homogène par crayon	Homogène
k_{eff}	1,11838	1,11959	1,12127
incertitude (pcm)	674	682	682
contributeur 1	$(n,\alpha)\ ^{16}O$ 325	$(n,\alpha)\ ^{16}O$ 315	$(n,\alpha)\ ^{16}O$ 314
contributeur 2	$(n,f)\ ^{241}Pu$ 321	$(n,f)\ ^{241}Pu$ 313	$(n,f)\ ^{241}Pu$ 314
contributeur 3	$(n,f)\ ^{2398}Pu$ 258	$(n,f)\ ^{2398}Pu$ 263	$(n,f)\ ^{2398}Pu$ 264
contributeur 4	$(n,\gamma)\ ^{239}Pu$ 248	$(n,\gamma)\ ^{239}Pu$ 246	$(n,\gamma)\ ^{239}Pu$ 246
contributeur 5	$(n,n)\ ^{16}O$ 190	$(n,n)\ ^{16}O$ 221	$(n,n)\ ^{16}O$ 222

TAB. 4.9 – k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas homogénéisés de l'assemblage MOX

4.3 Résultats sur les indices de spectre

Cette section introduira l'étude de différents indices de spectre :

- la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 pour les assemblages UOX et gadolinié
- la capture de l'uranium 238 sur la fission du plutonium 239 pour les assemblages MOX.

Les calculs seront réalisés en utilisant la théorie des perturbations généralisées avec la plateforme PARIS car cette fonctionnalité n'est pas disponible dans APOLLO2.8.

Dans cette section, les résultats seront présentés de manière similaire à la section précédente avec seulement les cinq réactions majoritaires.

4.3.1 Résultats

La comparaison des indices de spectre (Tab. 4.12) montre un durcissement de ce dernier entre l'assemblage UOX et l'assemblage gadolinié. Physiquement, cela correspond aux captures thermiques du gadolinium qui diminuent la partie thermique du flux.

Sur les assemblages UOX et UOX gadoliniés (Fig. 4.6), on constate toujours une très forte sensibilité de la capture de l'uranium 238 au niveau de ces premières résonances. Dans la bosse thermique, une légere sensibilité est aussi à noter. Le signe positif de cette dernière va de pair avec le fait qu'augmenter la capture augmentera l'indice de spectre. Pour la même raison, les sensibilités à la fission de l'uranium 235 sont négatives. On note une forte sensibilité dans le domaine thermique, correspondant au domaine de fission majoritaire de cet élément. Malgré un spectre plus rapide dû à la présence du gadolinium, on ne constate pas de différence notable

	UOX	UOX gadolinié	MOX
Indice de Spectre	0.52936	0.60817	0.68444
incertitude (%)	1.09	1.08	1.17
contributeur 1	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.05	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.04	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.00
contributeur 2	$(n,f)\ ^{235}U$ 0.16	$(n,f)\ ^{235}U$ 0.17	$(n,f)\ ^{239}Pu$ 0.45
contributeur 3	$(n,\gamma)\ ^{235}U$ 0.15	$(n,\gamma)\ ^{235}U$ 0.14	$(n,\gamma)\ ^{239}Pu$ 0.28
contributeur 4	$(n,n)\ ^{1}H$ 0.11	$(n,n)\ ^{1}H$ 0.11	$(n,f)\ ^{241}Pu$ 0.15
contributeur 5	$(n,\gamma)\ ^{10}B$ 0.07	$(n,\gamma)\ ^{10}B$ 0.07	$(n,\gamma)\ ^{240}Pu$ 0.03

TAB. 4.10 – Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages réacteurs avec les matrices "BOLNA"

entre les deux cas.

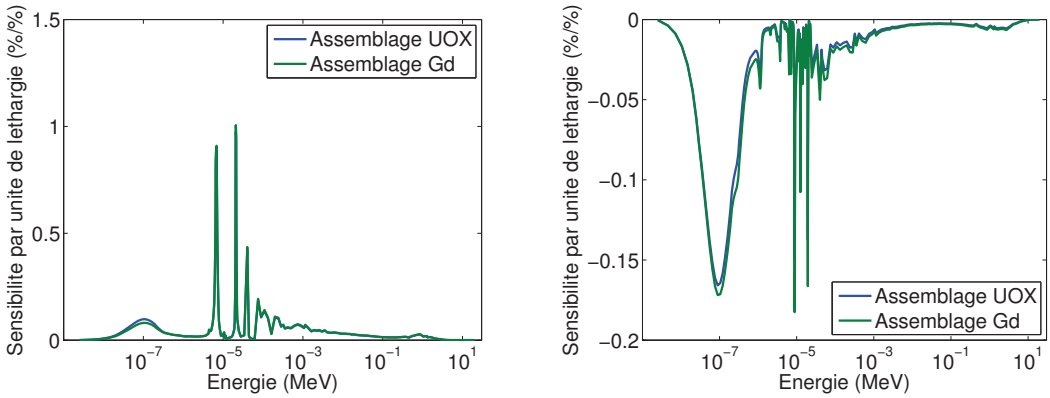

FIG. 4.6 – Sensibilité à la capture de l'uranium 238 et à la fission de l'uranium 235 sur les assemblages UOX et gadoliné pour l'indice de spectre étudié

Les conclusions sur l'assemblage MOX (Fig. 4.7) sont similaires. La sensibilité de le la capture de l'uranium 238 apparait principalement dans ces premières résonances. De plus, sur cet assemblage, on peut noter l'absence de partie thermique dû au fait que le spectre est plus rapide dans cette situation. Le profil de la fission du plutonium 239 est important dans ces résonances et dans le domaine d'énergie thermique.

Sur les assemblages UOX, on obtient une incertitude de l'ordre du pourcent sur l'indice étudié en partie causée par la capture de l'uranium 238. La fission de l'uranium 235 a un poids moindre se trouvant être du même ordre grandeur que sa capture. L'hydrogène et le bore dans le modérateur ont une contribution négligeable.

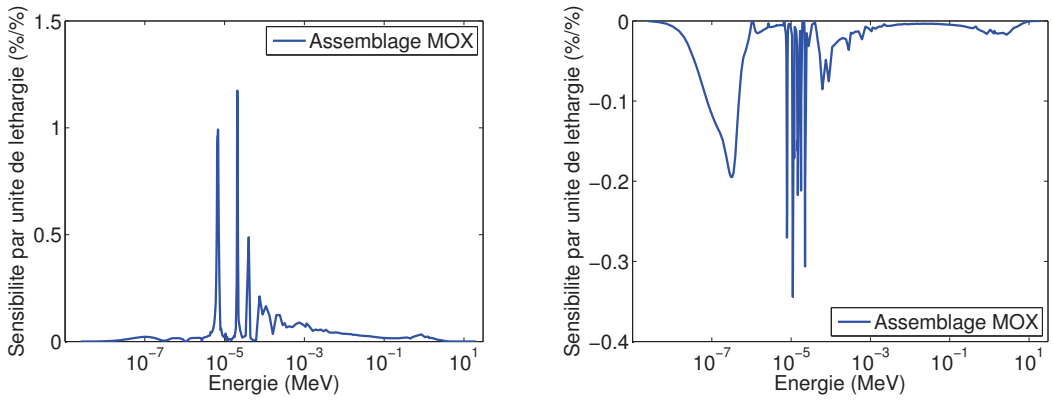

FIG. 4.7 – Sensibilité à la capture de l'uranium 238 et à la fission du plutonium 239 sur l'assemblage MOX pour l'indice de spectre étudié

La propagation sur l'assemblage MOX présente une incertitude légèrement plus élevée. La contribution majoritaire provient toujours de l'uranium 238 mais on peut noter un poids un peu plus important de la fission du plutonium 239 par rapport à celui de la fission de l'uranium 235 dans les assemblages UOX. Sur ce cas MOX, les diverses réactions de capture des plutoniums apportent une légère contribution à l'incertitude totale.

Les représentativités sont équivalentes entre les différents assemblages (Tab. 4.11) et très proches de 1. Bien que très représentatives, la réduction d'incertitude est faible et est liée aux 2% utilisés pour l'incertitude expérimentale. Sur cette quantité d'intérêt, l'obtention d'une meilleure incertitude *a posteriori* passerait par une réduction de l'incertitude expérimentale.

cas	UOX	UOX gadoliné	MOX
représentativité	0.9951	0.9944	0.9948
incertitude *a posteriori*	0.96	0.95	1.02

TAB. 4.11 – Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages

4.3.2 Etude d'impact

Impact des matrices de variance-covariance

L'utilisation des matrices "COMAC" (Tab. 4.15) donne globalement des incertitudes plus importantes. Dans tous les cas, l'incertitude liée à la capture de l'uranium 238 a augmenté. Sur le cas MOX, l'incertitude sur le plutonium 239 a augmenté de manière significative, aussi bien sur la fission que sur la capture.

Le calcul des représentativités avec "COMAC" (Tab. 4.13) donnent des valeurs légèrement

	UOX	UOX gadolinié	MOX
Indice de Spectre	0.52936	0.60817	0.68444
incertitude (pcm)	1.28	1.31	1.73
contributeur 1	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.23	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.25	$(n,\gamma)\ ^{238}U$ 1.34
contributeur 2	$(n,f)\ ^{235}U$ 0.31	$(n,f)\ ^{235}U$ 0.34	$(n,f)\ ^{239}Pu$ 0.80
contributeur 3	$(n,\gamma)\ ^{235}U$ 0.14	$(n,\gamma)\ ^{235}U$ 0.14	$(n,\gamma)\ ^{239}Pu$ 0.68
contributeur 4	$(n,n)\ ^{1}H$ 0.10	$(n,n)\ ^{1}H$ 0.11	$(n,\gamma)\ ^{242}Pu$ 0.20
contributeur 5	$(n,\gamma)\ ^{10}B$ 0.04	$(n,\gamma)\ ^{157}Gd$ 0.05	$(n,n)\ ^{1}H$ 0.13

TAB. 4.12 – Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC"

supérieures à celles de "BOLNA". Néanmoins, l'incertitude *a posteriori* est plus élevée puisque la valeur *a priori* est plus importante. Comme mentionnée précédemment, l'amélioration de cette incertitude *a posteriori* passe par une amélioration de la technique expérimentale.

cas	UOX	UOX gadolinié	MOX
représentativité	0.9971	0.9964	0.9973
incertitude *a posteriori*	1.09	1.10	1.32

TAB. 4.13 – Calcul des représentativités et incertitudes *a posteriori* pour les différents assemblages avec les matrices "COMAC" pour les indices de spectre

Impact des options de calcul

La comparaison de différentes stratégies sur le calcul et la propagation d'incertitude sur les indices de spectre (Tab. 4.15) aboutit à des résultats similaires à ceux sur le k_{eff}. Les calculs sont convergés pour un polynôme de Legendre d'ordre 3 et d'ordre 2 pour la décomposition en Galerkin discontinu. Sur cette grandeur d'intérêt, le passage à 15 groupes n'introduit pas de biais de calcul. La propagation de l'incertitude est cohérente entre les différents cas. On observe tout de même une différence (3.7% au plus) lors du passage à 15 groupes. Cette différence sur les sensibilités n'engendre pas de différences significatives sur le calcul de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori*.

On peut donc dire que le schéma simplifié mis en place pour la propagation de l'incertitude sur le k_{eff} est pertinent pour l'étude de cette grandeur d'intérêt.

		UOX	UOX gadolinié	MOX
DG 281Gr p=3 P5 S16	**Indice de spectre**	**0.529**	**0.608**	**0.685**
	Incertitude *a priori* (%)	1.09	1.08	1.17
	Représentativité	0.9951	0.9944	0.9945
	Incertitude *a posteriori* (%)	0.96	0.95	1.02
DG 281Gr p=2 P3 S16	**Indice de spectre**	**0.529**	**0.608**	**0.685**
	Incertitude *a priori* (%)	1.09	1.08	1.17
	Représentativité	0.9951	0.9944	0.9945
	Incertitude *a posteriori* (%)	0.96	0.95	1.02
DG 15Gr p=2 P3 S16	**Indice de spectre**	**0.529**	**0.607**	**0.683**
	Incertitude *a priori* (%)	1.12	1.12	1.21
	Représentativité	0.9956	0.9950	0.9953
	Incertitude *a posteriori* (%)	0.95	0.95	1.02

TAB. 4.14 – Indices de spectre et incertitudes associées pour les différents assemblages réacteurs avec les matrices "COMAC"

4.3.3 Impact de l'homogénéisation

L'impact de l'homogénéisation va être étudiée de manière analogue à la section précédente. N'ayant pas la possibilité d'avoir des incertitudes propagées sur le cas SHEM-MOC, seul deux stratégies vont être utilisés :

- un calcul en homogénéisant les différents crayons (calcul PARIS)
- un calcul en homogénéisant l'assemblage complet (calcul PARIS).

Comme pour l'étude sur le k_{eff}, il n'y a aucune différence sur la propagation de l'incertitude entre les cas où l'assemblage est entièrement homogénéisé et le cas où l'assemblage est homogénéisé par crayons. Le calcul des indices de spectre présente des écarts assez faibles.

		UOX	UOX gadolinié	MOX
Homogène par crayon	Indice de spectre	0.529	0.608	0.685
	Incertitude	1.09	1.08	1.17
Homogène	Indice de spectre	0.528	0.602	0,682
	Incertitude	1.09	1.08	1.17

TAB. 4.15 – Impact de l'homogénéisation sur les indices de spectre et leurs incertitudes associées

Conclusion

Ce chapitre a permis l'étude de la propagation des incertitudes liées aux données nucléaires sur le k_{eff} et des indices de spectre pour une géométrie de type assemblage en milieu infini.

Les études ont montré que pour ces grandeurs d'intérêt, il est possible d'utiliser deux schémas distincts :

- le premier, raffiné, permet un calcul précis des grandeurs d'intérêt
- le second, allégé, a l'intérêt de calculer rapidement l'incertitude propagée sans introduire de biais significatif.

Ce principe est en accord avec les conclusions du chapitre précédent. Le schéma optimisé est identique et correspond à un calcul à 15 groupes en S_{16}, P3 pour la décomposition de Legendre et un polynôme d'ordre 2 pour la décomposition en Galerkin.

L'homogénéisation partielle ou complète de l'assemblage n'introduit pas de biais sur le calcul de l'incertitude. Si pour les assemblages UOX et MOX, aucune différence n'est apparue sur les calcul des grandeurs d'intérêt, des écarts assez importants ont été constatés sur le cas gadolinié sans toutefois impacter la propagation de l'incertitude.

De plus, l'étude de représentativité sur les indices a montré la nécessite d'améliorer la technique de mesure associée à cette grandeur pour en permettre une réduction *a posteriori* intéressante.

Ces conclusions sur les schémas et l'homogénéisation vont pouvoir être appliquées sur une échelle de modélisation plus importante : le cœur complet.

Chapitre 5

Cas cœur

Ce chapitre présente une étude détaillée de la propagation de l'incertitude à l'échelle cœur. Ce travail repose sur différents cœurs représentatifs du parc électronucléaire français (cœurs UOX de type 900 MWe et N4 et cœurs de type GEN-3 UOX et MOX). Cette étude a montré que la propagation de l'incertitude des données nucléaires sur le k_{eff} de ces cœurs est similaire à celle des cas assemblages. Les études sur la nappe de puissance ont mis en avant une forte sensibilité de cette dernière aux données nucléaires faisant apparaître une importante bascule dans les incertitudes entre le centre et la périphérie du cœur. Un calcul en utilisant deux méthodes différentes pour la génération des bibliothèques multi-groupes a montré un écart sur le k_{eff} mais une bonne cohérence sur la nappe de puissance. Les incertitudes calculées dans ces deux cas restent néanmoins cohérentes et du même ordre de grandeur.

Introduction

Dans les deux précédents chapitres, nous avons vu qu'il était possible d'alléger le schéma de calcul des sensibilités. De plus, les calculs assemblages ont montré un faible impact de l'homogénéisation sur la propagation de l'incertitude. L'étape cœur permet d'étudier les effets d'homogénéisation au niveau des assemblages à une échelle réaliste. Le calcul de l'incertitude sur les grands cœurs à eau légère est un sujet d'étude assez récent, faisant l'objet, depuis quelques années, de travaux avancés, aussi bien sur les méthodes que sur les modélisations.

L'étude reposera sur différents cœurs REP du parc électronucléaire français. On travaillera avec trois cœurs UOX (900 MWe, N4 [1]et GEN-3) et un cœur MOX GEN-3. Les deux cœurs GEN-3 font partie du benchmark UAM, les deux autres ont été rajoutés afin de mettre en évidence un possible effet de taille. Les grandeurs d'intérêt étudiées seront le k_{eff} et la nappe radiale de puissance du réacteur. Cette dernière est définie comme le rapport entre la fission totale d'un assemblage sur la fission totale du cœur. Sur cette nappe, la bascule de puissance, à savoir le rapport entre la fission totale de l'assemblage central sur les fissions de l'assemblage périphérique, sera étudiée de manière précise.

Ce chapitre est découpé de manière similaire aux précédents. Tout d'abord, une section présente les géométries et les différentes options de calculs puis deux sections reprennent respectivement les cœurs UOX et MOX.

1. La tranche N4 a une puissance de 1450 MWe.

5.1 Description

5.1.1 Géométrie

Le premier cœur UOX est un réacteur de type 900 MWe représentatif d'un réacteur du palier CPY de type Fessenheim (Fig. 5.1). Il est composé de 157 assemblages combustibles avec des teneurs UOX différentes (2.1%, 2,6% et 3,1%). Le poison consommable utilisé dans les assemblages est de type PYREX [2]. L'ensemble des assemblages est entouré d'un boitier en acier d'une épaisseur d'environ 3 cm. Les circuits d'eau froide et chaude sont séparés par un écran et une protection cuve composés aussi d'acier.

Le second cœur UOX est de type N4 (1450 MWe) représentatif de CHOOZ B1(Fig. 5.1). Il est composé de 205 assemblages combustibles avec des teneurs UOX légèrement différentes (1,8%, 2,4% et 3,1%). Le poison utilisé est encore de type PYREX. Les assemblages sont entourés des mêmes structures que le palier à 900 MWe.

Les deux derniers cœurs sont représentatifs des concepts GEN-3 et sont extraits du benchmark UAM (Fig.5.2). Le cœur UOX est composé de 241 assemblages combustibles avec des teneurs UOX en moyenne plus élevées que précédemment (2,1%, 3,2% et 4,2%). Le poison consommable est du gadolinium sous forme de crayon de UO_2-Gd_2O_3. Les différents assemblages sont entourés d'un réflecteur lourd en acier d'un peu plus de 20 cm, dans un réflecteur en eau légère de plus de 40 cm. Le cas MOX est aussi composé de 241 assemblages dont 48 assemblages MOX situés en périphérie du cœur. Ces assemblages MOX correspondent à des assemblages trizonés (3,7%, 6,5% et 9,8%) et ont été décrits dans le chapitre 4. Les assemblages UOX utilisés ont un enrichissement unique de 2,1% et le poison utilisé est aussi du gadolinium. Ce cœur est entouré d'un réflecteur lourd en acier et d'un réflecteur en eau légère identique à celui du cas GEN-3 UOX.

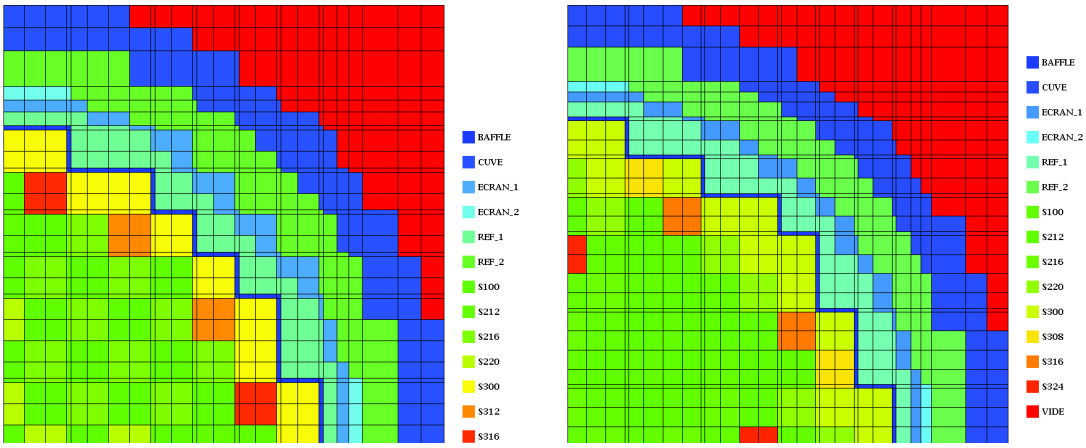

Fig. 5.1 – Description 2D PARIS des cœurs de type 900 MW et N4

2. Il s'agit de crayon de silicate de bore introduit au premier cycle dans les tubes guides.

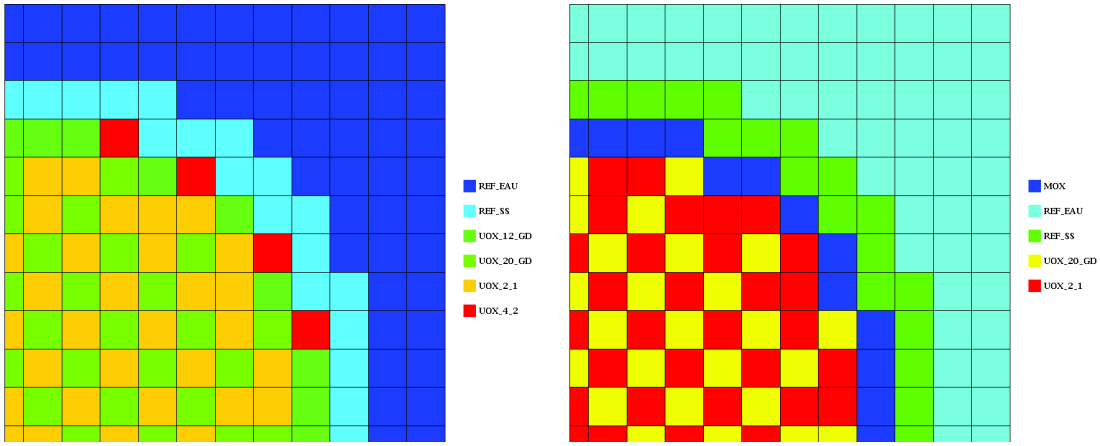

FIG. 5.2 – Description 2D PARIS des cœurs de type GEN-3 du benchmark UAM

5.1.2 Schéma de calcul

Dans ce chapitre, les calculs seront réalisées de deux manières différentes :

- un calcul cœur basé sur le solveur SNATCH de PARIS, l'étape d'auto-protection étant réalisée par le code réseau ECCO intégré dans ERANOS [3]
- un calcul cœur basé sur le solveur SNATCH de PARIS, l'étape d'auto-protection étant réalisée avec APOLLO2.8.

Le calcul cœur est réalisé avec PARIS en utilisant la méthode des ordonnées discrètes. Les options retenues sont un calcul à 15 groupes, en P1 [4], S_{16} et p=2. La première étape réalisée avec ERANOS ou APOLLO2.8 correspond à l'homogénéisation et à la condensation des assemblages, des réflecteurs et du modérateur. Cette étape est cruciale dans un calcul cœur car elle permet de réduire la complexité de la géométrie. Un calcul crayon par crayon n'est actuellement pas possible dans PARIS avec une telle géométrie à cause des coûts de calcul que cela requiert.

L'homogénéisation et la condensation des assemblages sont réalisées par le calcul d'un assemblage seul avec un laplacien critique. Pour le modérateur et le réflecteur, ces calculs sont effectués avec un calcul de traverse. Ce dernier correspond à un calcul 1D de la traverse axiale du cœur.

En fonction du code, le schéma de calcul "assemblage" utilisé est différent. Dans ERANOS [5], il se décompose de la façon suivante :

- un calcul d'auto-protection à 1968 groupes basé sur la méthode des sous-groupes
- un calcul avec la méthode des probabilités de collision à 1968 groupes en imposant un laplacien critique

3. Ce schéma sera celui par défaut dans ce chapitre.
4. L'ordre de l'anisotropie est fixé par ERANOS qui ne permet pas des calculs avec des géométries hétérogènes à des ordres supérieurs.
5. L'intérêt d'utiliser ERANOS est de pouvoir prendre en compte de manière native les effets de diffusion élastique et inélastique.

– une condensation et homogénéisation à 15 groupes des sections.

Cette étape avec APOLLO2.8 est réalisée en utilisant le schéma SHEM-MOC décrit et utilisé dans les précédents chapitres.

5.1.3 Calcul des pertubations

Le calcul des perturbations au k_{eff} est réalisé en utilisant la théorie des perturbations standard au premier ordre introduite au chapitre 2.

Le calcul des perturbations sur la nappe de puissance est réalisé en utilisant la théorie des perturbations généralisée introduite dans ce même chapitre. La quantité d'intérêt étudiée est le rapport entre la fission totale d'un assemblage sur la fission totale de l'intégralité du cœur. Pour cette quantité, l'importance généralisé est définie de la façon suivante :

$$(\mathbf{L}^* - \lambda \mathbf{P}^*)\Gamma^* = \frac{\Sigma_{f,i}}{< \Sigma_{f,i}, \phi >_i} - \frac{\Sigma_{f,t}}{< \Sigma_{f,t}, \phi >_t} \tag{5.1}$$

Avec :

– $\Sigma_{f,i}$ la fission totale dans l'assemblage i
– $\Sigma_{f,t}$ la fission totale dans le cœur.

5.2 Les Cœurs UOX

5.2.1 Résultats

Le k_{eff} et l'incertitude associée

Les k_{eff} obtenus montrent des cœurs sur-critique d'environ 100 à 2000 pcm. L'incertitude propagée des donnés nucléaires est similaire sur les trois cas et vaut un peu moins de 800 pcm avec les matrices "BOLNA". Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus sur les cas cellules et assemblages.

La décomposition de l'incertitude montre que le ν de l'uranium 235 est toujours le contributeur majoritaire. Les autres réactions par ordre d'importance sont les mêmes que pour les échelles plus petites. On note toujours une grande importance de la (n, α) de l'oxygène qui est équivalente en poids d'incertitude à la capture de l'uranium 238.

Contrairement aux cas cellules et assemblages, la composante de l'inélastique de l'uranium 238 devient importante avec des composantes de :

– 134 pcm pour le cas 900 MWe
– 120 pcm pour le cas N4
– 141 pcm pour le cas GEN-3 UOX.

	900	N4	GEN-3 UOX
keff	1,01967	1,00128	1,01101
incertitude (pcm)	788	789	773
contributeur 1	ν ^{235}U 602	ν ^{235}U 602	ν ^{235}U 595
contributeur 2	(n,γ) ^{238}U 292	(n,γ) ^{238}U 296	(n,γ) ^{238}U 289
contributeur 3	(n,α) ^{16}O 265	(n,α) ^{16}O 257	(n,α) ^{16}O 255
contributeur 4	(n,γ) ^{235}U 156	(n,γ) ^{235}U 155	(n,γ) ^{235}U 156
contributeur 5	(n,f) ^{235}U 140	(n,f) ^{235}U 140	(n,n') ^{238}U 141

TAB. 5.1 – k_{eff} et incertitudes associées pour les différents cas cœurs UOX avec les matrices "BOLNA"

La nappe de puissance

Les différentes nappes de puissances donnent des résultats différents entres les cœurs (Fig. 5.3, 5.4 et 5.5). Pour le cœur de type 900 MWe, on constate une nappe de fission assez plate diminuant en périphérie. Pour le cœur de type N4 et GEN-3 UOX, on note la présence des points chauds en périphérie. La puissance tend à diminuer au centre du cœur.

La décomposition de l'incertitude des données nucléaires (Fig. 5.3, 5.4 et 5.5) est similaire entre les différents cas. L'incertitude augmente au centre et en périphérie du cœur avec la présence d'une zone de minimum d'incertitude dont la position semble dépendre de la taille du cœur.

Les traverses axiales de puissance (Tab. 5.2) montrent des profils différents en fonction des cas. On note toutefois une augmentation significative de l'incertitude entre le cas 900 MWe et N4 causée par la différence dans la taille du cœur [6]. La différence entre le N4 et les GEN-3 UOX est causée par un effet conjoint de changement du plan de chargement et de l'utilisation d'un réflecteur lourd.

Le calcul de l'incertitude montre dans tous les cas des contributeurs similaires (Annexe B). Au centre et en périphérie du cœur, les deux principaux sont l'inélastique de l'uranium 238 et l'élastique de l'oxygène 16. Les autres réactions ont un impact bien plus faible.

La décomposition des sensibilités (Annexe B) de l'inélastique de l'uranium 238 montre que l'incertitude entre le centre et la périphérie du cœur est de signe opposé. Cette réaction entraîne une bascule de l'incertitude de 6% pour le cas GEN-3 UOX. La décomposition des sensibilités pour la diffusion élastique de l'oxygène (Annexe B) montre des sensibilités beaucoup plus faibles

6. Une couronne de combustible supplémentaire pour le type N4 par rapport au cas à 900 MWe.

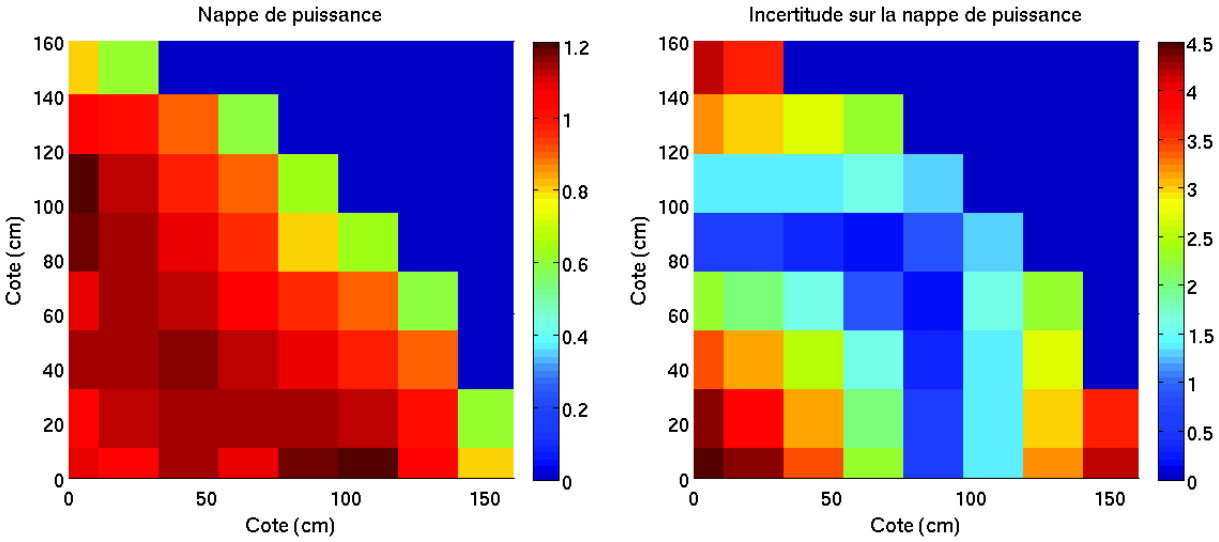

FIG. 5.3 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur 900 MW

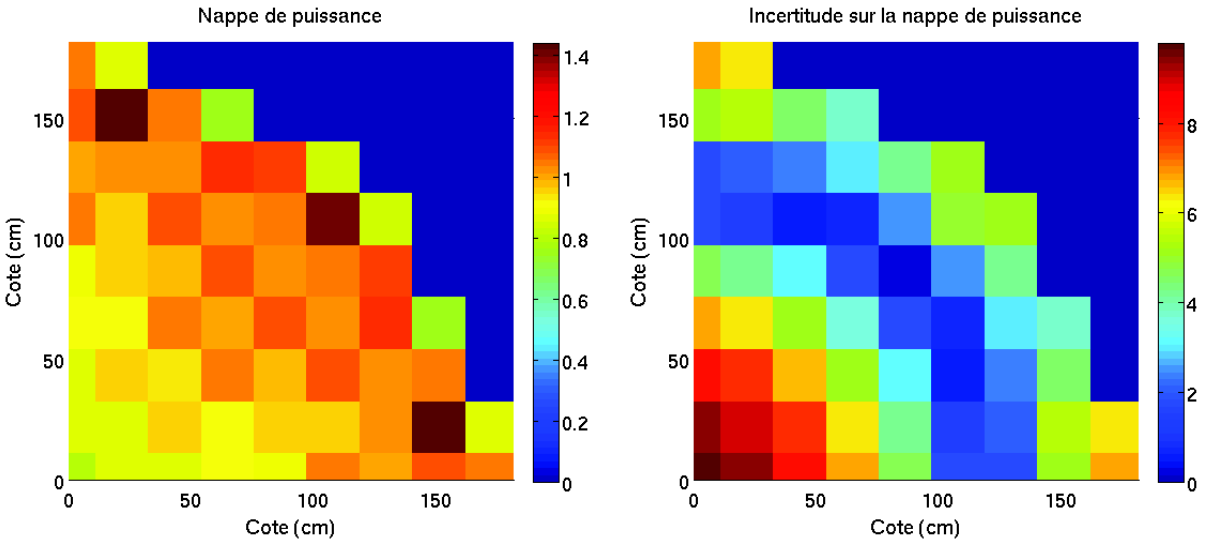

FIG. 5.4 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur N4

900 MWe	1.08	1.05	1.14	1.09	1.18	1.21	1.04	0.81	
	4.5	4.3	3.4	2.3	0.5	1.4	3.2	4.2	
N4	0.80	0.86	0.87	0.90	0.88	1.04	1.01	1.09	1.05
	9.8	9.4	8.2	6.8	4.6	1.7	1.8	5.2	6.8
GEN-3 UOX	0.81	0.74	0.73	0.73	0.81	0.86	0.97	1.05	1.08
	7.8	7.8	7.4	6.3	4.6	2.7	0.7	1.5	2.3

TAB. 5.2 – Traverse de puissance et incertitude associée (en %) pour les différents cœurs UOX avec les matrices "BOLNA"

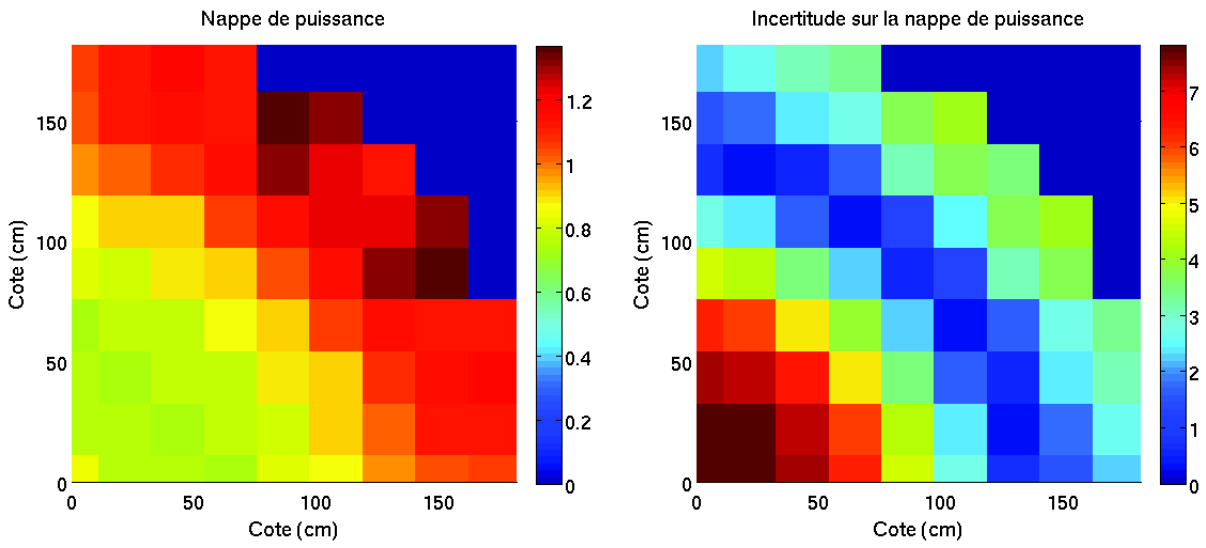

FIG. 5.5 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) pour le cœur GEN-3 UOX

et une bascule d'incertitude de 7,3%. Cette différence est due à la matrice de variance-covariance utilisée.

5.2.2 Étude d'impact

Impact de la matrice de variance-covariance

Comme pour les cas cellules et assemblages, l'utilisation des matrices "COMAC" engendre une diminution de l'incertitude totale (Tab. 5.3). On voit apparaitre une importance grandissante des réactions de l'uranium 238 et un poids plus faible du ν de l'uranium 235.

L'étude sur la nappe de puissance (Tab. 5.4) montre une grande différence sur l'incertitude propagée. La diminution de l'incertitude sur la diffusion inélastique de l'uranium 238 (Annexe B) entraine une évolution importante sur la traverse. De plus, ces matrices ont ramené la contribution de l'oxygène 16 (Annexe B) dans des ordres de grandeur correspondant davantage à son impact neutronique dans le cœur.

	900	N4	GEN-3 UOX
keff	1,01967	1,00128	1,01101
incertitude (pcm)	563	564	565
contributeur 1	ν ^{235}U 312	ν ^{235}U 311	ν ^{235}U 316
contributeur 2	(n,γ) ^{238}U 261	(n,γ) ^{238}U 264	(n,γ) ^{238}U 258
contributeur 3	(n,f) ^{235}U 249	(n,f) ^{235}U 250	(n,f) ^{235}U 252
contributeur 4	(n,f) ^{238}U 221	(n,f) ^{238}U 225	(n,f) ^{238}U 225
contributeur 5	(n,γ) ^{235}U 134	(n,γ) ^{235}U 134	(n,γ) ^{235}U 141

TAB. 5.3 – k_{eff} et incertitude associée (en pcm) pour les différents cas cœurs UOX avec les matrices COMAC

900 MWe	1.08 1.5 -3.0	1.05 1.5 -2.8	1.14 1.2 -2.2	1.09 0.8 -1.5	1.18 0.2 -0.3	1.21 0.4 -1.0	1.04 1.1 -2.1	0.81 1.5 -2.7	
N4	0.80 3.4 -6.4	0.86 3.3 -6.1	0.87 2.9 -5.3	0.90 2.4 -4.4	0.88 1.6 -3.0	1.04 0.6 -1.1	1.01 0.6 -1.2	1.09 1.8 -3.4	1.05 2.5 -4.3
GEN-3 UOX	0.81 3.2 -4.6	0.74 3.2 -4.6	0.73 3.0 -4.4	0.73 2.5 -3.8	0.81 1.8 -2.8	0.86 1.1 -1.6	0.97 0.3 -0.4	1.05 0.6 -0.9	1.08 1.2 -1.1

TAB. 5.4 – Traverse de puissance, incertitude associé (en %) et écart avec "BOLNA" (en %) pour les différents cœurs UOX

Comparaison Monte-Carlo

Au SPRC, deux études avec TRIPOLI-4 [7] ont été réalisées sur les cœurs 900 MWe et N4. Ces dernières ont permis d'obtenir les différentes nappes de puissance.

Les comparaisons de traverses de puissance (Tab. 5.5) entre les deux calculs montrent des différences au centre du cœur et pour les assemblages empoisonnés. Ces différences s'expliquent par le fait qu'il n'y a pas d'équivalence réalisée lors des calculs avec ERANOS. De ce fait et comme pour l'étude avec les assemblages précédents, le poids des différents poisons est surestimé créant une fission plus faible dans les assemblages concernés.

7. Calcul réalisé par Jean-François Vidal du DEN/DER/SPRC/LEPh.

900 MWe	1.13 -4.0	1.06 -1.0	1.18 -3.0	1.09 0.0	1.19 -2.0	1.20 1.0	1.04 1.0	0.80 2.0	
N4	0.80 0.3	0.83 3.1	0.86 0.3	0.88 2.7	0.89 -0.7	1.01 2.4	1.03 -1.5	1.07 2.0	1.08 -2.1

TAB. 5.5 – Traverse de puissance avec TRIPOLI-4 et écart associé (en %) pour les cœurs UOX

Comparaison GRS

Dans le cadre du benchmark UAM, l'organisme GRS en Allemagne a réalisé les calculs de la nappe de puissance et l'incertitude associée pour les cœurs GEN-3 UOX et MOX. Leurs calculs ont été réalisés en "tout Monte-Carlo". Les données de covariances utilisées sont celle du groupe de travail et correspond à SCALE-6. L'objectif est donc de comparer les tendances obtenues plus que les valeurs.

On constate une bonne cohérence entre le cas GRS et le calcul réalisé avec ERANOS. L'incertitude présente une forme similaire. Elle est très importante au centre et en périphérie avec un assemblage "pivot" où l'incertitude est très faible. On constate néanmoins une surestimation de l'incertitude dans notre étude.

GEN-3 UOX	5.3 -2.5	5.3 -2.5	5.0 -2.4	4.3 -2.0	3.2 -1.4	1.9 -0.8	0.7 0.0	0.8 -0.7	1.8 -0.5

TAB. 5.6 – Incertitude obtenue par GRS (en %) et écart avec ERANOS/PARIS (en %) pour le cœur GEN-3 UOX

5.3 Cœur GEN-3 MOX

5.3.1 Résultats

Le k_{eff} et l'incertitude associée

Le cœur MOX est également légèrement sur-critique (Tab.5.7). L'incertitude propagée est plus faible que sur le cas UOX, bien que les contributeurs soient identiques. La présence d'assemblages MOX réduit la quantité d'uranium 235 et donc l'incertitude des différentes réactions associées. Il est intéressant de noter l'absence des réactions des divers plutonium dans les principaux contributeurs à l'incertitude totale propagée. Cette différence par rapport aux cas cellule et assemblage MOX s'explique par le fait que le nombre d'assemblages MOX dans le cœur (20%) est insuffisant pour avoir un poids significatif dans la propagation de l'incertitude des données nucléaires.

	GEN-3 MOX
keff	1,00966
incertitude (pcm)	534
contributeur 1	ν ^{235}U 455
contributeur 2	(n,γ) ^{238}U 273
contributeur 3	(n,α) ^{16}O 264
contributeur 4	(n,n') ^{238}U 160
contributeur 5	(n,γ) ^{235}U 117

TAB. 5.7 – k_{eff} et incertitude associée pour le cœur MOX

La nappe de puissance

Le calcul de la nappe de puissance du cas MOX (Fig. 5.6) montre une remontée importante de la puissance en périphérie du cœur. La décomposition de l'incertitude des données nucléaires donne des résultats similaires au cas UOX mais avec une bascule en incertitude beaucoup plus marquée.

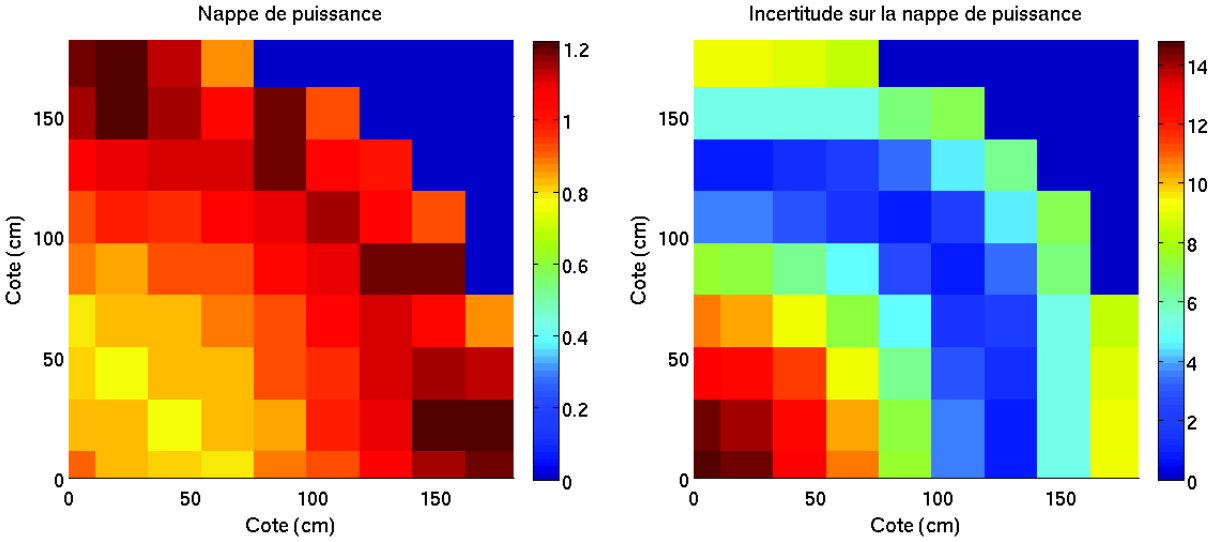

FIG. 5.6 – Nappe de puissance et incertitude associé pour le cœur GEN-3 MOX

La traverse de puissance (Tab.5.8) montre un profil similaire au cas GEN-3 UOX. La nappe est plus faible au centre du cœur et remonte en périphérie. L'incertitude présente le même profil avec des valeurs extrêmes sur les bords et passant par un minimum dans les assemblages situés au milieu de la traverse. Néanmoins, la bascule est plus marquée avec des contributeurs différents.

L'inélastique de l'uranium 238 et l'élastique de l'oxygène ont des contributions équivalentes mais ne sont pas les isotopes avec la contribution majoritaire. De plus, on peut noter l'importance du ν de l'uranium 235, de la fission du plutonium 241 et de la fission et capture du plutonium 239. Le fait que ces deux réactions possèdent des sensibilités aussi importantes s'expliquent par le fait que tout le combustible MOX se trouve en périphérie (Tab. 5.8). Ce zonage du combustible entraîne une compétition entre les différentes régions du cœur.

GEN-3 MOX	0.90	0.82	0.81	0.79	0.88	0.93	1.07	1.15	1.18
	14.8	14.4	13.1	10.7	7.6	3.7	0.7	5.3	9.2

TAB. 5.8 – Traverse de puissance et incertitude totale associée (en %) pour le cœur MOX

La décomposition des sensibilités de l'inélastique de l'uranium 238 au k_{eff} (Annexe B) montre de nouveau des signes différents entre le centre et la périphérie mais avec un impact plus faible (5.1%). Ces écarts entraînent une bascule importante : 7.6% pour le ν de l'uranium 235 et 15.4% pour la fission du plutonium 239.

5.3.2 Étude d'impact du schéma de calcul

Impact de la matrice de variance-covariance

L'utilisation des matrices "COMAC" (Tab. 5.9) donne toujours une incertitude plus faible pour le cœur MOX que pour le cœur UOX. Bien que les divers isotopes du plutonium aient un poids plus important, l'absence de corrélation et la faible quantité de plutonium dans la configuration engendrent une incertitude plus faible pour les données nucléaires.

	GEN-3 MOX
keff	1,00966
incertitude (pcm)	489
contributeur 1	(n,γ) ^{238}U 241
contributeur 2	ν ^{235}U 240
contributeur 3	(n,f) ^{238}U 232
contributeur 4	(n,f) ^{235}U 196
contributeur 5	(n,n') ^{238}U 118

TAB. 5.9 – k_{eff} et incertitude associée pour le cœur MOX

L'incertitude sur la nappe de puissance diminue d'un facteur 2. On note encore la présence d'une importante bascule entre le centre et la périphérie du cœur.

GEN-3 MOX	0.90	0.82	0.81	0.79	0.88	0.93	1.07	1.15	1.18
	7.5	7.3	6.6	5.4	3.8	1.9	0.3	2.6	4.7
	-7.3	-7.1	-6.5	-5.3	-3.8	-1.8	-0.4	-2.7	-4.5

Tab. 5.10 – Traverse de puissance, incertitude associée (en %) et écart avec "BOLNA" pour le cœur MOX

La contribution du ν de l'uranium 235 et de la fission du plutonium 239 (Annexe B) a fortement diminué entre les deux matrices. Cette différence est à l'origine de la diminution globale sur la bascule.

Comparaison GRS

Comme pour le cas GEN-3 UOX, la comparaison avec le travail de GRS est cohérente. L'organisme obtient une augmentation très importante de la bascule en incertitude, la nappe de puissance étant similaire. Comme pour le cas UOX, on constate une surestimation sur l'incertitude de la nappe de puissance.

GEN-3 UOX	13.0	13.0	11.0	9.5	6.7	3.3	0.7	5.2	9.7
	-1.8	-1.4	-2.1	-1.2	-0.9	-0.4	-0.0	-0.1	-0.5

Tab. 5.11 – Incertitude sur la traverse de puissance calculé par GRS (en %) pour le cœur GEN-3 MOX et écart avec "BOLNA" (en %)

Impact de l'homogénéisation

Le calcul de la nappe de puissance a montré des sensibilités très importantes pour plusieurs réactions : le ν de l'uranium 235, la fission du plutonium 239, l'inélastique de l'uranium 238 et l'élastique de l'oxygène 16. Ces fortes sensibilités aux données d'entrée pose la question de la pertinence des sections multi-groupes utilisées pour le calcul. Afin d'étudier cet impact, une comparaison avec des sections générées avec APOLLO2.8 va être présentée.

Les résultats sur le k_{eff} (Tab. 5.12) donne une différence de 350 pcm tandis que l'incertitude propagée reste équivalente.

Le calcul sur la nappe de puissance (Tab. 5.13) est parfaitement cohérent avec le cas précédent généré avec ERANOS. L'incertitude des données nucléaires est similaire entre les deux cas [8]. On note une différence qui peut être causée par la surestimation de la diffusion inélastique

8. APOLLO2.8 ne permet pas de séparer les différentes diffusions. Nous avons supposé l'intégralité des diffusions de l'uranium 238 comme étant inélastiques. Cette hypothèse est en accord avec les calculs ERANOS qui présentaient une composante inélastique bien supérieure à celle de l'élastique.

	Génération avec ERANOS	Génération avec APOLLO2.8
keff	1,00966	1.00614
incertitude (pcm)	534	540
contributeur 1	ν ^{235}U 455	ν ^{235}U 453
contributeur 2	(n,γ) ^{238}U 273	(n,α) ^{16}O 280
contributeur 3	(n,α) ^{16}O 264	(n,γ) ^{238}U 273
contributeur 4	(n,n') ^{238}U 160	(n,n') ^{238}U 170
contributeur 5	(n,γ) ^{235}U 117	(n,γ) ^{235}U 116

TAB. 5.12 – k_{eff} et incertitudes associées pour le cœur GEN-3 MOX pour différentes options de générations de bibliothèque multi-groupes

de l'uranium 238.

Génération avec ERANOS	0.90 14.8	0.82 14.4	0.81 13.1	0.79 10.7	0.88 7.6	0.93 3.7	1.07 0.7	1.15 5.3	1.18 9.2
Génération avec APOLLO2.8	0.91 16.0	0.83 15.5	0.81 14.0	0.79 11.1	0.87 8.1	0.93 4.3	1.07 0.9	1.15 6.1	1.19 10.7

TAB. 5.13 – Traverse de puissance et incertitudes associées pour le cœur GEN-3 MOX pour différentes options de générations de bibliothèque multi-groupes avec "BOLNA"

Conclusions

Ce chapitre a présenté une étude de propagation des incertitudes des données nucléaires sur le k_{eff} et la distribution de puissance dans différents cœurs REP représentatifs du parc électronucléaire actuel : 900, N4, GEN-3 UOX et MOX.

La propagation de l'incertitude sur les k_{eff} des cœurs UOX donne des résultats similaires aux cas assemblages :

- l'incertitude propagée est de l'ordre de 600 pcm avec les matrices "BOLNA"
- le contributeur majoritaire est toujours le ν de l'uranium 235.

Pour les cas MOX, les incertitudes différent des résultats assemblages et on obtient une incertitude des données nucléaires plus faible que sur le cas UOX. Cette diminution provient de la réduction de la contribution du ν de l'uranium 235 qui n'est pas compensée par la présence de plutonium dans le cœur (seulement 20% en périphérie).

Les nappes de puissance entre les différents cas montrent des différences entre le cas CPY et N4 et les deux cœurs GEN-3. En effet, on constate une diminution de la puissance en périphérie pour ces deux premiers tandis qu'une remontée de puissance apparaît dans les cœurs GEN-3. Cette différence est très vraisemblablement causée par la présence du réflecteur lourd renvoyant les neutrons dans le cœur. Les incertitudes sont à quant elles similaires. On constate une incertitude importante au centre et en périphérie du cœur avec entre une zone de "pivot" d'incertitude très faible. Dans ces incertitudes, on note la contribution très importante de l'inélastique de l'uranium 238 et de l'élastique de l'oxygène 16 dans les cas UOX. Le cœur MOX montre des contributions conséquentes pour la fission du plutonium 239 et du ν de l'uranium 235.

Le calcul en générant les sections avec APOLLO2.8 avec le cœur MOX a montré un écart sur le k_{eff}. Néanmoins, le calcul de la nappe de puissance et des incertitudes associées à ces deux grandeurs donnent des résultats cohérents.

La comparaison des cœurs "UOX" avec les calculs Monte-Carlo a montré dans l'ensemble une bonne cohérence des différentes grandeurs à l'exception des assemblages empoisonnés où les fissions sont sous-estimées à cause d'une homogénéisation réalisée sans équivalence [9].

La comparaison des incertitudes sur la nappe de puissance des cœurs GEN-3 avec les résultats de GRS a montré une bonne cohérence avec les calculs réalisés dans ce chapitre.

9. Cette sous-estimation de la puissance dans les assemblages étaient apparu dans le cas gadolinié du chapitre précédent.

Troisième partie

La conception d'expériences intégrales

Chapitre 6

Paramétrisation de la sensibilité

Ce chapitre présente une méthode d'optimisation de la représentativité basée sur la paramétrisation des vecteurs de sensibilité. L'intérêt de cette méthode est double. Elle permet de prédire l'évolution de la représentativité ou de l'incertitude a posteriori du cas industriel par rapport aux paramètres de conception de l'expérience. Ces derniers peuvent être la teneur du combustible, l'épaisseur de la sur-gaine ou toute grandeur à fixer lors de la définition du programme. En complément de cette méthode, une approche au premier ordre est présentée et permet de déterminer rapidement l'optimum de la représentativité et l'incertitude a posteriori du cas industriel. Cette méthode est illustrée sur la conception neutronique du programme EGERIE dans EOLE. Cette étude a permis de valider la méthode tout en montrant les bons résultats d'une approche classique par conservation du rapport de modération.

Introduction

L'étude bibliographique, présentée dans l'introduction de ce document, a montré un manque d'outils et méthodes rigoureuses pour la conception optimisée d'expériences. L'objectif de ce chapitre est de mettre en place une méthode pour aider les physiciens dans le choix des paramètres de conception de l'expérience. Ces derniers correspondent par exemple à l'épaisseur de sur-gaine, la teneur en combustible, le vecteur isotopique.

La méthode repose sur la paramétrisation de la sensibilité pour prendre en compte la représentativité ou l'incertitude *a posteriori* lors de la phase de conception et sera présentée dans une première section. On y décrira les aspects théoriques et pratiques de cette méthode.

La seconde section décrira dans un premier temps le programme EGERIE en cours de conception dans le réacteur EOLE, qui a pour objectif de qualifier les changements d'instrumentation et les nouvelles configurations dans l'EPR™. Cette section présentera l'étude de conception neutronique de ce programme en utilisant une méthode de conception basée sur la conservation du rapport de modération et la méthode mise en place dans la première section.

6.1 Paramétrisation de la sensibilité

6.1.1 Démarche et utilité

La méthode d'optimisation mise en place repose sur le principe que le vecteur de sensibilité aux données nucléaires de l'expérience ($\boldsymbol{S}$) peut s'exprimer comme une fonction d'un ensemble de paramètres $\boldsymbol{p}$. Ces paramètres correspondent aux grandeurs que le physicien peut faire varier dans la configuration d'intérêt. Cela va de la température au pas du réseau, en passant par la teneur isotopique dans les différents combustibles. En injectant cette fonction dans la définition de la représentativité (Eq. 2.15) et de l'incertitude *a posteriori* (Eq. 2.17), on obtient une forme paramétrée de ces deux grandeurs.

L'idée retenue est d'approcher le vecteur de sensibilité par une fonction polynomiale des paramètres $\boldsymbol{p}$. Mathématiquement, cela permet de prédire l'évolution de la sensibilité sur un domaine d'étude donnée. La difficulté est de choisir les points d'interpolation de cette forme polynomiale pour approcher au mieux la sensibilité exacte. En utilisant la sensibilité d'un concept industriel, cette méthode permet de prédire le maximum de représentativité et de réduction d'incertitude *a posteriori*.

Cette dernière information présente un grand intérêt physique car elle permet de maximiser l'information apportée par une configuration donnée en choisissant au mieux un ensemble de paramètres dès la phase de conception.

6.1.2 Développement avec un unique paramètre

Avant de généraliser cette approche à n paramètres, une étude détaillée avec un seul paramètre est présentée ci-dessous.

Développement théorique

Soit p le paramètre que l'on cherche à optimiser. Approchons le comportement de la sensibilité $\boldsymbol{S}$ par un polynôme à l'ordre l de p :

$$\boxed{\boldsymbol{S}(p) = \sum_{m=0}^{m=l} \boldsymbol{A_m} p^m} \tag{6.1}$$

Supposons que la sensibilité soit connue pour $l+1$ valeurs de ce paramètre. De ce fait, on a :

$$\boldsymbol{S}(p_k) = \sum_{m=0}^{m=l} \boldsymbol{A_m} p_k^m \tag{6.2}$$

L'évaluation des $\boldsymbol{A_m}$ revient à résoudre le système suivant :

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{S}(p_1) \\ \vdots \\ \boldsymbol{S}(p_i) \\ \vdots \\ \boldsymbol{S}(p_{l+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{A_0} \\ \vdots \\ \boldsymbol{A_i} \\ \vdots \\ \boldsymbol{A_{L+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \cdots & p_1^i & \cdots & p_1^{l+1} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 1 & \cdots & p_i^i & \cdots & p_i^{l+1} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 1 & \cdots & p_{l+1}^i & \cdots & p_{l+1}^{l+1} \end{pmatrix} \tag{6.3}$$

La matrice constituée des différents p_i est inversible si et seulement si les $(l+1)$ p_i sont différents [1].

L'objectif est maintenant d'injecter l'équation 6.1 dans la formule de représentativité. En prenant $\boldsymbol{S_r}$ la sensibilité du cas réacteur [2], on obtient :

$$r(p) = \frac{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}(p)}{\sqrt{\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r}} \sqrt{\boldsymbol{S}^t(p) \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}(p)}}$$

Et :

$$\boxed{r(p) = \frac{\displaystyle\sum_{k=0}^{l} n_k * p^k}{\sqrt{\displaystyle\sum_{k=0}^{2l} d_k * p^k}}} \tag{6.4}$$

avec

$$n_k = \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_k}$$

$$d_k = \begin{cases} \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} \displaystyle\sum_{i=0}^{k} \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k-i}} \text{ pour k} \leq \text{l} \\ \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} \displaystyle\sum_{i=k}^{2l} \boldsymbol{A_{i-l}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k+l-i}} \text{ pour k} > \text{l} \end{cases}$$

L'obtention des n_k est immédiate. En effet, on a :

$$\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}(p) = \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \sum_{k=0}^{k=l} \boldsymbol{A_k} p^k$$

$$\text{d'où } \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}(p) = \sum_{k=0}^{k=l} \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_k} p^k$$

1. Cette matrice des p_i correspond à une matrice de Vandermonde dont on peut facilement trouver une démonstration de son inversibilité dans la littérature.
2. Cette sensibilité est fixée pour la conception, elle est donc indépendante de p.

Ce qui nous donne bien le résultat trouvé pour les n_k.

Pour les d_k, on procède de manière analogue ;

$$\boldsymbol{S}^t(p)\underline{\boldsymbol{D}}\boldsymbol{S}(p) = (\sum_{i=0}^{i=l} \boldsymbol{A_i} p^i)^t \underline{\boldsymbol{D}}(\sum_{j=0}^{j=l} \boldsymbol{A_j} p^j)$$
$$\boldsymbol{S}^t(p)\underline{\boldsymbol{D}}\boldsymbol{S}(p) = (\sum_{i=0}^{i=l} \boldsymbol{A_i}^t p^i)\underline{\boldsymbol{D}}(\sum_{j=0}^{j=l} \boldsymbol{A_j} p^j)$$
$$\boldsymbol{S}^t(p)\underline{\boldsymbol{D}}\boldsymbol{S}(p) = \sum_{i=0}^{i=l}\sum_{j=0}^{j=l} \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_j} p^{(i+j)}$$

Il suffit maintenant d'imposer $i + j = k$ pour trouver les termes d'ordre k (noté D_k). Nous allons garder la somme sur i et regarder le terme de la somme sur j qu'il faut garder. Il apparaît alors :

$$D_k = \sum_{i=0}^{i=l} \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k-i}}$$

Or si k $\leq$ l ,on obtient :

$$D_k = \sum_{i=0}^{i=k} \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k-i}}$$

Pour k $>$ l, on obtient :

$$D_k = \sum_{i=k-l}^{i=l} \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k-i}}$$

En changeant l'indice de sommation par j = i + l, il apparaît :

$$D_k = \sum_{j=k}^{j=2l} \boldsymbol{A_{j-l}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{k+l-j}}$$

En regroupant ces deux termes et en multipliant par $\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r}$ on obtient le résultat attendu.

Il est possible d'obtenir un résultat équivalent pour la formule de transposition :

$$\boxed{\widetilde{\varepsilon}(p)^2 = \varepsilon(p)^2 - \frac{(\sum_{k=0}^{l} \widetilde{n}_k * p^k)^2}{\sum_{k=0}^{2l} \widetilde{d}_k * p^k}} \tag{6.5}$$

avec

$$\widetilde{n}_k = n_k$$

$$\widetilde{d}_k = \begin{cases} d_0 + \delta E^2 \text{ pour } k = 0 \\ d_k \text{ pour } k > 1 \end{cases}$$

Validation de la méthode

Pour valider cette méthode, une étude sur les cellules définies au chapitre 3 va être présentée. Ces deux cellules correspondent aux crayons suivants :

- un crayon UOX à chaud avec un enrichissement en ^{235}U de 4,0% (cas REP)
- un crayon UOX à froid avec un enrichissement en ^{235}U de 3,7% (cas EPICURE).

L'objectif de cet exemple est d'étudier l'évolution de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* en fonction de l'enrichissement en uranium 235 pour deux grandeurs d'intérêt distinctes :

- le k_{eff}
- le rapport entre la capture de l'uranium 238 et la fission de l'uranium 235 (noté C8/F5).

Le domaine d'étude couvre une concentration en uranium 235 allant de 1 à 21%.

Ces évolutions seront déterminées de deux façons. La première est une méthode directe consistant à évaluer les grandeurs étudiées en différents points. Cette méthode correspondra au cas de référence. La seconde est d'approcher ces grandeurs en utilisant la méthode de paramétrisation. Pour cette dernière, différentes stratégies pour le choix des points d'interpolation seront présentées :

- trois stratégies avec deux points d'interpolation : 3 et 4% (cas 1), 5 et 7% (cas 2) et 3 et 10% (cas 3)
- un cas d'interpolation avec trois points : 3, 10 et 15%
- un cas d'interpolation avec cinq points : 1, 5, 10, 15 et 20%.

Pour l'étude du k_{eff}, l'incertitude expérimentale utilisée pour la réduction d'incertitude est de 200 pcm. Les résultats par méthode directe (Fig. 6.1) montrent que la représentativité présente une évolution lente en fonction de l'enrichissement avec un maximum qui n'est pas trop marqué. L'évolution de l'incertitude *a posteriori* est plus rapide et possède un minimum plus piqué. Les différentes stratégies d'interpolation donnent de bons résultats pour la description des extremums des différents cas. Néanmoins, les cas avec seulement deux points (cas 1, 2 et 3) n'arrivent pas à reproduire la courbe de référence issue d'un calcul direct. L'étude avec trois points d'interpolation donne de meilleurs résultats mais n'arrive pas à décrire la partie dans les faibles enrichissements. Une description précise est obtenue en utilisant cinq points d'interpolation.

L'étude sur l'indice de spectre (Fig. 6.2) donne des résultats équivalents entre les différentes stratégies d'interpolation. Il est toujours nécessaire de monter à cinq points d'interpolation pour approcher au mieux le cas de référence. Ce dernier montre d'ailleurs que la représentativité et

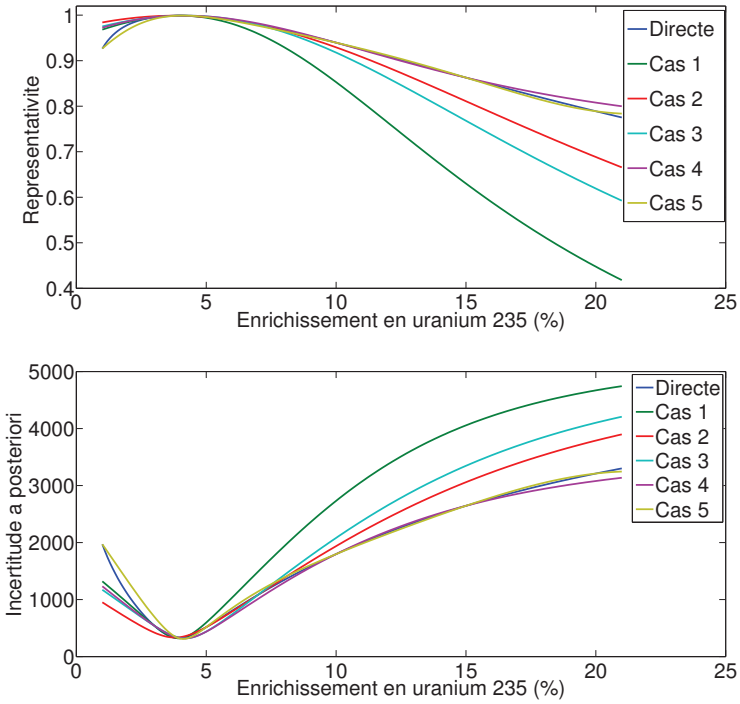

FIG. 6.1 – Évolution de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} en fonction de la concentration en ^{235}U

l'incertitude *a posterori* du rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 évolue lentement en fonction de l'enrichissement. En effet, sur l'intégralité du domaine d'étude, la représentativité est supérieure à 0.95. L'incertitude *a posteriori* possèdent une valeur élevée à cause de l'incertitude expérimentale plus importante pour la mesure de telles grandeurs (2% dans cette étude).

Ces différents cas montrent qu'il est difficile d'approcher le cas réel avec une interpolation (nécessité de 5 points). Néanmoins, pour tous les cas, l'extremum est convenablement décrit permettant de se limiter à un développement au premier ordre pour obtenir cette information. Ce développement va maintenant être détaillé.

Approximation du premier ordre

Cette méthode consiste à réaliser le développement précédent au premier ordre. En prenant deux points très proches, cela revient mathématiquement à faire un développement de Taylor à l'ordre 1 autour d'une valeur donnée. On obtient alors les deux formules suivantes pour la représentativité et la transposition :

$$r(p) = \frac{n_0 + n_1 p}{\sqrt{d_0 + d_1 p + d_2 p^2}} \tag{6.6}$$

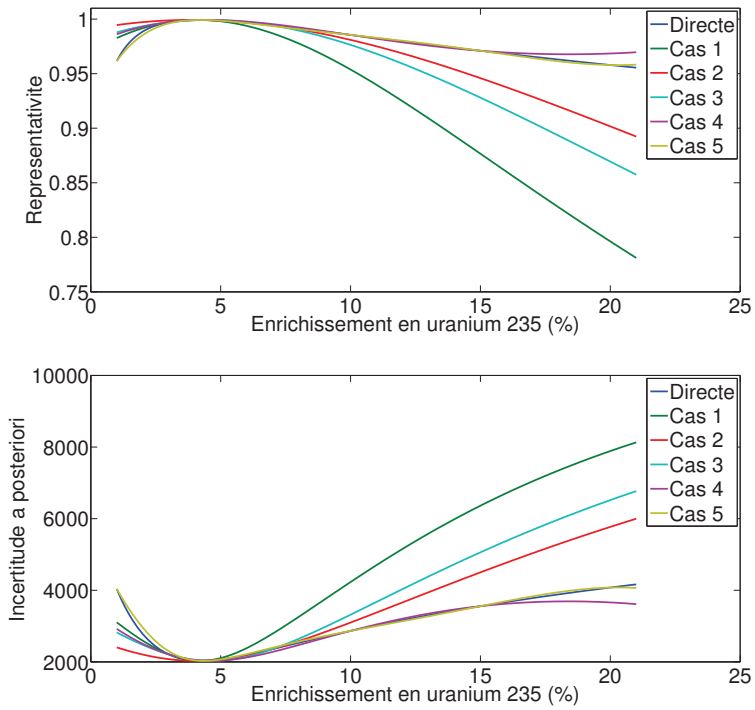

FIG. 6.2 – Évolution de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* sur le rapport C8/F5 en fonction de la concentration en ^{235}U

$$\widetilde{\varepsilon}(p)^2 = \varepsilon(p)^2 - \frac{(n_0 + n_1 p)^2}{d_0 + \delta E^2 + d_1 p + d_2 p^2} \tag{6.7}$$

L'intérêt de cette approche est qu'il est possible de déterminer facilement les extremums de ces fonctions. Pour la représentativité, le maximum est atteint pour le paramètre p_{opti} :

$$\boxed{p_{opti} = \frac{n_0 d_1 - 2 n_1 d_0}{n_1 d_1 - 2 n_0 d_2}} \tag{6.8}$$

La formule précédente (Eq.6.8) s'obtient en partant de l'équation 6.6 :

$$
\begin{aligned}
r(p) &= \frac{n_0 + n_1 p}{\sqrt{d_0 + d_1 p + d_2 p^2}} \\
\frac{\partial r(p)}{\partial p} &= \frac{n_1\sqrt{d_0 + d_1 p + d_2 p^2} - \dfrac{(n_0 + n_1)(d_1 + 2d_2 p)}{2\sqrt{d_0 + d_1 p + d_2 p^2}}}{(d_0 + d_1 p + d_2 p^2)} \\
\frac{\partial r(p)}{\partial p} &= \frac{2n_1(d_0 + d_1 p + d_2 p^2 - (n_0 + n_1)(d_1 + 2d_2 p)}{2(d_0 + d_1 p + d_2 p^2)^{\frac{3}{2}}} \\
\frac{\partial r(p)}{\partial p} &= \frac{2n_1 d_0 - n_0 d_1 + p(n_1 d_1 - 2n_0 d_2)}{2(d_0 + d_1 p + d_2 p^2)^{\frac{3}{2}}}
\end{aligned}
$$

Le terme $2(d_0 + d_1 p + d_2 p^2)^{\frac{3}{2}}$ est strictement positif, la recherche de maximum revient donc à résoudre :

$$2n_1 d_0 - n_0 d_1 + p_{opti}(n_1 d_1 - 2n_0 d_2) = 0 \tag{6.9}$$

Ce qui donne bien la valeur présentée précédemment pour le paramètre optimal. En dérivant de nouveau la représentativité, on obtient :

$$\frac{\partial^2 r(p_{opti})}{(\partial p)^2} = \frac{n_1 d_1 - 2n_0 d_2}{2(d_0 + d_1 p_{opti} + d_2 p_{opti}^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{6.10}$$

L'extremum de la représentativité sera donc un minimum ou un maximum en fonction du signe de $n_1 d_1 - 2n_0 d_2$. Dans la plupart des cas, il s'agira d'un maximum. Néanmoins, pour l'étude de coefficient de contre-réaction, comme les effets de vidange, il est possible d'obtenir des représentativités négatives et donc de rechercher un minimum.

Avec un raisonnement analogue, on peut prouver que le minimum pour l'incertitude *a posteriori* est atteint pour :

$$\boxed{p_{opti} = \frac{n_0 d_1 - 2n_1(d_0 + \delta E^2)}{n_1 d_1 - 2n_0 d_2}} \tag{6.11}$$

Les équations 6.9 et 6.11 montrent que les extremums de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* ne sont pas obtenus pour la même valeur du paramètre. Cette différence implique qu'il n'est pas possible d'optimiser les deux grandeurs en même temps.

6.1.3 Développement avec plusieurs paramètres

Le cas avec un seul paramètre a montré qu'il était difficile d'interpoler le vecteur de sensibilité. Pour cette raison, l'approximation au premier ordre sera retenue pour le développement général de la méthode.

Approximation du premier ordre

Soit un vecteur $\boldsymbol{p}$ de n paramètres, le développement au premier ordre de $\boldsymbol{S}$ donne :

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{p}) = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{A_i} p_i + \boldsymbol{A_0} \tag{6.12}$$

Le calcul des A_i [3] se fait en calculant $\boldsymbol{S}$ en $n+1$ points. Ces points seront choisis de la façon suivante :

- un premier vecteur de référence $\boldsymbol{p_0} = \begin{pmatrix} p_{0,1} \\ .. \\ p_{0,k} \\ .. \\ p_{0,n} \end{pmatrix}$
- n autres vecteurs en modifiant seulement une coordonnée de sorte que $\boldsymbol{p_k} = \begin{pmatrix} p_{0,1} \\ .. \\ \widetilde{p_{0,k}} \\ .. \\ p_{0,n} \end{pmatrix}$

La détermination des différents A_i revient donc à résoudre le problème suivant :

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{S}(\boldsymbol{p_0}) \\ \boldsymbol{S}(\boldsymbol{p_i}) \\ \boldsymbol{S}(\boldsymbol{p_n}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{A_0} \\ \boldsymbol{A_1} \\ \boldsymbol{A_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \cdots & p_{0,1} & \cdots & p_{0,n} \\ 1 & \cdots & \widetilde{p_{0,i}} & \cdots & p_{0,n} \\ 1 & \cdots & p_{0,i} & \cdots & \widetilde{p_{0,n}} \end{pmatrix} \tag{6.13}$$

On peut facilement montrer [4] que la matrice $\underline{\boldsymbol{P}}$ des différents paramètres est inversible, ce qui permet d'obtenir les vecteurs $\boldsymbol{A_i}$ et donc de pouvoir évaluer le vecteur de sensibilité en différents points.

En injectant ce dernier vecteur dans la formule de la représentativité, on obtient assez facilement la formulation suivante :

$$\boxed{r(\boldsymbol{p}) = \frac{n_0 + \sum_{i=1}^{n} n_i p_i}{\sqrt{d_0 + \sum_{i=1}^{n} (d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + \sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)}}} \tag{6.14}$$

3. Dans ce développement les A_i n'ont pas le même sens que ceux de l'équation 6.1.
4. En effet, en soustrayant la première ligne à toutes les autres, on obtient $det(\underline{\boldsymbol{P}}) = \prod_{k=1}^{n} (\widetilde{p_{0,k}} - p_{0,k})$.

Avec :

$$n_i = \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_i}$$

$$\begin{aligned} d_0 &= \boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} * \boldsymbol{A_0}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_0} \\ d_i &= 2\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} * \boldsymbol{A_0}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_i} \\ d_{ij} &= 2\boldsymbol{S_r}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_r} * \boldsymbol{A_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_j} \end{aligned}$$

De même, pour la réduction d'incertitude *a posteriori*, on obtient la formulation suivante :

$$\boxed{\widetilde{\varepsilon}(p)^2 = \varepsilon(p)^2 - \frac{(n_0 + \sum_{i=1}^{n} n_i p_i)^2}{d_0 + \delta E^2 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)}} \tag{6.15}$$

Comme pour le cas avec un seul paramètre, l'objectif est de trouver le vecteur $\boldsymbol{p_{opti}}$ permettant d'obtenir l'extremum de représentativité. La dérivée de l'équation 6.14 par rapport à p_k donne :

$$\frac{\partial r(\boldsymbol{p})}{\partial p_k} = \frac{n_k \sqrt{d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)} - \dfrac{(n_0 + \sum_{i=1}^{n} n_i p_i)(d_k + 2d_{kk} p_k + 2\sum_{j=1, j\neq k}^{n} d_{kj} p_j)}{2\sqrt{d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)}}}{d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)}$$

$$\frac{\partial r(\boldsymbol{p})}{\partial p_k} = \frac{2n_k(d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)) - (n_0 + \sum_{i=1}^{n} n_i p_i)(d_k + 2\sum_{j=1}^{n} d_{kj} p_j)}{2(d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j))^{\frac{3}{2}}}$$

$$\frac{\partial r(\boldsymbol{p})}{\partial p_k} = \frac{2n_k(d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j)) - (n_0 d_k + \sum_{i=1}^{n}(n_i d_k + 2n_0 d_{ki}) p_i + 2\sum_{i=1}^{n} n_i p_i \sum_{j=1}^{n} d_{kj} p_j)}{2(d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j))^{\frac{3}{2}}}$$

$$\frac{\partial r(\boldsymbol{p})}{\partial p_k} = \frac{2n_k d_0 - n_0 d_k + \sum_{i=1}^{n}((2n_k d_i - n_i d_k + 2n_0 d_{ki}) p_i + (2n_k d_{ii} - 2n_i d_{ki}) p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n}(d_{ij} - n_i d_{kj}) p_i p_j)}{2(d_0 + \sum_{i=1}^{n}(d_i p_i + d_{ii} p_i^2 + 2\sum_{j=i+1}^{n} d_{ij} p_i p_j))^{\frac{3}{2}}}$$

Trouver le vecteur $\boldsymbol{p_{opti}}$ revient à résoudre le système précédent. Celui-ci peut se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} 0 & = & Q_1(\boldsymbol{p}) \\ & \dots & \\ 0 & = & Q_i(\boldsymbol{p}) \\ & \dots & \\ 0 & = & Q_n(\boldsymbol{p}) \end{cases} \tag{6.16}$$

Où chaque Q_i correspond à une forme quadratique différente. La résolution de ce système revient donc à trouver l'intersection de n formes quadratiques.

Un tel problème ne possède pas de solution analytique. Pour obtenir le vecteur $\boldsymbol{p_{opti}}$, une méthode directe a été mise en place. Elle consiste à discrétiser l'espace de $\boldsymbol{p}$ et à déterminer la valeur de la représentativité en différents points. Le calcul se fait rapidement car il suffit d'évaluer le polynôme défini précédemment (Eq. 6.14).

La recherche du minimum d'incertitude *a posteriori* donne un système de forme quadratique analogue au précédent (Eq. 6.16). Une méthode directe est également utilisée avec l'équation 6.15.

6.1.4 Implémentation dans PARIS

La méthode décrite précédemment repose sur un développement au premier ordre de la sensibilité et correspond donc à une approximation de la représentativité et de l'incertitude *a posteriori* réelles. Par conséquent, que ce soit pour un ou plusieurs paramètres, l'optimum obtenu n'est pas forcément l'optimum réel. Pour résoudre ce problème, les méthodes implémentées dans PARIS recherchent l'extremum par itérations successives.

Reposant sur un couplage entre APOLLO2.8 et PARIS, la recherche se fait de manière automatique et se décompose en plusieurs étapes (Fig. 6.3). En entrée de cette méthode, l'utilisateur doit fournir :

- la sensibilité du cas réacteur ou les jeux de données en permettant le calcul
- un jeu de données APOLLO2.8 et PARIS de la configuration à optimiser. Dans ces deux jeux de données, il est nécessaire de rajouter quelques mots clés permettant le couplage.

Une fois ces données fournies, la recherche de l'extremum se décompose dès lors en plusieurs étapes :

- La première est le calcul ou la récupération des profils de sensibilité du cas réacteur.
- La seconde étape est le calcul du vecteur de sensibilité de l'expérience à optimiser avec les paramètres initiaux $\boldsymbol{p_0}$. L'évaluation de la représentativité ou de l'incertitude *a posteriori* est ensuite réalisée.
- L'étape suivante est le calcul des différents vecteurs permettant la paramétrisation de la sensibilité. Ces vecteurs sont calculés de manière directe en perturbant les différents

paramètres de la façon suivante :

- n calculs sont réalisés en perturbant chaque paramètre individuellement et de manière non corrélée ($\widetilde{p}_k = 0,95p_k$)
- à l'aide de ces $n+1$ calculs, les différents $\boldsymbol{A_i}$ sont calculés.

– La quatrième étape réalise le calcul des différents coefficients constituant les polynômes.
– Le calcul de l'extremum est alors réalisé. S'il y a un seul paramètre, l'extremum est calculé de manière directe avec les équations 6.9 et 6.11. S'il y a plusieurs paramètres, l'espace est discrétisé et la grandeur est évaluée sur tout ce domaine.
– L'étape suivante est le calcul de la sensibilité et de la représentativité (ou de l'incertitude *a posteriori*) avec le nouveau jeu de paramètres.
– La dernière étape est la comparaison de la nouvelle valeur obtenue par rapport à la valeur initiale. Si la différence est inférieure à un critère de convergence fixé par l'utilisateur, la simulation s'arrête et on considère que le vecteur optimal a été obtenu. Sinon, le dernier vecteur devient la valeur initiale et un nouvel optimum est déterminé. En pratique, la convergence est atteinte en quelques itérations. En plus du critère sur la grandeur en elle-même, il est possible de rajouter un critère sur les paramètres. L'objectif est ainsi d'éviter d'optimiser un paramètre en dessous des tolérances technologiques associées.

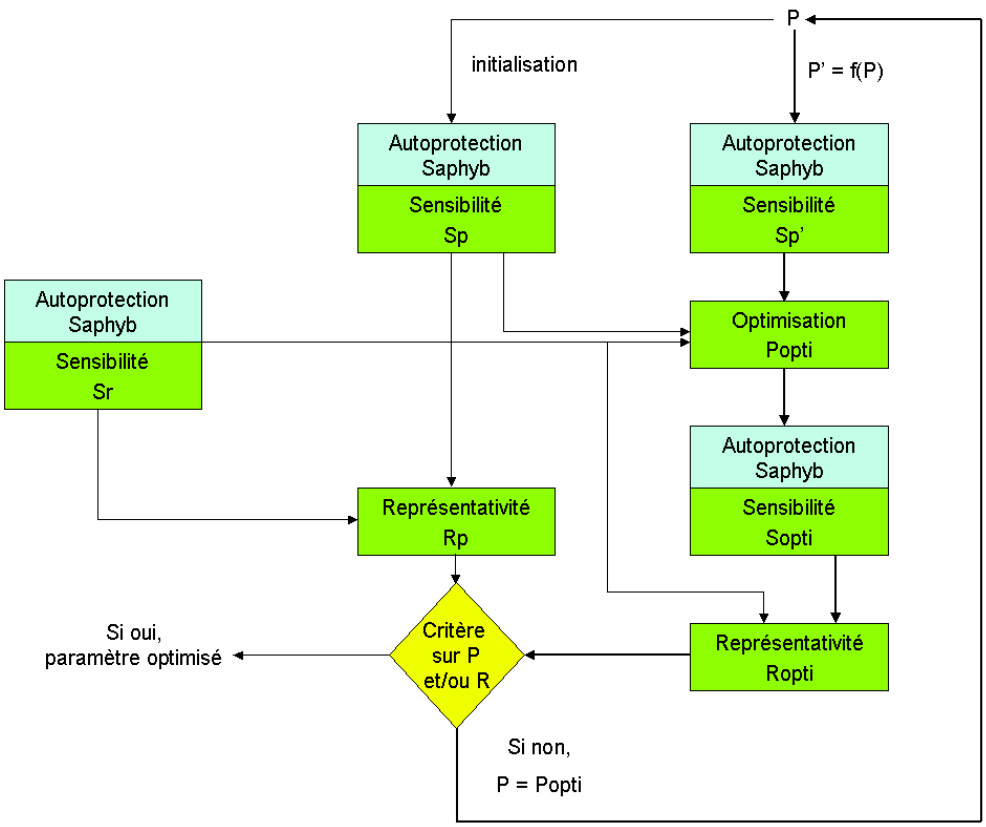

FIG. 6.3 – Schéma explicatif de la méthode d'optimisation implémentée dans PARIS

6.2 Le programme EGERIE dans EOLE

6.2.1 Contexte du programme EGERIE

Le programme EGERIE (Experimental program on Gamma hEating and Response of in-core Instrumentation in Eole [73]) s'intègre dans le cadre du démarrage des différents réacteurs EPR™ en France et dans le monde. Ce réacteur, qui repose toujours sur l'utilisation du combustible UOX, est innovant sur de nombreux points [74].

Tout d'abord, l'instrumentation *in-core* et son emplacement ont été modifiés. La disparition du tube instrumenté central dans les assemblages est une des plus grandes modifications. La teneur initiale des crayons UOX a aussi été augmentée. Elle sera de 4,2%, voire 4,95% pour l'EPR™ chinois. Cette augmentation d'enrichissement permettra des campagnes de fonctionnement plus longues mais implique un contrôle important de la réactivité en début de vie. Pour la contrôler, du bore soluble est utilisé. L'inconvénient est que d'un point de vue neutronique et pour des raisons de sûreté, il existe une concentration maximale en bore [5] qu'il ne faut pas dépasser.

Il devient alors nécessaire d'utiliser un poison consommable (UO_2-Gd_2O_3) dans les assemblages. Le gadolinium est fortement absorbant et est utilisé en France pour contrôler la réactivité en début de cycle [57]. Pour l'EPR™, le nombre de crayons gadolinium dans les assemblages a été augmenté ainsi que leur teneur, ce qui permet d'assurer un bon contrôle de la réactivité en début de cycle et une distribution de puissance assez plate dans le cœur après consommation du poison.

EGERIE permettra, entre autre, de répondre à des questions liées à l'impact du changement d'instrumentation ou de l'utilisation de 24 crayons gadolinium. Par l'intermédiaire d'une configuration UOX et de deux configurations gadoliniées, étudiées dans la suite de ce document, nous quantifierons les changements de l'EPR™ et testerons la méthode de conception mise en place précédemment.

6.2.2 Description de l'étude

Lors de la phase de conception neutronique de ce programme, deux approches ont été retenues :

- la première est la méthode traditionnelle qui consiste à évaluer les épaisseurs des différentes sur-gaines pour garantir une conservation du rapport de modération [6]
- la seconde approche consiste à utiliser la méthode d'optimisation développée précédemment pour déterminer automatiquement ces différentes sur-gaines.

5. Au delà de cette concentration, le coefficient de température du modérateur devient positif.
6. Le rapport de modération correspond au volume de modérateur sur le volume de combustible

Les calculs seront réalisés en deux temps :

- un calcul de préconception cellule afin de fixer les caractéristiques initiales au niveau élémentaire
- un calcul assemblage afin d'optimiser le gain d'information apporté par la configuration étudiée.

Sur les calculs de préconception cellule, les grandeurs d'intérêt étudiées seront le k_{eff} et le rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235. Les calculs assemblages reprendront ces mêmes études mais en étudiant en plus le rapport de puissance entre le centre de l'assemblage et l'un des coins.

Cette étude répondra en outre à la question de l'enrichissement en uranium 235 à utiliser pour le programme. En effet, grâce à la méthode décrite précédemment, on pourra vérifier la représentativité des crayons EOLE, par rapport au choix de fabrication d'un nouveau combustible.

6.2.3 Géométrie

Ce paragraphe a pour but de présenter les différents crayons et configurations utilisés ainsi que le schéma de calcul mis en place.

Crayons EPR™

Les crayons cibles EPR™ utilisés dans ce travail sont de trois types :

- UOX avec un enrichissement en ^{235}U de 4.2%
- UOX avec un enrichissement en ^{235}U de 4.95%
- UOX gadolinié avec une teneur massique de 8% en gadolinium naturel et un support UO_2 enrichi à 2.5% en ^{235}U.

La présence de deux types de crayons UOX est due au fait que dans cette étude, nous souhaitons étudier à la fois un assemblage de type Flamanville (enrichissement à 4.2%), mais également un assemblage avec une teneur plus importante (4.95%) utilisé au démarrage de l'EPR™ chinois à Taishan et qui pourrait à terme être utilisé dans des futures campagnes de rechargement en France.

Ces différents combustibles sont composés de pastilles d'un diamètre de 0.41 cm et sont entourés d'une gaine de type M5. Ce nouvel alliage utilisé dans l'EPR™ est composé à 99% de zirconium naturel et à 1% de niobium.

Des tubes guides permettant de placer l'instrumentation ou bien les barres de contrôle seront également utilisés. Ces tubes guides sont constitués d'un alliage en zirconium de type Zy-4, alliage composé à plus de 96% de zirconium naturel et d'étain. Dans l'étude, les tubes guides ne seront pas instrumentés et seront remplis d'eau.

Crayons EGERIE

Pour EOLE, l'étude sera effectuée avec les mêmes types de crayons que pour l'EPR™ mais avec une différence sur la gaine. Elle ne sera pas de type M5 mais de type Zy-4. L'expérience se déroulant à froid et non à chaud, les différents crayons seront entourés d'une sur-gaine en aluminium pour adapter le rapport de modération.

Les teneurs utilisées seront de trois types comme mentionnés précédemment.

Assemblages étudiés

Les trois types d'assemblages utilisés sont tous composés d'un motif 17x17 crayons avec un pas de réseau de 1,26 cm et 24 tubes guides. Les différentes configurations seront :

- un assemblage tout UOX
- un assemblage UOX gadolinié avec 12 crayons gadolinium
- un assemblage UOX gadolinié avec 24 crayons gadolinium

L'assemblage UOX (Fig. 6.4) est composé intégralement de crayon UO_2 (265 crayons) et de tube guide non instrumenté (24). Cette configuration permettra surtout de tester les changements de nappe de puissance fine au sein de l'EPR™ liés à la suppression du tube guide central.

Les deux assemblages gadoliniés (Fig. 6.5) sont respectivement composés de 24 tubes guides, 12 crayons gadolinium et 253 crayons UOX, et de 24 tubes guides, 24 crayons gadolinium et 241 crayons UOX. La seconde configuration correspond à un nouveau type d'assemblage introduit dans l'EPR™.

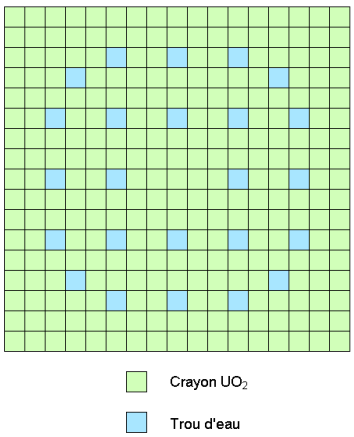

Fig. 6.4 – Assemblage UOX

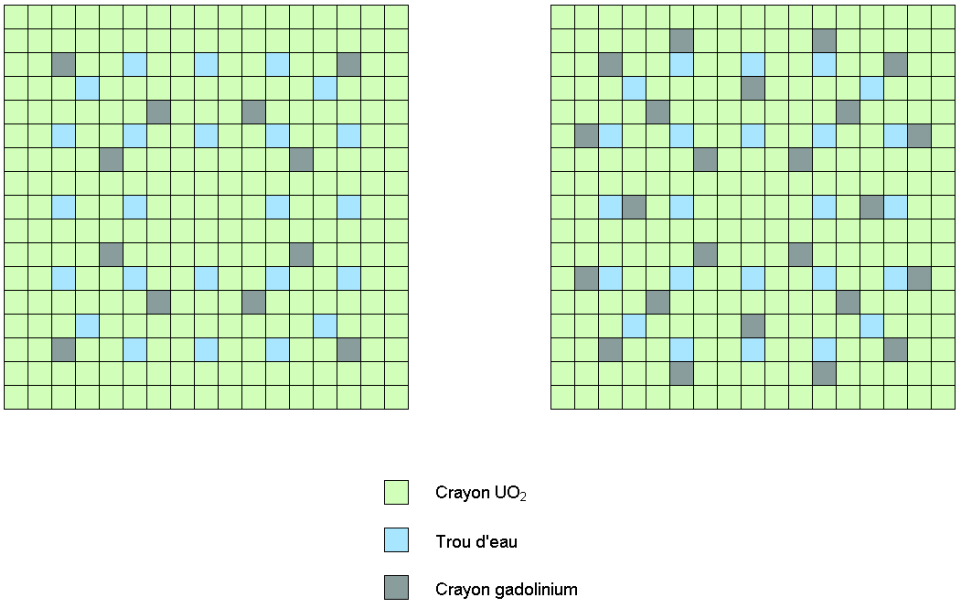

FIG. 6.5 – Assemblages gadoliniés : 12 crayons (à gauche) et 24 crayons (à droite)

Schéma de calcul

En se basant sur les études réalisées aux chapitres 3 et 4, le schéma de calcul utilisé repose sur l'enchaînement des codes APOLLO2.8 et PARIS.

APOLLO2.8 est utilisé pour générer les sections multigroupes. Le calcul d'auto-protection est réalisé avec le maillage énergétique SHEM et la méthode des probabilités de collision. Les sections sont ensuite condensées à 15 groupes pour réaliser les différents calculs de transport avec SNATCH et la méthode des ordonnées discrètes. Les options retenues sont celle du schéma optimisé précédemment :

- P3 pour l'anisotropie du choc
- un polynôme d'ordre 2 pour la décomposition en Garlerkin Discontinu
- S_{16} pour la discrétisation angulaire.

La propagation de l'incertitude sera réalisée avec les matrices de variances-covariances "COMAC".

6.2.4 Préconception cellule

L'objectif est ici d'optimiser l'épaisseur de la sur-gaine des crayons EGERIE (3,7%, 4,2% et 4,95%) par rapport à un crayon cible EPR™ à 4,2% pour les différentes grandeurs d'intérêt. La même étude a été réalisée par rapport à un crayon cible de 4,95% mais ne sera pas reprise dans ce document [73].

L'incertitude expérimentale utilisée pour les calculs de transposition est de 200 pcm.

Résultats sur le k_{eff}

Le calcul sur le crayon EPR à 4.2% donne un k_{eff} de 1.36710 avec une incertitude relative de 518 pcm. Les deux principales réactions contribuant à l'incertitude sont le ν de l'uranium 235 (325 pcm) et la capture de l'uranium 238 (305 pcm). Ces incertitudes sont cohérentes avec les études sur les cellules UOX du chapitre 3.

En conservant le rapport de modération (Tab. 6.1), les réductions d'incertitudes *a posteriori* obtenues sont très bonnes. On constate très peu d'écart entre les différentes cellules.

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur surgaine (mm)	0.60	0.60	0.60
k_{eff}	1.35720	1.37992	1.40654
incertitude k_{eff} en pcm	500	497	496
représentativité	0.9986	0.9990	0.9969
incertitude *a posteriori* en pcm (incertitude expérimentale 200 pcm)	194	195	200

Tab. 6.1 – Calcul de la représentativité et de la transposition en conservant le rapport de modération pour l'EPR™ à 4.2%

L'optimisation de la sur-gaine pour les différents crayons (Tab. 6.2) donne des réductions d'incertitudes *a posteriori* très similaires. Entre les différentes teneurs, l'épaisseur obtenue est différente. En effet, une épaisseur de sur-gaine plus grande diminue le rapport de modération, ce qui réduit la thermalisation des neutrons et augmente les probabilités de capture de l'uranium 238. Cet effet permet également de jouer sur la sur-gaine pour compenser une différence d'enrichissement. Néanmoins, en comparant avec les résultats précédents, on constate que l'impact de l'épaisseur de la sur-gaine reste assez faible sur la réduction d'incertitude *a posteriori*.

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur sur-gaine (mm)	0.64	0.57	0.45
k_{eff}	1.35143	1.38301	1.42400
incertitude k_{eff} en pcm	503	495	486
représentativité	0.9986	0.9991	0.9973
incertitude *a posteriori* en pcm (incertitude expérimentale 200 pcm)	193	195	200

Tab. 6.2 – Optimisation de la représentativité aux k_{eff} pour l'EPR™ à 4.2%

Résultats sur le rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235

Le rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 vaut 0.53 avec une incertitude relative de 1.25 %. Cette incertitude est causée par la capture de l'uranium 238 avec une composante de 1.21 %.

La conservation du rapport de modération donne de très bonnes représentativités (Tab. 6.3) entre les différents types de crayons. Néanmoins, la réduction d'incertitude est assez faible à cause d'une incertitude expérimentale élevée.

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur surgaine (mm)	0.60	0.60	0.60
C8/F5	0.52	0.49	0.46
incertitude C8/F5 en %	1.30	1.31	1.32
représentativité	0.9991	0.9992	0.9984
incertitude *a posteriori* en % (incertitude expérimentale 2 %)	1.08	1.08	1.08

Tab. 6.3 – Calcul de la représentativité et de la transposition en conservant le rapport de modération

Les résultats avec la méthode d'optimisation (Tab. 6.4) montre des résultats similaires au cas précédent. En effet, malgré des sur-gaines très différentes, il n'y a pas d'impact sur les résultats ce qui prouve que la sensibilité de cet indice de spectre à l'épaisseur de sur-gaine est faible.

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur surgaine (mm)	0.74	0.53	0.23
C8/F5	0.55	0.49	0.41
incertitude C8/F5 en %	1.32	1.30	1.29
représentativité	0.9992	0.9992	0.9991
incertitude *a posteriori* en % (incertitude expérimentale 2 %)	1.08	1.08	1.09

Tab. 6.4 – Optimisation de la représentativité au rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 pour l'EPR à 4.2%

Les calculs cellules ont permis de montrer le bon fonctionnement de la méthode. Les résultats obtenus ne sont pas différents de l'approche classique à cause d'une faible variation de la représentativité par rapport à l'épaisseur de la sur-gaine. De plus, la grande similitude entre les crayons fait qu'une simple conservation du rapport de modération suffit à obtenir d'excellents résultats.

6.2.5 Calculs assemblages

Afin de ne pas surcharger le document et également parce que les conclusions sont similaires entre les différents types d'assemblages, seuls les résultats de représentativités obtenus sur l'assemblage avec 12 crayons gadoliniés seront présentés dans le corps du texte [75]. Les grandeurs d'intérêt étudiées seront le k_{eff} et le rapport de fission entre le centre de l'assemblage et un coin. Nous n'étudierons plus le rapport de la capture de l'uranium 238 sur la fission de l'uranium 235 car il possède une sensibilité très faible par rapport aux données géométriques.

Trois approches différentes seront retenues :

- une en prenant la sur-gaine calculée en conservant le rapport de modération et en déterminant l'épaisseur des tubes guides de la même façon
- une en prenant l'épaisseur de sur-gaine optimisée précédemment et en optimisant l'épaisseur des tubes guides
- une en optimisant à la fois l'épaisseur de la sur-gaine et celle des tubes guides.

Résultats sur le k_{eff}

Le calcul sur l'assemblage avec 12 crayons gadoliniums de l'EPR donne un k_{eff} de 1.23183 avec une incertitude associée de 513 pcm. Les différentes optimisations donnent des résultats très différents en terme d'épaisseur pour le tube guide. Néanmoins, on constate que les incertitudes *a posteriori* sont similaires entre les trois approches. Cette similitude prouve que la sensibilité du k_{eff} par rapport à l'épaisseur du tube guide est très faible. De ce fait, l'étude de cette grandeur d'intérêt par rapport à ce paramètre ne nécessite pas l'utilisation des différentes méthodes d'optimisation mises en place.

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur sur-gaine combustible (mm)	0.60	0.60	0.60
épaisseur sur-gaine tube guide (mm)	2.02	2.02	2.02
k_{eff}	1.22718	1.25937	1.29825
incertitude k_{eff} en pcm	490	487	485
représentativité	0.9986	0.9986	0.9963
incertitude *a posteriori* en pcm (incertitude expérimentale 200 pcm)	195	196	200

TAB. 6.5 – Résultats sur le k_{eff} des assemblages en conservant le rapport de modération

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur sur-gaine (mm)	0.60	0.60	0.60
épaisseur sur-gaine tube guide (mm)	2.22	1.80	0.76
k_{eff}	1.22572	1.26056	1.30600
incertitude k_{eff} en pcm	493	486	479
représentativité	0.9987	0.9986	0.9964
incertitude *a posteriori* en pcm (incertitude expérimentale 200 pcm)	194	197	202

TAB. 6.6 – Résultats sur le k_{eff} des assemblages en conservant le rapport de modération du combustible et en optimisant l'épaisseur du tube guide

	UOX 3.7%	UOX 4.2%	UOX 4.95%
épaisseur sur-gaine (mm)	0.64	0.57	0.45
épaisseur sur-gaine tube guide (mm)	1.74	2.17	2.85
k_{eff}	1.22344	1.26067	1.30845
incertitude k_{eff} en pcm	492	486	479
représentativité	0.9987	0.9986	0.9966
incertitude *a posteriori* en pcm (incertitude expérimentale 200 pcm)	195	197	201

TAB. 6.7 – Résultats sur le k_{eff} des assemblages en prenant la sur-gaine optimisée pour le combustible et en optimisant l'épaisseur du tube guide

Résultats sur le rapport de puissance entre le centre de l'assemblage et le coin

Le calcul de la nappe de puissance de l'assemblage avec 12 crayons gadolinium de l'EPR™ montre le creusement du flux créé par les différents crayons gadolinium (Tab. 6.8). Cette nappe présente aussi une remontée du flux pour les crayons à proximité des tubes guides.

Le rapport entre le centre de l'assemblage et le coin donne une valeur de 1,06 pour une incertitude totale due aux données nucléaires de 0.022%. Cette très faible valeur montre que, pour la puissance fine dans un assemblage neuf, les données nucléaires impactent très peu le calcul. Cette faible valeur est en accord avec les valeurs de sensibilités qui n'excèdent pas 10^{-3} pour l'uranium 235 et 238. Ces valeurs sont d'ailleurs de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à celles obtenues par ces mêmes isotopes sur le k_{eff}. L'étude de représentativité ne présente donc pas un réel intérêt car aucune réduction ne sera possible. En effet, nous avons vu que l'incertitude *a posteriori* dépend du ratio entre l'incertitude de mesure (l'ordre du pour cent) et l'incertitude des données nucléaires (l'ordre de la dizaine de pcm) qui ici vaut plusieurs milliers.

								0,99
							0,95	0,98
						0,19	0,92	0,98
					-	1,01	0,99	1,01
				1,07	1,11	1,11	1,06	1,04
			-	1,00	1,07	-	1,11	1,06
		1,04	0,99	0,20	0,99	1,11	1,09	1,07
	1,05	1,06	1,05	0,98	1,04	1,11	1,09	1,07
1,05	1,05	1,09	-	1,07	1,10	-	1,12	1,08

TAB. 6.8 – Nappe de puissance pour l'assemblage (partie N-E) avec 12 crayons gadolinium pour un EPR™ à 4,2%

Conclusion

Ce chapitre a présenté une méthode innovante d'optimisation d'un programme expérimental sur deux aspects. Le premier est de prendre en compte la notion de représentativité et de transposition lors de la phase de conception. Cette approche plus générale a tendance à être utilisée sur les programmes de types RNR où il n'y a pas de cohérence géométrique [7]. Néanmoins, ces études se limitent généralement à des optimisations de la représentativité. La méthode présentée dans ce chapitre, optimise directement l'incertitude *a posteriori* [8].

Le second aspect intéressant est de regarder ces grandeurs comme des fonctions des paramètres à évaluer. Cette approche permet de déterminer facilement la configuration permettant d'obtenir la transposition optimale et cela de manière automatique. Une fois les jeux de données initiaux écrits, la plate-forme réalise tous les calculs nécessaires pour l'obtention de l'extremum recherché.

Cette recherche de maximum a initialement été étudiée sur une simple cellule UOX. Cette étude a mis en avant la difficulté d'approcher la sensibilité exacte à l'aide d'un développement en polynôme. Pour résoudre ce problème, une méthode du premier ordre par itérations successives a été utilisée pour obtenir les paramètres technologiques d'intérêt.

L'utilisation de cette méthode sur le cas concret de la conception préliminaire des caractéristiques géométriques des configurations du programme EGERIE a montré qu'il était possible de déterminer facilement les paramètres recherchés. Néanmoins, sur ce type de configuration, une approche classique conservant essentiellement le rapport de modération est suffisante de part la très forte similitude entre les crayons combustible de l'expérience et du réacteur. Cette étude a néanmoins permis de valider la méthode et montrer la faible incertitude des rapports de puissance sur la traverse d'un assemblage UOX neuf.

7. Les programmes rapides utilisent des plaquettes et/ou des réglettes pour représenter des aiguilles.

8. Nous avons montré dans ce chapitre le fait que l'optimum de la représentativité ne correspond pas nécessairement à celui de l'incertitude *a posteriori*

Chapitre 7

La représentativité globale

Ce chapitre introduit la notion de représentativité globale. Cette quantité, contrairement à la représentativité classique, permet de travailler simultanément sur plusieurs grandeurs d'intérêt. Le système de poids introduit dans sa définition laisse le choix au physicien de prioritiser une grandeur d'intérêt ou bien de laisser les incertitudes cibles de l'application industrielle piloter ce choix. Une méthode de maximisation dérivant du chapitre précédent a été mise en place et appliquée à l'étude d'une cellule de réacteur à haut taux de conversion. Cette étude avec des degrés de liberté variables permet d'analyser la nécessité de la fabrication d'un nouveau combustible pour l'étude de tels réacteurs. Si l'étude sur le k_{eff} a montré la nécessité de faire fabriquer du nouveau combustible, la conclusion est différente sur l'étude du taux de conversion de l'uranium 238.

Introduction

La notion de représentativité permet de ramener l'étude d'un programme expérimental à un scalaire. Ce scalaire caractérise la cohérence du programme étudié à un concept industriel donné pour une grandeur d'intérêt fixée. Le fait que les études de représentativité s'intéressent à un seul type de grandeur d'intérêt à la fois peut être considéré comme une forme de limitation.

Une innovation de l'approche serait de pouvoir étudier simultanément un ensemble de quantités d'intérêt. La notion de représentativité globale que nous allons introduire dans ce chapitre permet cet exercice. Elle repose sur l'utilisation de différentes représentativités classiques et de poids à leur associer. Ces derniers permettent de hiérarchiser les différentes grandeurs étudiées.

Ce chapitre va d'abord décrire cette nouvelle approche ainsi que ses avantages et inconvénients. On présentera ensuite une adaptation de la méthode de maximisation du chapitre précédent appliqué à cette représentativité globale. On illustrera cette approche grâce à l'étude d'optimisation d'une cellule de type MOX dans EOLE qui soit la plus représentative possible d'un concept à haut facteur de conversion actuellement à l'étude au CEA.

7.1 Définition et utilisation

7.1.1 Définition

Une des limites de la représentativité est le fait de traiter une seule grandeur d'intérêt à la fois. La représentativité globale, définie comme une somme quadratique de différentes représentativités classiques (Eq. 7.1), permet d'en traiter plusieurs de manière simultanée. Ce choix permet de travailler avec un scalaire encore compris entre 0 et 1.

$$\boxed{r_g^2 = \sum_i \beta_i r_i^2} \tag{7.1}$$

Avec :

- $\sum_i \beta_i = 1$
- r_i la représentativité pour la réponse i
- r_g la représentativité globale.

En fonction du choix des différents poids (β_i), il sera possible d'optimiser une configuration pour une grandeur d'intérêt donnée tout en gardant l'information apportée par les autres.

Le choix de ces poids peut être fait de deux façons :

- de manière arbitraire
- en utilisant les incertitudes cibles sur les paramètres analysés.

La première consiste à laisser le physicien choisir les poids. Il peut alors, en fonction des objectifs du programme, optimiser une grandeur par rapport à une autre.

La seconde, plus physique, prend en compte les contraintes du concept industriel. En effet, chaque nouveau concept de réacteur doit répondre à des exigences de performance ou de sûreté dont les principaux paramètres sont caractérisés par des incertitudes cibles (ϵ_{ci}) qu'il faut atteindre. Ces incertitudes cibles, connues *a priori*, peuvent servir de poids lors de la recherche de maximum sur plusieurs paramètres intégraux. L'idée est ainsi de comparer cette incertitude cible à l'incertitude propagée des données nucléaires (ϵ_{pi}) afin d'orienter l'optimisation sur les grandeurs pertinentes. On peut donc définir les (β_i) de la façon suivante :

$$\beta_i = \frac{\frac{\epsilon_{pi}^2}{\epsilon_{ci}^2}}{\sum_k \frac{\epsilon_{pk}^2}{\epsilon_{ck}^2}} \tag{7.2}$$

Cette approche globale permet de ramener l'étude d'une configuration à un scalaire, la faiblesse se trouve dans le fait qu'elle ne permet pas de connaître l'incertitude *a posteriori* des différentes grandeurs d'intérêt. Pour l'évaluer, il est nécessaire de réutiliser l'approche classique qui a été introduite dans les chapitres précédents.

Comme pour cette dernière, on mettra en place une méthode de paramétrisation de la représentativité pour maximiser la valeur globale recherchée.

7.1.2 Méthode de maximisation

L'approche de maximisation repose une fois de plus sur un développement au premier ordre de la sensibilité. Pour chaque grandeur d'intérêt k, on peut écrire :

$$\boldsymbol{S_k}(\boldsymbol{p}) = \boldsymbol{A_{0,k}} + \sum_{i=1}^{l} \boldsymbol{A_{i,k}} p_i$$

En injectant ces différents vecteurs de sensibilité dans l'équation 7.1 et en utilisant un raisonnement similaire à celui du chapitre précédent, on obtient :

$$\boxed{r_g^2(\boldsymbol{p}) = \sum_k \beta_k \frac{(n_{0,k} + \sum_{i=1}^{n} n_{i,k} p_i)^2}{d_{0,k} + \sum_{i=1}^{n} (d_{i,k} p_i + d_{ii,k} p_i^2 + \sum_{j=i+1}^{n} d_{ij,k} p_i p_j)}} \tag{7.3}$$

Avec :

- $n_{i,k} = \boldsymbol{S}_r^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{i,k}}$ avec $i \in [0,1]$
- $d_{ij} = 2(\boldsymbol{S}_r^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}_r)(\boldsymbol{A_{i,k}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{j,k}})$ avec $i, j \in [0,1]$
- $d_i = 2(\boldsymbol{S}_r^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S}_r)(\boldsymbol{A_{i,k}}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{A_{0,k}})$ avec $i \in [0,l]$.

La recherche du maximum de $r_g(\boldsymbol{p})$ se ramène à déterminer celui de $r_g^2(\boldsymbol{p})$. Pour obtenir ce dernier, il est possible d'écrire l'équation 7.3 sous la forme suivante :

$$r_g^2(\boldsymbol{p}) = \sum_k \beta_k \frac{N_k^2(\boldsymbol{p})}{D_k(\boldsymbol{p})} \tag{7.4}$$

En dérivant $r_g^2(\boldsymbol{p})$ par un paramètre donné p_m, on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(r_g^2(\boldsymbol{p}))}{\partial p_m} &= \sum_k \frac{\partial}{\partial p_m}(\beta_k \frac{N_k^2(\boldsymbol{p})}{D_k(\boldsymbol{p})}) \\
\frac{\partial(r_g^2(\boldsymbol{p}))}{\partial p_m} &= \sum_k \beta_k \frac{N_k(\boldsymbol{p})}{D_k^2(\boldsymbol{p})}(2D_k(\boldsymbol{p})\frac{\partial N_k(\boldsymbol{p})}{\partial p_m} - N_k(\boldsymbol{p})\frac{\partial D_k(\boldsymbol{p})}{\partial p_m}) \\
\frac{\partial(r_g^2(\boldsymbol{p}))}{\partial p_m} &= \sum_k \beta_k \frac{N_k(\boldsymbol{p})}{D_k^2(\boldsymbol{p})} Q_{k,m}(\boldsymbol{p})
\end{aligned}$$

Où $Q_{k,p}(\boldsymbol{p})$ correspond à une forme quadratique équivalente à celle introduite dans le système 6.16. La recherche de $\boldsymbol{p_{opti}}$ se ramène alors à la résolution d'un système constitué de

polynômes d'ordres élevés [1]. Ce système ne possédant pas de solution analytique, la recherche de maximum se fait de manière analogue à celle du chapitre précédent. Elle repose sur une évaluation automatique des $\boldsymbol{A}_{i,k}$ qui sont ensuite utilisés pour évaluer l'équation 7.4 et ainsi déterminer le maximum de $r_g^2(\boldsymbol{p})$. La recherche se fait ensuite par itérations successives.

7.2 Application aux réacteurs à haut taux de conversion

Cette section présentera une application de la méthode précédente sur le cas d'un réacteur à haut taux de conversion [76] (HCLWR pour High-Conversion Light Water Reactor). Après une description de ce concept, le benchmark et les résultats seront présentés.

7.2.1 Les concepts HCLWR

Les réacteurs à haut taux de conversion ont eu un regain d'intérêt ces dernières années au CEA [77]. Les objectifs de ce type de réacteur sont variables et principalement associés aux réacteurs de quatrième génération :

- diminuer la consommation d'uranium naturel
- réaliser un stockage dynamique du plutonium
- préserver le vecteur isotopique du plutonium.

Pour parvenir à répondre à ces objectifs, le principe est d'augmenter le taux de conversion de l'uranium 238. Pour ce faire, ces réacteurs reposent sur l'utilisation conjointe d'un combustible MOX très enrichi (plus de 20% en teneur Pu) et d'un réseau hexagonal. L'utilisation d'un réseau hexagonal permet de diminuer le rapport de modération et d'augmenter les captures résonnantes de l'uranium 238. L'utilisation d'une telle teneur en plutonium est nécessaire pour atteindre la criticité du système.

7.2.2 Description du benchmark

Objectifs

L'objectif de ce benchmark est de définir une cellule de type MOX dans le réacteur EOLE. Elle devra être la plus représentative possible d'une cellule type d'un réacteur à haut taux de conversion pour deux grandeurs d'intérêt distinctes :

- le k_{eff}
- le taux de conversion de l'uranium 238.

Le taux de conversion de l'uranium 238 est défini comme le rapport entre la capture de l'uranium 238 et les différentes absorptions du plutonium 239. Pour la définition de la cellule EOLE, deux études seront mises en place.

1. Si n est la dimension du vecteur $\boldsymbol{p}$, l'ordre des polynômes à résoudre est au plus de $4n - 1$.

La première consiste à adapter l'épaisseur de sur-gaine d'un crayon MOX à 8,7% utilisé lors du programme EPICURE et vieilli d'une vingtaine d'années [2]. Cette dimension permettra de conclure quant à la nécessité d'utiliser ou non un nouveau combustible pour la création d'un tel programme.

La seconde consiste à repartir du vecteur isotopique des crayons de l'étude précédente et d'optimiser en même temps l'épaisseur de sur-gaine et la teneur en plutonium. Cette optimisation permettra de déterminer la teneur maximale à atteindre pour être représentatif d'une cellule HCLWR. Dans cette étude, l'idée sera de regarder le gain d'information apporté par de nouveaux crayons comparé aux coûts de fabrication de tels crayons.

Géométrie

La cellule HCLWR (Tab. 7.1 et Tab. 7.2) provient d'études réalisées au CEA. Le vecteur isotopique est issu d'études de scénarios sur les stocks de combustible du parc actuel. Il est représentatif du stock de plutonium formé par le parc francais et disponible en 2016. Cette date est celle du lancement hypothétique des réacteurs à haut taux de conversion dans cette étude. La géométrie (Fig. 7.1) et la teneur en plutonium ont été obtenues par des études d'optimisation de ce concept. Le combustible retenu a une teneur de 21% et est à une température de plus de 900 K. Le rapport de modération d'une telle cellule est de 0,83.

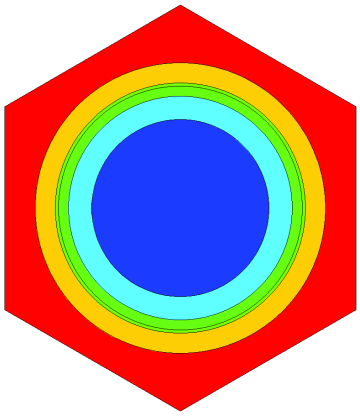

Fig. 7.1 – Géométrie de la cellule HCLWR

La cellule EOLE (Tab. 7.1 et Tab. 7.2) correspond au crayon MOX à 8,7% du programme EPICURE mais avec un vecteur isotopique en plutonium différent de la cellule HCLWR. Il est à température ambiante et entouré d'une sur-gaine en aluminium pour adapter le rapport de modération. Le vecteur isotopique est représentatif du combustible EPICURE vieilli jusqu'en 2012. Cette différence de date engendre une concentration en américium 241 plus importante issue de la décroissance du plutonium 241.

2. Un tel vieillissement correspond à faire le programme à l'heure actuelle.

	HCLWR	EOLE
Combustible	923	312
Gaine	613	293
Sur-gaine		293
Modérateur	584	293

TAB. 7.1 – Température dans les différents crayons (en Kelvin)

	HCLWR	EOLE
^{238}Pu	2.50	1.77
^{239}Pu	54.50	56.20
^{240}Pu	25.80	25.26
^{241}Pu	8.60	3.11
^{242}Pu	7.90	6.62
^{241}Am	1.30	7.04

TAB. 7.2 – Vecteur isotopique du plutonium dans les différents crayons

Schéma de calcul

Le schéma de calcul est celui utilisé au chapitre 3 et sera utilisé pour les calculs d'optimisation du programme EGERIE. Il est basé sur l'utilisation conjointe d'APOLLO2.8 et de PARIS et les calculs sont réalisés à 15 groupes avec les options suivantes :

- P3 pour l'anisotropie du choc
- un polynôme de l'ordre 2 pour la décomposition en Garlerkin Discontinu
- S_{16} pour la discrétisation angulaire.

Pour la propagation de l'incertitude et le calcul de la représentativité, les matrices utilisées sont les suivantes :

- "COMAC" pour l'^{238}U et le ^{239}Pu
- "BOLNA" pour le reste des isotopes.

Comme pour les différents calculs cellules réalisés dans les chapitres précédents, il est nécessaire de modifier les géométries de calcul par rapport à la géométrie réelle. Elles correspondent (Fig. 7.2) à des carrés imbriqués dans des carrés. Au vue des différentes symétries, seul un quart de la cellule est modélisé.

Cette modification de géométrie a déjà été étudiée pour les cellules EPICURE. Pour les cellules cylindriques dans un réseau héxagonal, ce changement n'a pas été quantifié.

Pour le quantifier, différents calculs avec le schéma SHEM-MOC ont été réalisés. La différence pour la cellule HCLWR introduit un biais de 200 pcm sur le facteur de multiplication. Cette faible différence apparaît aussi sur les profils de sensibilités du k_{eff} (Fig.7.3). En effet, la sensibilité sur le ν du ^{239}Pu montre des différences inférieures au pour cent. Cette sensibilité étant la plus

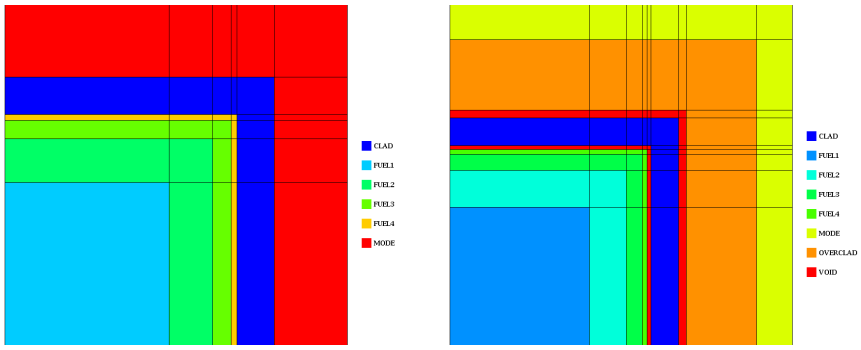

FIG. 7.2 – Géométrie de calcul : HCLWR (à gauche) et EOLE (à droite)

importante dans les différentes cellules, on peut conclure que la simplification géométrique n'introduit pas de biais significatif dans les résultats.

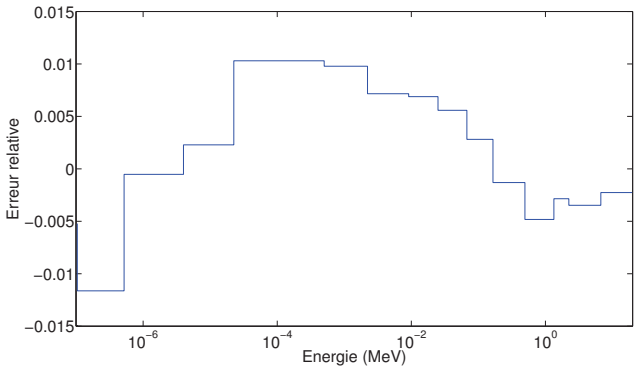

FIG. 7.3 – Différence de sensibilité sur le ν de ^{239}Pu pour les différentes géométries de la cellule HCLWR

7.2.3 Résultats

Optimisation de l'épaisseur de sur-gaine

Dans ce paragraphe, trois approches différentes seront utilisées. La première consiste à adapter la sur-gaine pour conserver le rapport de modération. La seconde approche consiste à optimiser les grandeurs d'intérêt séparément en utilisant la méthode du chapitre précédent. La dernière façon est d'optimiser la représentativité globale en prenant un poids de 0.5 pour chaque grandeurs d'intérêt. Dans chaque cas, le combustible a une teneur en plutonium de 8.7%.

Les résultats sur le facteur de multiplication (Tab. 7.3) montrent une faible valeur de représentativité (inférieure à 0.9) liée aux différences dans les vecteurs isotopiques du plutonium et les teneurs associées entre les deux cellules. La décomposition de l'incertitude montre l'importance de l'uranium 238, des plutoniums 239 et 241 et de l'oxygène 16. D'importantes différences apparaissent sur l'uranium 238 et le plutonium 241. Pour l'uranium 238, la valeur plus élevée

dans EOLE est causée par la différence de quantité d'uranium entre les deux cas (teneur en plutonium deux fois plus faible dans EOLE). La différence sur le plutonium 241 est causée par la différence de teneur et de vecteur isotopique entre les deux cellules.

La seconde partie du tableau 7.3 montre que les deux méthodes d'optimisation donnent des résultats équivalents et supérieurs à ceux de l'approche classique. L'approche optimisée permet une réduction de 100 pcm de plus sur l'incertitude *a posteriori*.

		HCLWR	Approche classique	Représentativité optimisée	Représentativité globale optimisée
Incertitude (pcm)	total	1347	1182	1409	1417
	^{235}U	8	23	31	31
	^{238}U	407	611	758	762
	^{239}Pu	917	898	1069	1075
	^{240}Pu	138	126	115	115
	^{241}Pu	771	246	340	343
	^{242}Pu	112	81	82	82
	^{241}Am	30	154	135	125
	^{16}O	419	330	339	339
	^{1}H	52	48	42	42
Epaisseur de sur-gaine (cm)			0.129	0.163	0.164
Représentativité au k_{eff}			0.8617	0.8947	0.8946
Incertitude expérimental (pcm)			200	200	200
Incertitude *a posteriori* sur la cellule HCLWR			710	625	625

Tab. 7.3 – Résultats sur le facteur de multiplication

Le travail sur le taux de conversion du ^{239}Pu (Tab. 7.4) montre des incertitudes deux fois plus élevées sur cette grandeur d'intérêt. Les deux isotopes ayant la plus forte contribution sont l'^{238}U et le ^{239}Pu. Comme sur le k_{eff}, des différences sur la propagation de l'incertitude apparaissent entre les approches. L'incertitude est plus élevée sur les cas optimisés car le rapport de modération est plus faible et donc le spectre plus rapide. Ce durcissement augmente la valeur du taux de conversion en plutonium 239.

Les cas optimisés donnent des meilleurs résultats sur la représentativité. Néanmoins, malgré une représentativité plus élevée que sur le k_{eff}, la réduction d'incertitude est moindre. Cette différence est due au rapport $\frac{\delta E_i^2}{\varepsilon_1^2}$ dans l'équation 2.17. Pour le k_{eff}, ce rapport est de l'ordre de 0,03 tandis qu'il est de 0,5 sur ce cas. Cette différence montre l'importance d'avoir des incertitudes expérimentales faibles lors des calculs de transposition. Cet aspect sera détaillé dans le prochain chapitre.

Cette étude avec un seul paramètre donnent des résultats équivalents pour les deux optimisations. Cette similitude signifie que les deux grandeurs d'intérêt ont leur maximum pour

		HCLWR	Approche classique	Représentativité optimisée	Représentativité globale optimisée
Incertitude (pcm)	total	2709	2335	2809	2801
	^{235}U	2	7	7	7
	^{238}U	2107	1965	2208	2203
	^{239}Pu	1691	1237	1727	1720
	^{240}Pu	56	113	53	53
	^{241}Pu	131	49	52	52
	^{242}Pu	59	70	51	51
	^{241}Am	24	151	96	97
	^{16}O	61	37	39	39
	^{1}H	92	121	110	110
Epaisseur de sur-gaine			0.129	0.165	0.164
Représentativité au C8/A9			0.9833	0.9974	0.9974
Incertitude expérimentale (%)			3	3	3
Incertitude *a posteriori* sur la cellule HCLWR			2159	1982	1985

Tab. 7.4 – Résultats sur le taux de conversion de l'uranium 238

une épaisseur de sur-gaine équivalente. L'approche globale possède néanmoins l'avantage d'être plus rapide. En effet, si on quantifie le temps de calcul en nombre de "calculs complexes" [3], on constate que la méthode globale est deux fois plus rapide.

De plus, les résultats montrent qu'en gardant un tel combustible pour l'expérience, il ne sera pas possible d'avoir une incertitude *a posteriori* inférieure à 625 pcm. L'objectif de la seconde étude est d'ajouter un degré de liberté supplémentaire et de quantifier le gain apporté sur l'incertitude *a posteriori*.

Optimisation de la sur-gaine et de la teneur en plutonium simultanément

Ce second paragraphe traite de l'optimisation avec deux paramètres : l'épaisseur de sur-gaine et la teneur en plutonium du crayon EOLE. Il permet de voir quel serait l'intérêt de refaire des crayons et le gain potentiel que cela engendrerait. Cependant, cette approche reste un cas d'école car on suppose que le vecteur isotopique du crayon EOLE est conservé. Cette hypothèse n'est pas réaliste car elle reviendrait à reprendre le crayon actuel et à lui ajouter du plutonium avec le même vecteur.

L'optimisation sur le k_{eff} abouti à une épaisseur de sur-gaine de 0.123 cm et une teneur en plutonium de 24,6%. On constate que ces nouvelles valeurs sont très proches d'un cas où

3. Un "calcul complexe" correspond à l'évaluation du flux direct ou adjoint ou de l'importance généralisée.

		k_{eff}	Taux de conversion ^{238}U
Incertitude (pcm)	total	1227	2647
	^{235}U	10	2
	^{238}U	348	2037
	^{239}Pu	1043	1683
	^{240}Pu	151	60
	^{241}Pu	353	43
	^{242}Pu	103	46
	^{241}Am	155	99
	^{16}O	333	48
	^{1}H	52	85
Représentativité		0.9353	0.9983
Incertitude expérimentale		200 pcm	3 %
Incertitude *a posteriori* sur la cellule HCLWR		518	2034

TAB. 7.5 – Résultats pour l'optimisation avec deux paramètres

on aurait une teneur identique avec le cas réacteur (21%) et un rapport de modération équivalent. L'écart de teneur résulte de la différence de vecteurs isotopiques entre les deux cellules. Les décompositions en incertitude donnent des valeurs similaires au cas réacteur. Pour le k_{eff}, l'utilisation d'un nouveau combustible entraine un gain significatif sur la réduction d'incertitude.

L'incertitude *a posteriori* sur le taux de conversion a légèrement évolué aussi mais les différences avec la première étude sont assez faibles. L'utilisation d'un nouveau combustible ne serait pas nécessaire pour l'étude seule du taux de conversion de l'uranium 238.

Sur cette optimisation globale, le nombre de "calcul complexe" est de 138. Ce nombre important résulte de deux phénomènes :

- un nombre plus importants de coefficients à calculer pour la décomposition en incertitude
- la restriction faite sur le domaine d'étude lors de l'évaluation du maximum [4].

Conclusion

Ce chapitre a mis en place une quantité permettant d'optimiser simultanément plusieurs grandeurs d'intérêt lors de la phase de conception d'un programme expérimental. Cette quantité nommée représentativité globale revient à optimiser un seul et unique scalaire prenant en compte l'information des différentes grandeurs d'intérêt. Sa définition repose sur les représenta-

4. Iniatlement, le domaine d'étude était restreint pour éviter la divergence de cette méthode. Néanmoins, la restriction au premier ordre a permis d'élargir le domaine de recherche entre deux itérations

tivités classiques auxquelles sont associées différents poids. Deux méthodes ont été présentées pour le choix de ces poids. La première est un choix arbitraire du physicien. La seconde est une estimation prenant en compte les incertitudes cibles du concept industriel étudié dans le programme en cours de conception. Cette seconde approche est à la fois plus physique et plus proche des contraintes de l'application industrielle.

Une seconde partie de ce chapitre a consisté à adapter la méthode de paramétrisation introduite dans le chapitre précédent pour maximiser la représentativité globale par rapport à un certain nombre de paramètres. L'impossibilité d'obtenir une forme analytique de la solution, nous a contraint à mettre en place une méthode directe de recherche de maximum sur la forme paramétrée.

Cette méthode a ensuite été testée sur un cas concret. L'objectif était de définir une cellule EOLE représentative d'une cellule d'un concept HCLWR. Dans les différentes étapes de cette étude, les contraintes ont évolué. Au départ, le vecteur isotopique du plutonium et sa teneur étaient imposés et un seul degré de liberté était disponible. Ce travail a montré qu'en modifiant l'épaisseur de sur-gaine, il était possible d'obtenir une réduction d'incertitude significative sur le taux de conversion du plutonium mais sur le k_{eff} un plafond à 625 pcm est apparu. Cette valeur n'étant pas satisfaisante, un second degré de liberté a été ajouté.

Ce second travail en modifiant à la fois la teneur en plutonium et l'épaisseur de sur-gaine a permis d'obtenir une incertitude *a posteriori* de 518 pcm pour le k_{eff}. L'ajout de ce degré de liberté n'a pas modifié significativement les résultats sur le taux de conversion du plutonium. On peut donc dire que la création d'un nouveau combustible serait nécessaire pour le k_{eff} mais pas pour le taux de conversion.

Dans les deux parties de ce benchmark, nous avons pu constater qu'une méthode d'optimisation globale diminuait le temps d'optimisation des paramètres. De plus, elle aurait pu être utilisée en imposant une valeur maximale de teneur en plutonium. Cette teneur pouvant venir d'un souhait de réduire les coûts de fabrication ou d'une contrainte de sûreté-criticité. Comme pour la partie de l'étude avec une teneur imposée, on aurait obtenu une incertitude *a posteriori* minimale pour les deux grandeurs.

Les méthodes mises en place dans ce chapitre et le précédent permettent les optimisations avec de telles contraintes. Ces études, qui n'ont pas été réalisées dans ce travail, permettraient d'optimiser le coût d'un programme par rapport à l'information directement apportée par ce dernier.

Quatrième partie

Mise en œuvre des bases de données expérimentales pour la transposition

Chapitre 8

La transposition multi-expériences : bases de données et utilisation

Ce chapitre introduit les bases de données expérimentales et leurs utilisations potentielles. Dans le cadre de celle-ci, nous avons présenté le calcul de la réduction d'incertitude et la nécessité de prendre en compte les corrélations entre les configurations. Une méthode d'estimation de ces dernières a été mise en place. Une application de la transposition sur un concept de réacteur à neutrons rapides et différentes expériences intégrales a aussi été réalisée. L'objectif était de quantifier l'impact des incertitudes et corrélations expérimentales. En travaillant avec une expérience seule, on a montré que différentes stratégies d'optimisation de l'incertitude a posteriori apparaissaient en fonction de la valeur du facteur de qualité expérimental[1]*. Le travail sur les corrélations a mis en avant la nécessité de les prendre en compte pour ne pas surestimer le gain d'information. De plus, nous avons montré que l'ajout d'une expérience dans une base existante est un problème nécessitant de prendre en compte de nombreux paramètres.*

Introduction

Les précédents chapitres ont montré l'intérêt d'utiliser des expériences intégrales pour réduire l'incertitude sur un concept industriel. Une difficulté sous-jacente est de disposer de ces expériences. Pour résoudre cette difficulté, il existe ce que l'on nomme des bases de données expérimentales.

Ce chapitre présentera tout d'abord ces bases ainsi que l'intérêt et la prudence à avoir en les utilisant. La seconde partie de ce chapitre introduira une méthode rigoureuse de l'estimation des corrélations. Elle sera ensuite illustrée sur un exemple concret de transposition multi-expériences.

L'objectif de cet exemple est d'étudier séparément l'impact des incertitudes et des corrélations expérimentales lors du processus de transposition. Pour réaliser cette étude, un concept industriel de réacteur à neutrons rapides sera utilisé : le CFV (cœur à faible vidange). Sur ce concept, nous déterminerons le k_{eff} et l'incertitude associée. Nous utiliserons ensuite différentes expériences intégrales pour réduire cette incertitude.

1. Pour rappel, nous avons défini ce facteur comme le rapport entre l'incertitude expérimentale et l'incertitude des données nucléaires sur l'expérience.

8.1 Les bases de données expérimentales

8.1.1 Définition

Une base de données expérimentales contient un ensemble d'expériences intégrales. Ces dernières peuvent être de différentes natures en fonction du domaine d'étude. On peut par exemple citer, l'ICSBEP [38] contenant un ensemble d'expériences dédiées à la criticité. Actuellement, elle contient 549 évaluations représentant 4700 configurations critique, sous-critique et de k_{inf}. La seconde base internationale ayant un intérêt certain dans ce travail est la base IRPHE [78]. Cette dernière est axée "physique des réacteurs" et contient 131 expériences provenant de 47 installation différentes. Cette base contient des mesures de divers paramètres intégraux (k_{eff}, vidange, indice de spectre) sur des réacteurs de types différents (thermique ou rapide par exemple).

Une base de données expérimentales contient les informations suivantes :

- les caractéristiques détaillées de l'expérience (bilan matière, données technologiques, ...)
- la valeur de la mesure avec l'incertitude associée
- un jeu de données permettant le calcul de référence de l'expérience.

Toute ces informations permettent une pérennisation de la connaissance et sont aussi exploitées par les physiciens pour des utilisations diverses :

- le développement de méthodes
- la qualification des outils de calcul
- la réduction d'incertitudes pour des concepts innovants.

Le travail présenté dans ce chapitre s'axera principalement sur ce dernier point.

8.1.2 Utilisation

Comme nous l'avons introduit dans le document, les expériences en maquettes critiques peuvent servir dans l'ajustement et la transposition. Pour obtenir une information complète et pertinente, il est important d'utiliser diverses expériences afin de varier les sources d'informations intégrales. Dans ce cadre, l'utilisation des bases de données expérimentales prend tout son sens.

Néanmoins, lorsque ces méthodes font appel à plusieurs expériences, des termes de corrélation apparaissent entre ces dernières (Eq. 8.1 et chapitre 2). Ces termes peuvent se décomposer en deux parties avec un sens physique différent.

$$\hat{r}_{i,j} = \frac{\boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_j} + \delta E_{i,j}^2}{\hat{\varepsilon}_i \hat{\varepsilon}_j} \tag{8.1}$$

Le premier terme correspond à la corrélation des données nucléaires ($\boldsymbol{S_i}^t \underline{\boldsymbol{D}} \boldsymbol{S_j}$). Il est as-

sez simple à exprimer et est équivalent aux termes de représentativités [2] manipulés dans les précédents chapitres.

Le seconde terme est plus difficile à déterminer. Il correspond à la corrélation existant entre deux expériences. Physiquement, cette corrélation est causée par une technique de mesure similaire et/ou des matériaux partagés entre deux expériences (combustible identique entre deux programmes par exemple). Le plus souvent lors de processus d'ajustement ou de transposition, ce terme est négligé ou est fixé de manière arbitraire. L'objectif des prochains paragraphes est donc d'introduire une méthode rigoureuse pour l'estimer.

8.2 Estimation des incertitudes et des corrélations expérimentales

8.2.1 Estimation des incertitudes expérimentales

Au cours d'une expérience, l'incertitude globale sur la valeur finale peut être divisée en deux parties :

- une incertitude liée à la technique de mesure
- une incertitude technologique.

L'incertitude de la technique de mesure (δE_t) dépend de la méthode utilisée (bruit de fond, statistique de mesure, calibration). Cette partie est assez bien connue et maitrisée pour les techniques de mesure habituelles.

L'incertitude technologique (δE_d) quant à elle englobe toutes les aspects caractérisant une configurations : pas du réseau, teneur, épaisseur de gaine. Ces derniers sont caractérisées par les bilans matière, les tolérances géométriques et les différentes erreurs de positionnement. L'estimation de cette incertitude peut se faire en utilisant une "règle du sandwich" comme pour la propagation sur les données nucléaires. Cette approche a déjà été utilisée dans les travaux de Collins [79] :

$$\delta E_d = \sqrt{\boldsymbol{S_d}^t \underline{\boldsymbol{D}}_{\boldsymbol{d}} \boldsymbol{S_d}} \tag{8.2}$$

Avec :

- $\boldsymbol{S_d}$ la sensibilité de la grandeur intégrale étudiée aux données technologiques
- $\underline{\boldsymbol{D}}_{\boldsymbol{d}}$ la matrice de variance-covariance des données technologiques.

L'estimation rigoureuse de δE_d nécessite une bonne connaissance des dites données technologiques ce qui n'est pas toujours le cas. En effet, il faut non seulement connaitre les variances des différentes grandeurs mais aussi les corrélations entre elles.

2. Rigoureusement, la représentativité correspond à la corrélation aux données nucléaires, ce terme de covariance est seulement le numérateur dans la formule de représentativité.

Une fois ces deux termes calculés, l'incertitude expérimentale totale s'écrit :

$$\boxed{\delta E = \sqrt{\delta E_t^2 + \delta E_d^2}} \tag{8.3}$$

8.2.2 Estimation des corrélations expérimentales

En partant de la formulation précédente, nous avons défini la corrélation expérimentale [80] ($\delta E_{1,2}$) de la façon suivante :

$$\boxed{\delta E_{1,2}^2 = \frac{S_{d1}^t D_d S_{d2} + \delta_{t,12}}{\delta E_1 \delta E_2}} \tag{8.4}$$

Avec :

- $\delta E_{1,2}^2$ la covariance expérimentale entre les deux expériences
- δE_i l'incertitude totale sur l'expérience i
- $\delta_{t,12} = 0$ si la technique de mesure est différente entre les expériences
- $\delta_{t,12} = \delta E_t^2$ si la technique de mesure est identique entre les expériences.

Cette formulation (Eq. 8.4) permet une estimation rigoureuse de la corrélation expérimentale. Elle prend en compte à la fois les aspects liés à la technique de mesure mais aussi ceux liés aux données technologiques. Il faut rester vigilant sur le choix des paramètres technologiques car il est important d'identifier l'intégralité des paramètres commun entre les deux expériences pour ne pas sous-estimer la corrélation.

8.2.3 Effet des corrélations

Pour illustrer l'intérêt de ces corrélations, on démontrera que de ne pas corréler des expériences "identiques" revient à prendre une expérience avec une incertitude expérimentale divisée par $\sqrt{n}$, n étant le nombre d'expériences "identiques".

En partant de l'équation 2.24, démontrons ce résultat pour deux expériences :

$$\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \frac{1}{1 - \hat{r}_{1,2}^2}(\hat{r}_1^2 + \hat{r}_2^2 - 2\hat{r}_1\hat{r}_2\hat{r}_{1,2})$$

Dans ce cas, nous supposerons deux expériences pratiquement identiques mais non corrélées expérimentalement. On a donc :

- $\hat{r}_1 = \hat{r}_2 = \hat{r}$
- $\hat{r} = \dfrac{r\epsilon_E}{\sqrt{\epsilon_E^2 + \delta E^2}}$
- $\hat{r}_{1,2} = \dfrac{\epsilon_E^2}{\epsilon_E^2 + \delta E^2}$
- r la représentativité entre les expériences et le cas réacteur

– ϵ_E l'incertitude propagée des données nucléaires
– δE l'incertitude expérimentale.

$$\begin{aligned}
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \frac{1}{1-\hat{r}_{1,2}^2}(2\hat{r}^2 - 2\hat{r}^2\hat{r}_{1,2}) \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \frac{2\hat{r}^2}{1-\hat{r}_{1,2}^2}(1-\hat{r}_{1,2}) \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \frac{2\hat{r}^2}{1+\hat{r}_{1,2}} \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - 2\frac{\dfrac{r^2\epsilon_E^2}{\epsilon_E^2+\delta E^2}}{1+\dfrac{\epsilon_E^2}{\epsilon_E^2+\delta E^2}} \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \frac{2r^2\epsilon_E^2}{2\epsilon_E^2+\delta E^2} \\
\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} &= 1 - \frac{r^2\epsilon_E^2}{\epsilon_E^2+(\dfrac{\delta E}{\sqrt{2}})^2}
\end{aligned}$$

On obtient alors :

$$\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \hat{r}_f^2$$

Avec :

$$\hat{r}_f = \frac{r\epsilon_E}{\sqrt{\epsilon_E^2+(\dfrac{\delta E}{\sqrt{2}})^2}}$$

Cette nouvelle représentativité $\hat{r}_f$ correspond à l'expérience initiale dont l'incertitude expérimentale a été divisée par $\sqrt{2}$. La démonstration à l'ordre n s'obtient facilement par récurrence.

Dans le cadre d'une utilisation avec de nombreuses expériences, reposant par exemple sur l'utilisation de base de données expérimentales, il devient crucial d'exprimer les termes de corrélations pour ne pas mésestimer l'information apportée.

Pour illustrer l'approche présentée, nous allons réaliser la transposition de plusieurs exemples sur un concept industriel donné : le CFV (cœur à faible vidange).

8.3 Application au cœur à faible vidange

8.3.1 Le CFV

Le CFV est un réacteur à neutrons rapides à caloporteur sodium actuellement développé au CEA [81]. Les études neutroniques de R&D ont été axées sur les effets de vidange sodium. L'utilisation conjointe d'un plénum supérieur en sodium, d'une plaque fertile dans le cœur interne et d'une différence de hauteur fissile entre le cœur interne et externe (Fig. 8.1) a permis d'obtenir un coefficient de vidange sodium négatif.

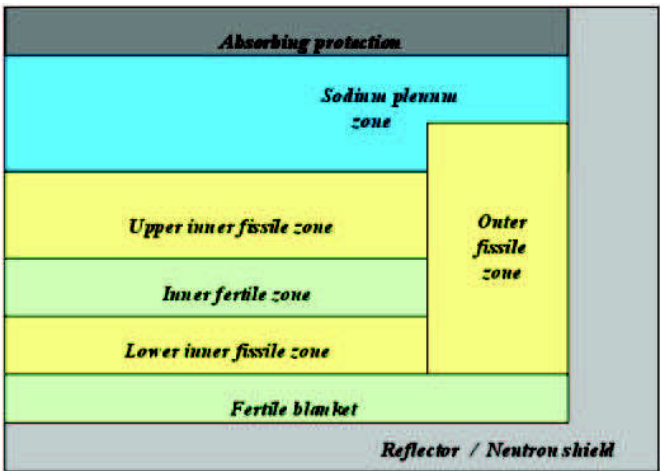

Fig. 8.1 – Coupe du concept CFV

8.3.2 Les expériences

Les expériences intégrales utilisées pour réduire l'incertitude des données nucléaires sur le CFV sont de natures diverses et ont des spectres de neutrons différents. On utilisera donc :

- deux expériences avec des spectres rapides (Pre-Racine-2B et ZPPR-10A)
- une expérience avec un spectre epi-thermique (une cellule de type HCLWR)
- une expérience avec un spectre thermique (un cas MCT de la base ICSBEP).

Pour les cas rapides, nous utiliserons une configuration de référence et une configuration vidangée. Nous allons donc travailler avec six configurations qui vont maintenant être décrites. On gardera à l'esprit que le choix de ces expériences a été réalisé pour mettre en évidence différents effets du processus de transposition. Dans une démarche d'optimisation de l'incertitude *a posteriori*, il faudrait en toute rigueur prendre d'autres configurations afin d'étoffer la base de données.

Pre-Racine

La première expérience rapide utilisée est Pre-Racine-2B [82]. Elle a été réalisée au CEA Cadarache dans le réacteur MASURCA à la fin des années 70. Elle est composée d'un cœur central en combustible MOX entouré par une zone nourricière en uranium 235.

Pour cette expérience, deux configurations seront utilisées. La première, dite de référence (notée PRr dans la suite), correspond au cœur représenté sur la figure 8.2. La seconde configuration, dite vidangée (notée PRv dans la suite), correspond au cœur précédent avec une vidange de la zone centrale.

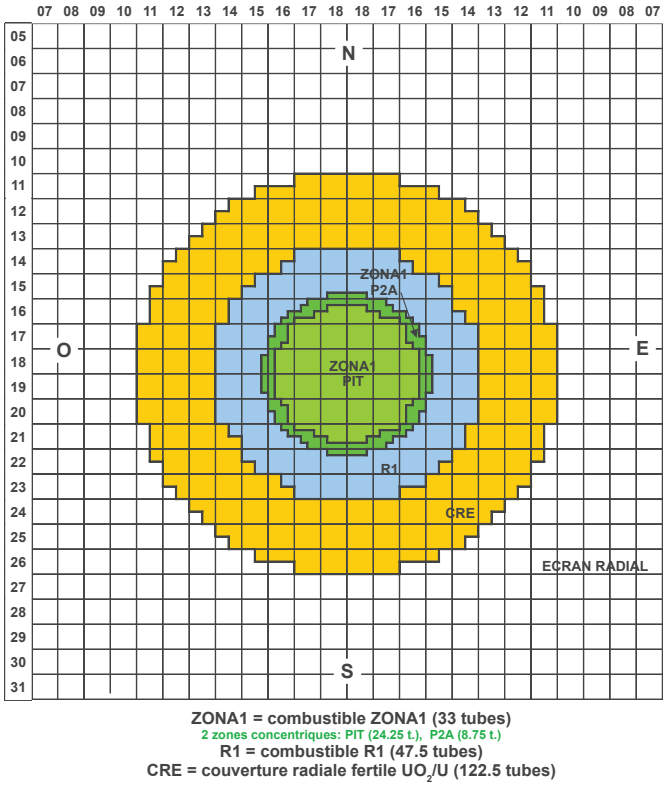

Fig. 8.2 – Coupe XY du cœur Pre-Racine-2B

ZPPR-10A

La seconde expérience rapide utilisée est ZPPR-10A [78] et a été tiré de la base internationale IRPHE. Elle a été réalisée à l'Argonne National Laboratory au début des années 80. Elle est composée d'un cœur entièrement en combustible MOX.

Comme pour l'expérience précédente deux configurations seront utilisées. La première de référence (notée ZPPRr dans la suite), correspond au cœur représenté sur la figure 8.3. La seconde configuration, dite vidangée (notée PRv dans la suite), correspond au cœur précédent avec une vidange des combustibles simple et double colonne de la partie centrale du cœur.

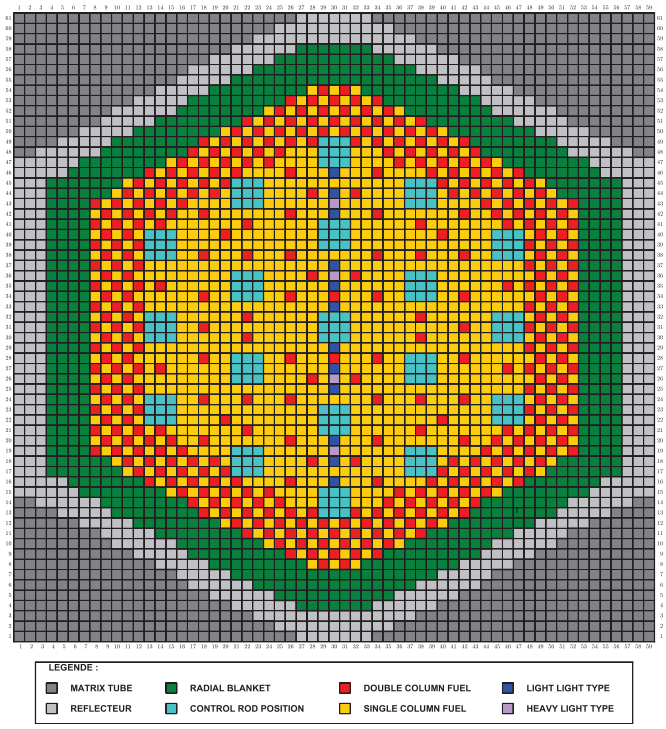

FIG. 8.3 – Coupe XY du cœur ZPPR-10A

Le cas HCLWR

L'expérience épi-thermique utilisée est la cellule HCLWR présentée dans le chapitre 7. Ce crayon ne correspond pas rigoureusement à une expérience mais représente le cas d'un combustible MOX dans un spectre épi-thermique. Un tel crayon correspond à ce qui a été utilisé dans le programme ERASME (combustible MOX avec une teneur plutonium de 11,5%) dans les années 1980 dans le réacteur EOLE du CEA Cadarache.

Le cas MCT

L'expérience thermique est extraite de la base internationale de criticité ICSBEP [38]. Il s'agit de la configuration MIX-COMP-THERM-001 (noté MCT dans la suite) correspondant au cas d'un combustible MOX (19,7% de teneur massique en plutonium) dans un spectre thermique. Il est composé d'un réseau de 605 crayons (Fig. 8.4) avec un pas de 0,95 cm et un combustible d'une épaisseur de 0,51 cm. Le rapport de modération d'une telle cellule est de 3.

8.3.3 Le schéma de calcul

Pour déterminer les sensibilités au k_{eff} des différents cas, deux schémas de calcul ont été utilisés. Chaque schéma repose sur la bibliothèque JEFF3.1.1 [59] (Joint Evaluated Fission and

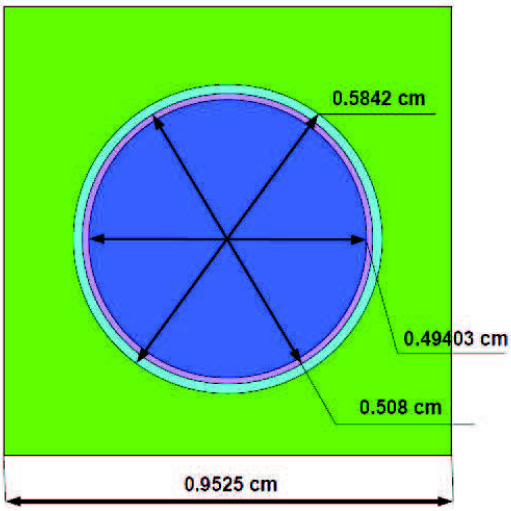

Fig. 8.4 – Cellule MCT utilisée

Fusion) et utilise la théorie des pertubations au premier ordre pour le calcul des sensibilités. Les matrices de covariances utilisées sont de type COMAC à 33 groupes.

Pour les cas rapides (CFV, PR et ZPPR), le schéma de calcul repose sur l'enchainement des codes ECCO et PARIS. Il est découpé en différentes étapes :

- le calcul d'auto-protection avec ECCO à 1968 groupes en utilisant la méthode des sous-groupes
- le calcul de flux en P_{ij} à 1968 groupes avec ECCO
- la condensation des sections à 33 groupes
- le calcul du flux direct et adjoint à 33 groupes avec PARIS
- le calcul des sensibilités à 33 groupes avec la théorie des perturbations.

Ce schéma de calcul correspond au schéma qualifié pour les réacteurs à neutrons rapides.

Les deux autres cas (HCLWR et MCT) reposent sur le schéma SHEM-MOC présenté précédemment. Le calcul des sensibilités est réalisé à 281 groupes pour ensuite être condensées sur un maillage à 33 groupes cohérent avec le précédent.

8.4 Résultats

8.4.1 Sensibilités et incertitudes propagées

La comparaison de la sensibilité à la capture de l'uranium 238 et à la fission du plutonium 239 (Fig. 8.5) montrent une bonne cohérence entre les cas ZPPR et CFV pour les deux réactions. Les sensibilités ont des formes similaires avec une valeur absolue légèrement différente. La sensibilité à la capture de l'uranium 238 a une forme similaire aux deux autres expériences mais avec une

différence importante en valeur absolue. Pour la fission du plutonium 239, la sensibilité est très différente entre Pre-Racine et les autres cas.

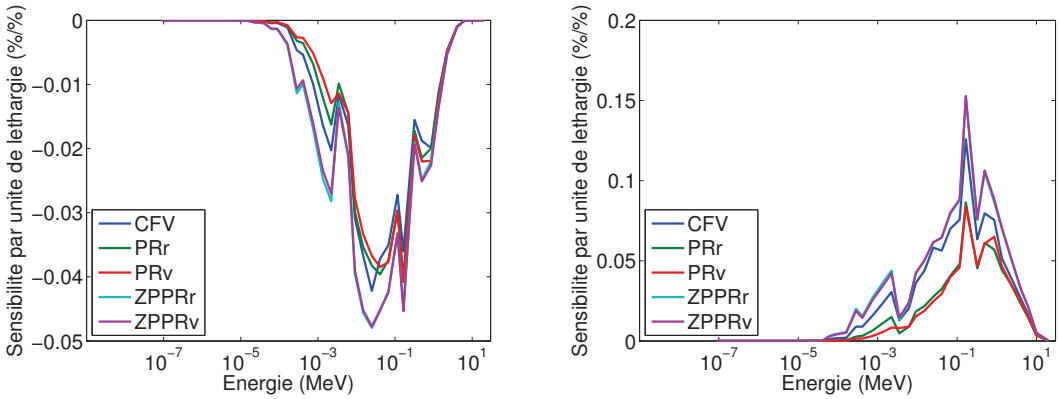

FIG. 8.5 – Sensibilité au k_{eff} de la capture de l'uranium 238 (à gauche) et de la fission du plutonium 239 (à droite) pour les cas rapides

La comparaison entre le cas thermique, epi-thermique et le CFV donne des sensibilités très différentes [3] (Fig. 8.6). Pour la fission du plutonium 239, on voit apparaitre une bosse dans la partie thermique d'autant plus importante que le spectre s'adoucit. Cette conclusion est similaire pour la capture de l'uranium 238 où l'on peut constater un impact significatif des premières résonances de l'uranium 238 sur le cas MCT.

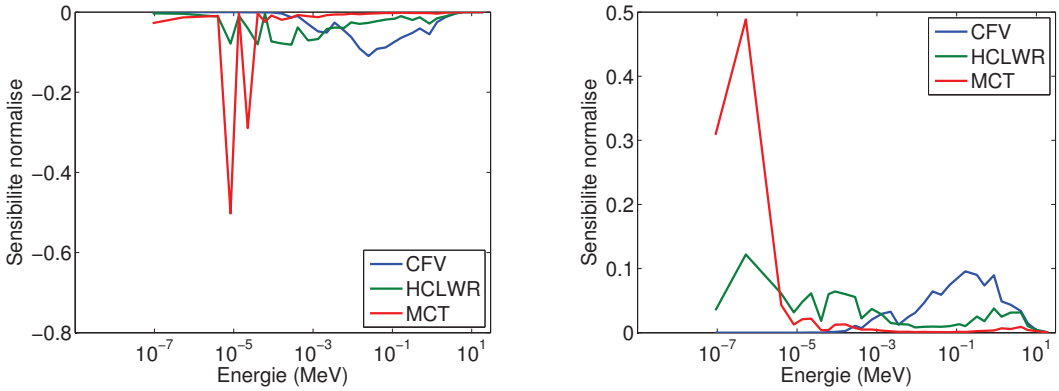

FIG. 8.6 – Sensibilité au k_{eff} de la capture de l'uranium 238 (à gauche) et de la fission du plutonium 239 (à droite) pour les cas thermiques et épithermiques.

La propagation de l'incertitude sur le k_{eff} du CFV donne une valeur de 1395 pcm avec les matrices "COMAC". La décomposition (Tab. 8.1) montre que les deux principaux contributeurs sont le plutonium 239 (1045 pcm) et l'uranium 238 (895 pcm). Le troisième contributeur est le plutonium 240 avec un poids beaucoup plus faible (153 pcm). Les autres isotopes ont des poids

3. Pour plus de lisibilité, les sensibilités ont été normalisées à 1.

en incertitude au plus de l'ordre de 100 pcm.

Isotope	Incertitude (pcm)	Isotope	Incertitude (pcm)
^{56}Fe	106	^{239}Pu	1045
^{16}O	77	^{240}Pu	153
^{23}Na	47	^{241}Pu	90
^{235}U	15	^{242}Pu	46
^{238}U	895	^{241}Am	26

TAB. 8.1 – Décomposition de l'incertitude aux données nucléaires du k_{eff} du CFV (en pcm)

La décomposition de l'incertitude sur les différentes expériences (Tab. 8.2) donne des résultats différents en fonction de l'expérience. Sur Pre-Racine, le contributeur majoritaire est l'uranium 235 avec un poids de 900 pcm. Ensuite, l'uranium 238 et le plutonium 239 avec des poids d'un peu plus de 700 pcm. La grande importance de l'uranium 235 est due au fait que pour cette expérience, de l'uranium 235 a été utilisé dans la zone nourricière.

ZPPR est l'expérience avec la décomposition la plus similaire au cas CFV. On peut noter le plutonium 239 comme contributeur majoritaire (1268 pcm) suivi de l'uranium 238 (914 pcm). Ensuite, le fer arrive avec une incertitude d'un peu plus de 100 pcm comme pour le concept industriel. Cet élément est présent dans l'acier constituant les différentes structures des combustibles du réacteur.

Le cas MOX modéré de la base ICSBEP présente une importante différence entre le premier contributeur (le plutonium 239 avec 1170 pcm) et le second (l'uranium 238 avec 143 pcm). Cette différence entre les deux premiers contributeurs apparaît aussi sur le cas HCLWR.

	CFV	PRr	PRv	ZPPRr	ZPPRv	HCLWR	MCT
Total	1395	1366	1381	1570	1579	905	1181
Premier contributeur	^{239}Pu 1045	^{235}U 907	^{235}U 926	^{239}Pu 1268	^{239}Pu 1273	^{239}Pu 805	^{239}Pu 1170
Second contributeur	^{238}U 895	^{238}U 715	^{238}U 726	^{238}U 914	^{238}U 923	^{238}U 275	^{238}U 143
Troisième contributeur	^{240}Pu 153	^{239}Pu 710	^{239}Pu 707	^{56}Fe 117	^{56}Fe 116	^{241}Pu 207	^{240}Pu 41

TAB. 8.2 – Décomposition de l'incertitude du k_{eff} aux données nucléaires pour les différentes expériences (en pcm)

8.4.2 Transposition avec une seule expérience

La tranposition au CFV des différentes expériences requiert le calcul des représentativités associées (Tab. 8.3). On note des valeurs très importantes entre les configurations de référence et vidangée d'un même programme. Le programme ZPPR possède une très bonne représentativité

avec le CFV. Le programme Pre-Racine et la cellule HCLWR possèdent une représentativité moindre (0,7 pour le premier et 0,45 pour le second). Le cas de la criticité n'est pas du tout corrélé (0,071).

Ces valeurs de représentativité sont cohérentes avec les différentes décompositions en incertitudes. En effet, les cas les plus représentatifs correspondent à ceux où la décomposition des incertitudes,*a fortiori* les sensibilités, est la plus similaire.

	CFV	PRr	PRv	ZPPRr	ZPPRv	HCLWR	MCT
CFV	1	0.691	0.686	0.976	0.977	0.469	0.071
PRr	0.691	1	0.999	0.726	0.727	0.324	0.045
PRv	0.686	0.999	1	0.717	0.718	0.305	0.04
ZPPRr	0.976	0.726	0.717	1	1	0.51	0.081
ZPPRv	0.977	0.727	0.718	1	1	0.503	0.079
HCLWR	0.469	0.324	0.305	0.51	0.503	1	0.423
MCT	0.071	0.045	0.04	0.081	0.079	0.423	1

TAB. 8.3 – Représentativité entre les différentes expériences et le CFV

Pour le calcul de l'incertitude *a posteriori* du CFV, trois incertitudes expérimentales différentes ont été utilisées :

- 10 pcm modélisant le cas d'une expérience "parfaite" en terme de mesure
- 200 pcm modélisant la mesure réaliste d'un k_{eff} du fait des incertitudes technologiques
- 1000 pcm modélisant une incertitude expérimentale équivalente à celle des données nucléaires.

Cette dernière valeur de 1000 pcm est importante et peu réaliste pour un k_{eff} mais est représentative de la mesure d'autres grandeurs d'intérêt. Par exemple, pour l'étude d'un indice de spectre, l'incertitude expérimentale est équivalente à celle des données nucléaires.

Le calcul avec une incertitude expérimentale réaliste (Tab. 8.4) donne une très bonne incertitude *a posteriori* avec l'expérience ZPPR. Pre-Racine et la cellule HCLWR donnent une réduction d'incertitude relativement faible. On peut noter que le cas de la criticité ne réduit pas l'incertitude.

L'utilisation d'une expérience caractérisée par une très faible incertitude n'amène pas d'amélioration significative de la réduction *a posteriori*. En effet, on note que les différents cas tendent vers une valeur limite. Cette dernière est différente pour chaque cas et dépend de la valeur de représentativité. Elle vaut $\epsilon\sqrt{1-r^2}$ avec ϵ l'incertitude *a priori* sur le cas réacteur. Cette formule découle de l'équation 2.17 du chapitre 2 où l'on a fait tendre δE vers 0.

L'utilisation d'une incertitude expérimentale importante dégrade toutes les valeurs. Elle est plus importante sur le cas ZPPR que sur les deux autres. Cette différence s'explique sur la figure 2.1 montrant que dans le cas d'une représentativité plus élevée, l'incertitude *a posteriori* devient plus sensible à l'incertitude expérimentale. Ces résultats mettent en avant l'importance

d'optimiser simultanément la mesure de l'expérience et sa représentativité.

	δE (en pcm)		
	10	**200**	1000
PRr	1008	**1018**	1158
PRv	1015	**1024**	1160
ZPPRr	304	**349**	792
ZPPRv	298	**343**	788
HCLWR	1232	**1240**	1324
MCT	1391	**1392**	1393

TAB. 8.4 – Incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} du CFV avec les différentes expériences pour différentes incertitudes expérimentales

8.4.3 Transposition avec plusieurs expériences

Les différentes corrélations expérimentales sont estimées à partir de l'équation 8.4 avec les hypothèses suivantes :

- la même technique de mesure a été utilisée dans tous les cas
- seules les incertitudes sur les concentrations ont été propagées
- le combustible est supposé identique entre les configurations de référence et vidangée
- le combustible est supposé identique entre le cas HCLWR et MCT.

Les corrélations entre les différentes expériences (Tab. 8.5) donnent une valeur minimale de 0,05. Cette valeur correspond au poids de la technique de mesure supposée identique. On note une parfaite corrélation entre les cas de référence et vidangé à la fois pour Pre-Racine et ZPPR. La corrélation entre HCLWR et MCT est de 0,75. Cette valeur montre que l'utilisation d'un même combustible entre deux expériences engendre d'importantes corrélations.

	PRr	PRv	ZPPRr	ZPPRv	HCLWR	MCT
PRr	1	1	0.05	0.05	0.05	0.05
PRv	1	1	0.05	0.05	0.05	0.05
ZPPRr	0.05	0.05	1	1	0.05	0.05
ZPPRv	0.05	0.05	1	1	0.05	0.05
HCLWR	0.05	0.05	0.05	0.05	1	0.75
MCT	0.05	0.05	0.05	0.05	0.75	1

TAB. 8.5 – Corrélations expérimentales entre les différentes expériences

Pour étudier l'effet de ces corrélations, une matrice identité est utilisée pour simuler un cas sans corrélations expérimentales. Le tableau 8.6 donne les incertitudes *a posteriori* en combinant les différentes expériences précédentes. Les valeurs bleues correspondent au cas avec les

corrélations réelles tandis que les valeurs noires sont celles en négligeant les corrélations expérimentales.

Ce tableau apporte différentes informations. Tout d'abord, l'impact des corrélations expérimentales est d'autant plus faible que l'incertitude des expériences associées est faible. Cette première remarque s'explique par le fait que lors du processus de transposition, on somme les covariances expérimentales et celles aux données nucléaires. Par conséquent, c'est le terme ayant le plus de poids qui pilotera l'incertitude *a posteriori*.

La seconde remarque est que l'utilisation de deux expériences pleinement corrélées ne réduit pas l'incertitude. Si on prend l'exemple des configurations ZPPR, il n'y a pas de différences entre l'utilisation des deux configurations en même temps et celle de la configuration vidangée seule. De plus, on peut dire qu'il est d'autant plus difficile d'améliorer un résultat lorsqu'une des expériences est très représentative et avec une faible incertitude expérimentale. Cette remarque s'observe principalement en comparant l'incertitude *a posteriori* en utilisant toutes les configurations et celle de ZPPR vidangé seul.

Le dernier résultat observable sur ce tableau est le fait que de ne pas corréler deux configurations qui le sont pleinement (par exemple ZPPRr et ZPPRv) revient à prendre une seule expérience avec une incertitude plus faible [4].

Expériences sélectionnées	Incertitude expérimentale δE		
	10	**200**	1000
PRr and PRv	1000 1000	**1010** **1006**	1157 1103
ZPPRr and ZPPRv	298 298	**343** **323**	786 633
PRr and ZPPRr	302 302	**349** **348**	760 754
HCLWR and MCT	1216 1216	**1224** **1224**	1306 1310
PRr and HCLWR	941 941	**953** **953**	1121 1117
PRr, PRv, ZPPRr et ZPPRv	265 265	**329** **317**	754 614
Toutes les expériences	264 264	**320** **316**	744 612

TAB. 8.6 – Incertitude *a posteriori* sur le k_{eff} du CFV en utilisant plusieurs expériences

4. Cet effet a été démontré précédemment

Conclusions

Ce chapitre a introduit la notion de base de données expérimentales. Après avoir présenté leur intérêt, nous avons mis en avant la nécessité de déterminer les termes de corrélations existant entre les expériences. Une méthode reposant sur la séparation des effets de mesure et technologique a d'ailleurs été mise en place. Cette dernière a ensuite été appliquée à un cas concret de transposition.

L'étude réaliste sur le CFV et différentes expériences intégrales, a mis en évidence les effets des incertitudes et corrélations lors du processus de transposition [5] :

- Pour la transposition avec une seule expérience, la stratégie d'optimisation de l'expérience à utiliser est différente en fonction de la valeur du coefficient de qualité expérimental $\delta E/\varepsilon_E$. Pour des valeurs bien inférieures à 1, il est surtout nécessaire de travailler à avoir des expériences représentatives car dans ce cas, l'incertitude *a posteriori* est proche de sa valeur limite. Pour des qualités d'expériences plus élevées, il est intéressant d'optimiser les aspects neutroniques (représentativité) et expérimentaux (incertitude de l'expérience) en même temps.
- Pour la transposition avec plusieurs expériences, on a montré que l'impact des corrélations expérimentales dépend fortement de l'incertitude des différentes expériences. En effet, lors du processus de transposition, le terme de corrélation globale prend en compte la covariance aux données nucléaires et celle expérimentale. C'est donc la plus importante des deux qui pilote la corrélation totale.

De plus, cette étude a montré qu'en toute logique lors du processus de transposition, c'est l'expérience avec la meilleure représentativité et la plus faible incertitude expérimentale qui pilote essentiellement la réduction d'incertitude. De ce fait, pour optimiser la réduction d'incertitude en ajoutant une expérience, il est nécessaire de prendre en compte simultanément :

- la représentativité des différentes expériences
- l'incertitude expérimentale des différentes expériences
- les corrélations entre les différentes expériences.

Une méthode permettant de prendre en compte directement ces différents aspects est en cours de finalisation et est présentée dans l'annexe C.

5. Seul la réduction d'incertitude *a posteriori* a été étudiée dans ce chapitre, les perspectives seraient de compléter cette étude avec une transposition des (C-E).

Conclusions et perspectives

Conclusions

Les programmes expérimentaux dans les maquettes critiques jouent un rôle essentiel dans :

- la réduction des incertitudes sur les paramètres-clés des réacteurs lors de la conception
- la réduction des marges opérationnelles
- l'apport d'éléments déterminants dans les démonstrations de sûreté.

La définition des programmes expérimentaux est par conséquent une question cruciale. Ils continueront à jouer un rôle important dans le futur, s'ils sont conçus, dans une démarche continue d'amélioration des précisions de mesures et de mise au point de nouvelles techniques expérimentales innovantes.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont permis de balayer quelques domaines associés à l'optimisation des phases de conception et de réalisation des programmes expérimentaux, tout en gardant à l'esprit la finalité du travail : l'amélioration de la connaissance sur les données nucléaires et la réduction des incertitudes *a posteriori* sur les paramètres de projet.

Ces travaux ont permis de mettre en évidence :

- l'étude de la propagation des incertitudes des données nucléaires sur les principaux paramètres intégraux (k_{eff}, indices de spectre, distributions de puissance) pour diverses échelles de modélisation spatiale : cellule, assemblage, cœur
- l'impact des schémas de calcul sur les études de sensibilité et de propagation de l'incertitude des données nucléaires ainsi que le développement et la validation d'un schéma optimisé pour les déterminer
- la mise en place de méthodes d'optimisation multi-paramétrées et multi-critères d'optimisation de la représentativité et de la transposition pour la conception des programmes expérimentaux dans les maquettes critiques
- l'estimation et l'impact des corrélations expérimentales lors du processus de transposition.

Ce mémoire a été découpé en quatre parties distinctes.

La première partie introduit, après un état de l'art des méthodes et des enjeux associés aux domaines étudiés dans cette thèse, les concepts de représentativité et de transposition ainsi que les notions de théories des perturbations utilisés dans la suite du document.

La seconde partie est entièrement dédiée à l'étude de la propagation des incertitudes des données nucléaires sur certaines grandeurs intégrales à différentes échelles de modélisation : cellule, assemblage et cœur. Chaque étape a permis de mettre en évidence un phénomène parti-

culier dans la propagation de ces incertitudes, en s'affranchissant des simplifications nécessaires à l'étape suivante : autoprotection, homogénéisation et condensation.

L'analyse des profils de sensibilité a montré, au niveau cellule, la robustesse de leur calcul par rapport à la dégradation des options du schéma de référence. Si l'estimation de la valeur de la grandeur intégrale requiert un calcul raffiné, l'estimation des profils (*a fortiori* de la représentativité) peut être réalisée à l'aide d'un schéma simplifié. Autrement dit, le biais lié au schéma de calcul est négligeable pour l'estimation des incertitudes. Les conclusions sont identiques pour le calcul d'assemblage. Plus important, cette simplification permet d'accélérer voire même de converger certains calculs. En effet, le calcul des profils de sensibilité des distributions de puissance dans les géométries "'cœur complet"' a montré la difficulté de convergence des importances généralisées.

Les résultats des calculs de sensibilité et de propagation des incertitudes au niveau assemblage, UOX ou MOX, empoisonné ou non, sont très similaires à ceux obtenus au niveau cellule : les incertitudes propagées sont du même ordre de grandeur et les contributeurs majoritaire sont identiques.

L'étude réalisée au niveau cœur a mis en évidence des différences notoires sur les incertitudes propagées. Si les incertitudes sur les k_{eff} sont du même ordre de grandeur sur les cœurs UOX (900 MWe, N4 et GEN-3) que sur les assemblages de même type, l'étude du cœur MOX GEN-3 a montré une diminution d'une centaine de pcm. Au niveau des contributeurs majoritaires, certaines tendances apparaissent, notamment l'importance croissante des sections efficaces de diffusion inélastique de l'uranium 238 et de l'élastique de l'oxygène. Cette importance croît d'ailleurs avec la taille du réacteur modélisé.

L'étude de l'incertitude propagée sur les distributions de puissance des cœurs constituent un point totalement nouveau. En particulier, il a été identifié une bascule très claire de la contribution de ces sections efficaces à l'incertitude au niveau des assemblages. Les incertitudes totales propagées sont très importantes et atteignent jusqu'à 14% en centre-cœur du cas MOX. Ces dernières sont peut être liées à la SVP (séparation des valeurs propres) de ces cœurs. Une étude plus approfondie de ce point reste à faire et est évoquée dans les perspectives.

Les études de propagation des incertitudes ont également permis de mettre en évidence l'importance du choix des matrices de variance-covariance des données nucléaires. Cet impact se retrouve à deux niveaux : le calcul de l'incertitude sur la grandeur intégrale (pour laquelle l'écart peut être de l'ordre de plusieurs centaines de pcm) et, dans une moindre mesure, l'estimation du facteur de réduction d'incertitude *a posteriori* sur le paramètre de projet lors de l'étape de transposition. La représentativité est peu impactée par le choix de la matrice, pour autant que les vecteurs de sensibilité soient assez proches. Au niveau cœur, l'impact de la matrice de variance-covariance est fondamentale sur les résultats de propagation d'incertitudes sur les distributions de puissance. En effet, les études réalisées ici montrent une réduction d'un facteur 2 sur l'incertitude propagée entre les matrices "BOLNA" et l'évaluation récente du SPRC ("COMAC").

La troisième partie est consacrée à l'étude puis à la mise en place de méthodes innovantes d'aide à la conception de configurations dans les maquettes critiques, prenant en compte la représentativité mais surtout l'incertitude *a posteriori* de la cible visée (ici, une configuration représentative d'un REP de GEN-III) dès la phase de conception du programme. Deux méthodes, aux objectifs différents, ont été implémentées dans la plate-forme PARIS :

- la première repose sur la paramétrisation de la sensibilité en fonction de paramètres technologiques représentant les degrés de liberté de la configuration : enrichissement, pas du réseau, épaisseur des surgaines. Cette approche permet d'optimiser de manière itérative le choix des paramètres macroscopiques de l'expérience. Cette méthode a été testée avec succès sur la conception préliminaire des assemblages du programme EGERIE dans EOLE. L'étude appliquée à un cas REP, a permis de valider la méthode, par comparaison à l'approche traditionnelle d'ajustement simple du rapport de modération.
- La seconde méthode est quant à elle multi-paramétrée : elle permet de prendre en compte différents grandeurs intégrales d'intérêt simultanément à travers un seul terme (la représentativité globale). Cette méthode multi-paramétrée a ensuite été couplée à la méthode de paramétrisation des sensibilités, les différents poids associés à chacun des paramètres étant une donnée d'entrée laissée au choix de l'utilisateur. Cette méthode permet de sélectionner le ou les paramètres intégraux qui vont piloter la recherche des optimaux. Elle a été testée sur un cas particulier : la conception, pour un programme éventuel dans EOLE, d'une cellule élémentaire de type MOX représentative d'une cellule à haut facteur de conversion (HCLWR). Les résultats de cette étude ont montré la pertinence de cette approche par rapport à une approche classique, en particulier la possibilité de figer certains paramètres (la teneur minimum en Pu représentative) permettant probablement de réduire les coûts de fabrication de nouveaux combustibles.

La dernière partie s'est intéressée à certaines problématiques associées à l'utilisation des bases de données expérimentales dans l'assimilation des données, et la transposition. Un travail d'estimation des corrélations expérimentales (c'est-à-dire entre grandeurs intégrales issues d'un même programme ou de programmes différents) a été effectué et leur impact lors du processus de transposition ou d'ajustement a été examiné. L'application concrète de leur prise en compte sur l'étude de propagation des incertitudes et de transposition de programmes "rapides" réalisés dans MASURCA et ZPPR au concept CFV (cœur à faible vidange) actuellement à l'étude pour le démonstrateur technologique ASTRID, a permis de tester la méthode mise en place pour l'estimation des incertitudes et de démontrer leur importance, au même titre que les covariances sur les données nucléaires.

Ce travail a permis de balayer un large domaine de l'utilisation et de la conception des expériences dans les maquettes critiques s'intégrant dans la démarche de VVQ& UQ [6] de qualification des codes. Les études menées ici permettent dès à présent d'entreprendre les travaux d'optimisation d'un programme expérimental, et de vérifier *a priori* son apport dans les bases de données expérimentales de qualification.

6. vérification, validation, qualification et quantification de l'incertitude.

Perspectives

Si ces travaux de thèse ont répondu à bon nombre de questions restées jusqu'ici en suspend et permis de mettre en place des méthodes innovantes d'aide à la conception, les pistes d'améliorations et de développements numériques restent encore nombreuses.

Au niveau des études de propagation des incertitudes, les effets de bascule des nappes de puissance dans les cœurs REP méritent des études complémentaires afin d'étudier un possible effet lié à la séparation des valeurs propres (SVP), très importante dans les grands cœurs. Historiquement, cet effet a été identifié dans les réacteurs à neutrons rapides, mais apparaît également dans les réacteurs à eau.

Au niveau des calculs de représentativité et de transposition, il reste à prendre en compte :

- l'effet des fuites, en particulier les fuites radiales, dans la maquette critique. En effet, si les assemblages peuvent être considérés, en première approximation, comme en milieu infini dans un "vrai" cœur, les dimensions réduites d'un cœur expérimental crééent un gradient radial non négligeable dans un assemblage disposé au centre d'une configuration. Les calculs complémentaires à mener doivent étendre la conception à la configuration complète, en prenant par exemple en compte également le spectre de la zone nourricière à l'interface comme paramètre ajustable dans le processus d'optimisation.
- les effets de méthodes et de biais de calcul dans la transposition. On a montré que le calcul des profils de sensibilité est très résistant à une dégradation du schéma de calcul, il n'en va pas de même pour la grandeur intégrale calculée, surtout si le schéma de calcul utilisé pour l'interprétation du programme expérimental n'est pas identique à celui utilisé pour les études de conception ou d'exploitation.

Au niveau des modèles d'optimisation et des méthodes développées dans cette thèse, l'étape suivante serait d'utiliser des méthodes telles que le recuit simulé ou les réseaux de neurones pour :

- dans le cas d'assemblages REL zonés, placer les crayons de manière optimale dans un assemblage, notamment si, comme dans le cas du programme BASALA, les teneurs ne sont pas identiques
- dans le cas des rapides, et en particulier du futur programme GENESIS dans MASURCA, utiliser ces méthodes pour optimiser le nombre et le positionnement des absorbants afin d'être le plus représentatif possible de la SVP dans le cœur CFV d'ASTRID. Ce point reste un défi actuellement non résolu par les méthodes traditionnelles.

Ces deux méthodes statistiques ont déjà été utilisées pour le calcul optimum des plans de chargement dans les réacteurs [83]. Néanmoins, une des premières limitations de cette approche est la taille de la base d'apprentissage nécessaire pour générer les réseaux. Une étude particulière pourrait être menée à ce sujet.

Au niveau de la définition rigoureuse des bases de qualification et de leur prise en compte

dans les processus de ré-assimilation des données et de transposition, les travaux menés ici ont montré l'importance fondamentale des covariances entre expériences intégrales dans ces processus. Une première étude à mener serait d'estimer, puis de prendre en compte, les corrélations expérimentales dans les bases de données de criticité, à l'aide de la méthode décrite dans la troisième partie de cette thèse. Cette base existe (ICSBEP) et est actuellement utilisée au CEA pour les études de qualification du formulaire CRISTAL.

L'estimation de l'incertitude sur les paramètres neutroniques n'est qu'une première étape dans le développement de méthodes et d'outils génériques multi-filières. Une fois ce processus finalisé, il faudra ensuite s'intéresser au couplage multi-physiques et à la propagation des incertitudes associées.

Bibliographie

[1] CEA. *Les réacteurs nucléaires expérimentaux.* CEA Saclay, 2012.

[2] P. Fougeras, J.P. Hudelot, D. Rippert, F. Mellier, P. Blaise, M. Antony, and N. Huot. The place of EOLE, MINERVE and MASURCA facilities in the R&D and training Activities of the CEA. In *PHYTRA*, 2007.

[3] T. Trucano, W. Oberkampf, and C. Hirsch. Verification, validation and predictive capability in computational engineering and physics. *Applied Mechanics Reviews*, 7 :5, 2004.

[4] A. Santamarina, C. Collignon, and C. Garat. French calculation schemes for light water reactor analysis. In *PHYSOR*, 2004.

[5] K. Ivanov, M. Avramova, S. Kamerow, I. Kodeli, E. Sartori, E. Ivanov, and O. Cabellos. *Benchmarks for Uncertainty Analysis in Modelling (UAM) for the Design, Operation and Safety Analysis of LWRs. Volume I : Specification and Support Data for Neutronics Cases (Phase I).* NEA, 2013.

[6] T. Blyth, M. Avramova, K. Ivanov, E. Royer, E. Sartori, O. Cabellos, H. Feroukhi, and E. Ivanov. *Benchmarks for Uncertainty Analysis in Modelling (UAM) for the Design, Operation and Safety Analysis of LWRs. Volume II : Specification and Support Data for the Core Cases (Phase II).* NEA, 2013.

[7] D.G. Cacuci and M. Ionescu-Bujor. A Comparative Review of Sensitivity and Uncertainty Analysis of Large-Scale Systems II : Statistical Methods. *Nuclear Science and Engineering*, 147 :204–217, 2004.

[8] M. Ionescu-Bujor and D.G. Cacuci. A Comparative Review of Sensitivity and Uncertainty Analysis of Large-Scale Systems I : Deterministic Methods. *Nuclear Science and Engineering*, 147 :189–203, 2004.

[9] H. Rief. Generalized monte carlo perturbation algorithms for correlated sampling and a second-order taylor series approach. *Annals of Nuclear Energy*, 11 :455–476, 1984.

[10] X-5 Monte Carlo Team. *MCNP - A General N-particle Transport Code, version 5 - Volume I :Overview and Theory.* Los Alamos National Laboratory, 2003.

[11] W. Zwermann, L. Gallner, M. Klein, B. Krzykacz-Hausmann, I. Pasichnyk, A. Pautz, and K. Velkov. Status of XSUSA for Sampling Based Nuclear Data Uncertainty and Sensitivity Analysis. In *Wonder*, 2013.

[12] M.L. Williams. *CRC Handbook of Nuclear Reactors Calculations*, chapter Perturbation theory for nuclear reactor analysis, pages 63–188. CRC.

[13] B.C. Kiedrowski and F.B. Brown. Methodoloy, verification and performance of the continuous-energy nuclear data sensitivit capability in MCNP6. In *M&C*, 2013.

[14] L.N. Usachev. In *Proceduring International Conference on Peaceful Uses of Nuclear Energy*, 1955.

[15] A. Gandini. A generalized perturbation method for bilinear functional of the real and adjoint neutron fluxes. *Journal of Nuclear Energy*, 21 :755–765, 1967.

[16] A. Gandini, G. Palmiotti, and M. Salvatores. Equivalent generalized perturbation theory (EGPT). *Annals of Nuclear Energy*, 13 :109–114, 1986.

[17] W.M. Stacey. Variational Estimates of Reactivity Worths and Reaction Rate Ratios in Critical Nuclear Reactors. *Nuclear Science and Engineering*, 48 :444, 1972.

[18] E. Greenspan and Y. Karni. Spectral Fine-Structure Effects on Material and Doppler Reactivity Worths. *Nuclear Science and Engineering*, 69 :169–190, 1979.

[19] P. Blaise, S. Cathalau, and P. Fougeras. Adjoint Flux Spectral Fine Structure Effects on the SPT-Sensitivity Coefficients Calculations. In *M&C*, 1999.

[20] A. Sargeni and A. Santamarina. A formulation of a reactivity variation for taking into account spatial and energy collapsing. *Annals of Nuclear Energy*, 32 :89–99, 2005.

[21] A. Sargeni, G.B. Bruna, and A. Santamarina. An extension of the Generalized Perturbation Theory for spatial and energy collapsing. *Annals of Nuclear Energy*, 38 :656–664, 2011.

[22] F. Rahnema. Internal Interface Pertubations in NNeutron Transport Theory. *Nuclear Science and Engineering*, 86 :76–90, 1984.

[23] J.A. Favorite and K.C. Bledsoe. Eigenvalue sensitivity to system dimensions. *Annals of Nuclear Energy*, 37 :522–528, 2010.

[24] M.L. Williams, B.L. Broadhead, and C.V. Parks. Eigenvalue sensitivity theory for resonance-shielded cross sections. *Nuclear Science and Engineering*, 138 :177–191, 2001.

[25] K.F. Raskach. A Technique for Accounting Multigroup Cross-Section Interdependence in Sensitivity Calculations. *Nuclear Science and Engineering*, 170 :196–206, 2012.

[26] V.V. Orlov. Problems of Fast Reactor Physics Related to Breeding. *Atomic Energy Review*, 184 :989–1077, 1980.

[27] G. Palmiotti and M. Salvatores. Use of integral experiments in the assessment of large liquid-metal fast breeder reactor, basic design parameters. *Nuclear Science and Engineering*, 87 :333–348, 1984.

[28] G. Aliberti, W.S. Yang, and R.D. McKnight. Use of Covariance Data to Select Experiments Relevant to Target Systems for GNEP. *Nuclear Data Sheets*, 109 :2745–2751, 2008.

[29] P. Blaise, P. Fougeras, and S. Cathalau. New Developments in Representativity Approach to study Advanced Assembly Concepts in the EOLE Critical Facility. In *Physor*, 2000.

[30] T. Kitada and Y. Inoue. Confirmation of the similarity between critical experiments and real cores by using representativity facto in LWR cell. In *PHYSOR*, 2010.

[31] T.E. Stover and P.J. Turinsky. Experiment optimization to reduce nuclear data uncertainties in support of reactor design. *Nuclear Technology*, 180 :216–230, 2012.

[32] A. Gandini. On transposition of experimental reactor data to reference design. Technical report, Comitato nazionale per la ricerca e per lo sviluppo dell'energia nucleare e delle energie alternative, 1983.

[33] O. Leray, C. Vaglio-Gaudard, J.P. Hudelot, A. Santamarina, G. Noguere, and J. Di-Salvo. Sensitivity and uncertainty analysis applied to the JHR reactivity prediction. In *Physor*, 2012.

[34] J. Di Salvo. *Contribution a l'etude des incertitudes des parametres neutroniques d'un Coeur compact et heterogene : le reacteur d'irradiation Jules Horowitz.* PhD thesis, Universite Louis Pasteur de Strasbourg, 2002.

[35] The working party on International Evaluation Co-operation of the NEA Nuclear Science Commitee. *Assessment of Existing Nuclear Data Adjustement Methodologies.* Nuclear energy agency, 2011.

[36] E. Fort, G. Rimpault, J.-C. Bosq, B. Camous, V. Zammit, E. Dupont, R. Jacqmin, P. Smith, D. Biron, and D. Verrier. Improved performances of the fast reactor calculational system ERANOS-ERALIB1 due to improved a priori nuclear data and consideration of additional specific integral data. *Annals of Nuclear Energy*, 30 :1879–1898, 2003.

[37] K.R. Elam and B.T. Rearden. Use of Sensitivity and Uncertainty Analysis to Select Benchmark Experiments for the Validation of Computer Codes and Data. *Nuclear Science and Engineering*, 145 :196–212, 2003.

[38] *ICSBEP. International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project Handbook.* NEA, 2012.

[39] J.J. Wagschal. How important are response-parameter correlations ? *Nuclear Data Sheets*, 109 :2880–2884, 2008.

[40] G. Breit and E. Wigner. Capture of Slow Neutrons. *Physical Review*, 49 :519–531, 1936.

[41] R. Barjon. *Physique des réacteurs nucléaires.* Imprimerie Lienhart, 1993.

[42] J. Lewins. *Importance - The Adjoint Function.* Pergamon Press, 1965.

[43] N. Metropolis and S. Ulam. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44 :335–341, 1949.

[44] P. Reuss. *Précis de neutronique.* EDP Science, 2003.

[45] J. Spanier and E.M. Gelbard. *Monte Carlo Principles and Neuron Transport Problems.* Dover publications, 2008.

[46] M. Coste-Delclaux. *Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2.* PhD thesis, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2006.

[47] E.E. Lewis and W. Miller. *Computational methods of neutron transport.* Wiley, 1984.

[48] A. Hebert. *Applied Reactor Physics.* Presses internationales polytechnique, 2009.

[49] R. LeTellier. *Développement de la méthodes des caractéristiques pour le calcul réseau.* PhD thesis, Montreal, 2006.

[50] J.P. Both. Tripoli4 - A three dimensional polykinetic particle transport Monte Carlo code. In *SNA*, 2003.

[51] R. Sanchez. APOLLO II : a user oriented, portable, modular code for multigroup transport assembly calculations. *Nuclear Science & Engineering*, 100 :352–362, 1988.

[52] N. Hfaiedh and A. Santamarina. Determination of the optimised shem mesh for neutron transport calculation. In *M&C*, 2005.

[53] C. Mounier. Communication personnelle.

[54] P. Blaise, J.F. Vidal, and A. Santamarina. Validation of the REL2005 code package on poisoned PWR type assemblies through the CAMELEON Experimental Program. In *ICAPP*, 2009.

[55] A. Santamarina, D. Bernard, P. Blaise, P. Leconte, J.M. Palau, B. Roque, C. Vaglio, and J.F. Vidal. Validation of the new code package APOLLO2.8 for accurate PWR neutronics calcuations. In *M&C*, 2013.

[56] J.F. Vidal, A. Calloo, and P. Blaise. Qualification of APOLLO2.8/JEFF3.1.1 code package for the calculations of PWR plutonium recycling using the EPICURE experiments. In *Physor*, 2010.

[57] P. Blaise and N. Dos Santos. Interpretation of GEDEON1 experiment in Melusine for the validation of gadolinium depletion calculation using the APOLLO2.8/CEA2005V4.1 code package. In *phytra*, 2011.

[58] C. Vaglio-Gaudard. Interpretation of PERLE Experiment for the validation of Iron Nuclear Data Using Monte Carlo Calculations. *Nuclear Science & Engineering*, 166 :89 – 106, 2010.

[59] A. Santamarina, D. Bernard, and Y. Rugama. *The JEFF-3.1.1 to nuclear data library.* NEA, 2009.

[60] G. Rimpault. Algorithmic Features of the ECCO Cell Code for Treating Heterogeneous Fast Reactor Subassemblies. In *Inernational Topical Meeting on Reactor Physics and Computations*, 1995.

[61] L. Gastaldo, R. Le Tellier, C. Suteau, D. Fournier, and J.M. Ruggieri. High-order discrete ordinate transport in non-confirming 2D cartesian meshes. In *M&C*, 2009.

[62] E. Greenspan. *Developments in perturbation theory*, pages 181–268.

[63] L. Bourhrara. Rappel des bases de la théorie de perturbation en vue d'intégration dans le code Apollo3. Technical report, CSSI, 2008.

[64] J. Tommasi. ERANOS manuel des méthodes - applications de la théorie des pertubations avec des solveurs de flux de diffusion et transport Sn en différences finies. Technical report, CEA, 2008.

[65] M.L. Williams. Sensitivity and Uncertainty Analysis for Eigenvalue-Difference Responses. *Nuclear Science and Engineering*, 155 :18–36, 2007.

[66] R. Le Tellier, D. Fournier, and C. Suteau. Reactivity Perturbation Formulation for a Discontinuous Galerkin-Based Transport Solver and Its Use with Adaptative Mesh Refinement. *Nuclear Science and Engineering*, 167 :209–220, 2011.

[67] P. Archier. *Contribution à l'amélioration des données nucélaires neutroniques du sodium pour le calcul des réacteur de génération IV*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.

[68] C. De Saint Jean, B. Habert, D. Bernard, G. Noguere, O. Bouland, O. Litaize, O. Serot, C. Suteau, and J. M. Ruggieri. Improved resonance shape analysis methodology in CONRAD using integral data constraints : case of 239Pu. In *5th Workshop on Neutron Measurements, Evaluations and Applications- NEMEA-5, Ljubljana, Slovenia, October 27-29*, 2008.

[69] G. Noguere and J. Ch. Sublet. A nuclear data oriented interface code for processing applications. *Annals of Nuclear Energy*, 35 :2259 – 2269, 2008.

[70] A. Gandini, M. Petilli, and M. Salvatores. Nuclear Data and Integral Measurement. Correlation for Fast Reactors. Statistical Formulation and Analysis of Methods. The Consistent Approach. In *Symposium of Physics of Fast Reactors*, 1973.

[71] J. Mondot, J.C. Gauthier, P. Chaucheprat, J.P. Chauvin, C. Garzenne, J.C. Lefebvre, and A. Vallée. Epicure : an experimental programme devoted to the validation of the calculational schemes for plutonium recycling in pwrs. In *Physor*, 1990.

[72] C. Mounier. Module SENSIB d'Apollo 2. Technical report, CEA, 1996.

[73] P. Blaise. Communication personnelle.

[74] M. Pfeiffer. EPR Reactor neutron instrumentation. In *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, 2013.

[75] P. Blaise, N. Dos Santos, A. Santamarina, and JC. Bosq. Principle of the EGERIE Experimental Program on Gamma hEating and Response of i,-core Instrumentation in EOLE : Definition, feasibility and costs of the program. Technical report, CEA, 2012.

[76] N. Dos Santos, P. Blaise, and A. Santamarina. A global approach of the representativity concept. application on a high-conversion light water reactor mox lattice case. In *M&C*, 2013.

[77] F. Damian, S. Douce, A. Bergeron, B. Gastaldi, A. Conti, F. Moutin, and D. Pialla. Improuvement of the conversion ration in PWR. In *Physor, Pittsburg, Pennsylvania, May 9-14,*, 2010.

[78] *IRPhE. International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments.* NEA/OECD NEA/NSC/DOC(2006)1, 2009.

[79] P.J. Collins. Experiment information for fast reactors advances in nuclear science and technology. *Advances in Nuclear Science and Technology*, 14 :159–186.

[80] N. Dos Santos, P. Archier, P. Blaise, and A. Santamarina. Impact of mock-up experimental correlations and uncertainties in the transposition process. In *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, 2013.

[81] P. Sciora, D. Blanchet, L. Buiron, B. Fontaine, M. Vanier, F. Varaine, and C. Venard. Low void effect core design applied on 2400 mwth sfr reactor presented at the international congress on advances in nuclear power plants. In *International Congress on Advances in Nuclear Power Plants - ICAPP11 , Nice, France, May 2-6, 2011.*, 2011.

[82] G. Humbert, F. Kappler, M. Martini, G. Norvez, G. Rimpault, B. Ruelle, A. Stanculescu, and W. Scholtyssek. Parametric studies on heterogenous cores for fast breed reactors : The pre-racine and racine experimental programs. *Nuclear Science and Engineering*, 87 :233–251, 1984.

[83] F. Gaudier. *Modélisation par réseaux de neurones. application à la gestion du combustible dans un réacteur*. PhD thesis, ENS Cachan, 1999.

Annexe A

Les cellules MOX

Cette annexe présente les décompositions en incertitude des différents crayons MOX utilisés dans le chapitre 3. Elle montre l'effet de la teneur en plutonium sur l'incertitude propagée.

Introduction

Lors des calculs cellules, l'incertitude de seulement deux crayons MOX a été présentée. Cette limitation était voulue pour ne pas surcharger le texte. Cette annexe présentera l'intégralité des crayons permettant une comparaison entre les différents cas : REP, EPICURE classique et EPICURE vieilli. Ces résultats seront présentés sous forme de trois tableaux

A.1 Les crayons REP

L'augmentation de la teneur en plutonium dans le crayon REP (Tab. A.1) n'a pas d'impact significatif sur l'incertitude totale propagée sur le k_{eff}. Cette augmentation entraine néanmoins un durcissement du spectre comme le montre :

- la diminution de l'incertitude de la fission du plutonium 239
- la diminution de l'incertitude des captures du plutonium 240
- l'augmentation de l'incertitude de la fission du plutonium 241.

Ces effets avaient été expliqués et mis en avant dans le corps du texte. On note aussi une diminution de l'incertitude de l'uranium 238 causée par une diminution de sa concentration entre les différents cas.

isotopes	réactions	REP 3.7%	REP 6.5%	REP 9.8%
^{235}U	totale	24	15	11
	fission	5	3	2
	capture	8	6	5
	ν	22	13	10
^{238}U	totale	250	220	199
	fission	26	24	22
	capture	230	200	179
	ν	94	89	83
^{239}Pu	totale	411	379	346
	fission	281	260	244
	capture	286	263	235
	ν	88	80	73
^{240}Pu	totale	164	153	140
	fission	9	15	22
	capture	163	150	135
	ν	13	20	31
^{241}Pu	totale	215	296	382
	fission	189	275	365
	capture	94	100	106
	ν	39	43	46
^{242}Pu	totale	47	52	55
	fission	11	18	26
	capture	45	48	48
	ν	2	4	5
^{241}Am	totale	32	36	38
	fission	2	3	4
	capture	32	36	38
	ν	1	1	1
^{1}H	totale	46	43	42
	capture	12	7	5
	diffusion	44	43	41
^{16}O	totale	384	387	390
	capture	330	332	333
	diffusion	197	200	203
totale		**677**	**677**	**696**

Tab. A.1 – Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons REP avec "BOLNA"

A.2 Les crayons EPICURE

L'impact de l'augmentation de la teneur en plutonium sur les crayons EPICURE (Tab. A.2) a le même effet que précédemment.

La comparaison avec les crayons vieillis d'une vingtaine d'année (Tab. A.3) montre une augmentation de l'incertitude principalement causée par une augmentation de la contribution de l'américium 241 et du plutonium 239. On note aussi une diminution de la contribution du plutonium 241, ce dernier formant de l'américium 241 par décroissance.

Conclusion

Cette annexe a présenté de manière succincte les différents résultats obtenus pour le cas cellule. Il est intéressant de noter que malgré une différence de teneur importante, les incertitudes liées aux données nucléaires sont similaires.

De plus, bien que prévisible, on note une augmentation de la contribution de l'américium 241 dans l'incertitude totale lorsque le combustible vieilli. Ce point nécessite de bien prendre en compte l'étape de vieillissement lors de la conception d'expérience.

isotopes	réactions	EPICURE 4.3%	EPICURE 7.0%	EPICURE 8.7%
^{235}U	totale	24	15	13
	fission	4	3	2
	capture	8	6	5
	ν	22	14	11
^{238}U	totale	223	197	187
	fission	23	21	20
	capture	205	180	169
	ν	84	79	76
^{239}Pu	totale	394	369	355
	fission	278	258	250
	capture	267	252	241
	ν	85	78	74
^{240}Pu	totale	191	175	166
	fission	9	15	18
	capture	190	173	163
	ν	14	21	26
^{241}Pu	totale	219	291	335
	fission	198	273	317
	capture	83	92	96
	ν	42	45	46
^{242}Pu	totale	42	46	48
	fission	11	17	21
	capture	40	43	43
	ν	2	4	4
^{241}Am	totale	33	37	38
	fission	11	17	21
	capture	40	43	43
	ν	2	4	4
^{1}H	totale	42	40	39
	capture	13	9	7
	diffusion	10	39	38
^{16}O	totale	342	344	345
	capture	304	304	305
	diffusion	158	160	162
^{27}Al	totale	13	14	13
	capture	13	13	13
	diffusion	3	3	4
totale		**642**	**644**	**652**

TAB. A.2 – Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons EPICURE avec "BOLNA"

isotopes	réactions	EPICURE 4.3%	EPICURE 7.0%	EPICURE 8.7%
^{235}U	totale	26	17	14
	fission	5	3	3
	capture	8	6	5
	ν	24	15	13
^{238}U	totale	226	200	189
	fission	26	25	24
	capture	206	178	167
	ν	91	88	86
^{239}Pu	totale	440	414	399
	fission	326	306	297
	capture	280	265	253
	ν	94	86	83
^{240}Pu	totale	199	184	174
	fission	11	17	21
	capture	198	181	171
	ν	15	23	29
^{241}Pu	totale	88	119	138
	fission	81	113	132
	capture	30	33	35
	ν	16	17	18
^{242}Pu	totale	42	47	49
	fission	12	20	24
	capture	40	42	42
	ν	2	4	5
^{241}Am	totale	135	152	157
	fission	10	16	20
	capture	134	151	156
	ν	3	4	5
^{1}H	totale	45	44	44
	capture	13	9	7
	diffusion	43	43	43
^{16}O	totale	356	360	363
	capture	308	310	311
	diffusion	178	184	187
^{27}Al	totale	14	14	14
	capture	14	13	13
	diffusion	4	4	4
totale		**664**	**646**	**637**

TAB. A.3 – Incertitudes propagées des différentes réactions (en pcm) pour les crayons EPICURE vieillis avec "BOLNA"

Annexe B

Les nappes de puissance complètes

Cette annexe reprend les différents résultats obtenus sur le calcul des nappes de puissance sur les cœurs complets.

Introduction

Les résultats présentés dans le chapitre 5 décrivaient les incertitudes sur les traverses de puissances. L'objectif de cette annexe est de présenter les cœurs complets et de mettre en évidence les phénomènes de bascule sur la détermination de l'incertitude en étudiant les contributeurs majoritaire. Ce chapitre sera découpé en quatre sections présentant les résultats de chaque concept étudié.

Sur les différents concepts, les valeurs suivantes seront présentées :

- la nappe de puissance complète du cœur et les incertitudes associées
- la décomposition de l'incertitude sur les principaux contributeurs pour la traverse de puissance
- les traverses des sensibilités de l'élastique de l'oxygéne et de l'inélastique de l'oxygène ainsi que les incertitudes associées pour les matrices "BOLNA" et "COMAC".

B.1 Cœur de type de 900 MWe

Nappe de puissance complète

La nappe de puissance complète du cœur UOX de type 900 MWe (Tab. B.1) présente une couronne d'incertitude minimum (inférieure au pourcent). L'écart en incertitude entre le centre du cœur et la périphérie vaut 8.7%.

Incertitude sur la traverse de puissance

La décomposition en incertitude sur la traverse (Tab. B.2) montre une composante importante de l'élastique de l'oxygène 16 et de l'inélastique de l'uranium 238. Les autres réactions ont des contributions bien inférieures.

valeur inc.				0.81 0.9	0.63 1.3		
			1.07 0.9	0.96 0.2	0.90 1.6	0.59 2.3	
		1.16 2.5	1.12 1.6	1.09 0.3	0.98 1.4	0.90 2.7	
	1.13 3.9	1.14 3.1	1.15 2.0	1.14 0.5	1.12 1.4	1.02 3.0	0.62 3.6
1.08 4.5	1.05 4.3	1.14 3.4	1.09 2.3	1.18 0.5	1.21 1.4	1.04 3.2	0.81 4.2

Tab. B.1 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas 900 MWe

Nappe	1.08	1.05	1.14	1.09	1.18	1.21	1.04	0.81
Incertitude	4.5	4.3	3.4	2.3	0.5	1.4	3.2	4.2
(n,n) ^{16}O	3.8	3.5	2.8	1.9	0.4	1.2	2.7	3.3
(n,n') ^{238}U	2.5	2.3	1.8	1.3	0.3	0.7	1.7	2.3
(n,γ) ^{10}B	0.5	0.5	0.3	0.3	0.1	0.1	0.4	0.6
(n,α) ^{16}O	0.4	0.4	0.3	0.2	0.1	0.1	0.3	0.4
(n,n) ^{1}H	0.4	0.4	0.3	0.2	0.1	0.1	0.3	0.4

Tab. B.2 – Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas 900 MWe

Sensibilité sur la traverse de puissance

Les sensibilités de l'élastique de l'oxygène 16 (Tab. B.4) sont du même ordre de grandeur que celles de l'inélastique de l'uranium 238 (Tab. B.3). On constate qu'avec les matrices "BOLNA", l'incertitude propagée sur l'oxygène est supérieure à celle de l'inélastique de l'uranium 238. Ce résultat est surprenant car cette section est censée être mieux connue. En utilisant les matrices "COMAC", on observe que l'uranium a une contribution supérieure à celle de l'oxygène. Ce résultat est plus en accord avec les connaissances des sections. On peut donc envisager la possibilité d'une surestimation des données de covariances de l'élastique de l'oxygène dans "BOLNA".

Nappe	1.08	1.05	1.14	1.09	1.18	1.21	1.04	0.81
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-1.5	-1.4	-1.1	-0.8	-0.2	0.4	1.0	1.4
Incertitude "Bolna" (en %)	2.5	2.3	1.8	1.3	0.3	0.7	1.7	2.3
Incertitude "COMAC" (en %)	1.3	1.2	1.0	0.7	0.2	0.4	0.9	1.3

Tab. B.3 – Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas 900 MWe

Nappe	1.08	1.05	1.14	1.09	1.18	1.21	1.04	0.81
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-2.7	-2.6	-2.1	-1.5	-0.4	0.8	2.0	2.7
Incertitude "Bolna" (en %)	3.8	3.5	2.8	1.9	0.4	1.2	2.7	3.3
Incertitude "COMAC" (en %)	0.4	0.4	0.3	0.2	0.1	0.1	0.3	0.4

Tab. B.4 – Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas 900 MWe

B.2 Cœur de type N4

Nappe de puissance complète

La nappe de puissance sur le cas N4 (Tab. B.5) est très différente de celle obtenue précédemment. En effet, on observe une diminution importante au centre du cœur, ce qui n'est pas le cas sur le 900 MWe. En ce qui concerne les incertitudes, elles sont plus marquées sur le N4 et on observe toujours une couronne d'assemblage avec un minimum d'incertitude.

valeur inc.					1.40 4.9	0.85 5.2		
				1.03 0.2	1.04 2.6	1.11 4.2		
			1.00 3.6	1.10 1.7	1.03 0.7	1.13 3.0	0.75 3.8	
		0.94 6.7	1.04 5.1	0.98 3.1	1.08 0.5	1.03 2.3	1.05 4.5	
	0.86 8.9	0.96 7.8	0.90 6.3	0.95 4.2	0.95 1.5	1.03 2.0	1.44 5.5	0.87 6.4
0.80 9.8	0.86 9.4	0.87 8.2	0.90 6.8	0.88 4.6	1.04 1.7	1.01 1.8	1.09 5.2	1.05 6.8

Tab. B.5 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas N4

Incertitude sur la traverse de puissance

La décomposition de l'incertitude sur la traverse de puissance du N4 (Tab. B.6) donne des résultats similaires au cas 900 MWe. On constate que seule l'élastique de l'oxygène et l'inélastique de l'uranium 238 contribuent de manière significative à l'incertitude des données nucléaires.

Nappe	0.80	0.86	0.87	0.90	0.88	1.04	1.01	1.09	1.05
Incertitude	9.8	9.4	8.2	6.8	4.6	1.7	1.8	5.2	6.8
$(n,n)\ ^{16}O$	8.1	7.7	6.8	5.6	3.8	1.4	1.5	4.3	5.5
$(n,n')\ ^{238}U$	5.3	5.1	4.5	3.7	2.5	0.9	0.9	2.8	3.8
$(n,n)\ ^{1}H$	0.9	0.9	0.8	0.7	0.5	0.2	0.1	0.5	0.7
$(n,\alpha)\ ^{16}O$	0.9	0.9	0.8	0.6	0.4	0.2	0.2	0.5	0.7
$(n,\gamma)\ ^{10}B$	0.9	0.8	0.7	0.6	0.4	0.3	0.1	0.3	0.7

Tab. B.6 – Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas N4

Sensibilité sur la traverse de puissance

La décomposition des sensibilités de l'inélastique de l'uranium 238 (Tab. B.7) et de l'élastique de l'oxygène 16 (Tab. B.8) donnent des résultats similaires. Avec des sensibilités du même ordre de grandeur, on observe des incertitudes propagées très différentes en fonction des matrices utilisées.

Nappe	0.80	0.86	0.87	0.90	0.88	1.04	1.01	1.09	1.05
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-3.2	-3.0	-2.7	-2.2	-1.5	-0.5	0.6	1.7	2.3
Incertitude "Bolna" (en %)	5.3	5.1	4.5	3.7	2.5	0.9	0.9	2.8	3.8
Incertitude "COMAC" (en %)	2.8	2.7	2.4	2.0	1.4	0.5	0.5	1.5	2.0

Tab. B.7 – Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas N4

Nappe	0.80	0.86	0.87	0.90	0.88	1.04	1.01	1.09	1.05
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-6.2	-5.9	-5.2	-4.3	-2.9	-1.1	1.1	3.3	4.5
Incertitude "Bolna" (en %)	8.1	7.7	6.8	5.6	3.8	1.4	1.5	4.3	5.5
Incertitude "COMAC"	0.9	0.9	0.8	0.6	0.4	0.2	0.2	0.5	0.6

Tab. B.8 – Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas N4

B.3 Cœur de type GEN-3 UOX

Nappe de puissance complète

L'incertitude sur la nappe de puissance du cœur GEN-3 UOX (Tab. B.9) montre une forte différence entre le centre et la périphérie du cœur. Néanmoins, on constate que pour une taille de cœur similaire, la bascule est moins marquée que sur le N4.

valeur inc.						1.12 3.5		
					1.23 2.5	1.23 3.7	1.31 4.1	
				1.04 0.6	1.14 1.3	1.31 3.1	1.37 3.7	
			0.87 3.9	0.90 2.2	1.06 0.3	1.14 1.7	1.13 2.8	1.12 3.3
		0.78 6.4	0.78 5.1	0.88 3.5	0.92 1.6	1.08 0.5	1.14 2.4	1.16 3.1
	0.77 7.7	0.73 7.2	0.78 6.0	0.80 4.3	0.92 2.4	1.01 0.3	1.12 1.8	1.12 2.6
0.84 7.8	0.77 7.8	0.76 7.4	0.74 6.3	0.83 4.6	0.86 2.7	0.98 0.7	1.04 1.5	1.05 2.3

Tab. B.9 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 UOX

Incertitude sur la traverse de puissance

On observe toujours une composante de l'élastique de l'oxygène 16 et de l'inélastique de l'uranium 238 pour l'incertitude des données nucléaires sur la traverse de puissance (Tab. B.10). Néanmoins, on constate l'apparition de la capture radiative du fer 56 dans les contributeurs majoritaires. Ce dernier est principalement situé dans le réflecteur lourd entourant le combustible.

Sensibilité sur la traverse de puissance

La décomposition des sensibilités de l'élastique de l'oxygène (Tab. B.12) et de l'inélastique de l'uranium 238 (Tab. B.11) entraîne les mêmes conclusions que précédemment.

Nappe	0.84	0.77	0.76	0.74	0.83	0.86	0.98	1.04	1.05
Incertitude	7.8	7.8	7.4	6.3	4.6	2.7	0.7	1.5	2.3
$(n,n)\ ^{16}O$	5.8	5.8	5.6	4.7	3.5	2.0	0.4	1.1	1.5
$(n,n')\ ^{238}U$	4.7	4.7	4.4	3.8	2.8	1.6	0.4	0.8	1.4
$(n,\gamma)\ ^{56}Fe$	1.2	1.2	1.1	0.9	0.7	0.5	0.2	0.0	0.4
$(n,\alpha)\ ^{16}O$	1.1	1.1	1.0	0.9	0.7	0.4	0.1	0.2	0.4
$(n,n)\ ^{1}H$	0.8	0.8	0.8	0.6	0.5	0.3	0.1	0.1	0.3

Tab. B.10 – Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 UOX

Nappe	0.84	0.77	0.76	0.74	0.83	0.86	0.98	1.04	1.05
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-2.8	-2.8	-2.6	-2.2	-1.6	-1.0	-0.2	0.5	0.8
Incertitude "Bolna" (en %)	4.7	4.7	4.4	3.8	2.8	1.6	0.4	0.8	1.4
Incertitude "COMAC"(en %)	2.5	2.5	2.4	2.0	1.5	0.9	0.2	0.4	0.8

Tab. B.11 – Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas GEN-3 UOX

Nappe	0.84	0.77	0.76	0.74	0.83	0.86	0.98	1.04	1.05
Sensibilité (en 10^{-1} %/%)	-3.8	-3.9	-3.8	-3.2	-2.4	-1.4	-0.4	0.6	1.0
Incertitude "Bolna" (en %)	5.8	5.8	5.6	4.7	3.5	2.0	0.4	1.1	1.5
Incertitude "COMAC" (en %)	0.6	0.6	0.6	0.5	0.4	0.2	0.1	0.1	0.2

Tab. B.12 – Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas GEN-3 UOX

B.4 Cœur de type GEN-3 MOX

Nappe de puissance complète

L'incertitude sur la nappe de puissance du cas GEN-3 MOX (Tab. B.13) montre une forte différence entre le centre et la périphérie. En effet, on obtient une incertitude de 24% entre le centre et la périphérie contre une valeur de 10.1% dans le cas GEN-3 UOX. Cette importante différence est causée par la couronne de combustible MOX positionnée en périphérie du cœur.

valeur inc.						1.01 6.4		
					1.15 2.3	1.05 4.6	0.92 7.1	
				1.03 2.6	1.10 0.9	1.19 3.4	1.19 6.6	
			0.89 7.3	0.92 4.7	1.06 1.6	1.12 2.0	1.03 5.3	0.87 8.4
		0.82 11.4	0.82 9.2	0.92 6.3	0.96 2.8	1.12 1.2	1.15 5.3	1.13 8.9
	0.82 14.0	0.78 12.7	0.83 10.4	0.85 7.2	0.98 3.5	1.09 0.9	1.22 5.3	1.22 9.1
0.90 14.8	0.82 14.4	0.81 13.1	0.79 10.7	0.88 7.6	0.93 3.7	1.08 0.7	1.16 5.3	1.19 9.2

Tab. B.13 – Nappe de puissance et incertitude associée (en %) avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 MOX

Incertitude sur la traverse de puissance

La décomposition de l'incertitude sur la traverse (Tab. B.14) présente de nouveaux contributeurs. En effet, la "compétition" créée entre la périphérie en combustible MOX et le centre du cœur en combustible UOX induit des composantes importantes pour le ν de l'uranium 235 et les différentes fissions des plutoniums impaires. On observe toujours la présence de l'élastique de l'oxygène dans les contributeurs majoritaires.

Nappe	0.90	0.82	0.81	0.79	0.88	0.93	1.08	1.16	1.19
Incertitude	14.8	14.4	13.1	10.7	7.6	3.7	0.7	5.3	9.2
ν ^{235}U	9.5	9.2	8.2	6.7	4.7	2.3	0.4	3.4	5.9
(n,n) ^{16}O	5.0	5.0	4.8	4.1	2.9	1.3	0.3	2.0	2.7
(n,f) ^{241}Pu	4.8	4.6	4.2	3.4	2.4	1.2	0.1	1.6	3.2
(n,f) ^{239}Pu	4.6	4.4	4.0	3.3	2.3	1.2	0.1	1.5	3.0
(n,γ) ^{239}Pu	4.0	3.9	3.5	2.9	2.0	1.0	0.1	1.4	2.6

Tab. B.14 – Décomposition de l'incertitude (en %) sur la traverse de puissance avec "BOLNA" pour le cas GEN-3 MOX

Sensibilité sur la traverse de puissance

La décomposition des sensibilités de l'inélastique de l'uranium 238 (Tab. B.15) et de l'élastique de l'oxygène (Tab. B.16) ne montre pas de changement entre le cas GEN-3 UOX et MOX.

Nappe	0.90	0.82	0.81	0.79	0.88	0.93	1.08	1.16	1.19
Sensibilité (en 10^{-1} (%/%)	-2.0	-2.0	-1.9	-1.6	-1.1	-0.6	0.1	0.7	1.0
Incertitude "Bolna" (en %)	3.3	3.4	3.3	2.7	1.9	0.9	0.1	1.2	1.8
Incertitude "COMAC"	1.8	1.8	1.7	1.5	1.0	0.5	0.1	0.7	1.0

Tab. B.15 – Décomposition de la sensibilité de l'inélastique de l'uranium 238 pour le cas GEN-3 MOX

Nappe	0.90	0.82	0.81	0.79	0.88	0.93	1.08	1.16	1.19
Sensibilité (en 10^{-1} (%/%)	-2.9	-3.0	-3.0	-2.4	-1.8	-0.8	0.1	1.2	1.7
Incertitude "Bolna" (en %)	5.0	5.0	4.8	4.1	2.9	1.3	0.3	2.0	2.7
Incertitude "COMAC"	0.5	0.5	0.5	0.4	0.3	0.1	0.03	0.2	0.3

Tab. B.16 – Décomposition de la sensibilité de l'élastique de l'oxygène 16 pour le cas GEN-3 MOX

Conclusions

La présentation complète des nappes de puissance sur les différents cœurs étudiés a permis de mettre en avant le fait que l'on obtient toujours une couronne avec un minimum d'incertitude. Les comparaisons entre les différents cas permettent de donner des premières conclusions qui seront à confirmer sur une étude plus détaillée.

Tout d'abord, le fait d'avoir des cœurs de taille plus importante augmente l'écart en incertitude entre le centre et la périphérie du cœur (comparaison 900 MWe et N4). Le second point sur lequel il faudrait trancher est la différence entre le cas GEN-3 UOX et N4 sur l'écart d'incertitude. Est-ce l'utilisation du réflecteur lourd, d'un autre plan de chargement ou bien les deux qui diminuent cette incertitude ? Le dernier point est que l'ajout d'une zone périphérique de combustible MOX crée une "compétition" semblant déstabiliser le cœur.

Annexe C

Ajout d'une expérience optimisée

Cette annexe introduit une méthode d'aide à la conception des programmes expérimentaux permettant d'ajouter une expérience dans une base de donnée. Cette méthode, basée sur les formules de la réduction d'incertitude introduites dans le chapitre 2, permettra d'optimiser les paramètres macroscopiques d'une expérience en prenant en compte les sensibilités et les corrélations des expériences déjà existantes.

Introduction

Le cas applicatif du cœur à faible vidange a montré l'importance de prendre en compte les incertitudes et corrélations expérimentales des configurations déjà existantes si on souhaite ajouter une information la plus pertinente possible.

Cette annexe présente une ré-écriture de l'équation 2.21 permettant de faire un calcul rapide du gain de l'information apportée par une nouvelle expérience. De plus, en couplant cette approche avec l'approche de paramétrisation introduite précédemment, il serait possible d'aider le physicien à choisir les paramètres de l'expérience.

C.1 Démarche

Lors de l'étude d'un nouveau concept ou de la qualification d'un nouveau problème, une approche classique consiste à rajouter une expérience très similaire au cas à étudier. Cette approche permet d'obtenir une expérience très représentative du problème mais ne prend pas en compte l'information déjà existante. Elle ré-apporte donc une partie d'information déjà existante.

La méthode présentée est en cours d'implémentation et permet de prendre en compte les informations existantes et par la même d'en ajouter une nouvelle. Cette approche repose sur la formule de transposition suivante :

$$\frac{\widetilde{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} = 1 - \hat{\boldsymbol{R}}_r{}^t \underline{\hat{\boldsymbol{R}}}^{-1} \hat{\boldsymbol{R}}_r$$

L'ajout d'une expérience revient à ré-écrire le vecteur ($\hat{\boldsymbol{R}}_r$) et la matrice ($\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}$).

Pour le vecteur, on peut écrire :

$$\hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r}} = \begin{pmatrix} \hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r,base}} \\ \hat{r}_n \end{pmatrix} \tag{C.1}$$

Avec :

- $\hat{\boldsymbol{R}}_{\boldsymbol{r,base}}$, le vecteur des différentes représentativités au concept industriel pour la base d'expériences existantes
- $\hat{r}_n$ la représentativité de la nouvelle expérience avec le réacteur.

De manière similaire, on peut écrire la matrice $\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}$ sous la forme suivante :

$$\underline{\hat{\boldsymbol{R}}} = \begin{pmatrix} \underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}} & \boldsymbol{A} \\ \boldsymbol{A}^t & 1 \end{pmatrix} \tag{C.2}$$

Avec :

- $\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}$ la matrice des représentativités entre les différentes expériences pour la base existante
- $\boldsymbol{A}$ le vecteur des représentativités entre la nouvelle expérience et celles déjà existantes ($A_i = \hat{r}_{i,n}$).

La réécriture de ce vecteur et de cette matrice permet de limiter le nombre de calculs nécessaire pour déterminer $\widetilde{\varepsilon}$ car il suffit de recalculer $\boldsymbol{A}$ et $\hat{r}_n$. De plus, en utilisant le complément de Schur [1] le calcul de $\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}^{-1}$ se ramène à l'évaluation de quelques produits matriciels très simples :

$$\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}^{-1} = \frac{1}{d} \begin{pmatrix} \underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}{}^{-1}(d\underline{\boldsymbol{I}}_{\boldsymbol{n-1}} + \boldsymbol{A}\boldsymbol{A}^t\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}{}^{-1}) & -\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}{}^{-1}\boldsymbol{A} \\ -\boldsymbol{A}^t\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}{}^{-1} & 1 \end{pmatrix} \tag{C.3}$$

Avec :

- $d = 1 - \boldsymbol{A}^t\underline{\hat{\boldsymbol{R}}}_{\boldsymbol{base}}{}^{-1}\boldsymbol{A}$
- $\underline{\boldsymbol{I}}_{\boldsymbol{n-1}}$ la matrice identité de taille $n-1$

En utilisant ces formulations, le calcul de l'incertitude *a posteriori* ($\widetilde{\varepsilon}$) est assez rapide car il suffit de réaliser un ensemble de produits scalaires, l'étape d'inversion matricielle qui est coûteuse en temps n'étant à réaliser qu'une seule fois avec les expériences déjà existantes.

1. Le complément de Schur est utilisé pour inverser des matrices par bloc de la forme $\begin{pmatrix} \underline{\boldsymbol{A}} & \underline{\boldsymbol{B}} \\ \underline{\boldsymbol{C}} & \underline{\boldsymbol{D}} \end{pmatrix}$. Il est particulièrement intéressant lorsque la taille du complément de $\underline{\boldsymbol{D}}$, $\underline{\boldsymbol{D}} - \underline{\boldsymbol{C}}\,\underline{\boldsymbol{A}}^{-1}\underline{\boldsymbol{B}}$, est faible. Dans ce cas, l'inverse de la matrice initial revient à calculer $\underline{\boldsymbol{A}}^{-1}$ et l'inverse du complément. Dans notre étude, $\underline{\boldsymbol{A}}^{-1}$ dépend seulement des expériences existantes et le complément se ramène à un simple réel.

Conclusion

Cette annexe a présenté succinctement une méthode d'ajout d'expérience dans une base expérimentale. Cette approche de conception optimisant directement l'incertitude est intéressante.

L'écriture présentée permet un calcul rapide de l'ajout d'une expérience. En couplant cette formulation à l'estimation des corrélations expérimentales et à la méthode de paramétrisation de la sensibilité, il est possible d'optimiser les grandeurs de conception de l'expérience. La finalisation et le test de cette méthode est en cours et est une des perspectives de ce travail.

Annexe D

Les publications réalisées

Cette annexe reprend les publications réalisées durant la thèse. Des publications sont également en cours de soumission dans des journaux à comité de lecture mais ne sont pas encore sorties. A l'heure actuelle, deux papiers ont été présentés en conférence :

- un à M&C 2013 sur la représentativité globale
- un à ANIMMA 2013 sur l'évaluation et l'impact des corrélations expérimentales.

International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science & Engineering (M&C 2013)
Sun Valley, Idaho, USA, May 5-9, 2013, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2013)

A GLOBAL APPROACH OF THE REPRESENTATIVITY CONCEPT APPLICATION ON A HIGH-CONVERSION LIGHT WATER REACTOR MOX LATTICE CASE

Nicolas Dos Santos, Patrick Blaise* **and Alain Santamarina**
CEA, DEN/DER/SPRC
Cadarache, F-13108
Saint Paul-lez-Durance, France.
nicolas.dos-santos@cea.fr; patrick.blaise@cea.fr; alain.santamarina@cea.fr

ABSTRACT

The development of new types of reactor and the increase in the safety specifications and requirements induce an enhancement in both nuclear data knowledge and a better understanding of the neutronic properties of the new systems. This enhancement is made possible using *ad hoc* critical mock-up experiments. The main difficulty is to design these experiments in order to obtain the most valuable information. Its quantification is usually made by using representativity and transposition concepts. These theories enable to extract some information about a quantity of interest (an integral parameter) on a configuration, but generally *a posteriori*.
This paper presents a more global approach of this theory, with the idea of optimizing the representativity of a new experiment, and its transposition *a priori*, based on a multiparametric approach. Using a quadratic sum, we show the possibility to define a global representativity which permits to take into account several quantities of interest at the same time. The maximization of this factor gives information about all quantities of interest. An optimization method of this value in relation to technological parameters (over-clad diameter, atom concentration) is illustrated on a high-conversion light water reactor MOX lattice case. This example tackles the problematic of plutonium experiment for the plutonium aging and a solution through the optimization of both the over-clad and the plutonium content.

Key Words: Representativity, Parametrization, Optimization, High-Conversion Light Water Reactor

1. INTRODUCTION

Current reactors are being operated under very strong safety margins. Their simulation must have the smallest possible uncertainty on various neutron quantity of interest. This accuracy can be achieved following two ways: a re-estimation of an existing experiment to decrease the *a posteriori* uncertainty or a new optimized experiment. This paper will focus on the second approach and presents a tool optimizing the design of a new program in zero power reactors.

After a description of the representativity and transposition concept, a global approach of the representativity will be presented. Unlike a traditional approach which takes into account the tranposition aspect *a posteriori*, this global approach includes this information in the design of the mock-up and allow to work on several quantity of interest at the same time. These two issues will be illustrated on a high conversion light water reactor (HCLWR) MOX case in the last part of this paper.

*CEA, DEN/DER/SPEX

2. REPRESENTATIVITY AND TRANSPOSITION CONCEPTS

2.1. Representativity Concept

The representativity concept is based on the similarity of two sensitivity profiles for an integral response. It allows to know the neutronic coherence between two applications. Generally, the first is an industrial application and the second is an experiment which should be representative of the industrial concept. The representativity is linked to the definition of a correlation coefficient (r_{RE}), defined for the first time by Orlov [1], as:

$$r_{RE} = \frac{S_R^t V S_E}{\sqrt{(S_R^t V S_R)(S_E^t V S_E)}} \tag{1}$$

where:

- S_E is the sensitivity vector of the experimental response E to the nuclear data for a given integral response
- S_R is the sensitivity vector of the industrial application response R to the nuclear data for a given integral response
- V is the variance-covariance matrix for the nuclear data.

The numerator $S_R^t V S_E$ represents formally the covariance between the experiment and the industrial application, while the denominator is simply the product of the uncertainty on R and E. The larger the magnitude of r_{RE}, the higher the information transferability from the critical mock-up to the studied design is important. When the similarity between S_R and S_E increases, r_{RE} reaches a maximun value of 1, indicating a fully correlated neutronic systems with respect to the variance-covariance matrix.

In general, a correlation of 0.9 or more is considered as an interesting value. Nevertheless, it is difficult to clearly exhibit the difference between a representativity of 0.85 or 0.95. It's easier to work with a direct application: the transposition.

2.2. Transposition

The transposition concept enables to have a more physical approach of the representativity. It gives access to two complementary informations [2]:

- the industrial *a posteriori* response uncertainty after assimilation of the experimental information
- the deviation between the *a posteriori* reactor calculation and the postulated *a priori* reactor value by using the $(C - E)$ value obtained in the mock-up configuration, given a representativity value.

In the paper, the second information will not be used, and we will only explain the process to obtain the first information.

After having injected the experimental information, the industrial *a posteriori* response uncertainty ΔR_1 is bound to the *a priori* response uncertainty ΔR_0 by a reduction factor:

$$\frac{\Delta R_1^2}{\Delta R_0^2} = 1 - \frac{r_{RE}^2}{1 + \delta E^2 / S_E^t V S_E} = 1 - \frac{r_{RE}^2}{1 + \delta E^2 / \Delta E^2} \tag{2}$$

where δE is the experimental uncertainty on the response E.

One observes that the reduction factor ($\frac{\Delta R_1^2}{\Delta R_0^2}$) depends on both the neutronic consistency between the experiment and the reactor (r_{RE}) and on the quality of the experiment. This quality depends on the ratio between experimental uncertainty and the calculation uncertainty due to the nuclear data ($\delta E^2/\Delta E^2$).

In the same way, it is possible to combine several experiments to obtain a better uncertainty reduction, as it is generally performed in safety-criticality [3]. This approach is also used in the reactor physics as shown in the Palmiotti's work [4].

3. GLOBAL REPRESENTATIVITY APPROACH

3.1. Definition

In the previous section, the representativity concept has been resumed. The main weakness of the "traditional" approach is to treat only one response at a time. Therefore, it is not possible to optimize a single mock-up configuration, or at least a reduced number of configurations, for several responses of interest. To solve this problem, a global representativity approach is presented. Let's express its square (r_g^2) , as a sum of weighted individual representativities:

$$r_g^2 = \sum_i \beta_i r_i^2 \tag{3}$$

with

- $\sum_i \beta_i = 1$
- r_i representativity for the response i
- r_g the global representativity.

The main advantage of this approach is the possibility to maximize a single value (r_g) to work on several responses of interest. Then one can find an optimal configuration for selected response keeping a part of the optimisation for the other responses, through the choice of the β_i weighting factors. Users can arbitrary choose these coefficients. When designing a new type of reactor, the responses of interest (k_{eff}, spectral indices, power peaks, reactivity coefficients) are characterized by target uncertainties (ϵ_{ci}). The first calculation will give some prior uncertainty (ϵ_{pi}). A better choice should be to use these uncertainties to calculate the β_i coefficients:

$$\beta_i = \frac{\frac{\epsilon_{pi}^2}{\epsilon_{ci}^2}}{\sum_k \frac{\epsilon_{pk}^2}{\epsilon_{ck}^2}} \tag{4}$$

These β_i values take into account the difference of awaited accuracy between the responses. Nevertheless, it remains unperfect because it gives a global representativity value. It is still necessary to use each standard representativity to know the uncertainty reduction.

After some explanations of an optimization method implementation, we will illustrate this global approach on a high-conversion light water sub-moderated MOX case.

3.2. Method of Maximization

The method of optimization used to maximize the global representativity is based on a parametrization of the sensibility calculation. The vector can be developed as follows:

$$S(\underline{p}) = A_0 + \sum_{i=1}^{l} A_i p_i + \sum_{i=1}^{l}\sum_{j=1}^{l} A_{ij} p_i p_j + superiororder \tag{5}$$

The parameter vector $\underline{p}$ corresponds to technological parameters that the experimenters will have to select during the design of the mock-up. These parameters are, for example, thickness of the clad, isotopic vector for the fuel, fuel concentration or temperature. In this work, the sensitivity vector is decomposed to first order.

$$S(\underline{p}) = A_0 + \sum_{i=1}^{l} A_i p_i \tag{6}$$

Injecting this equation in the definition of the representativity (eq.1), it is possible to express this value as a ratio of polynomials (eq.7),ie :

$$r(\underline{p}) = \frac{N(\underline{p})}{\sqrt{D(\underline{p})}} = \frac{\sum_{i=1}^{l} n_i p_i + n_0}{\sqrt{\sum_{i=1}^{l}\sum_{j=1}^{l} d_{ij} p_i p_j + \sum_{i=1}^{l} d_i p_i + d_0}} \tag{7}$$

with:

- $n_i = S_R^t V A_i$ with $i \in [0, l]$
- $d_{ij} = (S_R^t V S_R)(A_i^t V A_j)$ with $i, j \in [1, l]$
- $d_i = (S_R^t V S_R)(A_i^t V A_0)$ with $i \in [0, l]$

This decomposition is made for each response. So, a similar form for the global representativity can be obtained:

$$r_g^2(\underline{p}) = \sum_i \beta_i \frac{N_i^2(\underline{p})}{D_i(\underline{p})} \tag{8}$$

In practice, the search of optimized parameters is carried out on r_g^2.

$$\frac{\partial(r_g^2(\underline{p}))}{\partial p_k} = \sum_i \frac{\partial}{\partial p_k}(\beta_i \frac{N_i^2(\underline{p})}{D_i(\underline{p})})$$

$$\frac{\partial(r_g^2(\underline{p}))}{\partial p_k} = \sum_i \beta_i \frac{N_i(\underline{p})}{D_i^2(\underline{p})}(2D_i(\underline{p})\frac{\partial N_i(\underline{p})}{\partial p_k} - N_i(\underline{p})\frac{\partial D_i(\underline{p})}{\partial p_k}) \tag{9}$$

It is very difficult to obtain an analytic solution for eq.9. Indeed, the sum of the equation terms gives a global polynomial with a high order because there are not trivial simplification in the sum. To circumvent this problem, a stochastic method is used to search the maximum. It consists in evaluating different points of the eq.8 to obtain its maximum. The points were selected on a domain around p_0 to remain in the validating development range of the parametrization.

In practice, an iterative method is used (Fig. 1). The sensitivity is firstly calculated for a vector $\underline{p}_0$. $l-1$ other calculations of the sensibility with $\underline{p}_k$ are then performed. $\underline{p}_k$ corresponds to a slighlty perturbation on the k-coefficient of the p_0 vector. With these l calculations, it is possible to obtain all coefficients necessary to the global representativity decomposition. Then, the maximum of representativity and an optimized $\underline{p}$ ($\underline{p}_{opti}$) are determined. Therefore, a calculation of the $r_g(\underline{p}_{opti})$ is made and a comparaison with $r_g(\underline{p}_0)$ is performed. If this difference is less than a convergence factor (defined by the user), the calculation will stop. Otherwise, the tool will make an other iteration, taking $\underline{p}_0 = \underline{p}_{opti}$.

4. HIGH-CONVERSION MOX LATTICE CASE

The high-conversion light water reactor (HCLWR) has gained new interest in CEA these last years [5]. It consists of reducing the moderation ratio of a standard PWR lattice (under 1) to enhance the production of plutonium and to improve the use of its fissile material. To achieve such characteristics, the fuel has a more enriched plutonium content than in a ”traditional” PWR, with a reduced moderation ratio, based on a hexagonal lattice.

The goal of the benchmark is to define an EOLE cell, starting from fuel pins available in the facility, and to obtain a good representativity relative to a HCLWR unit cell, as defined in the current design studies. To illustrate our purpose, two quantities of interest (multiplication factor and ^{239}Pu conversion rate) will be studied and then optimized at the same time. The design of the EOLE cell will be based on an optimization of the global representativity relative to the plutonium enrichment and the thickness of an aluminium over-clad, requested for MOX use in EOLE.

EOLE is a zero power experimental reactor in the CEA Cadarache. It started in 1965 and is devoted to the study of light water reactors (PWR, BWR and HCLWR) core physics.

4.1. Benchmark Description

The HCLWR cell (Tab. I and Tab. II) is composed of a MOX fuel with 21% plutonium content. The temperature corresponds to a hot case and the moderator ratio value is 0.83. The plutonium isotopic vector is representative of a stockpile in 2016, extracted from the French PWR fleet. The EOLE (Tab. I and Tab. II) cell corresponds to a room temperature with a over-clad in aluminum to adapt the volumetric moderation ratio. The MOX fuel is at 8.7% plutonium content and corresponds to a fuel from the EPICURE experimental program performed in the 90’s in EOLE [6]. The isotopic vector corresponds to the aging of this fuel pin at the time of the expected experiment (2012).

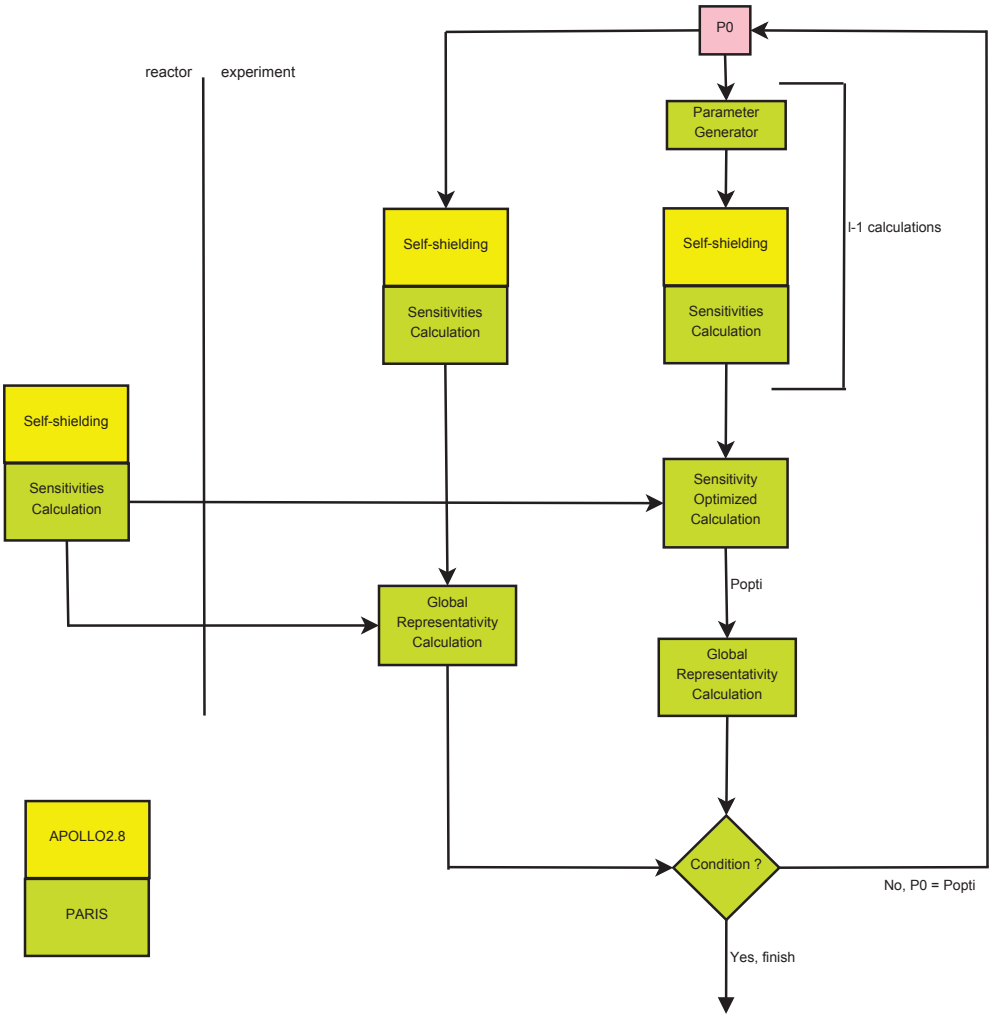

Figure 1. Schematic Description of the Maximizing Method

Table I. Temperature in the Different Cells (in K)

	HCLWR	EOLE
fuel	923	312
clad	613	293
over-clad		293
moderator	584	293

Calculations are carried out with two different codes: the APOLLO2.8 [7] lattice code and the PARIS [8] platform, devoted to core calculation. APOLLO2.8 performs a self-shielding calculation (above 22.5 eV) using P_{ij} integral transport calculation. This step is made with the SHEM-281 energy groups [9]. The self-shielded cross sections are then condensed in 15 groups, using a proper equivalence procedure. The perturbation calculations are performed using the PARIS platform and SNATCH transport solver, to obtain

Table II. Plutonium Isotopic Vector

	HCLWR	EOLE
^{238}Pu	2.50	1.77
^{239}Pu	54.50	56.20
^{240}Pu	25.80	25.26
^{241}Pu	8.60	3.11
^{242}Pu	7.90	6.62
^{241}Am	1.30	7.04

the different sensitivities and representativities. The sensibility calculation is based on standard perturbation theory for multiplication factor and generalized perturbation theory for the ^{239}Pu conversion rate [10]. The different calculation options for sensitivity studies have been optimised in order to ensure reduced calculation time without degrading the precision. These options are: P3 development for the scattering anisotropy, flux decomposition made in Discontinuous-Galerkin at order two, angular description in S_{16} and 15 group energy mesh.

For the uncertainty propagation and the calculation of representativity, we use the COMAC covariance matrix [11][12] for ^{238}U and ^{239}Pu. The other covariances were taken from the BOLNA file [13].

For each cell, the computational geometry (Fig. 2) is different from the reality. Due to the code used, only cartesian geometries can be used. So, the cylindrical and hexagonal geometries have been transformed in X-Y squares through a simple volume conservation. No strong difference nor on the value of the multiplication factor (-217 pcm) neither on its sensibility to nuclear data are obtained. Indeed, the isotope with the major contribution is the ^{239}Pu, and the figure 3 shows a slight difference, less than 1% on the sensitivity profile of the two different geometries.

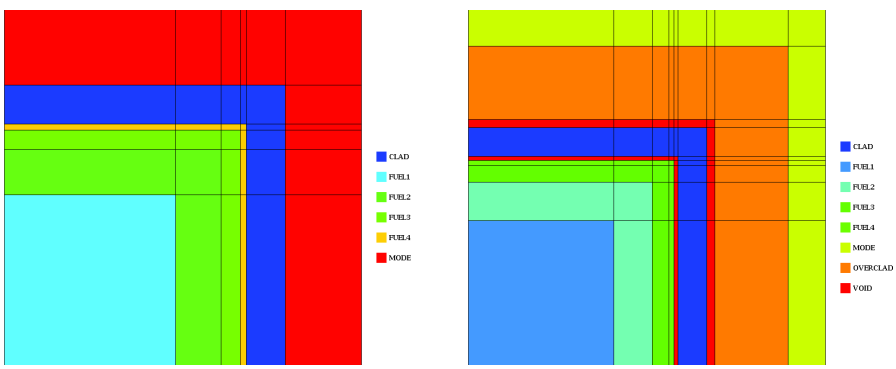

Figure 2. Computational Geometry (At Left HCLWR Cell and at Right EOLE Cell)

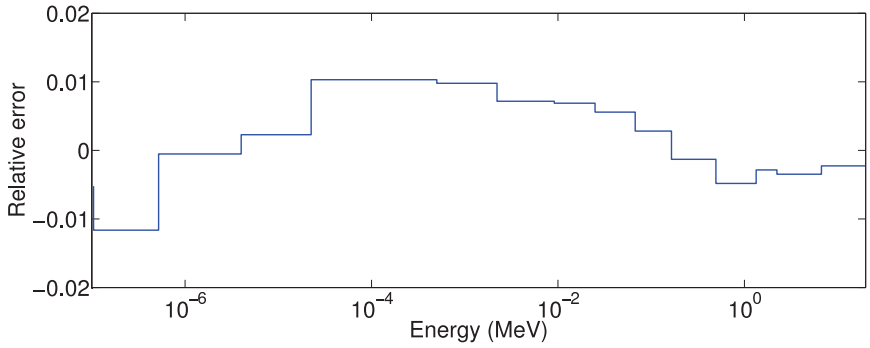

Figure 3. Difference between Sensitivity Profile for the Real and Computational Geometry for the ν of ^{239}Pu

4.2. Results

The results will be displayed in two ways. The first will introduce an optimization of the over-clad with a given plutonium enrichment (ie using available fuel pins in the facility). One will treat the integral parameters separately and at the same time. The second part will develop an optimization of the global representativity for the over-clad and the plutonium content together.

4.2.1. Optimization for one parameter

In this part, three different approaches for the over-clad thickness parameter are presented. In a first case, a classical method preserving the volumetric moderation ratio (V_m/V_f) is used. The second consists to optimize the multiplication factor or the ^{239}Pu conversion rate representativity. The third one maximizes the global representativity with β_i weights of 0.5 for each quantity of interest. In each case, the fuel has a fixed plutonium content of 8.7%.

The results on the multiplication factor (Tab. III) show a relatively low representativity value (under 0.9). This “bad“ value is due to the difference on the Pu vector of the EOLE fuel pins. The decomposition of uncertainty per isotope for each case compared to the HCLWR values is also given. This decomposition points out the importance of ^{238}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu and ^{16}O for the uncertainty calculation. The individual distribution are different between the HCLWR and the EOLE cases mainly because of the different isotopic content of plutonium. In the EOLE cases, some differences on the ^{238}U and ^{239}Pu can be observed. The associated uncertainty increase is caused by a faster neutron flux in these cases because of a decrease of the moderation ratio. The second part of the Tab. III shows that the two methods give better results on the representativity and uncertainty reduction. Indeed, the difference on the over-clad diameter balances with the isotopic vector and permits a better consistency.

The work on the ^{239}Pu conversion rate (Tab. IV) gives similar results. The optimized approach leads to both a better representativity and a better uncertainty reduction. The uncertainty distribution per isotope is different and exhibits, as expected, a higher influence of ^{238}U and ^{239}Pu. As for the multiplication factor case, the difference on the over-clad thickness increases the uncertainty of these two isotopes for EOLE optimized cases. It’s important to note a better consistency between EOLE and the HCLWR for this

Table III. Results for the Multiplication Factor

		HCLWR	Classical approach	Optimized representativity	Optimized global representativity
Uncertainty (pcm)	total	1347	1182	1409	1417
	^{235}U	8	23	31	31
	^{238}U	407	611	758	762
	^{239}Pu	917	898	1069	1075
	^{240}Pu	138	126	115	115
	^{241}Pu	771	246	340	343
	^{242}Pu	112	81	82	82
	^{241}Am	30	154	135	125
	^{16}O	419	330	339	339
	^{1}H	52	48	42	42
over-clad thickness (cm)			**0.129**	**0.163**	**0.164**
K_{eff} representativity			**0.8617**	**0.8947**	**0.8946**
experimental uncertainty (pcm)			200	200	200
experimental quality factor			34.9	49.6	50.1
$(\Delta R_1^2)/(\Delta R_0^2)$			0.278	0.215	0.215
uncertainty reduction (%)			**47.3**	**53.6**	**53.6**

integral responses. Nevertheless, the uncertainty reduction is less. This difference shows the importance of the experimental quality in the transposition process (eq.2).

Both global and optimization representativity approaches give similar results as the maxima for each quantity of interest are close. Nevertheless, the global approach reduces the calculation time by a factor 2. The separate optimization of multiplication factor and conversion rate requires to make 41 ”complex calculations”, to be compared to 21 in the global approach. A ”complex calculations” is the evaluation of the direct/adjoint flux or the importance function.

4.2.2. Optimization for two parameters

This second part presents an optimization of the global representativity relative to two parameters. Like in the previous case, we will work on both over-clad thickness and plutonium enrichment. This case is fully hypothetical because it corresponds to an increase of the Pu content, while keeping the same isotopic vector. The goal is to illustrate the usefulness of this approach on a case where it is very difficult to predict the parameter values with the classical method.

The optimization gives a value of 0.123 for the over-clad thickness and 24.6% for the plutonium content (compared to the 21% in the HCLWR). The results (Tab. V) show a better reduction of the uncertainty in

Table IV. Results for the ^{239}Pu Conversion Rate

		HCLWR	Classical approach	Optimized representativity	Optimized global representativity
Uncertainty (pcm)	total	2709	2335	2809	2801
	^{235}U	2	7	7	7
	^{238}U	2107	1965	2208	2203
	^{239}Pu	1691	1237	1727	1720
	^{240}Pu	56	113	53	53
	^{241}Pu	131	49	52	52
	^{242}Pu	59	70	51	51
	^{241}Am	24	151	96	97
	^{16}O	61	37	39	39
	^{1}H	92	121	110	110
over-clad thickness			**0.129**	**0.165**	**0.164**
$\frac{C8}{A9}$ **representativity**			**0.9833**	**0.9974**	**0.9974**
experimental uncertainty (%)			3	3	3
experimental quality factor			0.6	0.9	0.9
$(\Delta R_1^2)/(\Delta R_0^2)$			0.635	0.535	0.537
uncertainty reduction (%)			**20.3**	**26.9**	**26.7**

Table V. Results for the Optimization with Two Parameters

		K_{eff}	^{239}Pu Conversion Rate
Uncertainty (pcm)	total	1227	2647
	^{235}U	10	2
	^{238}U	348	2037
	^{239}Pu	1043	1683
	^{240}Pu	151	60
	^{241}Pu	353	43
	^{242}Pu	103	46
	^{241}Am	155	99
	^{16}O	333	48
	^{1}H	52	85
representativity		**0.9353**	**0.9983**
experimental uncertainty		200 pcm	3 %
experimental quality factor		37.6	0.8
$(\Delta R_1^2)/(\Delta R_0^2)$		0.148	0.564
uncertainty reduction (%)		**61.5**	**24.9**

the multiplication factor case thanks to an increase of the representativity. Nevertheless, we could expect a significant value because of the difference on the Pu isotopic vector. Moreover, an optimization only on the K_{eff} will not give necessary a better result. Concerning the ^{239}Pu conversion rate, the enhancement can be seen on the representativity but not on the uncertainty reduction, due to the value of the experimental quality factor. Indeed, the problem is the value of 3% on the experimental uncertainty. For each quantity of interest, the uncertainty distribution is similar to the first case.

The calculation time is very important in this case (138 ”complex calculations”). This high calculation number has two explanations. First of all, there are more A_{ij} coefficients for the sensibility decomposition. The second thing is that the search for a maximum is not yet optimized. The stochastic method domain is restricted to avoid a divergence of the calculation. This restriction is not optimized, and consequently is also time consuming. Nevertheless, this simultaneous optimization for two parameters and for two quantities of interest were not possible before.

5. CONCLUSIONS

This study has presented a more global approach of the representativity based on a quadratic sum of classical representativities to be optimized. The optimization method is based on a parametrization of the representativity that gives satisfactory results on traditionnal PWR cell cases. The global approach developed here is based on a different shape of the polynomials used for the optimization search. Its main novelty versus the previous studies is to perform an *a priori* multi-parametric optimisation of technological quantities.

A benchmark on a high conversion sub-moderated MOX lattice case showed the relevance of this approach in comparison to the classical method. This last one consists to preserve some quantities. Indeed, better results on both representativities and uncertainty reduction are obtained. The global approach for one parameter shows a good convergency with a lower calculation time in comparison to a representativity dealing with only one quantity of interest. Moreover, the global approach for two parameters gives interesting results. Nevertheless, the calculation time is still very important and requires further improvements, in particular the search for maximum using the stochastic method.

These different methods are useful to deal with more complex geometries like assemblies or cores. For example, the method will be used to optimize the spectrum of the buffer zone of a future EOLE program, including a central HCLWR assembly.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors aknowledge R. Le Tellier (CEA, DEN/DTN/STRI) for his help in the SNATCH code and J. Politello (CEA, DEN/DER/SPRC) for his knowledge and consistent data on the HCLWR.

REFERENCES

[1] V.V. Orlov, A.A. Van'Kov, V.I. Voropaev, Y.A. Kazansky, V.I. Matveev, V.M. Murogov , "Problems of Fast Reactor Physics Related to Breeding," *Energy Rev.*,**4**, pp.991-1075 (1980).

[2] A. Gandini, "On transposition of experimental reactor data to reference design, "*Technical report, Comitato nazionale per la ricerca e per lo sviluppo dell energia nucleare e delle energie alternative* (1983).

[3] C. Venard, A. Santamarina, A. Coulaud,"Calculation error and uncertainty due to Nuclear Data, aplication to MOX fissile media" *NCSD*, Knoxville, USA, September 19-22, 2005.

[4] G. Palmiotti, M. Salvatores, G. Aliberti, H. Hiruta, R. McKnight, P. Oblozinsky, W.S. Yang,"A global approach to the physics validation of simulation codes for future nuclear systems," *Annals of Nuclear Enery*,**36**, pp.355-361 (2009) .

[5] F. Damian, S. Douce, A. Bergeron, B. Gastaldi, A. Conti, F. Moutin, D. Pialla, "Improuvement of the conversion ration in PWR," *Physor*, Pittsburg, Pennsylvania, May 9-14, 2010.

[6] J. Mondot, J.C. Gauthier, P. Chaucheprat, J.P. Chauvin, C. Garzenne, J.C. Lefebvre, A. Vallée, "EPICURE : an experimental programme devoted to the validation of the calculational schemes for plutonium recycling in PWRs," *Physor*, Marseille, 23-27 April 1990, Vol. 6, pp. 53-64 (1990).

[7] R. Sanchez, I. Zmijarecvic, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz, N. Guler, "APOLLO2 YEAR 2010," *Nuclear Engineering & Technology*, **42**, pp. 474-499 (2010).

[8] L. Gastaldo, R. Le Tellier, C. Suteau, D. Fournier, J.M. Ruggieri, "High-order discrete ordinate transport in non-coforming 2D cartesian meshes" *M&C*, Saratoga Springs, New York, May 3-7, 2009.

[9] N. Hfaiedh, A. Santamarina, "Determination of the optimised SHEM mesh for neutron transport calculation," *M&C*, Avignon, France, September 12-15, 2005.

[10] M.L. Williams, *Perturbation Theory for Nuclear Reactor Analysis*, CRC Handbook of Nuclear Reactor, Y.Ronen Ed. (1986).

[11] C. De Saint Jean, P. Archier, G. Noguere, O. Litaize, C. Vaglio-Gaudard, D. Bernard, O. Leray,"Estimation of multi-group cross section covariances for $^{235,238}U$, ^{239}Pu, ^{241}Am, ^{56}Fe, ^{23}Na and ^{27}Al," *Physor*, Knoxville, USA, April 15-20, 2012.

[12] A. Santamarina, D. Bernard, N. Dos Santos, O. Leray, C. Vaglio, L. Leal, "Re-estimation of Nuclear Data and JEFF3.1.1 Uncertainty Calculations," *Physor*, Knoxville, USA, April 15-20, 2012.

[13] M. Salvatores, R. Jacqmin, "Uncertainty and target accuracy assesment for innovative systems using recent covariance data evaluations," *Technical report, Nuclear Energy Agency,* (2008)

Impact of Mock-up Experimental Correlations and Uncertainties in the Transposition Process

N. Dos Santos, P. Archier, P. Blaise and A. Santamarina

***Abstract*—Experimental programs led in zero power reactors are mainly devoted to neutron lattice and core code validation. As a consequence, and in order to be relevant of neutron behavior in power reactors, the experiments must be representative for the neutron properties. Zero power reactors have the advantage of enabling the measurement of quantities that are inaccessible in power reactors.**

The study is made on a limited experimental database to analyze the transposition of C/E (calculation-to-experiment) results and associated uncertainties from different experimental programs (Pre-Racine, ZPPR or criticality experiment) to the CFV SFR Gen-IV concept currently being developed by CEA.

Finally we present a rigorous method to combine technological and measurements uncertainties linked to the experimental techniques to generate covariance matrices between integral quantities.

***Index Terms*— Experimental correlations, representativity, transposition, uncertainties**

I. Introduction

The development of new types of reactor and the increase in the safety specifications and requirements induce an enhancement in both nuclear data knowledge and a better understanding of the neutron properties of these new systems. These improvements are made possible using integral experiments, like critical mock-ups, through the so-called "representativity and transposition" concept. This concept allows, using the (C-E) results on one or several experiments to reduce the uncertainty on the industrial concept.

This concept of transposition is close to the assimilation process which is commonly used. Nevertheless, it is difficult to find detailed studies on the impact of the input data, such as correlations between parameters, on the final results.

The goal of this paper is to point out the relevance of the experimental parameters in this process in two different ways. The first one is the importance of the uncertainty on the experimental method using a very simple example of transposition based on one experiment.

Paper submitted on 5 June 2013.

N. Dos Santos and P. Archier are with CEA DEN/DER/SPRC/LEPh, Cadarache, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France (e-mail :nicolas.dos-santos@cea.fr, pascal.archier@cea.fr).

P. Blaise is with the CEA DEN/DER/SPEX/LPE, Cadarache, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France (e-mail :patrick.blaise@cea.fr).

A. Santamarina is with CEA DEN/DER/SPRC, Cadarache, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France (e-mail : alain.santamarina@cea.fr).

The second way is to illustrate the influence of the experimental correlations in the transposition process. In this case, we will work with several types of experiment at the same time and evaluate their impact using arbitrary correlations. Finally, we will introduce a more rigorous method to quantify these experimental correlations.

This article is divided in six parts. The first two parts resume the transposition concept and the benchmarks used for the study. The third part details the result on the propagated uncertainties due to nuclear data for each case. The fourth part presents the result for the transposition with one experiment, focusing on the experimental uncertainty. The two final parts present the transposition process with several experiments, focusing on the problem of the experimental correlations.

II. Representativity and Transposition Concept

A. The representativity concept

The representativity concept is based on the similarity of two sensitivity profiles for an integral response. It allows to know the neutronic consistency between two applications. Generally, the first is an industrial application and the second is an experiment which should be representative of the industrial concept. The representativity is linked to the definition of a correlation coefficient (Equation 1) defined for the first time by Orlov [1], as:

$$r = \frac{\underline{S}_r^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e}{\sqrt{(\underline{S}_r^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_r)}\sqrt{(\underline{S}_e^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e)}} \qquad (1)$$

Where:

- $\underline{S}_e$ is the sensitivity vector of the experimental response E to the nuclear data for a given integral response
- $\underline{S}_r$ is the sensitivity vector of the industrial concept R to the nuclear data for a given integral response
- $\underline{\underline{D}}$ is the variance-covariance matrix for the nuclear data.

The numerator $\underline{S}_r^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e$ represents formally the covariance between the experiment and the industrial application, while the denominator is simply the product of the nuclear data uncertainty on *R* and *E*. The larger the magnitude of r, the higher the information transferability from the critical mock-up to the studied design is important. When the similarity between $\underline{S}_e$ and $\underline{S}_r$ increases, *r* reaches a maximum value of 1, indicating a fully correlated neutronic systems with respect to the variance-covariance matrix.

In general, a correlation of 0.9 or more is considered as an acceptable value. Nevertheless, it is difficult to clearly exhibit the difference between a representativity of 0.85 or 0.95. It is then easier to work with a more direct application: the transposition.

B. Transposition concept with one experiment

Using the transposition concept, we can have a direct access to two complementary information:

- the deviation between the *a posteriori* reactor calculation and the postulated *a priori* reactor value by using the (C − E) value obtained in the mock-up configuration.
- the industrial *a posteriori* response uncertainty after assimilation of the experimental information

Transposition postulates (Equations 2 and 3) that for the same calculation scheme, the (C – E) deviation obtained in the critical configuration can be directly translated to the reactor predictability. This information transfer is made through a proportionality coefficient α in a very simple way:

$$\frac{\tilde{R} - R_0}{R_0} = \alpha\left(\frac{E - C}{C}\right) \qquad (2)$$

$$\alpha = \frac{\mathrm{cov}(R_0, E)}{\delta E^2 + \underline{S}_e^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e} \qquad (3)$$

With:

- $\tilde{R}$ the *a posteriori* calculated integral parameter of the project R
- R_0 the *a priori* calculated integral parameter of the project R
- δE the experimental uncertainty
- $\mathrm{cov}(R_0, E) = r\sqrt{(\underline{S}_r^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_r)}\sqrt{(\underline{S}_e^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e)}$

The second information, the industrial *a posteriori* response uncertainty, is given by the following expression:

$$\left(\tilde{\varepsilon}_R\right)^2 = \left(\varepsilon_R\right)^2 \left(1 - \frac{r^2}{1 + \dfrac{\delta E^2}{\underline{S}_e^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e}}\right) \qquad (4)$$

With:

- $\tilde{\varepsilon}_R$ the *a posteriori* response uncertainty on the industrial concept
- ε_R the *a priori* response uncertainty on the industrial concept, calculated only through nuclear data uncertainty propagation.

Equations 2 and 3 show the capability for the representativity to give information on the project integral parameter. Nevertheless, in these two equations, we can note the presence of the experimental uncertainty. This term is significant in the transposition process. It takes into account the uncertainty of the experimental techniques but also the technological uncertainties (composition and geometry data).

Figure 1 shows the ratio of the *a posteriori* and *a priori* uncertainty on the quantity R as a function of the ratio of experimental uncertainty δ*E* on the nuclear data uncertainty $\underline{S}_e^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_e$. The different curves correspond to several values of representativity.

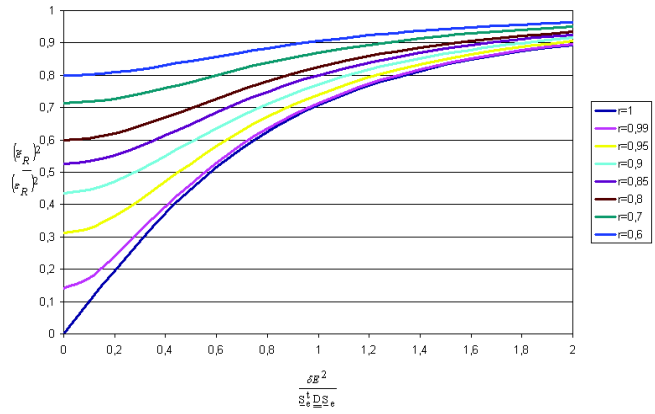

Figure 1: evolutionof the uncertainty in function of the representativity value and the experimental uncertainty

The first remark concerns the representativity value. We can note a better reduction with an increase of the representativity value. The second point concerns the experimental uncertainty δ*E*. The lower is this value, the higher is the uncertainty reduction. Moreover, this phenomenon is more important with a good representativity. So, to ensure a good uncertainty reduction,

it is also important to design the mock-up to obtain a good representativity, and a low experimental uncertainty compared to the nuclear data uncertainty.

C. Transposition concept with several experiments

This concept of transposition can be applied generally for several experiments. The full demonstration is detailed in Gandini's work [2]. So, we just mention the expression for the uncertainty reduction with two reactions:

$$\frac{\tilde{\varepsilon}_R^2}{\varepsilon_R^2} = 1 - \frac{1}{1-\hat{r}_{1,2}^2}\left(\hat{r}_{R,1}^2 + \hat{r}_{R,2}^2 - 2\hat{r}_{R,1}\hat{r}_{R,2}\hat{r}_{1,2}\right) \quad (5)$$

With:

- $\hat{r}_{R,i} = \dfrac{r_{R,i}\varepsilon_i}{\hat{\varepsilon}_i}$
- $\hat{r}_{1,2} = \dfrac{\underline{S}_1^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_2 + \delta E_{1,2}}{\hat{\varepsilon}_1 \hat{\varepsilon}_2}$ (6)
- $\hat{\varepsilon}_i^2 = \varepsilon_i^2 + \delta E_i^2$
- $\varepsilon_i^2 = \underline{S}_i^t \underline{\underline{D}} \underline{S}_i$
- $\delta E_{1,2}$ is the experimental covariance between the experiment 1 and 2.

Equation 5 shows that when two experiments are combined, a correlation term $\hat{r}_{1,2}$ appears. This correlation term takes into account both nuclear data correlation and experimental correlation.

One can find adjustment or uncertainty prediction in the literature using the representativity concept with several experiments. In each case, if the nuclear data correlation is treated, the experimental correlations are generally not evaluated, or correspond to an expert point of view. It is for example the case of the ERALIB library developed at CEA in the 90's for fast reactors [3] and its application for LWR using resonance parameter adjustment [4].

III. Benchmark

A. Target of the Benchmark

The studies, which will be presented here, have two main goals. The first is to point out the significance of the experimental uncertainty in the transposition process.

The second is to evaluate the impact of the experimental correlation on the transposition using different types of experiments. Moreover, we will propose a method, introduced by Collins [5], to evaluate these correlations. It consists in evaluating the sensitivity about different data and use the technological tolerance to calculate the experimental correlations.

To illustrate our purpose, we will use an industrial concept as target to be evaluated the uncertainty on the multiplication factor and different types of experiments. Only ten isotopes are used for the sensitivity calculations: ^{235,238}U, ^{239,240,241,242}Pu, ^{241}Am, ^{16}O, ^{23}Na and ^{56}Fe. This selection corresponds to the isotopes with the highest sensitivities on the different cases for the multiplication factor.

B. Benchmark description

The CFV [6] (French acronym for Low Void Core) industrial concept corresponds to a French design of Gen-IV SFR core. R&D efforts were focused on small burn-up reactivity excess and low sodium void effect (use of a sodium plenum zone on the upper area of the core, see Figure 2).

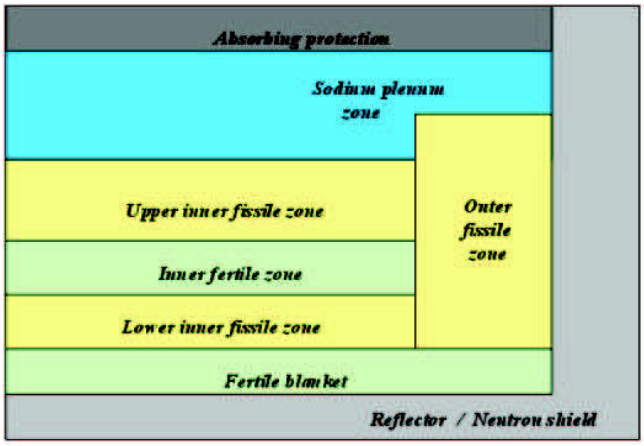

Figure 2: Radial description of the CFV design

For the integral data, we used four different types of experiments:

- two configurations of the Pre-Racine-2B program [7] performed in the MASURCA critical facility at Cadaracheat the end of the 70s. The first geometry is the reference case of the program (PR_r) and a second with a loss of sodium (PR_v)
- two configurations of the ZPPR-10A program [8]. It was realized by Argonne National Laboratory (ANL) on ZPR critical assembly at the beginning on the 80s. The first geometry is the reference case of the program (ZPPR_r), the second corresponds to a sodium void situation (ZPPR_v). These cases are included in the International Reactor Physics Benchmark Experiments database (IRPHE)
- a cell of a high conversion MOX lattice case [9] (HCLWR). This concept consists of reducing the moderation ratio of a standard PWR lattice (R_{mod}(moderation ratio) < 1) to enhance the production of plutonium.
- one configuration MIX-COMP-THERM-001 (MCT), of the Handbook of the International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project (ICSBEP)[10].

For each configuration, a calculation of the multiplication factor and the corresponding sensitivities to the nuclear data was performed. The COMAC covariance matrices library [11] is used for the uncertainty propagation. COMAC (Table 1) is a CEA compilation of covariance matrices in which some matrices for major isotopes were produced by the CEA [12, 13]. The other isotopes are selected in others evaluations. For these isotopes, many re-evaluations will be planned.

Isotope	Origin	Isotope	Origin
^{56}Fe	CEA	^{239}Pu	CEA
^{16}O	JENDL-4.0	^{240}Pu	ENDF/B-VII.1
^{23}Na	CEA	^{241}Pu	ENDF/B-VII.1
^{235}U	CEA	^{242}Pu	ENDF/B-VII.1
^{238}U	CEA	^{241}Am	CEA

Table 1: Origin of the covariance matrix in COMAC base

C. *Calculation scheme for the benchmark*

Two different calculation schemes were used for these studies. Each scheme is based on the JEFF-3.1.1 (Joint Evaluated Fission and Fusion) library [14] for the nuclear data and use the standard first-order perturbation theory to perform the sensitivity calculation.

Sensitivities are calculated by a scalar product between direct and adjoint fluxes and the perturbed operator of the Boltzmann Equation (Equation 7 shows the decomposition of a perturbation on the multiplication factor).

$$\frac{\delta k}{k} = -\frac{\left\langle \phi^*, (k\delta L - \delta P)\phi \right\rangle}{\left\langle \phi^*, P\phi \right\rangle} \quad (7)$$

The first calculation scheme is based on the Fast Reactor ECCO-SNATCH suite of codes [15]. The ECCO cell code is first used to solve a space dependent self-shielding lattice using the subgroup method. A transport calculation is then performed in 1968 groups and cross sections are collapsed into 33 groups. Finally, the keff calculation is carried out with SNATCH using discrete ordinates method. The sensitivities are calculated in 33 groups. This method was used for the CFV, ZPPR and Pre-Racine calculations.

The second calculation scheme is based on the LWR APOLLO2.8 lattice code with SHEM-MOC scheme [16]. The space-dependent self-shielding is achieved above 23eV using dilution matrix formalism, followed by a flux calculation performed in 281 groups with the method of the characteristics (MoC). The sensitivities are calculated with the same SHEM energy mesh and collapsed in 33 groups.

IV. SENSITIVITIES RESULTS

A. *Uncertainty propagation on the CFV concept*

The CFV calculation gives a multiplication factor of 1.01369 with a relative propagated uncertainty of 1395 pcm (ie 1395×10^{-5} in $\Delta k/k$). The isotope decomposition (Table 2) shows the weight of the ^{239}Pu (1045 pcm) and ^{238}U (895 pcm) on the total uncertainty. For plutonium, the main reaction is the fission with 1024 pcm. For uranium (almost ^{238}U), we can note three important reactions: fission with 461 pcm, radiative capture with 466 pcm and inelastic scattering with 642 pcm. The others isotopes contribute by less than 150 pcm to the uncertainty.

Isotope	Uncertainty	Isotope	Uncertainty
^{56}Fe	106	^{239}Pu	1045
^{16}O	77	^{240}Pu	153
^{23}Na	47	^{241}Pu	90
^{235}U	15	^{242}Pu	46
^{238}U	895	^{241}Am	26

Table 2: Uncertainty components on the Keff of the CFV core (in pcm)

B. *Uncertainty propagation on the different experiments*

The results on the various fast experiments (Table 3) show a similar total uncertainty on the multiplication factor. For each case, we can note a similar result between the reference case and the sodium void case.

The uncertainty decomposition is similar to CFV concept for the ZPPR benchmark with a major contribution from ^{239}Pu and ^{238}U. A difference for the third contributor appears, but ^{56}Fe has the same contribution as in the CFV. The other plutonium isotopes exhibit a lower uncertainty (40 pcm for ^{241}Pu, 10 cm for ^{240}Pu and ^{241}Am and 1 pcm for ^{242}Pu).

On the Pre-Racine core (Table 3), many differences on the uncertainty decomposition appears. The major contributor is the ^{235}U. This high contribution can be explained keeping in mind that ^{235}U was used in the external fuel zone. The ^{238}U data uncertainties give a similar contribution and ^{239}Pu has an important weight on the uncertainty decomposition. The other plutonium isotopes give results similar with the ZPPR case.

	PR_r	PR_v	ZPPR_r	ZPPR_v
Total	1366	1381	1570	1579
First contributor	^{235}U 907	^{235}U 926	^{239}Pu 1268	^{239}Pu 1273
Second contributor	^{238}U 715	^{238}U 726	^{238}U 914	^{238}U 923
Third contributor	^{239}Pu 710	^{239}Pu 707	^{56}Fe 117	^{56}Fe 116

Table 3: Uncertainty decomposition on the multiplication factor for the Pre-Racine and ZPPR cases (in pcm)

The HCLWR case represents the lowest keff propagated uncertainty, with a difference of 500 pcm with the CFV concept (Table 4). The uncertainty decomposition is also not

similar. There is a high difference between the ^{239}Pu and ^{238}U contributions. Also, ^{241}Pu is the third contributor on the uncertainty.

Table 4 shows a lower total uncertainty for the MCT criticality case and few similarities on the uncertainty decomposition with the CFV case. Like the previous water-moderated case, the major difference is the strong decrease of the ^{238}U component.

	HCLWR	MCT
Total	905	1181
First contributor	^{239}Pu 805	^{239}Pu 1170
Second contributor	^{238}U 275	^{238}U 143
Third contributor	^{241}Pu 207	^{240}Pu 41

Table 4: Uncertainty decomposition on the multiplication factor for the HCLWR and criticality cases (in pcm)

C. *Nuclear data correlation between experiments and CFV concept*

The sensitivity results make possible to also obtain the nuclear data correlation between the different cases. These values will be significant to quantify the information transferred by the various experiments to the CFV concept.

Table 5 shows the correlations between the different cases. These terms are calculated from Equation 1. Quite different coefficients are obtained between both types of experiment and the CFV concept. The ZPPR cases present the higher representativity, close to 1. The Pre-Racine and HCLWR cases are less correlated to the CFV concept and the MCT thermal case is not correlated at all. A perfect correlation (r=0.999 and 1.000) appears between the reference case and the sodium loss case for Pre-Racine and ZPPR.

	CFV	PR_r	PR_v	ZPPR_r	ZPPR_v
CFV	1,000	0,691	0,686	0,976	0,977
PR_r	0,691	1,000	0,999	0,726	0,727
PR_v	0,686	0,999	1,000	0,717	0,718
ZPPR_r	0,976	0,726	0,717	1,000	1,000
ZPPR_v	0,977	0,727	0,718	1,000	1,000
HCLWR	0,469	0,324	0,305	0,510	0,503
MCT	0,071	0,045	0,040	0,081	0,079

	HCLWR	MCT
CFV	0,469	0,071
PR_r	0,324	0,045
PR_v	0,305	0,040
ZPP_r	0,510	0,081
ZPP_v	0,503	0,079
HCLWR	1,000	0,423
MCT	0,423	1,000

Table 5: Nuclear data correlation between the different cases

These results are in agreement with the nuclear data uncertainty decomposition results of the previous tables. As expected, a higher correlation goes with a similar uncertainty decomposition.

V. TRANSPOSITION RESULTS USING A SINGLE EXPERIMENT

A. *Experimental uncertainty for the different experiments*

During an experimental program, the experimenters provide a value with an uncertainty. It is possible to decompose this experimental uncertainty in two terms (Equation 8).

$$\delta E^2 = \delta E_t^2 + \delta E_d^2 \qquad (8)$$

With :

- δE the total "experimental" uncertainty
- δE_t the measurement technique uncertainty
- δE_d the "technological" uncertainty due to experiment data (isotopic concentrations, temperature, thickness or pitch tolerances)

δE_t is evaluated and calibrated by the experimenters at the beginning of the experimental program. For the different cases, the usual technique used to infer the multiplication factor is the doubling time measurement, giving the residual excess reactivity of the configuration. The total uncertainty on this last parameter is due to both statistical uncertainty on the count rate and the uncertainty on the kinetic parameter used in the Nordheim equation. Usually, this value does not exceed 50 pcm.

δE_d is more difficult to evaluate and ranges in the 100-200 pcm interval for the multiplication factor in the various experimental cases.

In conclusion, the experimental uncertainty is similar for the different cases with a value of 200 pcm. In order to span a broader range of values and quantify their influence, values of 10 pcm and 1000 pcm will also be considered.

The first value (10 pcm) is relevant of a perfect experiment case. It is not realistic but corresponds to the lower theoretical bound for the experimental uncertainty.

The second value (1000 pcm) is relevant of a bad quality measurement, where the integral quantity is not accurately measured. It corresponds to the higher uncertainty bound that can be associated with the multiplication factor of the configuration. As an example, this value can reach 2 to 3% for the ^{239}Pu conversion rate measurement, as the nuclear data uncertainty on this quantity is also of the order of 3%.

B. *Uncertainty reduction for the CFV concept*

Table 6 presents the *a posteriori* uncertainty on the multiplication factor for the CFV concept using one experiment at a time. The *a posteriori* uncertainty, estimated with Equation 4, is given for the different experimental uncertainties of the previous paragraph.

The bold column gives the result corresponding to the realistic experimental uncertainty. In each case, as expected, the *a posteriori* uncertainty is lower than the *a priori* one. Furthermore, no uncertainty reduction is obtained using the MCT case for the transposition, because negligible correlation occurs with the CFV concept (Table 5). For both Pre-Racine and HCLWR cases, there is an actual uncertainty reduction, which increases with the representativity factor. In the ZPPR case, we obtain a significant uncertainty reduction and this value trends to the value of 297 pcm, corresponds to the *a posteriori* uncertainty for a representativity of 0.977 with a negligible experimental uncertainty.

The effect of different experimental uncertainties point out several trends:

- for the multiplication factor value, it is not necessary to reduce below 200pcm the experimental uncertainty because there is a small difference between the ideal case and the real case in the transposition.
- The use of a higher experimental uncertainty (1000 pcm) has an important impact on the *a posteriori* value, since it becomes of the order of magnitude of the propagated uncertainty from nuclear data. Consequently, for an integral data with an experimental uncertainty equivalent to the nuclear data uncertainty, it is required to improve both the measurement techniques and the representativity.

δE (in pcm)	10	***200***	1000
PR_r	1008	***1018***	1158
PR_v	1015	***1024***	1160
ZPPR_r	304	***349***	792
ZPPR_v	298	***343***	788
HCLWR	1232	***1240***	1324
MIX	1391	***1392***	1393

Table 6: posterior uncertainty on the multiplication factor for the CFV concept (in pcm), through transposition process using a single experiment

VI. ESTIMATION OF THE EXPERIMENTAL CORRELATIONS

A. *Sensitivity of the experimental data*

In the previous section, we defined (Equation 8) the experimental uncertainty as a sum of the technological uncertainty on experimental data and the measurement uncertainty. The latter is a problem of calibration and is well known or characterized for a specific technique (miniature fission chamber measurements or γ spectrometry, for instance).

The technological uncertainty can be estimated quite rigorously. Collins [5] derived this uncertainty as follows:

$$\delta E_d^2 = \underline{S}_d^t \underline{\underline{D}}_d \underline{S}_d \qquad (9)$$

There is a clear analogy with the nuclear data propagation with the sandwich rule. Here, $\underline{S}_d$ is the sensitivity of the measured response function (multiplication factor or spectrum index for example) to technological parameters. The matrix $\underline{\underline{D}}_d$ is the covariance matrix for the technological parameters.

Using this approach, the uncertainty correlations can be estimated as follows:

$$\delta E_{1,2} = \frac{\underline{S}_{d1}^t \underline{\underline{D}}_d \underline{S}_{d2} + \delta_{t,12}}{\delta E_1 \delta E_2} \qquad (10)$$

With :

- $\delta_{t,12} = 0$ if the measurement technique is different between the experiment 1 and 2
- $\delta_{t,12} = \delta E_t^2$ the uncertainty square of the measurement technique if the technique is the same in the experiment 1 and 2
- $\underline{S}_{di}$ is the sensitivity vector for experiment *i* for the different technological parameters
- $\underline{\underline{D}}_d$ is the covariance matrix for the different technological parameters

This approach allows to take account at the same time the technological data and the measurement technique.

B. *Estimation of the experimental correlation*

To estimate the experimental correlation, calculation were performed using Equation 10. As the geometries are very different between the different cases, only the uncertainties on the isotopic concentration (^{235,238}U, ^{239,240,241,242}Pu, ^{241}Am, ^{16}O, ^{23}Na and ^{56}Fe) will be used. The calculation of this uncertainty is performed using the sum on the sensitivity vector on the nuclear data. Identity matrix was taken for the correlation matrix on the isotopic concentration.

For the all case, we consider the same measurement technique. And more, fuel is considered the same between the reference and sodium loss case and between the HCLWR and MCT cases.

Table 7 shows this experimental correlation. For Pre-Racine and ZPPR respectively, reference and sodium void configurations are fully correlated. The correlations between

their references cases are very low due to the unique impact of the measurement technique. This low correlation appears automatically between all the cases because we consider the same measurement technique for all configurations. Between the HCLWR and MCT cases, the correlation is important because the fuel is supposed the same.

	PR_r	PR_v	ZPPR_r	ZPPR_v	HCLWR	MCT
PR_r	1,0	1,0	0,05	0,05	0,05	0,05
PR_v	1,0	1,0	0,05	0,05	0,05	0,05
ZPPR_r	0,05	0,05	1,0	1,0	0,05	0,05
ZPPR_v	0,05	0,05	1,0	1,0	0,05	0,05
HCLWR	0,05	0,05	0,05	0,05	1,0	0,75
MCT	0,05	0,05	0,05	0,05	0,75	1,0

Table 7: Experimental correlations between the different cases due to fuel isotopic concentration

VII. RESULTS WITH EXPERIMENTAL CORRELATIONS

In this part, several experiments will be taken into account at the same time. To study the effect of the experimental correlation matrix (Table 7), an identity matrix will be used to represent a case without correlation between all experiments.

The comparison of the results associated with these two matrices shows a negligible effect on their choice, except for large experimental uncertainties. This characteristic can be explained from the definition of the extended representativity in Equation 6. A sum of the covariance of the nuclear data and the experimental covariance appears, showing that the higher contributor (nuclear data or experimental uncertainties) drives the global correlation between experiments.

The uncertainty reduction between two experiments with an important global correlation, for example the reference case and sodium void configurations for ZPPR or Pre-Racine, does not show a better result than the individual case. But, if we neglect this correlation, an uncertainty reduction appears but it is not realistic.

The *a posteriori* uncertainty is not reduced using an experiment with a low representativity (like the MCT criticality case) despite a low experimental correlation. Physically, if an experiment does not give information alone, it will not either give additional information coupled with other experiments.

The *a posteriori* uncertainty using fast spectrum cases, or with all the experiments is similar. This *a posteriori* value corresponds to the reduction with the ZPPR cases.

Finally, an experiment like ZPPR-r (representativity of 0,976 and small experimental uncertainty 200 pcm) remains difficult to combine with other experiments to decrease the *a posteriori* uncertainty on the CFV eigenvalue. This difficulty is due to the fact that it is always necessary to find an experiment coupling an important representativity, low correlation with other experiments and with a less experimental uncertainty.

Selected experiments	Experimental uncertainty δE		
	10	**200**	1000
PR_r and PR_v	*1000* 1000	***1010*** **1006**	*1157* 1103
ZPPR_r and ZPPR_v	*298* 298	***343*** **323**	*786* 633
PR_r and ZPPR_r	*302* 302	***349*** **348**	*760* 754
HCLWR and MCT	*1216* 1216	***1224*** **1224**	*1306* 1310
PR_r and HCLWR	*941* 941	***953*** **953**	*1121* 1117
PR_r, PR_v, ZPPR_r and ZPPR_v	*265* 265	***329*** **317**	*754* 614
All experiments	*264* 264	***320*** **316**	*744* 612

Table 8: *A posteriori* uncertainty on the CFV multiplication factor for a transposition with many experiments (in pcm)

VIII. CONCLUSION

This paper has presented a detailed study of the impact of experimental correlations and uncertainties in the transposition process.

The study is made on a limited experimental database from various fast reactor programs, and calculated the uncertainty transposition to the CFV (low void core) SFR Gen-IV concept studied by CEA.

As expected, the study shows that the experimental uncertainty has a significant effect on the transposition process. As far as it remains lower than the propagated uncertainty from the nuclear data, it is more interesting to improve the representativity of the experiments rather than the experimental uncertainty.

As foreseen by the theory, the use of very similar and accurate experimental results at the same time does not improve the *a posteriori* uncertainty. Moreover, using additional experimental correlations increases the *a posteriori* uncertainty on the industrial concept. This increase points out the importance to use uncorrelated experimental results and accurate experiments in the transposition process.

The paper presents also a rigorous method to evaluate the experimental correlations. This approach enables to take into account the correlation linked to technological data and measurement technique. Using this new information, additional theoretical studies are in progress to develop an automated tool able to design an experiment which optimizes the uncertainty reduction factor [17]. This design will take into account the information of the others experiments to define a specific experiment with high representativity and low correlations with other existing experiments.

ACKNOWLEDGMENT

The first author acknowledges C. Riffard (CEA, DEN/DER/SPRC) for her contribution to sensitivity data on the criticality case.

REFERENCES

[1] V.V. Orlov, A.A. Van'Kov, V.I. Voropaev, Y.A. Kazansky, V.I. Matveev, V.M. Murogov , "Problems of Fast Reactor Physics Related to Breeding," in Energy Rev.,1980, vol. 4, pp.991-1075.

[2] A. Gandini, "On transposition of experimental reactor data to reference design, " Comitato nazionale per la ricerca e per lo sviluppo dell energia nucleare e delle energie alternative , ENEA-RT-FI-83-14, 1983.

[3] E. Fort, G. Rimpault, J.-C. Bosq, B. Camous, V. Zammit, E. Dupont, R. Jacqmin, P. Smith, D. Biron and D.~Verrier,, "Improved performances of the fast reactor calculational system ERANOS-ERALIB1 due to improved a priori nuclear data and consideration of additional specific integral data ,"in Annals o Nuclear Energy, 2003, vol.30, pp.1879-1898

[4] P.Blaise and E. Fort,"Resonance Parameter Adjustment Methodology Based on Integral Experiment Analysis", in Nucl.SciEng, 1999, vol.133, pp.235-257

[5] P.J. Collins,"Experiment Information for Fast Reactors,"inAdvances in Nuclear Science and Technology, vol. 14, Lewins-Becker,pp.159–186.

[6] P.Sciora, D.Blanchet, L. Buiron, B.Fontaine, M.Vanier, F.Varaine, C.Venard, "Low void effect core design applied on 2400 MWth SFR reactor," presented at the International Congress on Advances in Nuclear Power Plants - ICAPP'11, Nice, France, May 2-6, 2011.

[7] G. Humbert, F. Kappler, M. Martini, G.Norvez, G. Rimpault, B. Ruelle, A. Stanculescu and W. Scholtyssek , "Parametric Studies on Heterogenous Cores for Fast Breed Reactors: The Pre-Racine and Racine Experimental Programs,"in Nuclear Science and Engineering ,1984, vol. 87, pp.233-251.

[8] IRPhE. International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments, NEA/OECD NEA/NSC/DOC(2006)1, 2009.

[9] F. Damian, S. Douce, A. Bergeron, B. Gastaldi, A. Conti, F. Moutin, D. Pialla, "Improuvement of the conversion ration in PWR," presented at Physor, Pittsburg, Pennsylvania, May 9-14, 2010.

[10] ICSBEP, International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project Handbook, NEA/NSC/DOC(95)03.

[11] P. Archier, L. Buiron, C De Saint Jean and N. Dos Santos, "Nuclear data uncertainty propagation for neutronic key parameters of cea's SFR V2B and CFV sodium fast reactor designs," presented at Physor2012, Knoxville, USA, April 15-20, 2012

[12] C. De Saint Jean, P. Archier, G. Noguere, O. Litaize, C. Vaglio-Gaudard, D. Bernard, O. Leray,"Estimation of multi-group cross section covariances for ^{235,238}U, ^{239}Pu, ^{241}Am, ^{56}Fe, ^{23}Na and ^{27}Al," presented at Physor, Knoxville, USA, April 15-20, 2012.

[13] A. Santamarina, D. Bernard, N. Dos Santos, O. Leray, C. Vaglio, L. Leal, "Re-estimation of Nuclear Data and JEFF3.1.1 Uncertainty Calculations," presented at Physor2012, Knoxville, USA, April 15-20, 2012.

[14] A. Santamarina et al. "The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library: Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1." Technical report, OECD/NEA JEFF Report 22, 2009.

[15] L. Gastaldo, R. Le Tellier, C. Suteau, D. Fournier, J.M. Ruggieri, "High-order discrete ordinate transport in non-coforming 2D cartesian meshes" presented at M&C, Saratoga Springs, New York, May 3-7, 2009.

[16] N. Hfaiedh, A. Santamarina, "Determination of the optimised SHEM mesh for neutron transport calculation," presented at M&C, Avignon, France, September 12-15, 2005.

[17] N. Dos-Santos, P. Blaise, A. Santamarina, "A global approach of the representativity concept. Application on a high-conversion light water reactor MOX lattice case," presented at M&C, Sun Valley, USA, May 5-9, 2013.