Prédiction des taux de fission des coeurs de Chooz et estimation des incertitudes associées dans le cadre de l'expérience Double Chooz

Anthony Onillon

▶ **To cite this version:**

Anthony Onillon. Prédiction des taux de fission des coeurs de Chooz et estimation des incertitudes associées dans le cadre de l'expérience Double Chooz. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2014. Français. NNT : 2014EMNA0116 . tel-01082405

HAL Id: tel-01082405
https://theses.hal.science/tel-01082405

Submitted on 13 Nov 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.

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

MINES Nantes

Thèse de Doctorat

Anthony ONILLON

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Nantes
sous le label de l'Université de Nantes Angers Le Mans

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique
Spécialité : Physique nucléaire
Unité de recherche : Laboratoire SUBATECH

Soutenue le 7 mai 2014

École doctorale : Matière, Molécule, Matériaux en Pays de la Loire (3MPL)
Thèse n° : 2014EMNA0116

Prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz et estimation des incertitudes associées dans le cadre de l'expérience Double Chooz

JURY

Rapporteurs :	**M. Gilles BAN**, Professeur ENSI Caen, LPC Caen **M. Antonin VACHERET**, STFC Rutherford Fellow, Université d'Oxford
Examinateurs :	**M. Bernd GRAMBOW**, Professeur Ecole des Mines de Nantes, Subatech Nantes **M. Sylvain DAVID**, Chargé de recherche CNRS, IPN Orsay **M. Olivier MEPLAN**, Maître de Conférence Université de Grenoble, LPSC Grenoble **M. Hervé DE KERRET**, Directeur de Recherche, APC Paris
Directeur de thèse :	**M. Christoph HARTNACK**, Maître assistant Ecole des Mines de Nantes, Subatech Nantes
Co-directrice de thèse :	**M^me^ Muriel FALLOT**, Maître de Conférence Université de Nantes, Subatech Nantes

Remerciements

Mon travail de thèse s'est déroulé au sein du groupe Experimental Research on Data Reactors and Energy (ERDRE) du laboratoire de physique subatomique et des technologies associées (SUBATECH) de Nantes. Subatech est une unité mixte de recherche affiliée à trois tutelles : l'Ecole des Mines de Nantes (EMN), l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) et l'Université de Nantes. En premier lieu, je remercie Jacques Martino, précédent directeur de SUBATECH, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire et l'entreprise DAHER pour avoir financé la chaire industrielle en partenariat avec l'EMN dans le cadre de laquelle se sont déroulés mes travaux de thèse.

Je tiens à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail de doctorat : Bernd Grambow pour avoir accepté de présider le jury, Antonin Vacheret et Gilles Ban pour avoir accepté d'être les rapporteurs, Hervé de Kerret, Olivier Méplan et Sylvain David pour avoir accepté d'être les examinateurs.

Je souhaite remercier Christoph Hartnack d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Même si nous n'avons pas vraiment eu l'occasion de travailler ensemble à proprement parlé, je le remercie pour tous les conseils qu'il m'a apporté et pour m'avoir aidé à concilier deux mondes aux langages très différents : le monde de la recherche fondamentale et le monde de l'industrie. Je tiens également à remercier chaleureusement Muriel Fallot, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et avoir encadré mes travaux de recherche. Je la remercie autant pour ses qualités d'encadrement que pour ses qualités humaines. Je la remercie en particulier pour sa gentillesse, son optimisme, la patience dont elle a toujours su faire preuve au cours de ces années ainsi que pour le soutien qu'elle a su m'apporter durant la période de rédaction de ce manuscrit.

Mes remerciements vont également à tous les membres permanents du groupe ERDRE que j'ai côtoyé au cours de mon doctorat, Amanda, Frédéric, Lydie et Nicolas, pour les bons moments passés lors des pauses repas et des pauses café, mais aussi pour les conseils avisés qu'ils m'ont souvent apporté dans mon travail ; une pensée particulière pour Amanda avec qui j'ai partagé un bureau durant ces trois années et ainsi pu profiter de sa constante bonne humeur ! Je remercie également la longue liste de thésards et postdocs que j'ai eu la chance de rencontrer et avec qui j'ai également eu l'occasion de partager de nombreux bons moments : Sandrine, Van Minh, Alberto, Zakari, Guillaume, Andi, Tomooki, Mylène, les deux Baptistes, Diego, Alexis, Aurélien, Benjamin, Charlotte, Jennifer, Maxime... Une pensée particulière pour Antoine et Jean-Baptiste auprès desquels je m'excuse d'avoir parfois confondu les bureaux avec des succursales de la cafétéria !

Je remercie Patrick Perrin et Hervé de Kerret de m'avoir aidé à de nombreuses reprises à récupérer les données d'exploitations des réacteurs de Chooz nécessaires à mes simulations lorsque je ne pouvais pas me rendre à Chooz. Je remercie également le personnel EDF de la centrale de Chooz et en particulier nos interlocuteurs au sein de la centrale, Jérôme Renaux et Matthieu Callis, pour avoir fourni à la collaboration Double l'ensemble des informations sur les réacteurs de Chooz qui a été nécessaire aux études présentées dans ce manuscrit. Je remercie également les personnes du groupe ERDRE, Guillaume, Lydie et Muriel d'avoir repris la suite de mon travail à la fin de mon doctorat.

Enfin, je ne saurais terminer sans remercier ma famille pour le soutien indéfectible qu'elle a su m'apporter pendant ces années de doctorat.

Table des matières

Introduction **9**

1 Physique du neutrino **11**
1.1 Historique du neutrino . . . 11
1.2 Le modèle standard . . . 16
1.3 Oscillation des neutrinos . . . 17
1.3.1 Formalisme général . . . 17
1.3.2 Formalisme à trois saveurs . . . 19
1.3.3 Probabilité d'oscillation à deux saveurs . . . 20
1.4 Mesure des paramètres d'oscillation . . . 21
1.4.1 Le secteur solaire : Δm^2_{12} et θ_{12} . . . 21
1.4.2 Le secteur atmosphérique : Δm^2_{23} et θ_{23} . . . 22
1.4.3 Le secteur 13 : θ_{13} . . . 25
1.5 Questions ouvertes sur les neutrinos . . . 30
1.5.1 Les neutrinos stériles . . . 30
1.5.2 La masse des neutrinos . . . 32
1.5.3 Phase de violation de symétrie CP . . . 35
1.6 Conclusions . . . 36

2 L'expérience Double Chooz **37**
2.1 Concept experimental de Double Chooz . . . 38
2.1.1 Principe des expériences réacteurs . . . 38
2.1.2 Détection des $\bar{\nu}_e$ . . . 40
2.1.3 Bruit de fond . . . 41
2.1.4 Le site . . . 41
2.1.5 Le détecteur . . . 42
2.1.5.1 La cible . . . 43
2.1.5.2 Le gamma catcher . . . 44
2.1.5.3 Le buffer . . . 44
2.1.5.4 Le veto interne . . . 44
2.1.5.5 Le blindage . . . 44
2.1.5.6 Le veto externe . . . 45
2.1.5.7 Détecteur proche . . . 45
2.1.6 La calibration . . . 45
2.1.6.1 Injection de lumière . . . 47
2.1.6.2 Sources radioactives . . . 47
2.1.6.3 Sources naturelles . . . 47
2.1.7 Système d'acquisition et de traitement des données . . . 48
2.2 Prédiction du flux d'antineutrinos . . . 49
2.2.1 Le combustible nucléaire . . . 49

2.2.2 Antineutrinos des réacteurs . . . 50
2.2.3 Flux non-oscillé d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain . . . 56
2.2.3.1 Méthodologie . . . 56
2.2.3.2 Ingrédients du calcul du flux . . . 57
2.2.3.3 Résultat pour le flux $\bar{\nu}_e$ . . . 60
2.2.3.4 Incertitudes sur le flux d'$\bar{\nu}_e$ . . . 60
2.3 Résultats de Double Chooz . . . 63
2.3.1 Simulation Monte-Carlo du détecteur . . . 63
2.3.2 Reconstruction des données . . . 64
2.3.3 Sélection des événements . . . 67
2.3.4 Estimation des bruits de fond . . . 69
2.3.4.1 Bruit de fond accidentel . . . 69
2.3.4.2 Bruit de fond corrélé . . . 72
2.3.4.3 Isotopes cosmogéniques . . . 74
2.3.4.4 Période d'arrêt simultané des deux réacteurs de Chooz . . . 74
2.3.5 Efficacité de détection des neutrons . . . 77
2.3.6 Bilan des erreurs systématiques . . . 77
2.3.7 Ajustement des données en norme et en forme . . . 77
2.3.8 Analyses complémentaires de Double Chooz . . . 82
2.3.8.1 Analyse des événements avec capture de neutrons par l'hydrogène du détecteur . . . 82
2.3.8.2 Analyse en norme à partir des différents niveaux de puissance des réacteurs . . . 85
2.4 Mesure de θ_{13} avec plusieurs détecteurs . . . 86
2.4.1 La seconde phase de Double Chooz . . . 86
2.4.2 Cas des expériences Daya Bay et RENO . . . 87
2.5 Conclusions . . . 88

3 Notions de physique des réacteurs 91
3.1 Introduction : Le nucléaire civil . . . 91
3.1.1 Les filières . . . 92
3.1.2 Les générations . . . 92
3.2 Les réacteurs à eau sous pression . . . 94
3.2.1 Principe de fonctionnement . . . 94
3.2.2 Les paliers de REP . . . 95
3.2.3 Le combustible . . . 96
3.2.4 Taux de combustion . . . 99
3.2.5 Rechargement des cœurs . . . 99
3.2.6 Le modérateur-caloporteur . . . 100
3.3 Interaction neutron-matière . . . 102
3.3.1 La fission et la capture . . . 102
3.3.2 Les produits de fission . . . 103
3.3.3 Les neutrons de fission . . . 104
3.3.4 L'énergie libérée par fission . . . 105
3.4 Criticité . . . 106
3.4.1 Coefficient de multiplication . . . 106
3.4.2 Empoissonnement du cœur par les produits de fissions . . . 107
3.4.3 Coefficients de réactivité et de contre-réactions . . . 108
3.4.4 Le contrôle de la criticité . . . 110

4 Les Outils de simulation 113
4.1 Le code Monte-Carlo MCNP . . . 114
4.1.1 Principe de fonctionnement . . . 115
4.1.2 Le suivi des particules sources . . . 115
4.1.3 Structure des fichiers de simulation . . . 119
4.1.4 Les tallies . . . 120
4.1.5 La précision des codes Monte-Carlo . . . 121
4.1.6 La simulation des systèmes critiques . . . 123
4.2 Le code MURE . . . 128
4.2.1 Principe de fonctionnement . . . 129
4.2.2 La définition des paramètres d'entrée . . . 129
4.2.3 L'évolution du combustible . . . 130
4.2.4 Les bases de données . . . 132
4.2.5 L'arbre des noyaux . . . 133
4.2.6 Gestion de l'évolution par MURE . . . 135
4.2.7 Couplage neutronique thermohydraulique . . . 136
4.2.8 MUREGui . . . 137

5 La simulation des assemblages de Chooz 139
5.1 La simulation des assemblages de Chooz . . . 140
5.1.1 Paramètres de simulation . . . 140
5.1.2 Évolution des observables . . . 142
5.1.3 Estimation des incertitudes statistiques associées aux observables . . . 148
5.2 Études de sensibilité liées aux paramètres intrinsèques de simulation . . . 152
5.2.1 L'évolution *Multigroupes* du combustible . . . 152
5.2.2 Discrétisation temporelle de l'évolution du combustible . . . 157
5.2.3 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible . . . 165
5.2.3.1 Discrétisation axiale du combustible . . . 166
5.2.3.1.1 Étude statique sur le combustible neuf . . . 167
5.2.3.1.2 Effet de la discrétisation axiale en évolution . . . 173
5.2.3.2 Discrétisation radiale du combustible . . . 179
5.3 Benchmark MURE/APOLLO2-F . . . 184
5.3.1 Paramètres de simulation . . . 184
5.3.2 Comparaison des inventaires et k_∞ . . . 185
5.3.3 Comparaison des distributions de puissance . . . 188
5.3.4 Conclusions du benchmarck . . . 188
5.4 Conclusions . . . 189

6 Prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz 191
6.1 Développement des simulations des cœurs de Chooz . . . 192
6.1.1 Généralités sur les simulations de cœur . . . 192
6.1.2 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible . . . 193
6.1.3 Prédiction des inventaires initiaux . . . 195
6.1.4 Le suivi des paramètres d'exploitation . . . 196
6.1.5 Paramètres de simulation . . . 200
6.1.6 Convergence de la source de neutron . . . 200
6.1.7 Résultats de simulation pour les α_k . . . 203
6.2 Etude de sensibilité . . . 206
6.2.1 Incertitudes statistiques . . . 207
6.2.2 Incertitudes sur les burnups de chargement des assemblages . . . 210

6.2.3 Problématique de la gestion du refroidissement et de la concentration en bore dans les simulations d'assemblage . . . 211
6.3 Prédiction *"à la Chooz"* des taux de fission de cœur . . . 218
6.3.1 Méthodologie . . . 219
6.3.2 Résultats pour les α_k . . . 221
6.3.3 Résultats pour le flux d'antineutrinos . . . 222
6.4 Conclusions . . . 223

7 Estimation des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission des cœurs 225
7.1 Méthodologie . . . 226
7.1.1 Méthodologie des études de sensibilité au niveau assemblage . . . 226
7.1.2 Estimation des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission de cœur à partir des études de sensibilités . . . 231
7.2 Bilan des résultats des études de sensibilité . . . 237
7.2.1 Sensibilités utilisant la méthode des ajustements linéaires . . . 237
7.2.2 Sensibilités des taux de fission aux bases de données nucléaires . . . 242
7.2.3 Sensibilités de taux de fission aux grappes de régulation . . . 247
7.3 Résultats finaux des incertitudes systématiques . . . 256
7.3.1 Incertitudes sur les taux de fission de cœur . . . 256
7.3.2 Corrélation entre les taux de fission . . . 259
7.3.3 Discussion sur la méthode . . . 260
7.4 Conclusions . . . 263

Conclusion 265

A Propagation des erreurs 269

B L'équation de transport des neutrons 271

C Densité de l'eau 273

D Résultats complémentaires de la comparaison MURE - APOLLO2-F 275
D.1 Influence du niveau de puissance sur l'évolution des observables de simulation . . . 275
D.2 Influence du mode de réflexion sur l'évolution du k_∞ . . . 276
D.3 Comparaison des distributions radiales de puissance des simulations d'assemblages MURE et APPOLO-2F . . . 277

E Historique du coeur B1/C13 279

Bibliographie 299

Introduction

Bien que l'observation expérimentale des neutrinos remonte à maintenant près de 60 ans, les neutrinos continuent de fasciner les physiciens et la mesure de leurs propriétés constitue un pan entier de la physique expérimentale moderne. Depuis le début des années 1970, nous savons qu'il existe trois saveurs de neutrino : électronique, muonique et tauique et que les neutrinos possèdent la faculté de pouvoir osciller, c'est-à-dire de pouvoir changer de saveur leptonique au cours de leur propagation dans l'espace. Cette caractéristique des neutrinos est vraiment unique puisqu'elle implique que les neutrinos sont des particules massives alors que dans le modèle standard, les neutrinos sont décrits comme des particules sans masse.

Le phénomène d'oscillation de saveur des neutrinos a été postulé pour la première fois en 1962 par Z. Maki, N. Nakagawa et S. Sakata afin d'expliquer le déficit en neutrinos solaires observé expérimentalement par rapport aux prédictions théoriques. Ce postulat fut par la suite confirmé par de nombreuses expériences étudiant différentes sources de neutrinos. D'un point de vue mathématique, l'oscillation traduit le fait que les états de masse des neutrinos ne coïncident pas avec leurs états de saveur. Les liens entre les états de masse et les états de saveur sont décrits par la matrice PMNS dépendante de six paramètres : trois angles de mélange, deux différences de carré de masse et une phase de violation de la symétrie CP. Deux des angles de mélange, ainsi que les deux différences de carré de masse, ont déjà été mesurés avec succès par des expériences étudiant les neutrinos solaires et atmosphériques. Jusqu'à très récemment, l'angle de mélange θ_{13} restait le dernier angle de mélange non mesuré. La détermination de ce paramètre est alors devenue un enjeu crucial puisqu'une valeur non nulle de ce paramètre permettrait d'accéder à la valeur de la phase de violation de la symétrie CP.

Le paramètre θ_{13} peut être mesuré en utilisant les antineutrinos électroniques émis par les réacteurs nucléaires. Les réacteurs nucléaires utilisent la chaleur dégagée par la fission d'éléments qui peuvent fissionner d'un combustible nucléaire pour produire de l'électricité. La décroissance β^- des produits de fission alors formés est à l'origine d'un flux intense d'antineutrinos électroniques qui peut être utilisé comme une source pour des expériences visant à étudier l'oscillation.

Au début des années 1990, l'expérience Chooz menée auprès de la centrale nucléaire de Chooz B dans les Ardennes françaises permit d'obtenir une limite supérieure sur la valeur θ_{13}. Ce résultat motiva le développement d'une nouvelle génération d'expériences menées auprès de réacteurs nucléaires dont Double Chooz fait partie.

Cette expérience a pour objectif de mesurer l'angle θ_{13} en utilisant les antineutrinos électroniques émis par les deux réacteurs à eau pressurisée de la centrale de Chooz. Le principe expérimental de l'expérience consiste en l'installation de deux détecteurs identiques situés à différentes distances des cœurs : un détecteur lointain situé à une distance moyenne de 1050 m des cœurs et un détecteur proche situé à une distance moyenne de 400 m des cœurs. Dans les détecteurs, la détection des antineutrinos est effectuée par le processus inverse de désintégration bêta dans un liquide scintillant de $10{,}3\,\mathrm{m}^3$. Double Chooz est une expérience dite "de disparition". La mesure du paramètre θ_{13} est effectuée en cherchant une réduction du nombre d'antineutrinos et une distorsion du spectre en énergie mesuré dans le détecteur lointain par rapport au détecteur proche.

La construction des deux détecteurs de l'expérience n'a pas eu lieu simultanément. Par conséquent, l'expérience a été prévue pour se dérouler en deux phases : une première avec uniquement le détecteur

lointain prenant des données et une seconde avec les deux détecteurs prenant simultanément des données. Le détecteur lointain a été construit entre 2010 et 2011 et prend des données depuis le mois d'avril 2011. Le détecteur proche est actuellement en cours d'installation et le début de la prise de donnée avec les deux détecteurs est prévu pour débuter durant l'été 2014.

Pour la première phase de l'expérience, les données du détecteur lointain sont comparées à une prédiction du flux d'antineutrinos non-oscillé attendu dans ce même détecteur. Cette prédiction repose, entre autres, sur la connaissance des taux de fission des deux cœurs durant les périodes de prise de données. Dans cette optique, des simulations des deux réacteurs de Chooz suivant les principaux paramètres d'exploitation de la centrale ont été développées à l'aide du code de simulation MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE). Grâce à ces simulations, les taux de fission ainsi que les incertitudes systématiques associées ont été estimés. Ce manuscrit présente le travail de développement et de validation des simulations des cœurs de Chooz ainsi que les études menées en vue d'estimer les incertitudes systématiques associées aux prédictions des taux de fission des cœurs.

Ce manuscrit est divisé en sept chapitres. Le premier chapitre est dédié à la physique du neutrino. Nous y aborderons les notions théoriques de l'oscillation et ferons un rapide panorama des principaux résultats expérimentaux portant sur les paramètres d'oscillations. Le second chapitre sera focalisé sur l'expérience Double Chooz. Le principe expérimental de l'expérience ainsi que la méthode employée pour prédire le flux d'antineutrinos émis par les cœurs seront présentés. Les principaux résultats obtenus depuis le début de la prise de donnée avec le détecteur lointain seront également présentés.

Les chapitres suivants seront focalisés sur la partie réacteur de l'expérience. Le chapitre 3 sera dédié à la physique des réacteurs. Dans ce chapitre, nous présenterons le fonctionnement général des réacteurs à eau pressurisée ainsi que les différentes notions nécessaire à la compréhension des chapitres de résultats. Le code de simulation MURE que nous avons utilisé pour réaliser nos études sera présenté dans un quatrième chapitre. Les trois derniers chapitres seront consacrés au travail et aux résultats de cette thèse. En chapitre 5, nous présenterons les simulations d'assemblages des cœurs de Chooz que nous avons réalisés. Ce chapitre regroupera plusieurs études visant à optimiser les paramètres de simulations MURE. Les résultats d'un "benchmarch" de simulations d'assemblages réalisé avec MURE et le code de simulation APPOLO-2F seront également présentés. Le chapitre 6 sera focalisé sur la simulation des cœurs de Chooz. Nous y présenterons le travail de développement et de validation des simulations de cœurs ainsi que les résultats de taux de fission obtenus pour la première phase de Double Chooz. Dans un dernier chapitre, nous présenterons la méthode employée pour estimer les incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission des simulations de cœur ainsi que les résultats obtenus. Enfin, nous conclurons et donnerons quelques perspectives à ce travail.

Chapitre 1

Physique du neutrino

Sommaire

1.1 Historique du neutrino . . . 11
1.2 Le modèle standard . . . 16
1.3 Oscillation des neutrinos . . . 17
1.3.1 Formalisme général . . . 17
1.3.2 Formalisme à trois saveurs . . . 19
1.3.3 Probabilité d'oscillation à deux saveurs . . . 20
1.4 Mesure des paramètres d'oscillation . . . 21
1.4.1 Le secteur solaire : Δm^2_{12} et θ_{12} . . . 21
1.4.2 Le secteur atmosphérique : Δm^2_{23} et θ_{23} . . . 22
1.4.3 Le secteur 13 : θ_{13} . . . 25
1.5 Questions ouvertes sur les neutrinos . . . 30
1.5.1 Les neutrinos stériles . . . 30
1.5.2 La masse des neutrinos . . . 32
1.5.3 Phase de violation de symétrie CP . . . 35
1.6 Conclusions . . . 36

Ce chapitre est dédié à la physique du neutrino. Tout d'abord, nous commencerons par retracer l'histoire du neutrino au travers des différentes expériences ayant observé les différentes saveurs de neutrinos jusqu'à celles plus récentes ayant permis de prouver l'existence d'une oscillation de saveurs dans le secteur des neutrinos. Après ce rappel historique, nous présenterons la place du neutrino au sein du modèle standard et introduirons le formalisme associé au mécanisme d'oscillation des neutrinos. Une synthèse de l'état actuel des connaissances sur les paramètres gouvernant le phénomène d'oscillation des neutrinos sera ensuite présentée. Pour finir, nous aborderons trois importantes questions encore en suspens concernant : l'hypothèse du neutrino stérile, la masse des neutrinos et la valeur de la phase de violation de symétrie CP.

1.1 Historique du neutrino

L'histoire du neutrino débute en 1914 lorsque J. Chadwick observe expérimentalement que les électrons produits par décroissance β^- possède un spectre continu en énergie [1]. Contrairement à ce qui était alors supposé, cette observation impliquait que la totalité de l'énergie de décroissance n'était pas emportée par l'électron et que par conséquent une partie de l'énergie était manquante.

En 1930, dans une lettre désormais célèbre adressée à la conférence de Tubingen [2], W. Pauli proposa que l'énergie manquante soit emportée par une particule neutre jusqu'alors inconnue. Cette

nouvelle particule, qu'il nomma "neutron", devait avoir un spin de 1/2 et une masse inférieure à 0,01 fois la masse du proton. Cette proposition qu'il qualifia lui même de "remède" avait l'avantage de permettre à la décroissance β^- de respecter la loi de conservation de l'énergie. Cette nouvelle particule fut par la suite renommée en neutrino (petit neutre en italien) [3] par Enrico Fermi en 1933 puisqu'entre temps, un "neutron" plus lourd avait été découvert par J. Chadwick [4]. E. Fermi formula alors une théorie de l'interaction permettant de calculer simultanément l'énergie des électrons et des neutrinos lors des décroissances. Il décrivit alors la décroissance β^- comme la transformation d'un neutron en un proton au sein d'un noyau :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \tag{1.1}$$

Suite à ces premières découvertes théoriques, plusieurs expériences furent menées afin de tenter d'observer les neutrinos. Cependant, la section efficace d'interaction très faible ($\sigma \sim 10^{-44}$ b) de ces nouvelles particules rendait -et rent toujours- leurs observations expérimentales extrêmement difficiles. Il faudra alors attendre un plus de 20 ans pour que les neutrinos soient observés expérimentalement et valide ainsi les conceptions théoriques alors formulées.

Découverte des différentes saveurs

En raison de leur section efficace très faible, l'observation expérimentale des neutrinos ne peut se faire qu'en disposant d'une source intense. Au début des années 1950, F. Reines envisagea la possibilité d'utiliser comme source les neutrinos produits lors de l'exposition d'une bombe nucléaire [5]. Cette piste fut toutefois écartée en raison de la difficulté de conduire une expérience à courte distance d'une explosion nucléaire. Finalement, F. Reines proposa d'utiliser les premiers réacteurs nucléaires civils comme source de neutrinos et le processus inverse de décroissance bêta (en anglais : inverse beta decay - IBD), alors rendu possible par la théorie de l'interaction faible de Fermi, fut choisi comme processus de détection des neutrinos :

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \tag{1.2}$$

En 1953, une première expérience fut menée par F. Reines et C. Cowan auprès du réacteur de Hanford dans l'état de Washington [6]. Le détecteur consistait en une cible de liquide scintillant regardée par des photomultiplicateurs (PMs). L'objectif de l'expérience était de signer les événements IBD en observant les deux gamma de 511 keV issus de l'annihilation du positron. Toutefois, en raison de la difficulté à signer une interaction IBD uniquement avec l'annihilation du positron, cette expérience ne permit pas d'obtenir des résultats concluants.

La découverte expérimentale du neutrino eut finalement lieu en 1956 par F. Reines et C. Cowan grâce à une nouvelle expérience menée auprès du réacteur de Savannah River en Caroline du Sud [7, 8]. Comme précédemment, un détecteur à base de liquide scintillant fut utilisé. En revanche, contrairement à la précédente expérience, ils eurent l'idée d'utiliser du chlorure de cadmium afin d'améliorer la signature des événements IBD. Le ^{108}Cd est un noyau possédant une section efficace d'absorption élevée pour les neutrons thermiques et qui après capture conduit à l'émission d'une cascade de photons gamma. Avec ce dopant, la capture du neutron de l'IBD et l'émission de la cascade de gamma intervient moins de 5 μs après les deux photons gamma d'annihilation du positron. Cette coïncidence temporelle entre les photons gamma d'annihilation du positron et de désexcitation du cadmium permet d'obtenir une signature claire des événements IBD. Le détecteur, installé à une distance de 11 m du cœur consistait en trois volumes de liquide scintillant de 1400 l observés par 110 photomultiplicateurs de 5" chacun entre lesquelles étaient intercalés deux réservoirs d'eau de 200 l contenant environ 40 kg de chlorure de cadmium. En 1371 h de prise de données, dont 900 avec le réacteur en fonctionnement, ils obtinrent un taux de comptage net d'événements neutrino de 2,88±0,22. En plus d'être la première expérience à observer les neutrinos, cette expérience permit d'obtenir la première mesure de la section efficace de l'IBD. Cette mesure était compatible à 5% avec les modèles théoriques de l'époque

($\sigma_{IBD}^{theo} = 6,3^{\pm 1,7}.10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$) [1]. Comme nous le verrons par la suite, le principe de cette expérience consistant à utiliser le processus IBD et à signer les événements à l'aide d'une coïncidence temporelle entre le positron et le neutron en résultant demeure à l'heure actuelle la méthode couramment employée par les expériences de physique du neutrino étudiant les neutrinos issus des réacteurs.

En 1962, l'accélérateur de particules du Brookhaven National Laboratory permit de découvrir l'existence d'une seconde saveur de neutrino : les neutrinos muoniques. Cette mesure fut effectuée en observant la désintégration de pion en muon et neutrino muonique ($\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) [10].

Lorsqu'un troisième lepton, le tau, fut découvert en 1974 [11], on envisagea alors la possibilité qu'une troisième saveur de neutrinos associée à ce nouveau lepton puisse exister. Cette hypothèse fut confirmée en 1991 par des études menées au LEP (Large Electron Positron collider) portant sur la désintégration du boson de jauge Z [12]. La largeur de désintégration du boson Z est directement liée au nombre de famille de neutrinos. Ces expériences montrèrent qu'il existe uniquement trois saveurs de neutrinos actifs légers liés au boson Z avec un nombre de famille estimé à : $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ (1σ C.L.). Nous noterons que cette mesure n'exclue par la possibilité de l'existence d'un quatrième neutrino stérile qui ne serait pas lié au boson Z. Le neutrino tau fut finalement mesuré 9 ans plus tard par l'expérience DONUT à Fermilab qui observa des neutrinos tau issus de la décroissance de méson en tau et neutrino tau [13].

Symétrie de parité

En parallèle des expériences portant sur l'observation des différentes saveurs des neutrinos, les recherches sur les propriétés de l'interaction faible se poursuivirent. Dans la première description théorique de l'interaction faible formulée par Fermi, l'interaction faible y était décrite comme conservant la symétrie de parité au même titre que l'interaction électromagnétique. Une interaction respectant la symétrie de parité signifie qu'elle est invariante par inversion des coordonnées d'espace. Cette symétrie est également désignée comme la symétrie miroir, car elle implique que tout processus physique est équivalent à son image dans un miroir. Par cette symétrie, l'image d'une particule d'hélicité [2] gauche est une particule d'hélicité droite. En 1956, T.D. Lee et C.N. Yang proposent que l'interaction faible puisse violer la symétrie de parité [14]. Cependant, les expériences menées jusqu'alors ne permettaient pas de conclure sur la conservation ou non de la symétrie de parité dans les réactions de décroissance β. Ils proposèrent alors une série d'expériences ayant le potientel de confirmer cette hypothèse. L'année suivante, C.S Wu montra à l'aide d'une expérience étudiant la décroissance β du ^{60}Co que la symétrie de parité n'est pas respectée lors des décroissances β [15]. Son expérience montra ainsi de manière univoque qu'il existe uniquement des neutrinos d'hélicité gauche et des antineutrinos d'hélicité droite.

Les résultats de cette expérience fournir alors un élément crucial concernant la masse des neutrinos. Dans le modèle standard, selon le mécanisme de Higgs, les particules dans le vide obtiennent une masse lorsqu'elles interagissent avec le boson de Higgs et toutes les particules changent d'hélicité suite à cette interaction. Étant donné que l'expérience montre que les neutrinos peuvent uniquement posséder une hélicité gauche, la théorie prédit que les neutrinos ne peuvent jamais acquérir de masse par le mécanisme de Higgs. Par conséquent, au même titre que les photons, les neutrinos ne possèdent pas de masse dans le modèle standard.

Le déficit en neutrinos solaires

Au milieu des années 1960 eut lieu l'expérience d'Homestake [16]. Cette expérience avait pour objectif d'observer les neutrinos solaires. Dans le soleil, les neutrinos sont produits par les réactions de

1. Dans une seconde analyse publiée en 1960 [9], ils reportèrent une nouvelle valeur de section efficace de $12^{+7}_{-4}.10^{-44}\mathrm{cm}^2$. Cette nouvelle valeur était toutefois encore compatible avec les nouvelles prédictions théoriques donnant une section efficace de $10,0^{\pm 1,7}.10^{-44}\mathrm{cm}^2$.

2. L'hélicité est la projection du spin $\vec{S}$ sur la direction du moment $\vec{P}$: $H = \vec{S}.\vec{p}/|\vec{p}|$.

fusion nucléaire. Chacune des différentes réactions de fusion ($p+p \rightarrow {}^2H+e^+ +\nu_e$, $p+p+e^- \rightarrow {}^2H+\nu_e$, ${}^7Be+e^- \rightarrow {}^7Li+\nu_e$, ...) conduit à l'émission de neutrinos électroniques possédant un spectre discret ou continu en énergie. Les principaux spectres des neutrinos solaires peuvent être observés en figure 1.1.

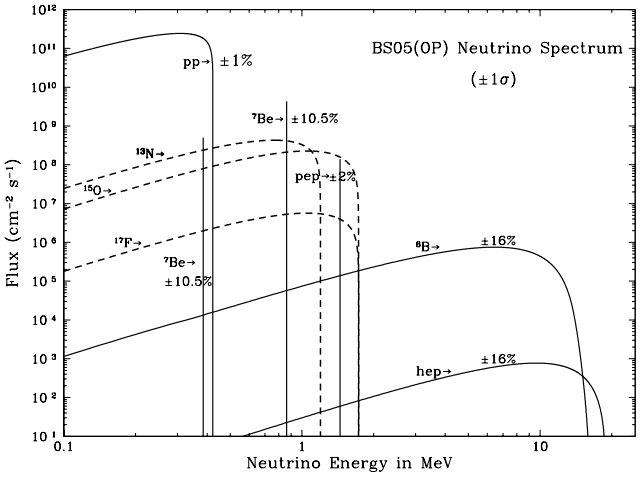


FIGURE 1.1 – Spectres en énergie des différents processus contribuant au flux de neutrinos électroniques solaire [17].

Cette expérience se déroula à 1400 m sous terre dans la mine d'or d'Homestake dans le Dakota du Sud. Le détecteur consistait en un volume de 615 tonnes ($\sim$400 m^3) de CCl_4. Suite à une interaction avec un neutrino électronique, le ${}^{37}Cl$ se transforme en isotope radioactif d'${}^{37}Ar$. Tous les mois, les isotopes radioactifs ainsi formés étaient collectés chimiquement et comptés afin de remonter au nombre d'interactions survenu dans la cible. Le nombre d'interactions mesuré par cette expérience était de l'ordre de trois fois moins important que le nombre d'interactions prédit par les modèles théoriques. Cette différence désormais connue comme le *problème des neutrinos solaires* ne semblait pas pouvoir s'expliquer par les incertitudes associées à la mesure et aux modèles théoriques de prédiction du flux de neutrinos solaires.

Afin d'expliquer ce déficit, le phénomène d'oscillation des neutrinos fut envisagé. Cette hypothèse, initialement formulée par B. Pontecorvo en 1957 [18, 19], supposait qu'il puisse exister une oscillation de type neutrino-antineutrino par analogie avec l'oscillation des kaons $K-\bar{K}^0$. Toutefois, la découverte du neutrino muonique quelques années plus tard laissa envisager non pas des oscillations entre particules et antiparticules, mais plutôt des oscillations entre les différentes saveurs. L'hypothèse de B. Pontecorvo fut alors reprise et développée en termes d'oscillation de saveurs par Z. Maki, N. Nakagawa et S. Sakata en 1962 [20]. Cette hypothèse permettait alors de justifier le déficit en neutrinos solaires : une partie des neutrinos électroniques émis par le soleil avait changé de saveur avant d'arriver sur terre. Plusieurs expériences menées par la suite (Sage [21], Galex [22], Super Kamiokande [23]) obtinrent des résultats consistants avec ceux de l'expérience d'Homestake.

Ce fut finalement l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory) qui en 2001 confirma sans ambiguïté le phénomène d'oscillation des neutrinos solaires[3] [24, 25]. Cette expérience était installée sous environ 2 km de roche dans une mine près de Sudbury au Canada. L'expérience utilisa comme cible une sphère d'acrylique contenant 1 000 t d'eau lourde (D_2O). La particularité de cette expérience

3. Le phénomène d'oscillation fut préalablement confirmé en 1998 par l'expérience Super-Kamiokande [23] observant les neutrinos atmosphériques (cf. section 1.4.1).

était d'être sensible aux neutrinos à travers trois processus dissociables lors de l'analyse des données :

$$\begin{aligned} \text{courant chargé :} \quad & \nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \\ \text{courant neutre :} \quad & \nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \\ \text{diffusion élastique :} \quad & \nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \end{aligned} \tag{1.3}$$

L'interaction par courant chargé (CC), qui s'effectue au travers de l'échange d'un boson $W^{\pm}$, est sensible exclusivement aux neutrinos de type électronique alors que les interactions par courant neutre (CN), qui s'effectue au travers de l'échange d'un boson Z^0, et par diffusion élastique (CE) sont sensibles aux trois types de saveurs. La sensibilité de SNO à ces trois réactions permettait ainsi de distinguer la composante électronique de la composante non électronique du flux d'antineutrinos (muonique + tauique) reçu par la cible.

Cette expérience s'intéressa au flux de neutrinos actifs issu de la réaction ^{8}B ($^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e$). Cette réaction est souvent utilisée par les expériences étudiant les neutrinos solaires, car elle produit un flux élevé et monoénergétique de neutrinos (cf. figure 1.1). Les résultats obtenus par SNO pour le flux de neutrinos solaires issu de cette réaction sont présentés en figure 1.2. Cette figure présente le flux de neutrinos non électroniques en fonction du flux de neutrinos électroniques déduit des données de SNO. Cette figure montre que SNO a mesuré une valeur non-nulle pour le flux de neutrinos muoniques et tauiques et que le flux total de neutrinos détecté est compatible avec les prédictions théoriques issues du modèle standard du soleil ; ce résultat prouve ainsi l'existence d'oscillation des neutrinos solaires.

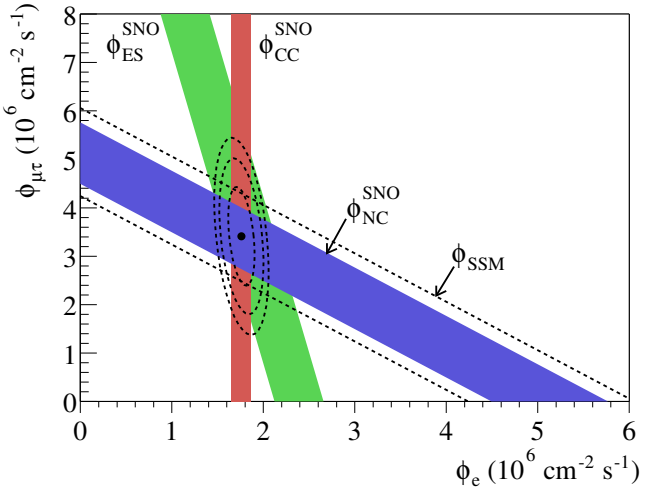


Figure 1.2 – Flux de neutrinos solaires $\nu_{\mu,\tau}$ en fonction du flux de neutrinos ν_e issu de la réaction ^{8}B mesurée par l'expérience SNO [25]. Chaque bande de couleur correspond à un des processus (CC, ES, NC) mesurés par l'expérience. L'épaisseur des bandes correspond à l'erreur à 1σ. Les ellipses représentent les contours de probabilité à 1σ pour les flux $\phi(\nu_{\mu,\tau})$ et $\phi(\nu_e)$. La bande en trait pointillé représente le flux total de neutrinos prédit par le modèle standard du soleil pour la réaction ^{8}B.

Ce qui rend particulièrement intéressant aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental l'oscillation des neutrinos, c'est que ce phénomène n'est possible que si les neutrinos possèdent une masse (cf. section 1.3). Or comme nous l'avons vu précédemment, les neutrinos ne sont pas supposés posséder de masse dans le modèle standard.

Depuis que ce phénomène a été postulé et vérifié expérimentalement, de nombreuses expériences ont été réalisées et continuent d'avoir lieu pour tenter de caractériser les propriétés des oscillations. Nous reviendrons plus en détail sur ces expériences après avoir brièvement introduit les neutrinos au sein du modèle standard et le formalisme lié au phénomène d'oscillation.

1.2 Le modèle standard

Le modèle standard est un modèle théorique formalisé au début des années 1970 décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. On y distingue deux catégories de particules élémentaires : les fermions et les bosons de jauge. Les fermions sont les particules constituant la matière. Ils possèdent des spins demi-entiers et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Les bosons de jauge sont les particules vectrices des interactions élémentaires. Ils possèdent des spins entiers et obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

Les 12 fermions du modèle standard se divisent en deux familles : les quarks soumis à l'interaction forte, faible et électromagnétique et les leptons soumis à l'interaction faible et à l'interaction électromagnétique dans le cas des leptons chargés (e, μ, τ).

Les 12 bosons de jauge se divisent en trois catégories chacune représentative d'une interaction élémentaire : le photon vecteur de l'interaction électromagnétique, le boson Z et les deux bosons W (W^-, W^+) vecteurs de l'interaction faible et les huit gluons vecteurs de l'interaction forte. La dernière particule élémentaire est le boson de Higgs (boson scalaire) conférant leur masse aux particules. Les particules élémentaires du modèle standard peuvent être retrouvées dans le tableau récapitulatif de la figure 1.3.

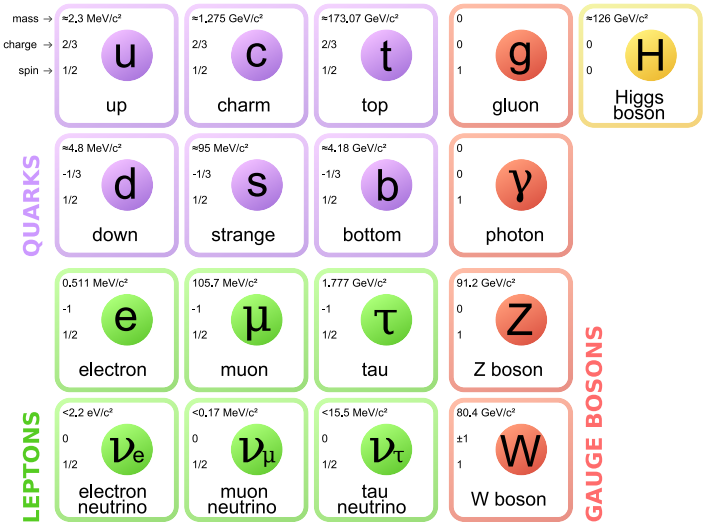


FIGURE 1.3 – Figure récapitulative des deux familles de particules élémentaires du modèle standard : les fermions de spin demi-entier et les bosons de spin entier [26].

Le modèle standard est une théorie de jauge basée sur les groupes symétriques :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \tag{1.4}$$

décrivant l'interaction forte, faible et électromagnétique au travers de l'échange de boson. Le groupe $SU(3)_C$ correspond au groupe de couleur (indice C) soumis à l'interaction forte et véhiculée par l'intermédiaire des huit gluons. L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de l'interaction électrofaible décrite par la théorie de Glashow-Weinberg-Salam (GWS). À basse énergie, ce groupe se brise en deux groupes : $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. $U(1)_Y$ est le groupe de l'interaction électromagnétisme décrit par la QED, véhiculée par le photon et conservant l'hypercharge Y [4]. $SU(2)_L$ est le groupe de l'interaction faible véhiculée par les bosons $W^{\pm}$ et Z. L'indice L signifie que ce groupe n'agit que sur les particules gauches.

4. Pour toutes les particules, la charge électrique Q, l'hypercharge Y et la troisième composante de l'isospin faible I3 sont reliées par la relation de Gell-Mann et Nishijima : Q = I3 + Y.

En raison des observations expérimentales montrant la violation de parité de l'interaction faible, dans le groupe électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les fermions sont réarrangés en terme de doublets pour les champs de chiralité gauche et en singlets pour les champs de chiralité droite :

$$\begin{array}{ccccccccc} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \\ u_R & d_R & c_R & s_R & t_R & b_R & e_R & \mu_R & \tau_R \end{array} \tag{1.5}$$

Quand le modèle standard a été construit, il a été supposé concernant les neutrinos que :
- il existe trois saveurs de neutrinos associées aux trois leptons chargés $\{e, \mu, \tau\}$ et le nombre leptonique est conservé séparément pour chacune des familles ;
- les neutrinos sont distincts des antineutrinos ;
- tous les neutrinos ont une chiralité gauche et tous les antineutrinos ont une chiralité droite ;
- tous les neutrinos et antineutrinos ont une masse nulle.

Le modèle standard est une théorie fiable permettant d'unir en un unique modèle les forces électrofaible et forte. Depuis qu'il a été établi, il a permis de vérifier les résultats de nombreuses expériences et d'anticiper un grand nombre de découvertes : quarks, gluons, bosons W et Z et plus récemment le boson de Higgs [27].

Malgré ces facultés prédictives indéniables, le modèle standard n'en demeure pas moins un modèle incomplet possédant un certain nombre de lacunes. Sa description repose ainsi sur un grand nombre de paramètres libres, dont notamment les masses des constituants élémentaires. Dans l'état actuel, la gravitation n'est pas représentée. Il ne permet pas non plus de justifier le nombre de familles leptoniques existantes et laisse potentiellement la voie ouverte à l'existence d'autres saveurs. Dans le cas des neutrinos, le mécanisme de Higgs permettant d'attribuer leurs masses aux fermions ne peut s'appliquer aux neutrinos du fait de l'absence de neutrino de chiralité droite. Or, l'expérience a largement validé le phénomène d'oscillation des neutrinos qui repose, comme nous allons le voir dans la prochaine section, sur l'existence de neutrinos massiques.

1.3 Oscillation des neutrinos

Cette section présente le formalisme associé à l'oscillation des neutrinos. Ce phénomène est d'abord traité dans un cas général à n saveurs de neutrino puis simplifié en considérant les cas à trois saveurs puis à deux saveurs [5]. Nous avons ici considéré le cas d'oscillations dans le vide sans effet de matière (interactions des neutrinos négligeables lors de leurs propagations dans l'espace) et sauf mention contraire, les unités naturelles sont utilisées ($\hbar = c = 1$).

1.3.1 Formalisme général

Le phénomène d'oscillation des neutrinos repose sur le fait que si les neutrinos ont des masses non nulles, les états de saveurs $|\nu_\alpha\rangle$ (états d'interaction) et les états de masse $|\nu_k\rangle$ (états de propagation) ne coïncident pas. Si l'on considère un nombre arbitraire n d'états propres orthogonaux, les n saveurs d'états propres des neutrinos $|\nu_\alpha\rangle$ sont connectés aux n états propres de masse $|\nu_k\rangle$ par l'intermédiaire d'une matrice de mélange unitaire [6] U, tel que :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \tag{1.6}$$

5. Les livres cités en réference [28] et [29] ont servis de support à la rédaction de cette section.
6. Si U est une matrice unitaire : $U^*U = UU^* = I$, où U^* est la matrice adjointe de U et I est la matrice identité.

Dans cette expression, les états de saveurs des neutrinos sont ainsi considérés comme une combinaison linéaire des états propres de masse. Dans le cas des antineutrinos, la matrice $U_{\alpha k}$ doit être remplacée par $U^*_{\alpha k}$:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_k U^*_{\alpha k}|\bar{\nu}_k\rangle \tag{1.7}$$

La fait de considérer des états de masse orthogonaux implique : $\langle\nu_k|\nu_m\rangle = \delta_{km}$ et l'unitarité de la matrice U implique : $\langle\nu_\alpha|\nu_\beta\rangle = \delta_{\alpha\beta}$.

Considérons un faisceau de neutrinos d'état de saveur $|\nu_\alpha(0,0)\rangle$ qui décrit des neutrinos de saveur α à un point d'espace temps $(x,t) = (0,0)$. Supposons que ces neutrinos sont générés suivant l'axe x et se propage dans un espace libre vers un détecteur à une distance L. Les états de masse se propagent alors suivant l'équation de Schrödinger dépendante du temps et sans potentiel :

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu_k(x,t)\rangle = E|\nu_k(x,t)\rangle = -\frac{1}{2m_k}\frac{\partial^2}{\partial x^2}|\nu_k(x,t)\rangle \tag{1.8}$$

dont la solution est une onde plane :

$$|\nu_k(x,t)\rangle = e^{-i(E_k t - p_k x)}|\nu_k(0,0)\rangle \tag{1.9}$$

En considérant l'approximation que les neutrinos sont relativistes ($E_k \simeq |\vec{p_k}| = p_k$), en négligeant la masse des neutrinos ($E_k \gg m_k$) et en considérant que les énergies des états de masse sont équivalentes ($E_k = E$), alors :

$$E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2} = p_k\sqrt{1 - \frac{m_k^2}{2p}} \simeq p_k(1 - \frac{m_k^2}{2p_k}) = E + \frac{m_k^2}{2E} \tag{1.10}$$

L'équation 1.6 dépendante de la distance L et de l'énergie E est alors (étant en relativiste, $L = x = t$) :

$$|\nu_\alpha(L,E)\rangle = \sum_k U_{\alpha k} e^{-i\frac{m_k^2 L}{2E}}|\nu_k\rangle \tag{1.11}$$

où $|\nu_k\rangle = |\nu_k(x=0, t=0)\rangle$. De manière équivalente, les états de saveur peuvent être exprimés en fonction des états de saveur en inversant l'équation 1.6. Des neutrinos de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ d'énergie E émis à $(x,t) = (0,0)$ s'exprime en L par :

$$|\nu_\alpha(L,E)\rangle = \sum_{\beta,k} U^*_{\alpha k} e^{-i\frac{m_k^2 L}{2E}} U_{\beta k}|\nu_\beta(L,E)\rangle \tag{1.12}$$

La probabilité d'observer un neutrino de saveur β à une distance L du lieu d'émission d'un neutrino de saveur α est alors donnée par :

$$\begin{aligned} P(\alpha\to\beta) =& \langle\nu_\beta(L,E)|\nu_\alpha(0,0)\rangle \\ =& |\sum_k U_{\alpha k} e^{-i\frac{m_k^2}{2E}L} U^*_{\beta k}|^2 \\ =& \sum_j\sum_k U_{\alpha k}U^*_{\beta k}U^*_{\alpha j}U_{\beta j} e^{-i\frac{\Delta m^2_{ij} L}{2E}} \\ =& \sum_i |U_{\beta i}|^2|U_{\alpha i}|^2 + 2Re\sum_{j>i} U_{\beta i}U^*_{\beta j}U^*_{\alpha i}U_{\alpha j} e^{-i\frac{\Delta m^2_{ij} L}{2E}} \end{aligned} \tag{1.13}$$

où $\Delta m^2_{ij} = m^2_i - m^2_j$. La probabilité d'oscillation entre deux saveurs est dépendante des éléments de la matrice U et les oscillations ne sont permises que pour des états de masse non dégénérés ($\Delta m^2_{ij} \neq 0$). Au regard de cette formule, nous noterons que l'observation des oscillations de saveur ne permet pas d'accéder directement aux masses des neutrinos puisque les probabilités sont uniquement sensibles aux valeurs des paramètres Δm^2_{ij}. Dans cette équation, la dépendance spatiale de l'oscillation est contrôlée par le second terme et le ratio particulier L/E.

1.3.2 Formalisme à trois saveurs

En utilisant un formalisme à trois états de saveur de neutrinos $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ et trois états de masse (m_1, m_2, m_3), les liens entre les états de saveurs et de masse sont décrits par la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [20] d'expression générale [7] :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, δ est une phase de violation CP tel que $-\pi \leq \delta \leq \pi$ et les paramètres $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ sont des angles de mélange. La matrice de mélange est ainsi dépendante de six paramètres libres : 3 angles de mélanges, 2 différences de carré de masse et un paramètre de phase. Uniquement 2 différences de carré de masse sont considérées comme des paramètres libres dans la mesure où : $\Delta m^2_{12} + \Delta m^2_{23} + \Delta m^2_{31} = 0$.

Pour des raisons pratiques, la matrice PMNS peut se décomposer en 3 sous-matrices respectivement appelées "secteur 23", "secteur 13" et "secteur 12" permettant d'isoler chacun des trois angles de mélange :

$$\begin{aligned} U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}e^{i\delta} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= M_{23} \times M_{13} \times M_{12} \end{aligned} \tag{1.15}$$

D'un point de vue expérimental, on peut accéder aux paramètres de chacun des secteurs par différent type d'expérience :

- le secteur "23" est dépendant de l'angle de mélange θ_{23} et peut être étudié par des expériences utilisant les oscillations des neutrinos atmosphériques. Ce secteur est dominé par des transitions du type $\nu_\mu \to \nu_\tau$;
- le secteur "12" est dépendant de l'angle de mélange θ_{12} et peut être étudié par des expériences étudiant les neutrinos solaires. Ce secteur est dominé par des transitions du type $\nu_e \to \nu_{\mu,\tau}$;
- le secteur "13" est dépendant de l'angle de mélange θ_{13} et du paramètre de phase δ. Ce secteur peut être étudié par des expériences utilisant des neutrinos de réacteur ou d'accélérateur. Ce secteur est dominé par des transitions du type $\nu_\mu \to \nu_e$. Ces expériences sont les seules permettant de pouvoir accéder à la phase δ dans le cas ou $\theta_{13} \neq 0$.

7. Dans le cas où les neutrinos seraient des particules de Majorana (cf. section 1.5.2), deux facteurs de phase, ici non considérés, sont introduits dans la matrice PMNS.

1.3.3 Probabilité d'oscillation à deux saveurs

Pour certaines expériences, l'approximation de l'oscillation à deux saveurs peut constituer une bonne approximation. C'est notamment le cas pour l'expérience Double Chooz comme nous le verrons dans le prochain chapitre. Dans ce cas, l'oscillation est décrite par une matrice 2×2 dépendante d'un unique angle de mélange θ :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

En repartant de l'équation 1.13, la probabilité d'oscillation de l'état de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ à $|\nu_\beta\rangle$ à une distance L du lieu d'émission des neutrinos $|\nu_\alpha\rangle$ d'énergie E_ν est :

$$P(\alpha \to \beta) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}\right) \tag{1.17}$$

En revenant à des unités physiques et en considérant L en km, E en GeV et Δm^2 en eV^2, on obtient :

$$P(\alpha \to \beta) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{1,27\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \tag{1.18}$$

L'amplitude de l'oscillation est ainsi dépendante de θ et sa valeur est fixée par le terme $\sin^2(2\theta)$. La fréquence de l'oscillation est quant à elle gouvernée par le terme de phase $\phi = 1,27\Delta m^2 L/E_\nu$. Pour des raisons pratiques, le terme d'oscillation peut être exprimé par [8] :

$$\sin^2\left(\frac{1,27\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) = \sin^2\left(\pi\frac{L}{L_0}\right) \qquad \text{avec} \qquad L_0 = 2,47\frac{E_\nu}{\Delta m^2} \tag{1.19}$$

où L_0 est la longueur d'oscillation correspondant à la longueur parcourue pour un cycle d'oscillation complet.

Dans le cas de l'oscillation à deux saveurs, une caractéristique importante est que la transition entre deux saveurs ne peut pas être déterminée si :

$$\frac{L}{E_\nu} \ll \frac{2,47}{\Delta m^2} \qquad \text{soit} \qquad L \ll L_0 \tag{1.20}$$

Dans ce cas, $P(\alpha \to \beta) \simeq \sin^2(2\theta)(1,27\Delta m^2 L/E_\nu)^2$ [9]. Les oscillations n'ont alors pas le temps de se développer pour être observables expérimentalement. Si au contraire :

$$\frac{L}{E_\nu} \gg \frac{2,47}{\Delta m^2} \qquad \text{soit} \qquad L \gg L_0 \tag{1.21}$$

alors les oscillations sont trop rapides (en échelle logarithmique de L) pour être observées et dans ce cas, uniquement la probabilité de transition moyenne, donnée par $\langle P(\alpha \to \beta)\rangle = 1/2\sin^2(2\theta)$ peut être observée.

Dans la mesure où Δm^2 est un paramètre fixe, dans les expériences visant à observer les oscillations, le positionnement du détecteur est optimisé pour un ratio particulier de L/E suivant que l'on souhaite mesurer Δm^2 où $\sin^2(2\theta)$. Les deux cas envisagés précedement : $L \ll L_0$ et $L \gg L_0$ peuvent être mieux compris à l'aide de la figure 1.4 montrant l'évolution de la probabilité de transition $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ en fonction de la distance dans le cas de l'oscillation à deux saveurs. Pour les expériences d'oscillations, on définit également la sensibilité à Δm^2 comme étant la valeur pour laquelle :

$$\frac{1,27\Delta m^2 L}{E_\nu} \sim 1 \tag{1.22}$$

Il s'agit alors de la valeur optimale pour mesurer à la fois Δm^2 et $\sin^2(2\theta)$.

8. $\sin^2(x)$ est π-périodique.
9. $\lim_{x\to 0}\sin^2(x) = x^2 + O(x^4)$.

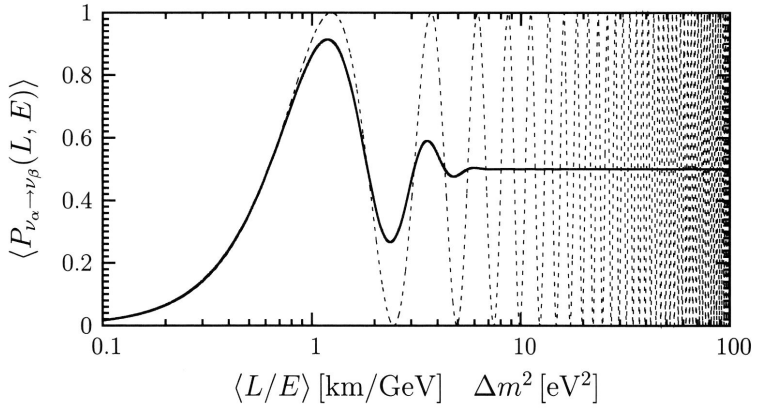


Figure 1.4 – Probabilité de transition $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ pour $\sin^2(\theta) = 1$ en fonction du ratio L/E dans le cadre de l'approximation à deux saveurs [28]. Ligne continue : probabilité moyennée au travers d'une gaussienne de distribution L/E avec $\sigma_{L/E} = 0,2$. Trait discontinu : probabilité de transition non moyennée.

Les différents types d'expériences neutrino sont généralement classés suivant la source de neutrinos utilisée (réacteur, solaire...) et la valeur moyenne du ratio L/E étudié. De plus, on distingue les expériences dites "d'apparition" des expériences dites "de disparition". Dans les expériences de disparition, on cherche à observer la probabilité de survie d'une saveur de neutrino qui dans le cas de l'oscillation à deux saveurs s'exprime par $P(\alpha \to \alpha) = 1 - P(\alpha \to \beta)$. Par opposition, dans les expériences d'apparition, on cherche à observer les transitions entre différentes saveurs et ainsi à observer une saveur non présente (ou en quantité moindre) dans la source étudiée.

1.4 Mesure des paramètres d'oscillation

Dans cette section, nous dressons un panorama des principaux résultats des expériences menées en vue d'accéder aux valeurs des paramètres gouvernant l'oscillation des neutrinos. La liste des expériences mentionnées dans cette section n'est donc pas exhaustive. Chacune des sous-sections se rapporte à un des secteurs de la matrice PMNS définie précédemment.

1.4.1 Le secteur solaire : Δm^2_{12} et θ_{12}

La mesure des paramètres Δm^2_{12} et θ_{12} provient pour l'essentiel d'expériences étudiant les neutrinos solaires (ν_e), à savoir l'expérience SNO [25] dont nous avons discuté en section 1.1 et l'expérience Super-Kamiokande (Super-K ou SK) [30]. Le "secteur 12" est par conséquent souvent qualifié de *secteur solaire*. Une contrainte supplémentaire est également apportée par l'expérience KamLAND [31] utilisant comme source les $\bar{\nu}_e$ émis par un grand nombre de centrales nucléaires.

L'expérience Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment (Super-kamiokande ou SK) est installée à 1000 m de profondeur dans une mine sous la montagne Kamioka au Japon. Le volume de détection consiste en un cylindre d'environ 40 m de hauteur et 40 m de diamètre rempli avec de l'ordre de 50 000 tonnes d'eau ultra pure. Ce volume est observé par environ 13 000 photomultiplicateurs. Pour l'étude des neutrinos solaires, SK utilise le processus de diffusion élastique d'un neutrino sur un électron du milieu et détecte les radiations Cherenkov ensuite émises par l'électron. L'analyse de l'oscillation est ensuite réalisée à partir de la norme et de la forme du signal détecté.

L'expérience Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector (KamLAND) est installée dans la

mine de Kamioka au Japon sous 2700 mwe [10]. Cette expérience détecte les $\bar{\nu}_e$ émis par les 53 réacteurs nucléaires japonais. La détection des $\bar{\nu}_e$ est réalisée par IBD dans un important volume de liquide scintillant (1 kton) contenu dans une sphère de 13 m de diamètre et observé par environ 2000 photomultiplicateurs. Le détecteur est situé à une distance moyenne de l'ordre de 180 km des différents réacteurs. Dans la mesure où les neutrinos des réacteurs sont de l'ordre de quelques MeV, et que $\Delta m^2_{solar} \sim 7,5.10^{-5}\,\text{eV}^2$, la sensibilité à Δm^2_{sol} de KamLAND est proche de 1, ce qui lui permet d'obtenir une grande sensibilité aux paramètres d'oscillation solaires. KamLAND permet ainsi d'apporter une contrainte supplémentaire aux résultats obtenus par les expériences solaires.

Les contraintes sur les paramètres Δm^2_{12} et θ_{12} issues d'un ajustement global regroupant les résultats des expériences solaires et de KamLand sont présentées en figure 1.5. Les valeurs des meilleurs ajustements sur ces deux paramètres sont [11] :

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0,306^{+0,012}_{-0,012} \qquad \text{soit} \qquad \theta_{12} = 33,57^{\circ\,+0,77}_{-0,75} \tag{1.23}$$

$$\Delta m^2_{21} = 7,45^{+0,19}_{-0,16}.10^{-5}\,\text{eV}^2 \tag{1.24}$$

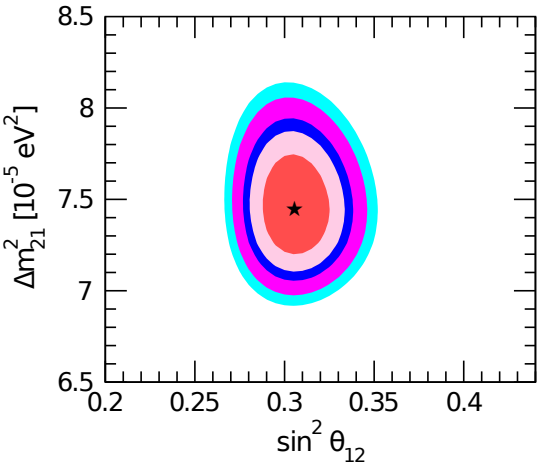


FIGURE 1.5 – Limites d'exclusion sur $\sin^2(\theta_{12})$ et Δm^2_{21} issues d'un ajustement global réalisé en septembre 2013 en utilisant les résultats des expériences solaires et de l'expérience KamLAND. Les différentes couleurs représentent les régions autorisées à 1σ, 2σ, 3σ, 4σ et 5σ. Figure adaptée de la référence [33].

1.4.2 Le secteur atmosphérique : Δm^2_{23} et θ_{23}

La mesure des paramètres Δm^2_{23} et θ_{23} a initialement été effectuée par l'expérience SK [35] en utilisant les neutrinos atmosphériques et en étudiant des transitions de type $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Le "secteur 23" est par conséquent souvent qualifié de *secteur atmosphérique*. D'autres expériences utilisant cette fois-ci des faisceaux de ν_μ créés par des accélérateurs ont confirmé les résultats de SK et permis d'apporter des contraintes supplémentaires sur Δm^2_{23} et θ_{23}.

10. mwe : meter water equivalent. Les épaisseurs de roche sont converties en unité de "mètres équivalents en eau" afin de pouvoir comparer les épaisseurs de blindage contre les rayons cosmiques des différentes expériences.

11. Les conditions utilisées pour les ajustements peuvent être retrouvées en référence [32]. Les valeurs mises à jour de cette publication peuvent être retrouvées sur le site internet donné en référence [33]. Les graphiques 1.5 et 1.6 ont été réalisés après la conférence TAUP 2013 (septembre 2013) [34].

Expériences atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par l'interaction de rayons cosmiques dans les hautes couches de l'atmosphère. Ces interactions produisent de très grandes quantités de pions et en quantité moindre des kaons. La décroissance des pions engendre la production de muons qui à leur tour décroissent et produisent des neutrinos et antineutrinos muoniques :

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \qquad \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{1.25}$$

La décroissance des kaons produit quand à elle des muons qui par décroissance produisent des neutrinos et antineutrinos électroniques et muoniques :

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \qquad \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{1.26}$$

Pour des énergies $\lesssim 100\,\text{GeV}$. Les flux de neutrinos et antineutrinos produits par les réactions 1.25 et 1.26 vérifient les conditions :

$$\frac{\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu}}{\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e}} \simeq 2, \qquad \frac{\phi_{\nu_\mu}}{\phi_{\bar{\nu}_\mu}} \simeq 1, \qquad \frac{\phi_{\nu_e}}{\phi_{\bar{\nu}_e}} \simeq \frac{\phi_{\mu^+}}{\phi_{\mu^-}} \tag{1.27}$$

Les neutrinos atmosphériques ont des énergies comprises entre typiquement quelques MeV à plusieurs centaines de GeV. La distance parcourue par ces neutrinos avoir de pouvoir être détectés est très variable : de $\sim$20 km pour ceux arrivant perpendiculairement du dessus du détecteur à des valeurs de l'ordre de $1{,}3.10^4$ km pour ceux arrivant perpendiculaire du dessous du détecteur (i.e les neutrinos traversant la terre).

SK fut la première expérience à mettre en évidence l'oscillation des neutrinos atmosphériques en 1998 [35]. En un peu plus de 500 jours de prise de données et quelques 4 000 événements neutrinos collectés, la collaboration SK observa un nombre de neutrinos muoniques plus faible que les prédictions basées sur des calculs de flux atmosphériques. Une distorsion du spectre en énergie des neutrinos mesurés par rapport aux prédictions fut également observée. Ces données étaient en accord avec l'existence d'une transition de type $\nu_\mu \to \nu_\tau$.

À la fin de la première campagne de mesure de SK (1996-2001) [36], consistant en 1485 jours de prise de données, la comparaison du ratio $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ issue de la mesure et d'une prédiction dans l'hypothèse de non-oscillation ($R = data/pred$) a été estimée pour des énergies inférieures et supérieures au GeV à :

$$\begin{aligned} E < 1\,\text{GeV} &: \quad R = 0,658 \pm 0,016(\text{stat.}) \pm 0,035(\text{syst.}) \\ E > 1\,\text{GeV} &: \quad R = 0,702^{+0,032}_{-0,030}(\text{stat.}) \pm 0,101(\text{syst.}) \end{aligned} \tag{1.28}$$

Expériences accélérateurs

Motivée par les résultats de SK, l'expérience KEK to Kamioka (K2K) [37] entreprit d'observer à son tour les transitions de type $\nu_\mu \to \nu_\tau$. K2K utilisa un faisceau de ν_μ d'énergie de l'ordre de quelques GeV produit par le synchrotron de l'institut KEK et dirigé vers l'observatoire de Kamioka situé à environ 300 km. Un détecteur proche situé à 300 m de la cible produisant le faisceau fut utilisé pour réaliser une mesure précise du flux et du spectre en énergie des ν_μ non-oscillé. Dans sa dernière publication [37], la collaboration K2K reporta avoir observé 112 événements ν_μ pour une prédiction de $158,1^{+9,2}_{-8,6}$ dans l'hypothèse de non-oscillation.

L'expérience Main Injector Neutrino Oscillation Search (MINOS) [38] est installée dans la mine Soudan au Minnesota à une profondeur de l'ordre de 700 m. Comme l'expérience K2K, elle a été conçue pour observer des transitions de type $\nu_\mu \to \nu_\tau$ en observant une probabilité de non-oscillation

de type $P(\nu_\mu \to \nu_\mu)$. MINOS utilise un faisceau de ν_μ (ou d'$\bar{\nu}_\mu$) produit par l'accélérateur de protons du Fermilab (Chicago) et dirigé vers le détecteur lointain situé à 734 km. Le détecteur proche est situé à Fermilab à une distance de 1,94 km de la cible. Les détecteurs proche et lointain reposent sur un concept identique de calorimètre de scintillateur en acier et diffèrent essentiellement par leurs dimensions. Les mesures des paramètres d'oscillations effectuées par MINOS dans le secteur atmosphérique sont en accord avec celles effectuées par K2K.

L'expérience Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (OPERA) [39] est située au Laboratoire National de Gran Sasso (LNGS), en Italie. Elle utilise un faisceau de neutrinos muoniques de l'ordre de 17 GeV crée par le Super Proton Synchrotron (SPS) du CERN à Genève situé à 730 km. Par opposition à K2K et MINOS, cette expérience étudie la transition $\nu_\mu \to \nu_\tau$ en observant les ν_τ créés par oscillation du faisceau de ν_μ. Le détecteur consiste en deux supermodules formant des murs de 150 000 "briques" chacun. La détection des $\bar{\nu}_\tau$ consiste en l'observation de la décroissance des leptons chargés tau produits par l'interaction d'un neutrino tau dans une brique. Dans sa dernière publication [39], la collaboration OPERA reporta avoir observé trois candidats ν_τ. Ce résultat exclu l'inexistence de transition $\nu_\mu \to \nu_\tau$ à 3,4σ.

Les contraintes sur les paramètres Δm^2_{32} et θ_{23} issues d'un ajustement global regroupant les résultats des expériences atmosphériques et accélerateurs sont présentées en figure 1.5. Les valeurs des meilleurs ajustements sur ces deux paramètres sont [32, 33] :

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0,446^{+0,008}_{-0,008} \qquad \text{soit} \qquad \theta_{23} = 41,9^{\circ +0.5}_{-0.4} \tag{1.29}$$

$$|\Delta m^2_{32}| = 2,411^{+0,062}_{-0,062}.\, 10^{-3}\text{eV}^2 \tag{1.30}$$

Nous noterons ici la valeur absolue sur le terme $|\Delta m^2_{32}|$ dont le signe n'a pas encore été déterminé.

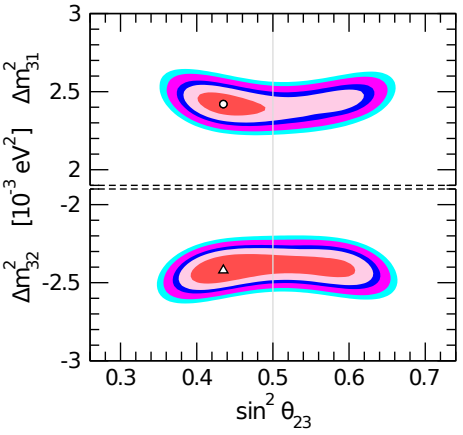


FIGURE 1.6 – Limites d'exclusion sur $\sin^2(\theta_{23})$, Δm^2_{32} et Δm^2_{31} issues d'un ajustement global réalisé en septembre 2013 en utilisant les résultats des expériences solaires et de l'expérience KamLAND. Les différentes couleurs représentent les régions autorisées à 1σ, 2σ, 3σ, 4σ et 5σ. Pour $\sin^2(\theta_{23})$, les différentes régions de confiance sont formées par deux intervalles discontinus dans lequel le premier contient le minimum absolu et le deuxième le second minimum. Dans l'équation 1.29, uniquement le minimum absolu a été reporté. Figure adaptée de la référence [33].

1.4.3 Le secteur 13 : θ_{13}

En raison de sa valeur faible, l'angle θ_{13} resta jusqu'à très récemment le dernier angle de mélange non mesuré. Jusqu'en 2011, uniquement une contrainte sur sa valeur supérieure avait pu être fixée. Cette contrainte provenait principalement de l'expérience réacteur Chooz (2003) [40] qui fixa un contour sur la valeur de θ_{13} et de l'expérience accélérateur MINOS [38] qui en réalisant une mesure du paramètre Δm^2_{13} permit de contraindre les résultats de Chooz. Des contraintes supplémentaires, provenant d'expériences étudiant les oscillations des neutrinos atmosphériques et solaires, étaient également disponibles. Les limites d'exclusions sur les paramètres Δm^2_{13} et $\sin^2(\theta_{13})$ disponibles en 2008 peuvent être observées en figure 1.7. Comme nous pouvons le voir, ces résultats ne permettaient pas d'exclure une valeur nulle de θ_{13}.

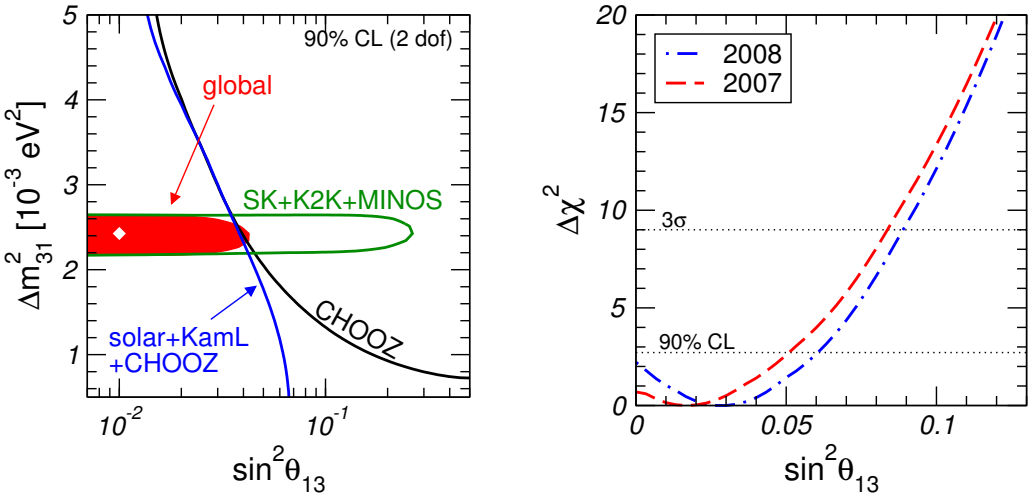


Figure 1.7 – À gauche : contraintes sur $\sin^2(\theta_{13})$ et Δm^2_{13} issues d'un ajustement global réalisé en 2008 [41]. À droite : profil de $\Delta\chi^2$ projeté sur l'axe $\sin^2(\theta_{13})$ pour des ajustements globaux réalisés en 2007 et 2008.

La mesure de θ_{13} est finalement devenue accessible grâce à des expériences auprès de réacteurs et accélerateurs de nouvelle génération. En ce qui concerne les expériences accélérateurs, il s'agit des expériences MINOS [38] et T2K [42] et pour les expériences réacteurs de Daya-Bay [43], Double Chooz [44] et RENO [45].

Durant l'été 2011, les expériences T2K et MINOS reportèrent une première indication pour valeur non nulle de θ_{13}. Ces résultats furent suivis en novembre 2011 par ceux de Double Chooz qui reporta également une indication pour une valeur non nulle de θ_{13}. Le paramètre θ_{13} fut finalement mesuré par Daya-Bay et RENO au début de 2012. Les concepts expérimentaux ainsi que les principaux résultats sur θ_{13} de ces expériences sont présentés dans les prochains paragraphes.

Expériences accélérateurs

Les expériences accélérateurs menées à grande distance (plusieurs centaines de kilomètres) sont sensibles au paramètre θ_{13} au travers d'oscillations du type $\nu_\mu \to \nu_e$ dont la probabilité de transition

est donnée par :

$$\begin{array}{rcl} P(\nu_\mu \to \nu_e) & = & \frac{1}{(A-1)^2}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\theta_{23}\sin^2[(A-1)\Delta] \\ & -(+) & \frac{\alpha}{A(1-A)}\cos\theta_{13}\sin 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{13}\times \\ & & \sin\delta_{CP}\sin\Delta\sin A\Delta\sin[(1-A)\Delta] \\ & + & \frac{\alpha}{A(1-A)}\cos\theta_{13}\sin 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{13}\times \\ & & \cos\delta_{CP}\cos\Delta\sin A\Delta\sin[(1-A)\Delta] \\ & + & \frac{\alpha^2}{A^2}\sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{12}\sin^2 A\Delta \end{array} \quad (1.31)$$

où $\alpha = \frac{\Delta m^2_{21}}{\Delta m^2_{32}} \ll 1$, $\Delta = \frac{\Delta m^2_{32} L}{4E_\nu}$ et $A = 2\sqrt{2}G_F N_e \frac{E_\nu}{\Delta m^2_{32}}$ avec N_e la densité d'électron de la croute terrestre. Les expériences accélérateurs sont donc sensibles à l'angle θ_{13} mais également à l'angle θ_{23}, au paramètre de phase δ_{CP}, à la hiérarchie de masse [12] et aux effets de matière. La dépendance de cette équation à $\sin^2\theta_{23}$ introduit une dégénérescence des solutions avec $\theta_{23} > \pi/4$ et $\theta_{23} < \pi/4$ lorsque θ_{23} est mesuré à partir de la probabilité de survie des neutrinos muoniques qui dépends de $\sin^2 2\theta_{23}$. Le second terme de l'équation prend un signe positif pour les neutrinos et négatif pour les antineutrinos et viole la symétrie CP laissant ainsi la possibilité aux expériences accélérateurs d'observer la violation CP en mesurant des probabilités d'apparition différentes des neutrinos/antineutrinos électroniques pour des faisceaux de neutrinos/antrineutrinos muoniques.

L'expérience Tokai to Kamioka (T2K), situé au japon, utilise un faisceau de neutrinos muoniques produit par l'accélérateur J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Facility) et dirigé vers le détecteur SuperKamiokande situé à quelques 295 km. Le faisceau est dirigé vers SK avec un angle de 2,5°. Cette configuration engendre donc une diminution du flux de neutrinos détecté. Toutefois, elle permet également d'obtenir un spectre en énergie piqué à 600 MeV. Le détecteur proche est situé à 280 m de la cible et consiste en deux sous détecteurs dotés d'un système de trajectographie permettant une mesure précise du flux non-oscillé.

En juillet 2011, T2K reporta avoir détecté 6 événements ν_e alors que la valeur d'événements ν_e attendue dans l'hypothèse $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$ était de $1,5 \pm 0,3\,(1\sigma$ syst.) [42]. La probabilité d'observer 6 événements était significative à $2{,}5\sigma$. En 2012, le nombre total d'ν_e détecté fut porté à 11 pour un bruit de fond de $3,3 \pm 0,4\,(1\sigma$ syst.), soit un signal significatif à $3{,}1\sigma$ [46]. En utilisant les hypothèses $\delta = 0$, et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1,0$, les deux valeurs suivantes de $\sin^2(2\theta_{13})$ furent calculées :

$$\begin{array}{ll} \sin^2(2\theta_{13}) = 0,088^{+0,049}_{-0.039} \ (1\sigma \text{ C.L.}) & \text{(hierarchie normale)} \\ \sin^2(2\theta_{13}) = 0,108^{+0,059}_{-0.046} \ (1\sigma \text{ C.L.}) & \text{(hierarchie inversée)} \end{array} \quad (1.32)$$

L'expérience MINOS dont nous avons déjà discuté précédemment peut également détecter les ν_e. Par conséquent elle est également en mesure de procéder à une recherche de transition du type $\nu_\mu \to \nu_e$ et d'accéder à la valeur de θ_{13}. En juillet 2011, MINOS reporta avoir observé 62 candidats ν_e alors que seulement $49,6 \pm 7,0(\text{stat.}) \pm 2,7(\text{syst.})$ étaient attendus dans l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ [38]. Ce résultat était en accord avec la mesure effectuée par T2K et excluait l'hypothèse de non-oscillation à $2{,}5\sigma$.

Expériences réacteurs de nouvelle génération

Les expériences réacteurs sont sensibles au paramètre θ_{13} au travers d'oscillation du type $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu$ et cherchent pour une probabilité de non-oscillation donnée par :

$$P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{13} L}{4E}\right) \quad (1.33)$$

12. La notion de hiérarchie de masse sera introduite dans la prochaine section traitant des propriétés encore inconnues des neutrinos.

Les trois expériences Daya Bay, Double Chooz et RENO reposent sur un concept identique. Ces expériences utilisent les $\bar{\nu}_e$ émis par des réacteurs nucléaires et cherchent à observer une réduction du nombre d'$\bar{\nu}_e$ et une distorsion du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ en observant les $\bar{\nu}_e$ à l'aide de détecteurs situés à différentes distances des cœurs. Par opposition aux expériences accélérateurs, il s'agit donc d'expériences de disparition. Un ou plusieurs détecteurs sont ainsi installés à de courtes distances des cœurs ($\sim$400 m) et un ou plusieurs détecteurs sont installés à une distance plus élevée des cœurs ($\sim$1000 m). Pour ces trois expériences, le principe de détection repose sur l'utilisation d'un liquide scintillant dopé au gadolinium dans lequel les $\bar{\nu}_e$ sont détectés par réaction de décroissance bêta inverse. La différence entre ces trois expériences réside principalement dans le nombre et la puissance des réacteurs servant de source d'$\bar{\nu}_e$ et le nombre de détecteurs utilisés. Une vue schématique des positions des détecteurs de ces expériences par rapport aux réacteurs utilisés comme source d'$\bar{\nu}_e$ est présentée en figure 1.8. Un descriptif de ces expériences et de leurs principaux résultats est présenté dans les paragraphes à suivre. Dans la mesure où ces expériences utilisent un concept proche de celui de Double Chooz qui sera présenté dans le prochain chapitre, nous ne rentrerons pas ici dans le détail du principe de la détection $\bar{\nu}_e$ par les expériences réacteurs. De plus, nous commencerons par présenter l'expérience Chooz ayant motivé le développement de ces trois expériences.

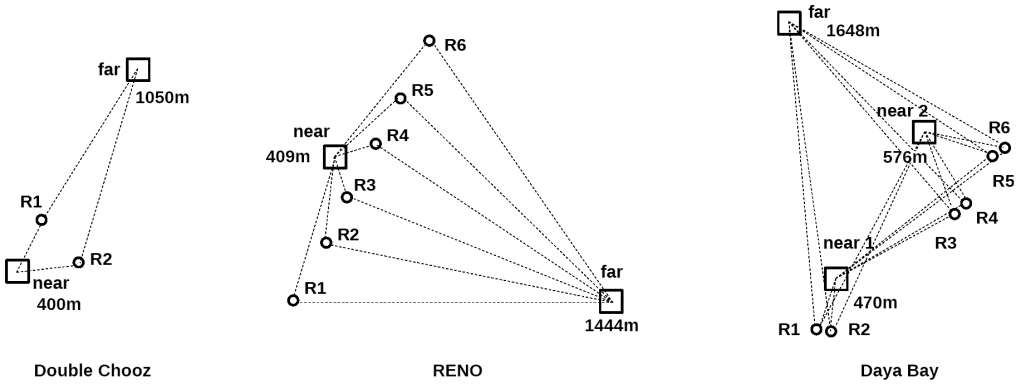


Figure 1.8 – Vue schématique des positions des détecteurs (near, far) des expériences Double Chooz, RENO et Daya Bay par rapport aux réacteurs nucléaires utilisés comme source d'$\bar{\nu}_e$.

Chooz

L'expérience Chooz eut lieu auprès de la centrale nucléaire française de Chooz constituée de deux réacteurs de 4,25 GWth chacun, pour une puissance cumulée maximale de 8,5 GWth [40]. L'expérience consista en un unique détecteur lointain, contenant 5 tons de liquide scintillant, et situé à une distance moyenne de 1050 m des cœurs. La prise de donnée débuta en avril 1997. Malheureusement, suite à une dégradation prématurée du liquide scintillant, la prise de donnée s'arrêta en juillet 1998. La période de prise de données dura environ 300 jours (temps de vie détecteur) dont environ 40% correspondait à des périodes avec les deux réacteurs à l'arrêt.

L'analyse de θ_{13} reposa sur une comparaison des événements $\bar{\nu}_e$ mesurés dans le détecteur lointain avec une prédiction du nombre d'évènements attendus dans l'hypothèse de non-oscillation. Cette comparaison est présentée dans les deux graphiques de la figure 2.3. Ces graphiques montrent que l'expérience Chooz n'a pas observé de déficit ni de distorsion du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ mesurées par rapport au spectre attendu en l'absence d'oscillation. En résultat final le rapport du nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ détecté par rapport au nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ attendu dans l'hypothèse de non-oscillation donna :

$$R = 1,01 \pm 2,8\%(\text{stat.}) \pm 2,7\%(\text{syst.}) \tag{1.34}$$

Ce résultat ne permit pas de mesurer θ_{13} mais seulement de fixer des contours sur sa limite supérieure

(cf. figure 1.7). Par la suite, la mesure de Δm^2_{31} permit de fixer la limite : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,14$ (90% C.L.) pour $\Delta m^2_{31} = 2,5.10^{-3}\,\mathrm{eV}^{-3}$.

Étant donné que l'incertitude systématique était dominée par l'incertitude sur la prédiction du flux non-oscillé, cette expérience motiva le développement d'une seconde expérience (Double Chooz) utilisant un second détecteur proche afin de normaliser le flux d'antineutrinos émis par les réacteurs ; l'incertitude statistique pouvant quant à elle être diminuée en augmentant le volume des détecteurs et en maximisant la durée de prise de données. Les expériences Daya Bay et RENO furent proposées par la suite afin d'effectuer des mesures complémentaires à celle prévue par Double Chooz.

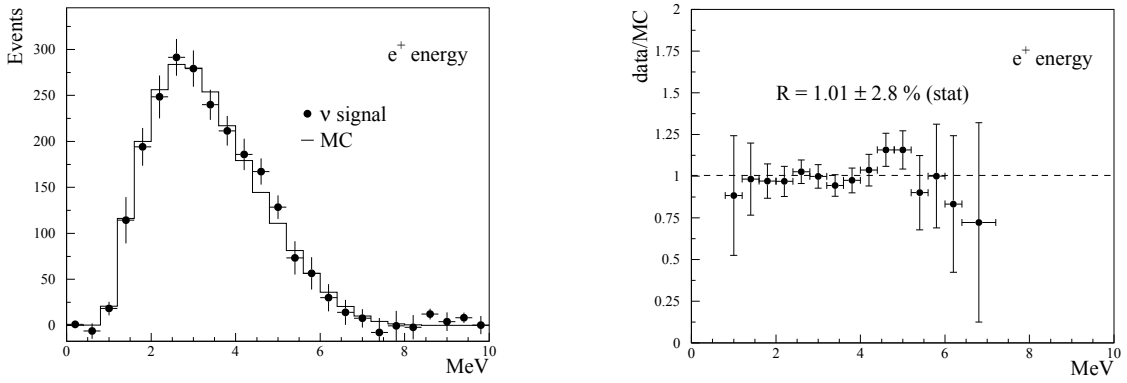


FIGURE 1.9 – À gauche : Superposition du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans le détecteur de Chooz (points) avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et estimé à partir d'une prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les deux cœurs (histogramme). À droite : rapport du spectre mesuré dans le détecteur par le spectre attendu dans l'hypothèse de non-oscillation. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques uniquement. Les deux figures sont issues de [40].

Double Chooz

Comme l'expérience Chooz, Double Chooz est située sur le site de la centrale nucléaire française de Chooz constitué de deux réacteurs de 4,25 GWth chacun pour une puissance cumulée maximale de 8,5 GWth. La détection des $\bar{\nu}_e$ repose sur l'installation de deux détecteurs identiques contenant chacun 10,3 m^3 de liquide scintillant. Le détecteur proche est situé à une distance moyenne pondérée de 400 m des deux cœurs et le détecteur lointain à une distance moyenne pondérée de 1050 m. Pour le moment, les résultats de Double Chooz reposent sur une comparaison des données mesurées dans le détecteur lointain avec une prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ non-oscillé attendu dans ce même détecteur.

Pour sa première publication, consistant en l'analyse de 101 jours de prise de données, 4121 événements $\bar{\nu}_e$ furent détectés dans le détecteur lointain [44]. Une analyse en norme et en forme du signal mesuré donna une valeur de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,086 \pm 0,041(\mathrm{stat.}) \pm 0,030(\mathrm{syst.})$. Ce résultat, paru en novembre 2011, fut le premier résultat d'une expérience réacteur à fournir une indication pour une valeur non nulle de θ_{13} : l'hypothèse de non-oscillation étant alors exclus à 94,6% C.L..

La seconde publication de Double Chooz [47], parue en juillet 2012, reposa sur l'analyse de 227,93 jours de prise de données soit une statistique doublée par rapport à la première publication (8937 événements $\bar{\nu}_e$ détectés). À l'aide d'une analyse en forme et en norme du signal mesuré dans le détecteur lointain, la valeur suivante de $\sin^2(2\theta_{13})$ a été obtenue :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\mathrm{stat}) \pm 0,025(\mathrm{syst}) \tag{1.35}$$

Ce résultat excluait l'hypothèse de non-oscillation à 99,8% C.L. ($2,9\sigma$). Le principe de l'expérience de l'expérience Double Chooz ainsi que les résultats obtenus depuis le début de la prise de données seront présentés plus en détail dans le prochain chapitre.

RENO

L'expérience Reactor Experiment for Neutrino Oscillation (RENO) est installée en Corée du Sud auprès des six réacteurs de la centrale nucléaire de Yong Wang. Quatre des réacteurs de cette centrale possèdent une puissance thermique nominale de 2,8 GWth et les deux autres une puissance nominale de 2,66 GWth. La puissance cumulée maximale des six réacteurs est de 16,5 GWth. La détection est effectuée à l'aide de 2 détecteurs identiques contenant chacun 18,6 m^3 de liquide scintillant. Les détecteurs proche et lointain sont respectivement situés à des distances moyennes pondérées de 408,56 m et de 1443,99 m des six réacteurs.

RENO publia ses premiers résultats en avril 2012 [45]. Cette publication reposa sur l'analyse de 229 jours de prise de données. Pour cette période, les détecteurs proche et lointain observèrent respectivement 154 088 et 17 102 événements $\bar{\nu}_e$. Grâce à une analyse en norme uniquement du signal, une valeur de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,113 \pm 0,013(\text{stat.}) \pm 0,019(\text{syst.})$ a été obtenue. Ce résultat excluait l'hypothèse de non-oscillation à $4,9\sigma$.

Les derniers résultats de RENO ont été présentés à la conférence NuTel 2013 [48] en mars 2013. Cette analyse porta sur 510 jours de prise de données, soit une statistique doublée par rapport à leur première mesure. Toujours avec une analyse en norme du signal, la valeur suivante a été obtenue :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,100 \pm 0,010(\text{stat.}) \pm 0,015(\text{syst.}) \tag{1.36}$$

Pour ce dernier résultat, le signal neutrino obtenu dans le détecteur lointain ainsi que sa comparaison avec le signal observé dans le détecteur proche peut être observé en figure 1.10a.

Daya Bay

L'expérience Daya Bay est située en Chine et installée près des deux réacteurs de la centrale nucléaire de Daya Bay et des quatre réacteurs de la centrale nucléaire de LingAo. L'ensemble des six réacteurs possède une puissance thermique nominale de 2,8 GWth pour une puissance cumulée de 17,4 GWth. Contrairement à Double Chooz et à RENO, la detection est effectuée avec un nombre plus important de détecteurs répartis sur trois sites : un site proche constitué de 2 détecteurs et situé près de la centrale de Daya Bay ($L \sim 470$ m), un site proche constitué de 2 détecteurs et situé près de la centrale de LingAo ($L \sim 576$ m) et un site lointain constitué de 4 détecteurs situés à une distance moyenne pondérée de 1648 m des six réacteurs. Chacun des huit détecteurs consiste en un volume de 20 tonnes de liquide scintillant.

La première publication de Daya Bay date de mars 2012 [43]. Cette analyse reposa sur 55 jours de prise de donnée avec six détecteurs [13]. Respectivement 10416 et 80376 événements $\bar{\nu}_e$ furent mesurés dans les sites proches et lointains. En procédant à une analyse en norme uniquement du signal, la valeur suivante de $\sin^2(2\theta_{13})$ fut obtenue : $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,092 \pm 0,016(\text{stat.}) \pm 0,005(\text{syst.})$. Cette valeur excluait la probabilité de non-oscillation à $5,2\sigma$.

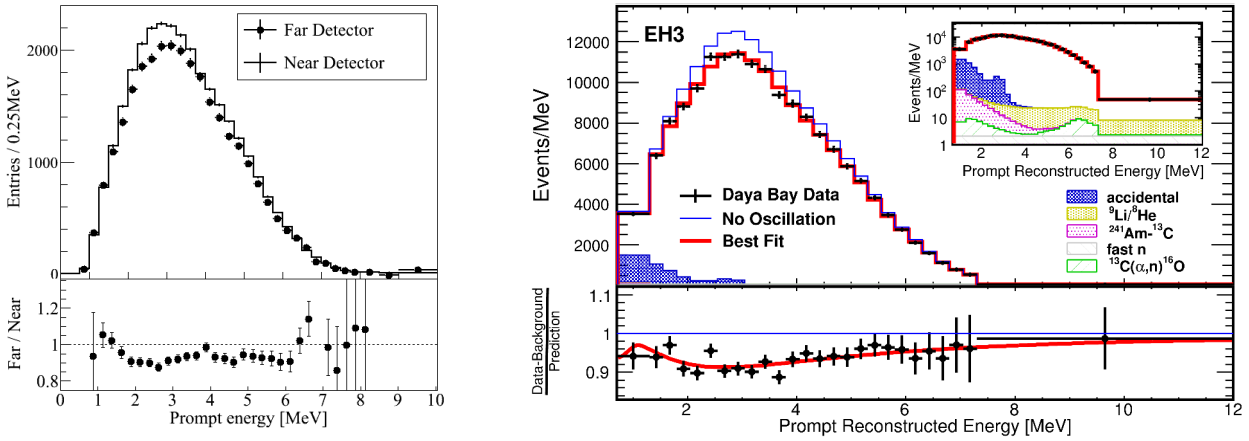
Pour leur dernière analyse (janvier 2014 [49]), les huit détecteurs ont été utilisés et une analyse en norme et en forme du signal a été réalisée. Cette analyse, reposant sur 217 jours de prise de donnée et un peu plus de 330 000 événements $\bar{\nu}_e$ détectés, donna la valeur la plus précise actuellement mesurée de $\sin^2(2\theta_{13})$:

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,090^{+0,008}_{-0,009} \tag{1.37}$$

Les valeurs 0,008 et 0,009 correspondent ici aux incertitudes statistiques et systématiques combinées. Pour ce dernier résultat, le signal neutrino obtenu dans le site lointain ainsi que sa comparaison avec le signal non-oscillé peut être observé en figure 1.10b. Dans le panneau inférieur montrant le rapport du nombre d'événements observé par rapport au nombre d'événements attendu dans l'hypothèse de

13. Deux détecteurs pour le site *near 1*, un détecteur pour le site *near 2* et trois détecteurs pour le site *far* (cf. figure 1.8).

non-oscillation, nous pouvons observer un défit ainsi qu'une déformation du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ mesurés du à l'oscillation.



(a) RENO **(b)** Daya Bay

FIGURE 1.10 – (a) Panneau supérieur : comparaison du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans le détecteur lointain de RENO (points) avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et estimé à partir de la mesure effectuée dans le détecteur proche (histogramme) [48]. Panneau inférieur : ratio du spectre mesuré dans le détecteur lointain avec le spectre attendu dans l'hypothèse de non-oscillation. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques uniquement.
(b) Panneau supérieur : comparaison du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans les détecteurs du site lointain de Daya Bay (points noirs) avec le meilleur ajustement attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et estimé à partir des mesures effectuées dans les détecteurs des deux sites proches (histogramme bleu) [49]. La ligne rouge représente le meilleur ajustement du spectre lointain dans l'hypothèse d'oscillation. Panneau inférieur : rapport du spectre mesuré (bruit de fond soustrait) dans les détecteurs lointains avec le spectre attendu dans l'hypothèse de non-oscillation. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques uniquement. La ligne rouge représente le ratio du meilleur ajustement au spectre non-oscillé.

En conclusion, grâce aux récents résultats reportés par les expériences menées auprès d'accélérateurs et de réacteurs, la valeur du paramètre θ_{13} a pu être déterminée et la valeur nulle être exclue sans ambiguïté. Ces résultats mettent ainsi en évidence la grande complémentarité de ces deux types d'expériences qui en effectuant des mesures dans des gammes en énergie, des distances et des processus de transition des neutrinos différents ont obtenu des résultats compatibles. Nous nous devons ici de mentionner la "surprise" crée par ces nouveaux résultats dans la mesure où les contraintes apportées par les précédentes expériences ne laissaient pas supposer une valeur élevée de θ_{13}. Les différentes mesures de $\sin^2(2\theta_{13})$ reportées au cours des dernières années peuvent être observées en figure 1.11. Au cours des prochaines années, l'accumulation des données des expériences menées auprès de réacteurs nucléaires devrait permettre d'atteindre une mesure très précise de θ_{13}.

1.5 Questions ouvertes sur les neutrinos

1.5.1 Les neutrinos stériles

Dans les précédentes parties de ce chapitre, le phénomène d'oscillation a été abordé pour un modèle à trois saveurs de neutrinos correspondant aux trois saveurs actives $\{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$ soumise à l'interaction électrofaible. Cependant, différentes expériences réalisées au cours des quinze dernières années présentent des anomalies laissant envisager l'existence d'un quatrième neutrino non soumis à l'interaction

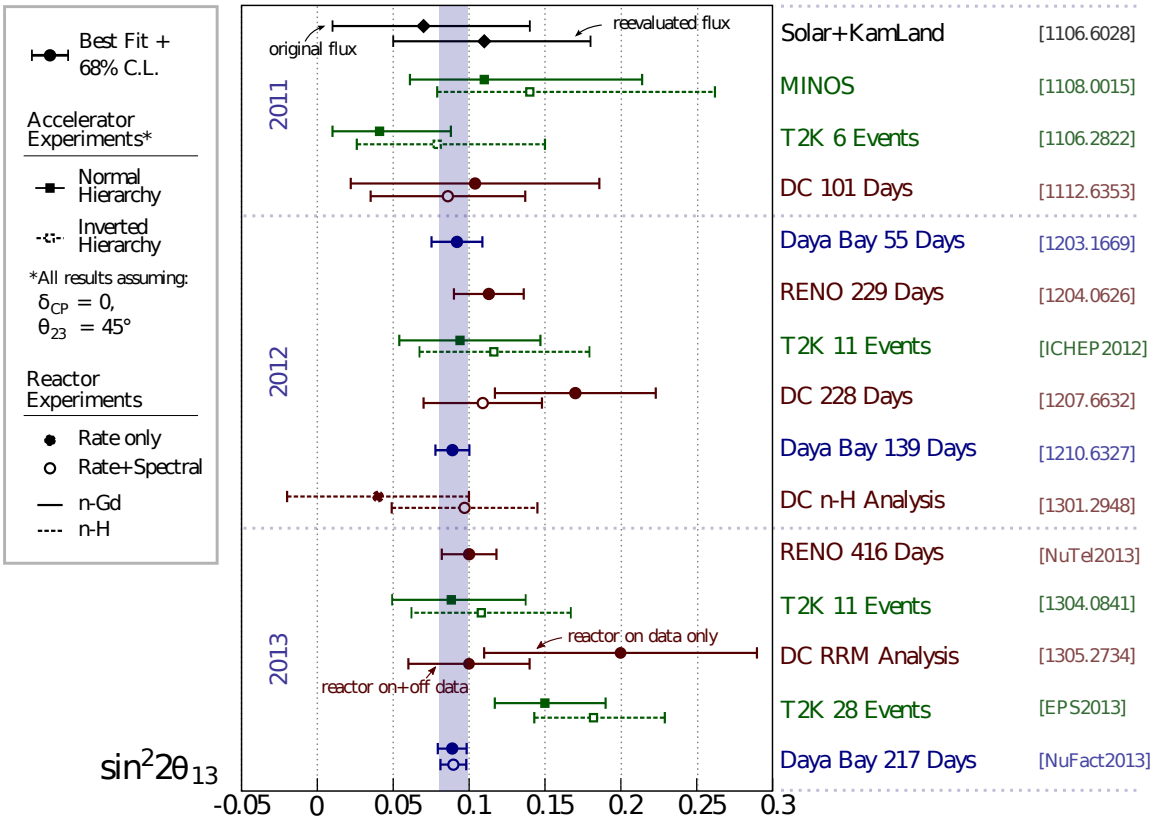


FIGURE 1.11 – Comparaison des mesures de $\sin^2(2\theta_{13})$ effectués par les expériences réacteurs et accélérateurs depuis 2011 et jusqu'à la conférence NuFact 2013 (aout 2013) [50].

électrofaible, mais qui pourrait se mélanger avec les trois saveurs connues de neutrinos. N'ayant pas d'interaction et par conséquent n'étant pas mesurables, ces neutrinos sont qualifiés de neutrinos stériles et ne sont pas inclus dans le modèle standard.

La première indication provient des expériences GALLEX [51] et SAGE [52] cherchant à observer des neutrinos solaires avec de larges volumes de Gallium liquide. Pendant les prises de données de calibrations utilisant des sources intenses de ^{51}Cr et de ^{37}Ar placées à l'intérieur des détecteurs, ces deux expériences ont observé un déficit d'événements $\bar{\nu}_e$. Une analyse combinée des résultats de ces deux expériences conclut que ce déficit est statistiquement significatif à environ 3σ et une analyse en terme d'oscillations de saveurs conclut à une oscillation d'amplitude $\sin^2(2\theta_{new}) \geq 0,07$ et à une valeur de $\Delta m^2_{new} \geq 0,35\,\text{eV}^2$ à 99% C.L. [53]. Pour l'analyse en terme d'oscillation de saveur, l'hypothèse de non-oscillation est exclue à environ $2,7\sigma$. Le déficit observé par ces deux expériences est reporté comme étant "l'anomalie Gallium".

La seconde indication provient de l'expérience LSND menée à Los Alamos Neutron Science Center cherchant pour une oscillation de saveur $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ issue de la décroissance d'un faisceau de μ^+ [54]. Cette expérience reporta un excès d'événements $\bar{\nu}_e$ détectés statistiquement significatif à $3,8\sigma$ et consistant avec une oscillation de neutrinos impliquant une valeur de Δm^2 comprise dans l'intervalle 0,2-10 eV^2, soit une valeur bien plus grande que toutes celles confirmées par les précédentes mesures d'oscillations.

Motivée par les résultats de LSND, l'expérience MiniBooNE menée à Fermilab essaya de confirmer ces résultats en utilisant des faisceaux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ et en cherchant pour des oscillations de type $\nu_\mu \to \nu_e$, $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ [55, 56]. En mode neutrino, les résultats obtenus ne sont pas concluants (aucune évidence pour

un excès d'événements ν_e en dessous de 475 MeV alors qu'un excès statistiquement significatif à 3σ a été obtenu au-dessus de 475 MeV). En revanche en mode antineutrino, les données sont consistantes avec une oscillation $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ impliquant un grand Δm^2 compris entre 0,1 et 1,0 eV^2.

La troisième indication est survenue après une réanalyse d'expériences réacteurs menées à courte distance. Récemment, les spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission des isotopes à l'origine du flux des réacteurs ont été réévalués [57] [14]. Les spectres issus de cette nouvelle évaluation possèdent en moyenne une normalisation supérieure de 3% aux précédentes évaluations. En se basant sur ces nouveaux spectres, en incluant la dernière évaluation de la durée de vie du neutron [58] et en prenant en compte les effets dus à l'évolution temporelle des concentrations des produits de fission ("effets hors équilibre" [57]), 19 expériences réacteurs réalisées à courte distance ($L < 100$ m) ont été réanalysées [59]. Pour ces expériences, les nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ attendus dans les détecteurs ont été comparés aux nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ observés. Un ratio moyen N_{obs}/N_{pred} de $0,943 \pm 0,023$ a été obtenu ($0,976 \pm 0,024$ avec les anciennes évaluations des spectres). Ce résultat montre un ratio plus faible qu'attendu. Ce déficit, qualifié d'"anomalie des réacteurs", est compatible avec une réduction à courte distance du flux d'$\bar{\nu}_e$ dû à l'existence d'un quatrième neutrino stérile telle que $|\Delta m^2_{\text{new}}| \gg |\Delta m^2_{31}|$. Dans l'hypothèse où ce déficit en neutrinos est bien dû à l'existence d'un quatrième neutrino, la compatibilité à 95% C.L. de cette hypothèse est obtenue pour les jeux de paramètre : $|\Delta m^2_{\text{new}}| > 1,5$ eV^2, $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = 0,14 \pm 0,08$ [59]. L'évolution du ratio N_{obs}/N_{pred} des différentes expériences analysées dans cette publication en fonction de la distance est présentée en figure 1.12.

Plus d'une dizaine de projets visant à prouver l'existence ou à contraindre les paramètres de ce quatrième neutrino sont actuellement en cours de développement. Pour les expériences menées à courte distance de réacteurs nucléaires, nous citerons notamment l'expérience STEREO [60] réalisée auprès du réacteur de recherche de l'ILL de 58 MWth à Grenoble et l'expérience SOLID [61, 62] réalisée auprès du réacteur de recherche BR2 de 100 MWth installé au SCK-CEN en Belgique.

Plus de détails sur l'hypothèse du neutrino stérile peuvent être retrouvés dans un papier blanc le concernant en référence [63].

1.5.2 La masse des neutrinos

Particule de Dirac ou de Majorana ?

Dans le modèle standard, la génération des masses des leptons s'effectue au travers d'une interaction de Yukawa entre un champ fermionique et un champ scalaire (champ de Higgs). Cette interaction fait intervenir à les états de chiralité droite et gauche des fermions. Or, comme nous l'avons précédemment mentionné, il n'existe pas de neutrino de chiralité droite et par conséquent le modèle standard ne permet pas d'attribuer une masse aux neutrinos via le mécanisme de Higgs. Plusieurs extensions du modèle standard ont donc été proposées afin de pallier cette lacune. L'une d'entre elles consiste à considérer que les neutrinos sont des particules de Dirac. Dans cette représentation, les neutrinos sont des particules différentes des antineutrinos et l'attribution d'une masse par le mécanisme de Higgs se fait en introduisant de nouveaux neutrinos de chiralité droite (gauche) pour les neutrinos (antineutrinos) de chacune des saveurs leptoniques. Le problème de cette extension est qu'elle introduit de nouveaux paramètres libres et ne permet pas d'expliquer pourquoi il existe de si grandes différences de masse entre les neutrinos et les leptons chargés qui leur sont associés (la masse de l'électron est de l'ordre de 500 000 eV alors que l'expérience montre que des masses inférieures à 10 eV sont attendus pour les neutrinos). La seule explication possible serait alors que la force du couplage de Yukawa au champ de Higgs est plus grande pour les leptons chargés que pour les neutrinos. Le problème est qu'il ne s'agit pas d'une réelle explication, mais simplement d'une paramétrisation.

14. Les spectres d'$\bar{\nu}_e$ des isotopes du combustible nucléaire qui peuvent fissionner feront l'objet de la section 2.2.2 du chapitre 2.

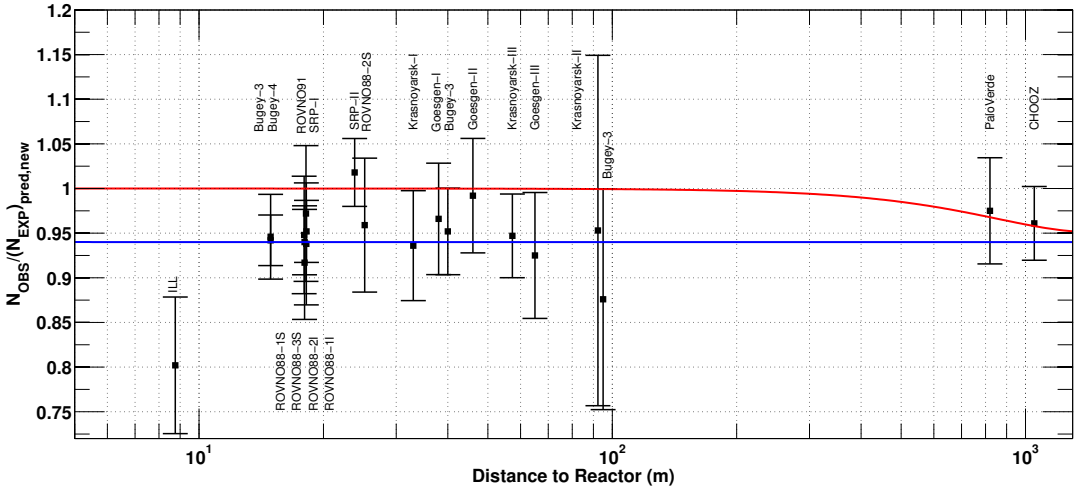


Figure 1.12 – Illustration de l'anomalie réacteur à courte distance [59]. Les résultats expérimentaux d'un ensemble d'expériences menées auprès de réacteurs sont comparés avec une prédiction sans oscillation prenant en compte les nouvelles évaluations des spectres d'antineutrinos [57]. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes expérimentales et les incertitudes des spectres sommées quadratiquement. La ligne rouge montre une solution possible à trois saveurs de neutrinos en considérant $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,06$. À titre d'exemple, la ligne bleue montre une solution à quatre saveurs de neutrinos tel que $|\Delta m^2_{\text{new}}| \gg 1\,\text{eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = 0,12$.

La seconde possibilité consiste à considérer que les neutrinos sont des particules de Majorana. Dans cette représentation, les neutrinos sont leurs propres antiparticules. En considérant que les neutrinos sont des particules de Majorana, la masse des neutrinos peut être introduite à l'aide du modèle de la bascule ou balançoire (See-Saw) [64]. Dans ce modèle, des neutrinos de chiralité droite très massifs sont introduits. Ce modèle implique ainsi l'existence de neutrinos gauches légers de masse très faible correspondant alors aux trois saveurs déjà observées et des neutrinos droits très lourds de masse inversement proportionnelle aux neutrinos légers rendant leurs détections plus difficile.

La nature des neutrinos (Dirac ou Majorana) est une question toujours en suspens. Cette propriété des neutrinos peut être investiguée à l'aide d'expériences étudiant le phénomène de double décroissance bêta sans émission de neutrinos. Lors d'une double désintégration β d'un noyau ($\beta\beta 2\nu$), deux neutrons se transforment simultanément en deux protons et émettent deux antineutrinos et deux électrons. Par ce processus, les deux antineutrinos émis emportent une partie de l'énergie, ce qui implique ainsi un spectre β continu en énergie. En revanche, dans le cas d'une désintégration sans émission d'antineutrinos ($\beta\beta 0\nu$), la totalité de l'énergie est emportée par les électrons et un spectre β de raie est attendu. Ce processus n'est possible que si les neutrinos sont leur propre antiparticule. L'observation d'un tel phénomène prouverait alors que le neutrino est une particule de Majorana.

Plusieurs expériences étudient actuellement ce phénomène. Pour n'en citer que quelques une nous mentionnerons les expériences : CUORE [65] (Italie), EXO [66] (USA), GERDA [67] (Italie) et l'expérience SUPER-NEMO [68] (France).

Hiérarchie de masse

Nous avons vu précédemment que les expériences d'oscillations permettent d'accéder aux différences de masses au carré $\Delta m^2_{\alpha\beta}$. En revanche, elles ne permettent pas d'accéder à l'échelle absolue des masses. Ce que l'on sait actuellement, c'est que deux Δm^2 sont grands ($|\Delta m^2_{32}| \simeq |\Delta m^2_{13}| \sim 2.10^{-3}\,\text{eV}^2$) et que le troisième est plus beaucoup plus petit ($|\Delta m^2_{12}| \sim 7.10^{-5}\,\text{eV}^2$). Seulement, uniquement le signe

de Δm^2_{12} est connu, ce qui implique deux hiérarchies de masse possible telles que présentées en figure 1.13. La première dite *hiérarchie normale* considère que l'état m_1 est le plus léger. Cela implique deux neutrinos de masse faible et un troisième de masse élevée. Dans la *hiérarchie inversée*, l'état m_3 est considéré comme le plus léger. Dans cette hiérarchie, un neutrino est léger et les deux autres sont lourds.

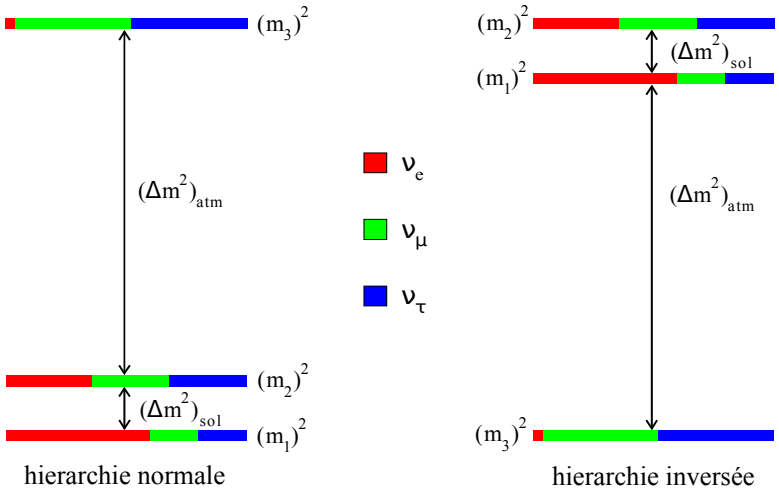


FIGURE 1.13 – Hiérarchies de masse des neutrinos. Les états de masse sont représentés en fonction des trois états de saveur.

La hiérarchie des masses n'a pas encore été déterminée. Une des possibilités pour explorer la hiérarchie de masse est d'utiliser des expériences réacteurs [69]. Ces expériences menées à de plus grande distance ($L \sim 50\,\text{km}$) que les expériences visant à mesurer θ_{13} chercheraient une probabilité de non transition électronique $P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e)$ dans un liquide scintillant de grand volume ($\sim 20\,\text{kt}$). Compte tenu de la distance, cette probabilité est dépendante des trois différences de masse au carré Δm^2_{21}, Δm^2_{31}, Δm^2_{32}. Une analyse en forme du spectre en énergie des positrons détectés permettrait d'accéder au signe de Δm^2_{31} (où Δm^2_{32}) et donc d'accéder à la hiérarchie de masse.

Ce type d'expérience, également sensible à θ_{13} est devenu possible grâce aux récents résultats des expériences réacteur prouvant que θ_{13} est relativement grand ($\theta_{13} \sim 9°$) et que l'incertitude sur la mesure de ce paramètre devrait descendre à une valeur de 4-5% au cours des prochaines années grâce à l'accumulation de données de ces mêmes expériences.

Nous citerons ainsi les expériences JUNO [70] et RENO-50 [71] (faisant suite aux expériences Daya-Bay et RENO) actuellement en cours de R&D qui tenteront d'effectuer prochainement cette mesure. Dans le cas de l'expérience JUNO, une détermination de la hiérarchie de masse avec un niveau de confiance de l'ordre de 4σ est attendue en six ans de prise de données. En complément, ces deux expériences permettront de réaliser de nouvelles mesures, avec une sensibilité accrue par rapport aux précédentes expériences des paramètres θ_{12}, Δm^2_{21} et Δm^2_{32}.

Bien que la hiérarchie de masse puisse être déterminée à partir d'expérience utilisant des neutrinos des réacteurs, d'autres sources de neutrinos sont également envisageables. L'expérience PINGU [72] envisage par exemple d'accéder à la hiérarchie de masse en utilisant les neutrinos atmosphériques et l'expérience LAGUNA-LBNO [73] envisage d'utiliser des faisceaux de neutrinos produits par un accélérateur.

Plus de détails sur les possibilités de mesure expérimentale de la hiérarchie de masse peuvent être retrouvés dans un papier blanc en référence [74].

Masse absolue

Concernant la masse absolue des neutrinos, l'une des possibilités pour accéder à la masse de l'$\bar{\nu}_e$ repose sur des études de décroissance β. Dans une décroissance bêta, l'énergie maximale emportée par l'électron est dépendante de la masse du neutrino. À partir d'une mesure précise du spectre en énergie des électrons émis, il est donc possible d'accéder à la masse des $\bar{\nu}_e$ définie par : $E_{max} = Q_\beta - m^2_{\bar{\nu}_e}c^2$. Nous mentionnerons ainsi les expériences Mainz [75] et Katrin [76] étudiant la décroissance β du tritium. Le tritium est un noyau parfaitement adapté à ce type de mesure en raison de sa très faible quantité d'énergie libérée par décroissance (18,6 keV). L'expérience Mainz, maintenant terminée, a permis de fixer une limite supérieure à la masse des $\bar{\nu}_e$ de : $m(\bar{\nu}_e) < 2,3\,\mathrm{eV/c^2}$ (95% C.L.). L'expérience KATRIN, actuellement en phase de commissioning, est prévue pour atteindre une sensibilité de $m(\bar{\nu}_e) < 0,20\,\mathrm{eV/c^2}$ (90% C.L.) ou de découvrir la masse des $\bar{\nu}_e$ si elle est supérieure à $0{,}35\,\mathrm{eV/c^2}$.

Les récents résultats de l'observatoire spatial Planck [77] ont également permis d'apporter une contrainte supplémentaire sur la masse totale des trois familles de neutrinos : $\sum m_\nu < 0,23\,\mathrm{eV}$ (95% C.L.). Nous noterons de plus que l'observatoire Planck n'a pour le moment observé aucune évidence de l'existence d'une nouvelle famille de neutrinos non décrite dans le modèle standard. Pour l'analyse retenu par Planck, le nombre de famille de neutrinos est estimé à : $3,30^{+0,54}_{-0,51}$ (95% C.L.) [15] [77].

1.5.3 Phase de violation de symétrie CP

Grâce à la mesure de θ_{13}, la mesure de la phase de violation de la symétrie CP, δ, devient désormais accessible par des expériences à longue distance étudiant une possible asymétrie des probabilités de transition entre neutrinos et antineutrinos. Si l'on venait à observer une probabilité de transition différente entre neutrino et antineutrino, soit $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\beta \to \bar{\nu}_\alpha)$, cela signifierait que δ n'est pas nulle et que l'oscillation des neutrinos viole la symétrie CP. Différents projets LBNO (Long Baseline Neutrino Oscillations) utilisant des accélérateurs sont actuellement en cours de développement pour tenter d'accéder, entre autres, à la phase δ [78].

Dans le cas de l'Europe, le projet retenu est celui de l'expérience Large Apparatus for Grand Unification (LAGUNA-LBNO) [73]. Ce projet prévoit d'utiliser des faisceaux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ produits au CERN par l'accélérateur SPS ou le nouvel accélérateur HP-PS et d'effectuer une mesure à grande distance de l'ensemble des transitions d'apparition et de disparition ($\nu_\mu \to \nu_e$, $\nu_\mu \to \nu_\tau$, $\nu_\mu \to \nu_\mu$) à la fois en mode neutrino et antineutrino. Ce projet étant encore en cours de recherche de financement et de R&D, la position du site lointain ainsi que le design des détecteurs n'est pas encore finalisé. Un détecteur proche serait installé sur le site du CERN afin de mesurer le spectre en énergie et le flux du faisceau de neutrinos. Deux sites lointains sont envisagés : le laboratoire souterrain de Modane installé sous 1700 mètres de roche à Fréjus et situé à 130 km du CERN et la mine de Pyhaäsalmi en Finlande située à 2300 km du CERN et permettant de descendre à une profondeur de 4000 mwe. Le site de Fréjus est situé à courte distance, ce qui rend les effets de matière négligeables et permettrait d'obtenir une mesure plus précise de la phase δ. Pour le site de Pyhaäsalmi situé à très grande distance, les effets de matière seraient importants, ce qui réduirait la sensibilité à δ, mais permettrait en revanche de pouvoir effectuer une mesure de la hiérarchie de masse. Pour le site de Fréjus, le projet de détecteur MEMPHIS est en cours d'étude. Pour le site lointain, deux autres projets de détecteurs sont en cours d'études : les détecteurs LENA et GLACIER.

Le détecteur Low Energy Neutrino Astronomy (LENA) est un concept de détecteur basé sur un volume cylindrique de 100 m de hauteur, 30 m de diamètre et contenant 70 kt de liquide scintillant observé par 13 500 photomultiplicateurs. Le détecteur Giant Liquid Argon Charge Imaging ExpeRiment (Glacier) est un concept de chambre à projection temporelle (TPC) utilisant un important volume

15. Nous noterons que les résultats de plusieurs analyses, incluant différent jeux de données et les résultats de diverses expériences, sont également proposés en référence [77] ; certains de ces résultats étant plus favorable à l'existance d'une nouvelle famille de neutrinos.

d'argon (20 à 100 kt) maintenu liquide grâce à une unité de stockage cryogénique et plongé dans un champ magnétique afin de permettre la dérive des électrons d'ionisation. Dans le cas du concept utilisant 20 kt d'argon, le volume de détection consisterait en un cylindre de 10 m de haut, 70 m de large et regardé par 28 000 photomultiplicateurs. Le détecteur MEgaton Mass PHYSics (MEMPHYS) est un détecteur à eau Cherenkov (500 kt) répartis dans trois volumes cylindriques de 80 m de haut, 65 m de diamètre et observé par un total de 240 000 photomultiplicateurs. Le détecteur LENA et MEMPHIS repose sur des concepts de détection bien maitrisés puisqu'ils ont déjà été utilisés avec succès dans des expériences étudiant l'oscillation des neutrinos. Pour le site lointain, la priorité est toutefois donnée au détecteur GLACIER dans la mesure où celui-ci permettrait d'obtenir la meilleure efficacité de détection et la meilleure identification du bruit de fond par rapport aux autres concepts.

Dans le cas où ce projet verrait le jour, un planning prévisionnel prévoit un début de prise de donnée à l'horizon 2023 [73]. Dans l'hypothèse où le site de Pyhaäsalmi et le concept de détecteur GLACIER de 20 kt seraient retenus, LAGUNA-LBNO permettrait de déterminer la hiérarchie de masse dans un intervalle de confiance $\geq 3\sigma\,(5\,\sigma)$ après 2,5 (5) ans de fonctionnement de l'accélérateur SPS [78]. La valeur de δ_{CP} pourrait quant à elle être déterminée dans un intervalle de confiance $>3\sigma$ pour $\sim$25 (40)% des valeurs de δ_{CP} en supposant que la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ soit entre temps mesurée par les futurs expériences réacteurs avec une précision de $\pm$ 10 (2,5)% [78].

Avec un détecteur de 70 kt et 10 ans de fonctionnement du nouvel accélérateur HP-PS, la valeur de δ_{CP} pourrait être déterminée dans un intervalle de confiance $> 5\sigma$ pour $\sim$54% des valeurs de δ_{CP} [78].

1.6 Conclusions

L'oscillation des neutrinos est un phénomène désormais bien connu qui a bénéficié depuis maintenant une vingtaine d'années d'un grand nombre d'expériences visant à en mesurer les caractéristiques. Ces expériences ont permis de mesurer ou d'apporter de nombreuses contraintes sur les paramètres gouvernant l'oscillation. Très récemment le dernier angle de mélange θ_{13}, jusqu'alors inconnu, a pu être mesuré par un ensemble d'expériences de nouvelle génération menées auprès de réacteurs et d'accélérateurs. Cependant, de nombreuses questions demeurent. Ainsi, la hiérarchie des masses n'a toujours pas été déterminée et uniquement des contraintes supérieures ont pu être fixées sur la masse absolue des neutrinos. Il est en de même pour le paramètre de phase δ, jusqu'alors non mesurable, mais dont la détermination devient envisageable grâce aux récentes mesures de θ_{13}. De manière plus générale, la nature même des neutrinos (Dirac ou Majorana) reste à déterminer et l'hypothèse de l'existence d'un quatrième neutrino stérile permettant d'expliquer les anomalies observées par plusieurs expériences reste à confirmer où à infirmer.

De nombreuses expériences que nous avons mentionnées au cours de ce chapitre sont actuellement en cours de développement pour tenter de répondre à ces différentes questions.

Chapitre 2

L'expérience Double Chooz

Sommaire

2.1 Concept experimental de Double Chooz 38
2.1.1 Principe des expériences réacteurs 38
2.1.2 Détection des $\bar{\nu}_e$ 40
2.1.3 Bruit de fond 41
2.1.4 Le site 41
2.1.5 Le détecteur 42
2.1.6 La calibration 45
2.1.7 Système d'acquisition et de traitement des données 48
2.2 Prédiction du flux d'antineutrinos 49
2.2.1 Le combustible nucléaire 49
2.2.2 Antineutrinos des réacteurs 50
2.2.3 Flux non-oscillé d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain 56
2.3 Résultats de Double Chooz 63
2.3.1 Simulation Monte-Carlo du détecteur 63
2.3.2 Reconstruction des données 64
2.3.3 Sélection des événements 67
2.3.4 Estimation des bruits de fond 69
2.3.5 Efficacité de détection des neutrons 77
2.3.6 Bilan des erreurs systématiques 77
2.3.7 Ajustement des données en norme et en forme 77
2.3.8 Analyses complémentaires de Double Chooz 82
2.4 Mesure de θ_{13} avec plusieurs détecteurs 86
2.4.1 La seconde phase de Double Chooz 86
2.4.2 Cas des expériences Daya Bay et RENO 87
2.5 Conclusions 88

Ce second chapitre est dédié à l'expérience Double Chooz. Dans une première section, le concept expérimental de l'expérience est présenté. La seconde partie est dédiée à la prédiction du flux d'antineutrinos émis par les cœurs de Chooz durant les périodes de prise de mesure. Les derniers résultats de l'expérience sur la mesure de θ_{13} sont présenté dans une troisième partie. Enfin, la seconde phase de l'expérience est discutée dans une quatrième partie.

2.1 Concept experimental de Double Chooz

2.1.1 Principe des expériences réacteurs

Les réacteurs électrogènes utilisent la chaleur dégagée par les réactions de fission d'un combustible fissible, en général de l'oxyde d'uranium (UO_2) enrichi en ^{235}U. Chaque fission produit en moyenne deux produits de fission, deux à trois neutrons servant à maintenir la réaction en chaîne de fission et dégage une énergie de l'ordre de 200 MeV. Dans leur majorité, les produits de fission formés sont très riches en neutrons et donc très instables. Ils subissent en moyenne trois désintégrations β^- avant d'arriver à un noyau stable. Ces désintégrations sont à l'origine de l'émission des antineutrinos électroniques des réacteurs. Deux produits de fission étant en moyenne produits par fission, ce sont en moyenne 6 $\bar{\nu}_e$ avec des énergies comprises entre 0 et ∼10 MeV qui sont émis par fission. Un calcul approximé tel que décrit en équation 2.1 permet d'estimer qu'un réacteur de type Chooz d'une puissance thermique de 4250 MWth émet un flux d'antineutrinos de l'ordre de 8.10^{20} $\bar{\nu}_e.s^{-1}$.

$$\frac{4250 \text{ MWth}}{200 \text{ MeV.fission}^{-1} \times 1,6.10^{-19}} \times 6 \ \bar{\nu}_e.\text{fission}^{-1} \simeq 8.10^{20} \ \bar{\nu}_e.s^{-1} \tag{2.1}$$

Les réacteurs nucléaires sont ainsi à l'origine d'un flux intense d'$\bar{\nu}_e$ présentant la particularité d'être "pur", c'est-à-dire sans contamination d'$\bar{\nu}_\mu$ ou d'$\bar{\nu}_\tau$.

Les expériences réacteurs visant à mesurer θ_{13} sont des expériences réalisées à des distances intermédiaires (de l'ordre de 1 km) et cherchent à observer un déficit en $\bar{\nu}_e$. Dans ce type d'expérience auprès de réacteurs, la détermination du paramètre θ_{13} peut être réalisée en se plaçant dans le cadre de l'approximation de l'oscillation à deux saveurs. La probabilité de non oscillation, c'est-à-dire la probabilité pour un antineutrino électronique d'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ de rester un antineutrino électronique après avoir parcouru une distance L depuis son lieu d'émission est donnée par la formule :

$$P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(1,267 \frac{\Delta m^2_{13}(eV^2)L(km)}{E_{\bar{\nu}_e}(GeV)}\right) \tag{2.2}$$

où Δm^2_{13} est la différence des masses au carré entre les états de masse 1 et 3 et $\Delta m^2_{13} \simeq \Delta m^2_{23}$.

La probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance est présentée en figure 2.1. Sur cette figure sont tracés trois cas. La première courbe en rouge correspond à l'équation 2.2 se plaçant dans le cadre de l'approximation à deux saveurs. La courbe en noir correspond à la formulation complète de la probabilité de non-oscillation (oscillation à 3 saveurs). La troisième courbe en bleu est un cas intermédiaire qui reprend la formulation complète en négligeant les termes d'ordre inférieur. Pour ces différentes courbes, les valeurs des paramètres de mélange sont issues d'un ajustement global [32] et une énergie des antineutrinos de 3 MeV a été utilisée. Pour la formulation complète, nous pouvons observer que la probabilité d'oscillation est très faible avant la première centaine de mètres. Un premier maximum en déficit d'antineutrino est observé autour de 1 km. Sa position est fixée par le rapport $\Delta m^2_{13}/E_{\bar{\nu}_e}$ et sa valeur par le paramètre θ_{13}. Un déficit maximal (de l'ordre de 90%) est observé autour de quelques dizaines de km (valeur fixée par θ_{12}). Pour des expériences situées avant le premier maxima d'oscillation, nous pouvons observer la validité de l'approximation à 2 saveurs. L'intérêt de cette approximation est de supprimer la dépendance de l'oscillation aux paramètres θ_{12} et Δm^2_{12} [1].

La forme de l'oscillation autour du premier minimum pour différentes énergies des antineutrinos et différentes valeurs de θ_{13} est présentée en figure 2.2. Nous pouvons ainsi observer la variation de position du creux avec l'énergie des $\bar{\nu}_e$ et l'augmentation du déficit avec l'augmentation de $\sin^2(2\theta_{13})$. Pour des valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$ comprises dans l'intervalle $[0,4\,;0,15]$ ($\theta_{13} \in [5,77^\circ\,;\,11,0^\circ]$), un déficit maximal compris entre 2% et 15% du flux initial est attendu au premier maximum d'oscillation.

1. L'effet de cette approximation est considéré comme négligeable pour des valeurs de $\sin^2(2\theta_{13}) > 0,001$ [79].

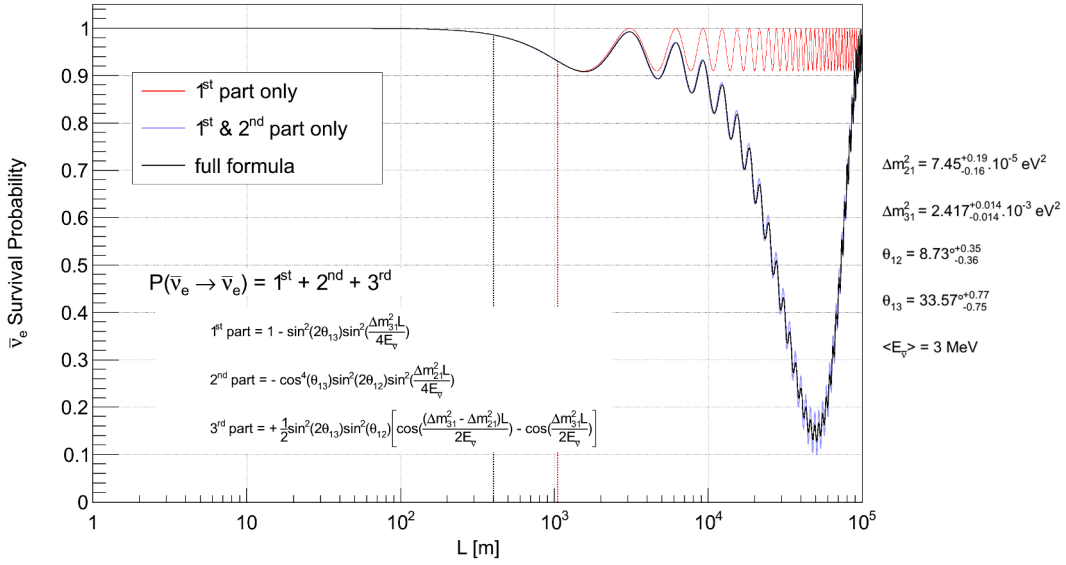


Figure 2.1 – Probabilités de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance L pour une énergie des $\bar{\nu}_e$ de 3 MeV. Les valeurs des paramètres de mélange utilisées pour les trois courbes sont issues d'un ajustement global [32] et présentées à droite du graphique. Les courbes en traits pointillés correspondent aux positions moyennes des deux détecteurs de Double Chooz par rapport aux deux réacteurs nucléaires de la centrale (proche : ∼400 m et lointain : ∼1050 m).

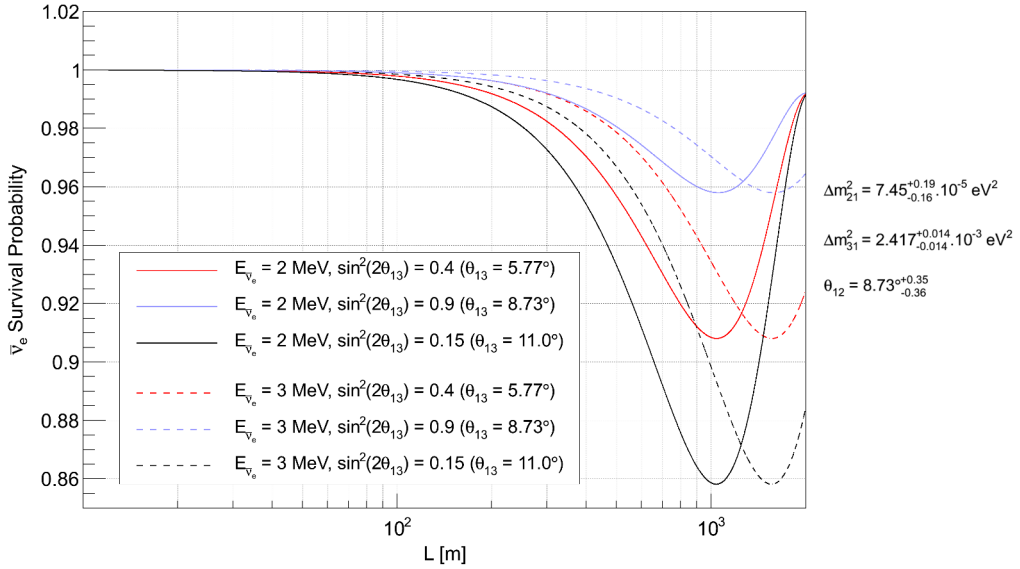


Figure 2.2 – Probabilités de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance L pour des $\bar{\nu}_e$ d'énergie 2 MeV et 3 MeV et pour différentes valeurs de θ_{13}. Les valeurs des autres paramètres de mélange sont issues d'un ajustement global [32] et présentées à droite du graphique.

Le principe des expériences réacteurs est de mesurer le flux et le spectre en énergie des antineutrinos émis par une centrale à deux positions différentes puis de les comparer afin d'en déduire le paramètre θ_{13}. Ces expériences nécessitent donc de disposer d'un détecteur proche situé le plus près possible des cœurs, là où l'oscillation est la plus faible afin de mesurer le plus précisément possible le flux et le spectre en énergie des antineutrinos émis et d'un détecteur lointain positionné autour d'un maximum

d'oscillation. Dans la mesure où le flux d'$\bar{\nu}_e$ diminue en $1/L^2$ en fonction de la distance, la position optimale du détecteur lointain se situe autour de 1 km autour du premier maximum d'oscillation.

2.1.2 Détection des $\bar{\nu}_e$

Dans les expériences réacteurs passées et actuelles, la détection des $\bar{\nu}_e$ des réacteurs est effectuée par réaction de désintégration bêta-inverse (IBD) dans un liquide scintillant riche en protons suivant la réaction :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \tag{2.3}$$

Cette réaction présente l'inconvénient d'être endoénergétique et possède donc un seuil dépendant du noyau cible contenant le proton cible. Dans le cas de l'hydrogène, ce seuil est de 1,8 MeV.

L'énergie de l'$\bar{\nu}_e$ est reliée à celle du positron par la formule :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2}\frac{2M_pE_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2}\cos\theta} \tag{2.4}$$

où M_p, M_n et m_e sont respectivement la masse du proton, du neutron et de l'électron. E_{e^+} est l'énergie emportée par le positron et θ est l'angle entre l'antineutrino incident et le positron. En très bonne approximation, l'énergie de l'$\bar{\nu}_e$ interagissant peut être simplifiée comme étant :

$$E_{\bar{\nu}_e} \simeq E_{e^+} + \Delta \tag{2.5}$$

où $\Delta = M_n - M_p$ =1,293 MeV. L'énergie visible dans le détecteur est définie comme étant la somme de l'énergie du positron et de l'électron au repos, soit :

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e = E_{\bar{\nu}_e} - 0,782\,\text{MeV} \tag{2.6}$$

Dans Double Chooz, la forme simplifiée suivante de la section efficace de l'IBD est utilisée [80] :

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \times (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)\sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \tag{2.7}$$

où K est une constante inversement proportionnelle au temps de vie du neutron [58] et de valeur : $K = 0,961.10^{-43}\,\text{cm}^2.\text{MeV}^{-2}$. Pour des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs de l'ordre du MeV, l'ordre de grandeur de cette section efficace est de $\sim 10^{-18}$ b. Un schéma de principe de l'IBD et de sa section efficace est présenté en figure 2.3.

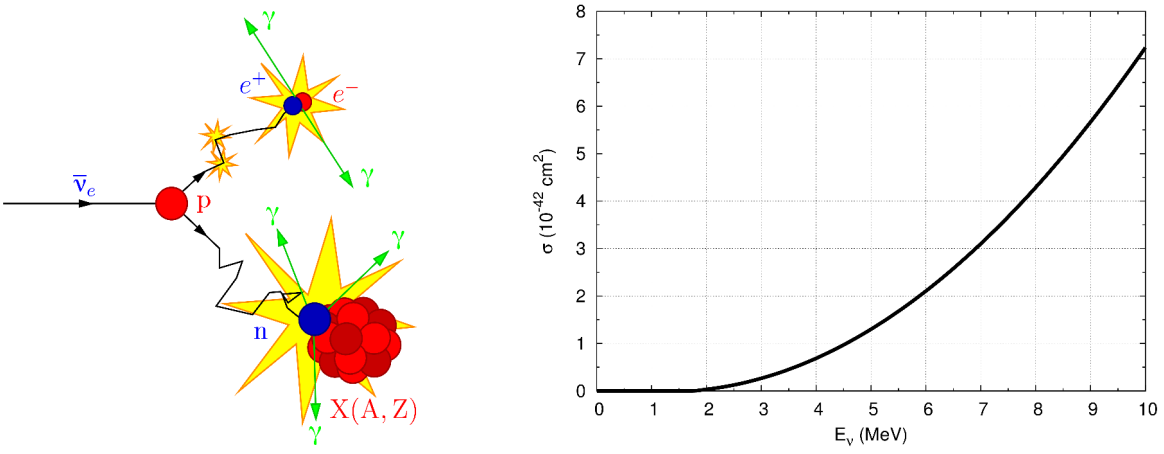


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'IBD (à gauche) et de sa section efficace (à droite) [81].

La signature de l'interaction d'un antineutrino par IBD consiste en la corrélation temporelle et spatiale d'un signal prompt caractérisé par la perte d'énergie puis l'annihilation du positron et un signal retardé résultant de la capture du neutron.

Suite à l'interaction, le positron perd rapidement son énergie par excitation et ionisation du milieu avant de s'annihiler avec un électron du milieu en produisant deux photons gamma de 511 keV. La capture du neutron après thermalisation peut s'effectuer sur l'hydrogène du milieu et produire un gamma de désexcitation de 2,2 MeV. Le temps de capture sur l'hydrogène présente toutefois l'inconvénient d'être relativement long (de l'ordre de 200 μs). Afin d'améliorer la signature du signal, le liquide scintillant est dopé avec du gadolinium dont les isotopes 155 et 157 présentent une importante section efficace de capture à basse énergie (cf. figure 3.11b du chapitre 3). Le temps de capture du neutron sur le gadolinium est beaucoup plus court, de l'ordre de 30 μs. De plus, la désexcitation du gadolinium excité donne naissance à une cascade de photons gamma de plus haute énergie, de l'ordre de 8 MeV, permettant de mieux la distinguer des bruits de fond.

2.1.3 Bruit de fond

Trois types de bruits de fond sont attendus dans un détecteur utilisant la réaction IBD dans un liquide scintillant : accidentel, corrélé et cosmogénique.

Le bruit de fond accidentel est induit par la coïncidence de deux événements non corrélés qui imitent le signal prompt et le signal retardé. Le signal imitant le signal prompt est dû à la radioactivité naturelle (par exemple des photons gamma émis par la décroissance du ^{40}K contenu dans le verre des PMs). Le signal retardé peut-être induit par la thermalisation d'un neutron de spallation (neutron créé par interaction d'un muon cosmique dans la roche entourant le détecteur) dans le détecteur.

Le bruit de fond corrélé possède deux contributions identifiées comme étant les neutrons rapides (fast neutron - FN) et les muons d'arrêts (stopping muon - SM). Les neutrons rapides sont créés par des muons interagissant dans la roche entourant le détecteur. Certains d'entre eux peuvent être ralentis et capturés dans le liquide scintillant. Le proton de recul (recoil proton) peut imiter le positron et la capture du neutron peut engendrer une coïncidence spatiale et temporelle similaire au signal d'une interaction antineutrino. Les muons d'arrêts sont des muons de basse énergie entrant dans le détecteur à travers la cheminée avant d'y être stoppés et d'y décroître. La perte d'énergie du muon dans le détecteur imite ainsi l'événement prompt et l'électron issu de la décroissance du muon (Michel electron) imite l'évènement retardé.

La dernière contribution au bruit de fond provient des isotopes cosmogéniques de ^{9}Li et de ^{8}He. Ces isotopes sont des émetteur β-n produit par la réaction de spallation électromagnétique de muon cosmique sur le ^{12}C du liquide scintillant. Leurs énergies de décroissance et plus tard la capture du neutron sur du gadolinium produisent deux événements corrélés temporellement et spatialement qui imitent le signal $\bar{\nu}_e$. Dans Double Chooz, le bruit de fond dû aux isotopes cosmogéniques est distingué du bruit de fond corrélé, car leur estimation repose sur des méthodes d'analyses différentes.

2.1.4 Le site

L'expérience Double Chooz (DC) est située dans les Ardennes françaises sur le site de la centrale nucléaire de production d'électricité de Chooz B [2] (CNPE Chooz) au bord de la Meuse en bordure de la frontière belge. La CNPE de Chooz est constituée de 2 Réacteurs à Eau sous Pression (REP) de type N4 d'une puissance thermique nominale de 4250 MWth (1450 MWe). Les deux cœurs de cette centrale sont respectivement nommés B1 et B2 et ont été respectivement connectés au réseau électrique en mai et avril 2000.

2. La centrale de Chooz B a été construite sur le site d'une première centrale nucléaire renommée par la suite Chooz A [82]. Cette centrale, située de l'autre coté de la Meuse fut la première centrale de la filière Réacteur à Eau sous Pression construite en France. Elle fut couplée au réseau en avril 1976 et mise à l'arrêt en octobre 1991. En fin d'exploitation, sa puissance était 305 MWe. Sa particularité était d'avoir le réacteur et ses auxiliaires nucléaires installés dans deux cavernes rocheuses creusées à flanc de colline.

Le principe de l'expérience consiste en l'installation d'un détecteur proche et d'un détecteur lointain identiques afin de mesurer θ_{13} pour un intervalle en $\sin^2(2\theta_{13})$ allant de 0,03 à 0,2 [79].

Pour le détecteur lointain, le site construit pour la première expérience Chooz a été réutilisé. Ce détecteur est situé à une distance moyenne de 1050 m des deux cœurs et installé dans une caverne creusée à flanc de montagne sous ∼100 m de roche (300 mwe). Cette importante épaisseur de roche constitue un important blindage contre les rayonnements cosmiques. Pour les derniers résultats de Double Chooz [47], un taux de comptage de 36 événements/jour avec un bruit de fond de l'ordre de 2,2 événements/jour a été mesuré.

Le site du détecteur proche est situé à une distance moyenne de 400 m des deux cœurs et enterré sous ∼40 m de roche (120 mwe). Un taux de comptage de l'ordre de 400 $\bar{\nu}_e$/j avec un bruit de fond de l'ordre de 11 événements/jour est attendu dans ce détecteur [79].

Le détecteur lointain a été construit entre 2009 et 2010 et la prise de donnée a débuté en avril 2011. Le détecteur proche est actuellement en cours d'installation et le début de la prise de donnée devrait débuter durant l'été 2014. Une vue aérienne de la centrale ainsi que de la position des deux détecteurs est présentée en figure 2.4. Les positions respectives des deux détecteurs par rapport aux deux réacteurs sont présentées en tableau 2.1.

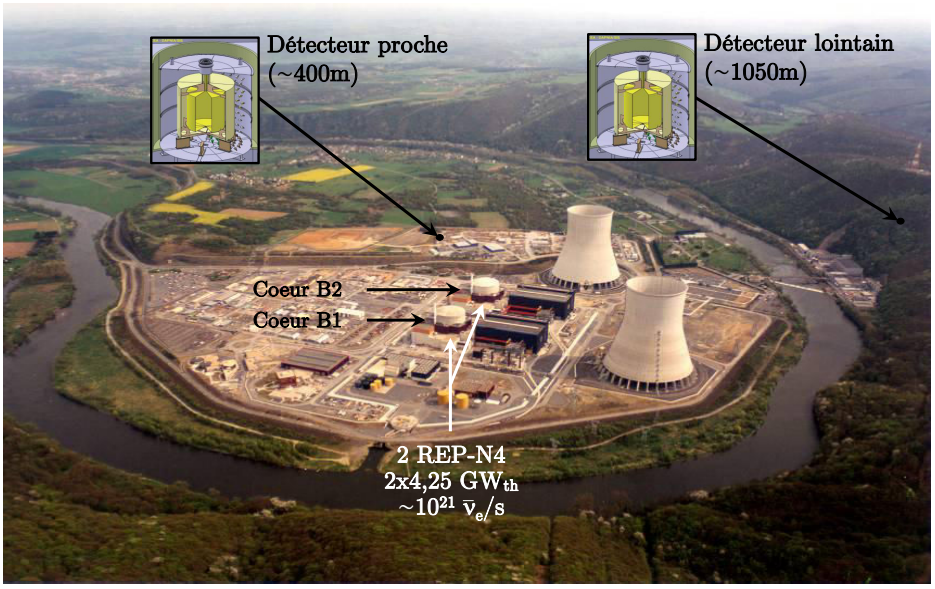


FIGURE 2.4 – Vue aérienne de la centrale nucléaire de production d'électricité de Chooz B dans les Ardennes Française et position des détecteurs proche et lointain de l'expérience.

détecteur	distance à B1 (m)	distance à B2 (m)	blindage (mwe)
proche	466	351	120
lointain	1114,6	998,1	300

TABLE 2.1 – Distances des deux détecteurs de Double Chooz par rapport aux deux cœurs B1 et B2. Les distances sont données avec une précision de 10 cm.

2.1.5 Le détecteur

Le concept des détecteurs de Double Chooz est inspiré du détecteur de la première expérience Chooz. Le détecteur a été optimisé afin de maximiser le taux de détection d'antineutrinos tout en maximisant le rapport signal sur bruit. Une vue en coupe du détecteur lointain est présentée en figure

2.5. Il consiste en trois sous volumes optiquement isolés les uns des autres : le détecteur interne (inner detector - ID), le veto interne (inner veto - IV) et le veto externe (outer veto - OV).

L'ID est composé de 3 volumes cylindriques, respectivement de l'intérieur vers l'extérieur : la cible neutrino (ν-target), le collecteur de photons gamma (γ-catcher) et une zone tampon (buffer). L'IV est un volume cylindrique entourant l'ID et l'OV est installé sur la partie supérieure du détecteur. Les matériaux utilisés pour les différents éléments du détecteur ont été spécialement sélectionnés afin de limiter le bruit de fond venant de la radioactivité naturelle à un taux inférieur à 10 Bq dans l'ID [79].

Les fonctions et caractéristiques des différentes parties du détecteur lointain sont présentées dans les paragraphes à suivre. Des photos des différentes parties du détecteur sont présentées en figure 2.6. Un récapitulatif du planning d'installation des différentes parties du détecteur lointain sera présenté à la suite en tableau 2.2.

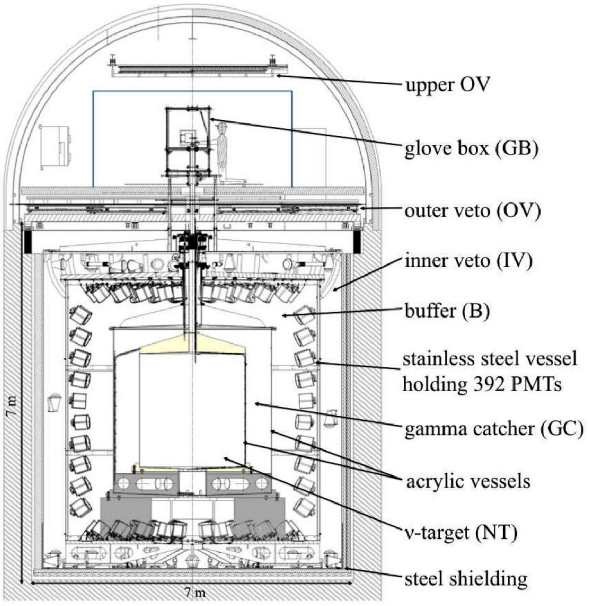


Figure 2.5 – Vue schématique en coupe du détecteur lointain de Double Chooz [47].

2.1.5.1 La cible

La cible est le volume dans lequel a lieu l'interaction des $\bar{\nu}_e$. Il s'agit d'un volume cylindrique en acrylique de 8 mm d'épaisseur, 1,150 m de rayon et de 2,459 m de hauteur. Ce volume de 10,3 m^3 est rempli de liquide scintillant organique d'une densité de 0,8035 $g.cm^{-3}$ pour une masse totale de 8,23 tonnes.

Le liquide scintillant est constitué de 80% de dodecane ($C_{12}H_{26}$), de 20% de PXE (C_6H_{18}), de 7 g/l de PPO, de 20 g/l de bis-MSB et est dopé avec du gadolinium à hauteur de 1 g/L.

Le dodécane et le PXE sont des molécules aromatiques qui peuvent être facilement excitées et ionisées par dépôt d'énergie. La scintillation se produit lorsqu'une particule traverse le milieu et perd de l'énergie par collision inélastique avec les molécules du milieu. Le dépôt d'énergie induit l'excitation du PXE et si le dépôt d'énergie est suffisant son ionisation libère des électrons secondaires qui vont à leur tour ioniser d'autres molécules jusqu'à leur thermalisation. L'énergie est ensuite transférée du solvant excité jusqu'aux molécules de PPO et de bis-MSB. Ces deux molécules sont des translateurs de longueur d'onde (wavelength shifter). Le PPO absorbe la lumière de scintillation et la réémet avec une plus grande longueur d'onde. Ces rayons gamma sont absorbés par les molécules de bis-MSB qui vont alors émettre des photons gamma ayant des longueurs d'ondes bleues et UV où les PMs sont plus sensibles et le liquide plus transparent. Le taux de lumière de la cible a été estimée comme étant de ~200 photons/MeV.

La durée de la première expérience Chooz a été fortement limitée par la dégradation de la transparence du liquide scintillant. Un important effort a été effectué pour Double Chooz afin de développer un liquide stable pour toute la durée de vie de l'expérience [83]. Le nombre de protons disponibles dans le détecteur est un paramètre crucial pour l'expérience. La masse de scintillateur est connue avec une précision de 0,04% et la fraction d'hydrogène est connue avec une précision de 0,3% [83].

2.1.5.2 Le gamma catcher

Le gamma catcher est situé autour de la cible neutrino. Il s'agit d'un second volume délimité par un cylindre en acrylique de 12 mm d'épaisseur, 1,708 m de rayon interne et de 3,572 m de hauteur. Ce volume a pour objectif de récupérer les gammas produits lors de l'IBD et de la capture des neutrons sur le gadolinium s'échappant de la cible afin de maximiser l'efficacité de détection.

Ce volume est rempli de 22,6 m^3 de liquide scintillant non dopé en gadolinium (30% de dodecane, 66% d'huile minérale Ondina909, 4% de PXE, 2 g/l de PPO et 20 mg/l de bis-MSB). La composition du liquide scintillant a été choisie afin de posséder une densité et des propriétés optiques identiques à celles de la cible neutrino. Le gamma catcher est équipé d'un tube guide afin de permettre le déploiement de sources radioactives.

2.1.5.3 Le buffer

Le buffer est le troisième volume constituant l'ID. Il s'agit d'un volume cylindrique en acier inoxydable de 3 mm d'épaisseur, 105 cm d'épaisseur et de 5,680 m de hauteur. Il est rempli de 114 m^3 de liquide non scintillant (47,2% de CobersolC70 et 52,8% d'huile minérale Ondina917). Ce volume sert de support à 390 PMs Hamamatsu de 10 pouces assurant la conversion en photoélectron des photons de scintillations issues de la cible et du gamma catcher. L'objectif de ce volume est d'isoler la cible neutrino et le gamma catcher de la radioactivité gamma provenant des PMs et des neutrons créés par muons cosmiques (neutrons de spallation) interagissant dans la roche entourant le détecteur.

Ce volume constitue une importante amélioration par rapport à l'expérience Chooz qui par comparaison avait ces 192 PMs fixés sur les parois du gamma-catcher [40].

2.1.5.4 Le veto interne

Le veto interne se situe autour de l'ID. Son rôle est d'isoler celui-ci du bruit de fond radioactif de basse énergie et de détecter avec une haute efficacité les muons cosmiques et les neutrons de spallation traversant son volume. Il s'agit d'un volume cylindrique de 10 mm d'épaisseur, de 3,250 m de rayon interne et de 6,830 m de hauteur. Ce volume de 90 m^3 est remplis de liquide scintillant (50% de scintillateur LAB (linear alkyl benzene), 50% de n-dodécane, 2 g/l de PPO et 10 mg/l de bis-MSB). Il est le support de 78 PMs Hamamatsu de 8 pouces situés en dessous, au-dessus et sur les parois de sa cuve. Compte tenu du faible espace disponible, les PMs sont installés parallèlement aux surfaces et regardent dans différentes directions. Afin de maximiser la collection de lumière, les parois du réservoir sont recouvertes d'un film réfléchissant et peint avec de la peinture blanche.

2.1.5.5 Le blindage

Le blindage du détecteur consiste en 15 cm d'acier inoxydable démagnétisé et de basse activité entourant le veto interne. L'objectif de ce blindage est de protéger le détecteur des gammas de basse énergie venant de la radioactivité de la roche externe. Il est composé de 66 pièces en forme de "V" à 60 degrés (42 pour les parties latérales et 12 pour les parties inférieures et supérieures). Son rayon interne est de 3,330 m est sa hauteur de 7,15 m.

2.1.5.6 Le veto externe

Le veto externe est situé au-dessus du blindage. Il est constitué d'un ensemble de modules contenant chacun 64 lattes (strips) de scintillateur plastique de dimension 5 cm×1 cm×360 cm ou 5 cm×1 cm ×320 cm. L'ensemble des modules constitue une surface de 82 m^2 (13 m x 7 m) centrée au-dessus de la cheminée du détecteur. Chaque latte est couplée à une fibre optique translateuse d'onde (wavelenght-shifiting fibers) connectée à un canal de photomultiplicateur multi-anodes (Hamamatsu H8804) placé au niveau du sol au-dessus du détecteur.

L'objectif de ce veto est d'effectuer une trajectographie suivant le plan (x,y) des muons cosmiques pouvant être à l'origine de bruit de fond corrélé. La trajectographie est assuré par une superposition des 32 lattes suivant x et de 32 lattes suivant y. Le passage d'un muon au travers des lattes produit de la lumière de scintillation collectée par les fibres puis transportée aux PMs. Une surface plus grande que celle du détecteur est utilisée afin de pouvoir observer les muons ne traversant pas le veto interne afin de pouvoir rejeter avec une plus grande efficacité les neutrons rapides induits par ces muons.

Au-dessus de la cheminée est installée une surface supplémentaire de 42 m^2 appelée veto supérieur (upper veto). Ce veto permet de supprimer la zone morte de 1,1 m×0,3 m laissée ouverte autour de la cheminée.

Nous noterons qu'aucun veto externe n'a été utilisé pour la première expérience Chooz.

Installation du blindage	été 2008
Installation du veto interne	fin 2008
Installation de la cuve buffer	mars-avril 2009
Installation des PMs du buffer	mai-juin 2009
Installation du gamma catcher	août-septembre 2009
Installation de la cible neutrino	septembre-octobre 2009
Fin du remplissage du détecteur	décembre 2010
Début de la prise de donnée	avril 2011
Première donnée	novembre 2011
Installation du veto externe	avril 2011
Installation du veto supérieur	été 2012

Table 2.2 – Planning des principales étapes d'installation du détecteur lointain de Double Chooz.

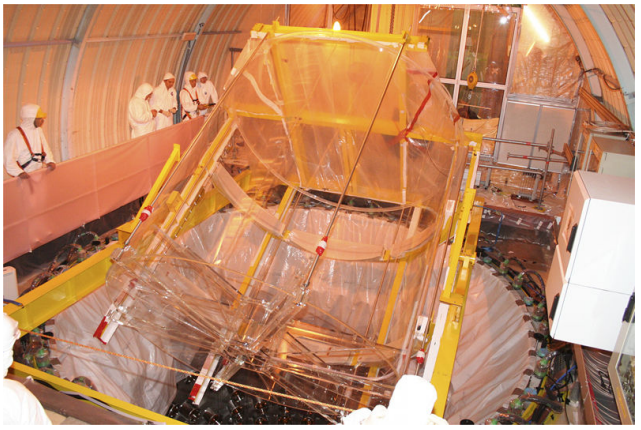
2.1.5.7 Détecteur proche

Le détecteur proche repose sur un concept identique à celui du détecteur lointain. Il s'agit d'un paramètre crucial à l'obtention d'une incertitude systématique faible durant la seconde phase de l'expérience. Dans cette optique, le liquide scintillant de ce détecteur est issu du même lot de production que celui du détecteur lointain. Durant la première phase de l'expérience, le liquide du détecteur proche a été stocké dans des conditions identiques à celui du détecteur lointain afin qu'ils possèdent tous deux des propriétés optiques identiques durant la seconde phase de l'expérience.

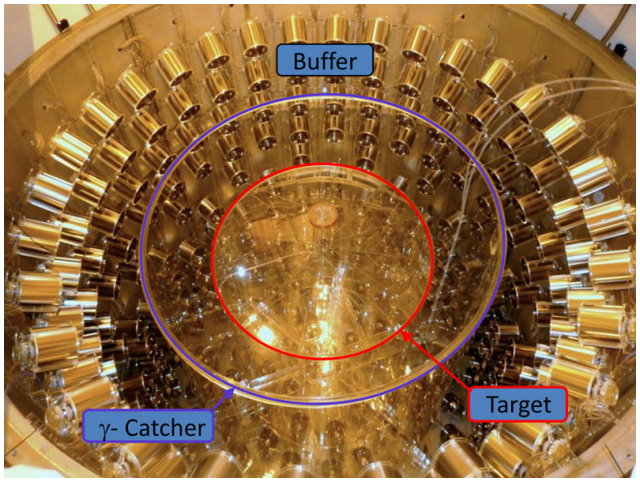
2.1.6 La calibration

La calibration du détecteur a pour objectif de caractériser le plus précisément possible : la réponse du liquide scintillant aux différentes particules impliquées dans les processus physiques, les propriétés optiques du liquide (vitesse de la lumière et longueur d'atténuation...), les propriétés de l'électronique des PMs (gain, efficacité quantique, décalage en temps (time offset)). La connaissance de ces caractéristiques constitue un paramètre critique de la sensibilité de l'expérience dont l'objectif est d'atteindre une différence d'efficacité de détection entre le détecteur proche et lointain inférieur à 0,5% [79].

(a) Vue de l'intérieur du veto interne et des PMs installés sur sa surface recouverte avec de la peinture réfléchissante blanche.



(b) Intégration du gamma-catcher



(c) Vue de l'intérieur du détecteur. La cible, le gamma-catcher ainsi que le buffer et les PMs installés sur sa surface peuvent être observés.

(d) Vue de l'intérieur du veto interne et des PMs installés perpendiculairement à sa surface.

(e) Vue du blindage en acier recouvrant le dessus du détecteur.

(f) Vue du veto à muon recouvrant le blindage en acier. Une portion de 110 cm×30 cm est laissée ouverte pour accéder à la cheminée.

FIGURE 2.6 – Photos du détecteur lointain à différentes périodes de l'installation.

La calibration s'effectue à l'aide de sources de particules dont l'énergie, la position, et la fréquence d'émission doivent être connues précisément. Dans Double Chooz, la calibration est effectuée à l'aide de sources de lumière et de sources radioactives, mais également à partir de la radioactivité naturelle et des rayons cosmiques.

2.1.6.1 Injection de lumière

L'injection de lumière est effectuée à l'aide d'un système de LED multi-longueurs d'ondes couplées à des fibres optiques. La lumière est guidée à travers les fibres optiques dont les extrémités sont fixées sur le bord de certains des PMs de l'ID et l'IV. Trois longueurs d'ondes sont utilisées : 385 nm, 425 nm, et 475 nm pour l'ID et 365 nm et 475 nm pour l'IV. Ces différentes longueurs d'onde permettent de tester différents types d'excitation du liquide.

À 385 nm, la lumière est totalement absorbée et réémise par le liquide scintillant. À 425 nm, la lumière est partiellement absorbée par le liquide et va ainsi atteindre les PMs situés du côté opposé permettant ainsi de contrôler l'absorption du liquide. À 475 nm, la lumière n'excite pas le liquide et permet ainsi de constituer une source de lumière directe pour les PMs situés du côté opposé.

L'avantage de l'utilisation de LED est de pouvoir contrôler précisément le taux de lumière et le temps d'émission qui sont contrôlables à distance. Le système d'injection de lumière est utilisé tous les jours afin de surveiller la stabilité des PMs et leurs temps de réponse.

2.1.6.2 Sources radioactives

Deux types de sources radioactives sont utilisés pour la calibration : gamma et neutron. Les trois sources gamma sont du ^{137}Cs (γ de 0,662 MeV, $T_{1/2} = 30,1$ ans), du ^{68}Ge (2 γ de 0,511 MeV, $T_{1/2} =$ 271 j) et du ^{60}Co (γ de 1,173 et 1,333 MeV, $T_{1/2} = 5,17$ j). La source de neutron est du ^{252}Cf (neutron de fission spontanée, $f = 50$ Bq). Ces sources peuvent être déployées à la fois dans la cible et dans le gamma catcher. Toutes ces sources sont encapsulées afin de préserver l'intégrité chimique du détecteur.

Dans la cible, les sources sont déployées à l'aide d'un système de poulie motorisée le long de la cheminée du détecteur. L'insertion des sources est effectuée depuis une boîte à gants montée au-dessus de la cheminée. L'intérieur de la boite à gants est mis sous pression avec de l'azote au-dessus de la pression ambiante afin de préserver les conditions de radiopureté du détecteur lorsqu'elle est utilisée. La position verticale de la source est connue avec une précision de 1 mm.

Le déploiement dans le gamma catcher est effectué le long d'un tube guide rigide en acier inoxydable en forme de boucle. Ce tube guide traverse le gamma catcher en passant près des bords de la cible et du buffer. Les sources sont déplacées le long de ce tube à l'aide d'un câble motorisé. La position des sources le long du tube est connue avec une précision de 1 cm. La distance entre la source et le mur de la cible est connue avec une précision de 2 mm. Des vues schématiques de la boite à gants et du tube guide installé sur le bord de la cible sont présentées en figure 2.7.

2.1.6.3 Sources naturelles

En complément des types de calibration précédemment cités, la calibration du détecteur est également effectuée en utilisant les pics de capture sur l'hydrogène et le gadolinium. Ces événements sont sélectionnés quelques dizaines ou centaines de millisecondes après le passage d'un muon. Le taux de déclenchement de l'IV est de 46 Hz et provient essentiellement des muons qui le traversent et déposent une énergie supérieure au seuil de déclenchement. Plusieurs milliers de neutrons de spallation sont ainsi capturés par jour sur l'hydrogène et le gadolinium de l'ID. On utilise ces données notamment pour surveiller l'uniformité et la stabilité de la réponse en énergie du détecteur.

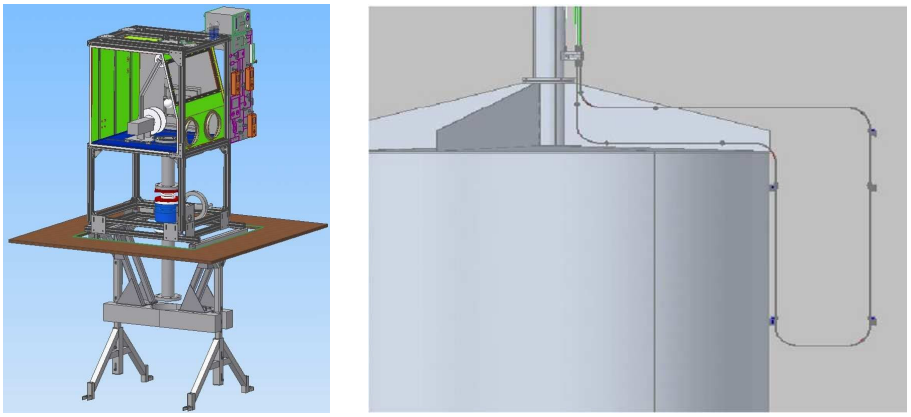


FIGURE 2.7 – À gauche : Vue schématique de la boite à gant utilisée pour déployer les sources radioactives dans le détecteur. À droite : Vue schématique du tube guide installé sur le bord de la cible neutrino (GC et cuve du buffer non représentés).

2.1.7 Système d'acquisition et de traitement des données

Un schéma de la chaîne d'acquisition des données (DAQ) est présenté en figure 2.8. Ce schéma donne une description générale de la chaîne électronique impliquée dans la numérisation des signaux issue des PMs.

Les photons de scintillation issue des dépôts d'énergie des particules interagissant avec les volumes actifs du détecteur sont collectés par les PMs et convertis en signal électronique. Chacun des 390 PMs de l'ID et des 78 PMs de l'IV est connecté à des modules séparateurs (splitter modules) conçus spécifiquement pour les besoins de l'expérience par un unique câble utilisé à la fois pour la haute tension et le transport du signal. Ce module permet d'assurer le découplage de la haute tension du signal avant son envoi vers l'électronique d'acquisition (Front End Electronic - FEE). La FEE permet de préparer les signaux (pré-amplification, filtration) afin de les faire correspondre à plage dynamique des convertisseurs analogique-numérique "flash" (analogue to digital converter - FADC) utilisé pour numériser les signaux. Dans le même temps, la FEE somme les signaux par jeu de 16 PMs et envoie le signal sommé à un trigger (également conçu spécifiquement pour les besoins de l'expérience) qui après discrimination envoi le signal à la FEE. Dès que le signal du trigger est reçu, le signal numérisé est enregistré par système de donnée (ν-DAQ)

Un système d'acquisition reposant sur le même principe, mais indépendant de celui de l'ID et de l'IV, est utilisé pour l'OV.

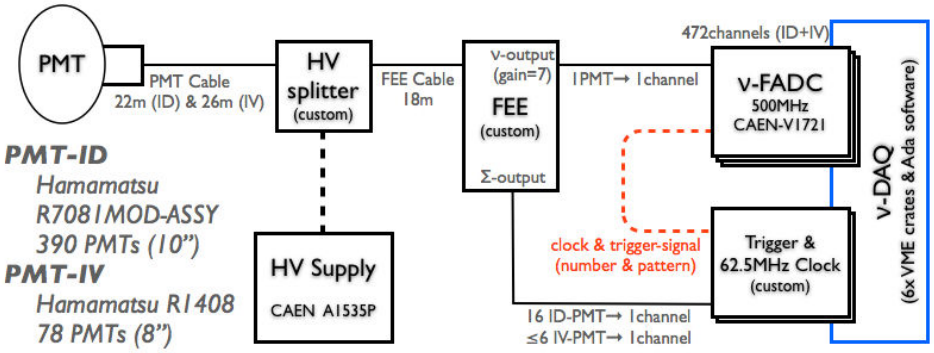


FIGURE 2.8 – Schéma de la chaîne d'acquisition des données du détecteur lointain [84].

2.2 Prédiction du flux d'antineutrinos

Double Chooz est actuellement dans sa première phase avec uniquement le détecteur lointain prenant des données. En l'absence du détecteur proche, une prédiction du flux d'antineutrinos non-oscillé attendu dans le détecteur lointain est nécessaire à la mesure du paramètre θ_{13}. Cette section est dédiée à la méthode employée dans Double Chooz pour réaliser cette prédiction. Nous commencerons par présenter un bref descriptif de l'origine du flux d'$\bar{\nu}_e$ des REPs. Les différentes méthodes existantes pour prédire les spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission des isotopes qui peuvent fissionner seront ensuite présentées. Enfin, le calcul du flux non-oscillé $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain de double Chooz ainsi que les résultats obtenus pour la seconde publication de Double Chooz [47] seront présentés.

2.2.1 Le combustible nucléaire

Le combustible des réacteurs de Chooz est de l'oxyde d'uranium (UO_2) enrichi à hauteur de quelques pourcents en noyaux fissiles d'^{235}U (à l'état naturel, l'uranium naturel est constitué à 0,72% d'^{235}U et à 99,27% d'^{238}U [85]). Le combustible des REPs est conditionné sous forme de pastille empilée dans des crayons. Ces crayons sont regroupés afin de constituer des assemblages. Les REPs N4 contiennent 205 assemblages. À Chooz, le combustible des cœurs est géré par tiers. Cela signifie qu'à l'issue d'une campagne d'irradiation dont la durée est de l'ordre de 1 an, 1/3 des assemblages usés sont déchargés du cœur et remplacés par des assemblages neufs. Au démarrage de chaque nouvelle campagne d'irradiation, les cœurs sont donc constitués d'un tiers d'assemblage neuf, d'un tiers d'assemblage ayant effectué un cycle d'irradiation en cœur et d'un autre tiers ayant effectué 2 cycles d'irradiation en cœur[3].

Dans un assemblage neuf, dès que la réaction en chaine est initiée, les réactions de capture sur l'^{238}U vont engendrer la production de nouveaux noyaux fissile de ^{239}Pu et de ^{241}Pu qui à leur tour vont contribuer à la puissance thermique du réacteur. La formation de ces deux isotopes est décrite par la chaîne de capture et de décroissance suivante :

$$\mathbf{^{238}_{92}U} \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[23{,}45\ \mathrm{min}]{\beta^-} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[2{,}35\ \mathrm{j}]{\beta^-} \mathbf{^{239}_{94}Pu} \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{240}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow{(n,\gamma)} \mathbf{^{241}_{94}Pu} \tag{2.8}$$

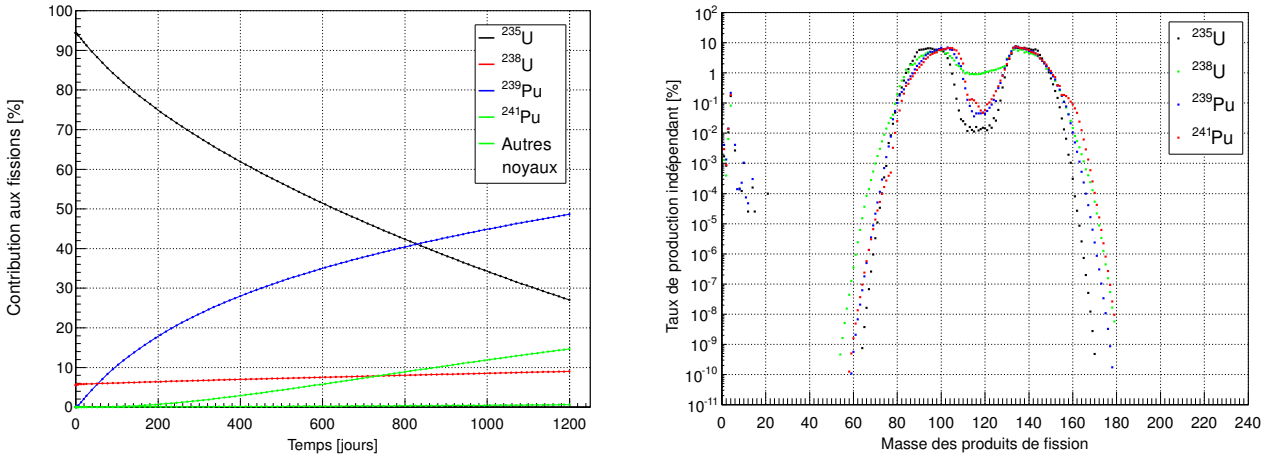
Dans les réacteurs à eau sous pression, les quatre isotopes d'^{235}U, d'^{238}U, de ^{239}Pu et de ^{241}Pu contribuent à eux seuls à hauteur de plus de 99% de la puissance thermique et de la production de produit de fission. À titre d'exemple, l'évolution temporelle de la contribution de chacun des isotopes d'uranium et de plutonium à la fission d'un assemblage contenant du combustible neuf enrichi à 4% en ^{235}U est présenté en figure 2.9a. Nous pouvons ainsi observer la diminution de la contribution de l'^{235}U avec l'irradiation en raison de sa disparition de l'inventaire et l'augmentation de la contribution du ^{239}Pu et de ^{241}Pu avec leur accumulation en inventaire. Bien que l'^{238}U soit l'isotope lourd le plus présent en inventaire, sa contribution aux fissions reste faible puisque qu'il fissionne uniquement par des neutrons rapides.

Le long une campagne d'irradiation de cœur, l'^{235}U et le ^{239}Pu sont les principaux contributeurs aux fissions avec une contribution moyenne de l'ordre de 80-90%. Une contribution plus faible de l'ordre de 10-20% est attendue de la part de l'^{238}U et du ^{241}Pu.

La fission de chacun des isotopes d'uranium et de plutonium présente des caractéristiques différentes. Celles-ci concernent entre autres les énergies moyennes libérées par fission et les distributions en masse des produits de fission. L'énergie libérée par fission par les différents isotopes étant proche (~ 200 MeV), les contributions des isotopes à la fission sont proches de leur contribution à la puissance thermique. Les énergies moyennes libérées par fission des différents isotopes sont présentées dans le tableau récapitulatif

3. Un descriptif plus détaillé du combustible et du rechargement des cœurs sera présenté au chapitre 3 dédié à la physique des réacteurs. Dans cette section, nous présentons uniquement les informations nécessaires à la compréhension du calcul du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les cœurs de Chooz

2.3. Les distributions en masse des produits de fission des différents isotopes peuvent être observées en figure 2.9b.



(a) Taux de fission **(b)** Fission yields

FIGURE 2.9 – (a) : Évolution temporelle de la contribution des isotopes qui peuvent fissionner au nombre totale de fissions dans un assemblage de combustible neuf enrichi à 4% en ^{235}U à puissance constante. (b) : Distribution en masse des produits de fission des isotopes d'uranium et de plutonium (JEFF-3.1 [86]). Les rendements thermiques ont été utilisés pour les isotopes d'^{235}U, de ^{239}Pu et de ^{241}Pu. Le rendement rapide a été utilisé pour l'^{238}U.

2.2.2 Antineutrinos des réacteurs

Les produits de fissions sont des noyaux majoritairement riches en neutrons qui rejoignent la vallée de stabilité par décroissance β^- successives suivant la relation :

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}_e \tag{2.9} $$

avec la loi de conservation de l'énergie :

$$ E_\beta + E_{\bar{\nu}_e} = E_{\beta_{max}} \tag{2.10} $$

où $E_{\beta_{max}}$ est l'énergie totale libérée lors de la décroissance (endpoint).

Du fait de l'évolution du combustible nucléaire au cours de l'irradiation et des distributions en masses différentes des isotopes fissionnant, le flux et le spectre en énergie des antineutrinos émis par un réacteur sont dépendants du temps. Le spectre total d'antineutrinos $S_{\bar{\nu}_e,tot}(E,t)$ émis par un réacteur à un instant t peut s'exprimer comme étant :

$$ S_{\bar{\nu}_e,tot}(E,t) = \sum_k TF_k(t) \times S_{\bar{\nu}_e,k}(E) \tag{2.11} $$

où $TF_k(t)$ est le taux de fission de l'isotope k à l'instant t et $S_{\bar{\nu}_e,k}(E)$ est le spectre total d'antineutrinos émis après la fission de l'isotope k. Dans le cas d'un REP, k correspond aux isotopes d'^{235}U, d'^{238}U, de ^{239}Pu et de ^{241}Pu précédemment mentionnés.

Il existe deux méthodes différentes permettant de prédire le flux d'antineutrinos total $S_{\bar{\nu}_e,k}(E)$ émis par fission d'un isotope : la *méthode de sommation* (aussi appelée *méthode ab-initio*) et la *méthode de conversion*.

méthode de sommation

La *méthode de sommation* utilise les bases de données nucléaires pour reconstruire le spectre β total par fission de chacun des isotopes k. Dans cette approche, le spectre β total $S_{\beta,k}(E)$ est séparé en une somme de contributions provenant de l'ensemble des produits de fission :

$$S_{\beta,k}(E) = \sum_{p} A_p \times S_{\beta,p}(E) \tag{2.12}$$

où p est l'indice de sommation sur l'ensemble des produits de fission de l'isotope k, A_p est l'activité du produit de fission p et $S_{\beta,p}(E)$ est le spectre β total émis par la décroissance du produit de fission p. Le spectre $S_{\beta,p}(E)$ de chaque isotope p peut lui-même se décomposer en la somme des N_b branche β reliant l'état fondamental (ou isomérique dans certains cas) du noyau parent aux différents états excités des noyaux fils :

$$S_{\beta,p}(E,t) = \sum_{b=1}^{N_b} Br_p^b \times S_{\beta,p}^b(Z_f, A_f, E_{0,p}^b, E) \tag{2.13}$$

où Br_p^b et $E_{0,p}^b$ sont respectivement le rapport d'embranchement et l'énergie maximale de la branche b du p^e produit de fission. Z_p et A_p désignent la charge et la masse atomique du noyau fils p. Les deux équations 2.12 et 2.13 sont valable à la fois pour les spectres β et $\bar{\nu}_e$. L'expression du spectre β de la b^e branche est donnée par l'expression :

$$S_{\beta,p}^b(Z_p, A_p, E_{0,p}^b, E) = K_p^b \times F(Z_f, A_f, E) \times pE(E - E_{0,p}^b)^2 \times C_p^b \times (1 - \delta(Z_f, A_f, E)) \tag{2.14}$$

où :
- K_p^b est un facteur de normalisation calculé de sorte que : $\int_0^{E_0^b} S_{\beta,p}^b(E)dE = 1$;
- $F(Z_f, A_f, E)$ est la fonction de fermi permettant de corriger la décélération de l'électron créé par le champs coulombien du noyau de l'isotope parent ;
- $pE(E - E_{0,p}^b)^2$ désigne l'espace des phases ;
- C_p^b est un facteur de forme qui modifie la forme du spectre en énergie lorsque les transitions sont interdites ;
- $1 - \delta(Z_p, A_p, E)$ est un terme correctif permettant de prendre en compte les effets correctifs électrofaibles, comme des effets de taille finie, des corrections radiatives, l'effet d'écrantage de charge des électrons atomiques, et la correction de magnétisme faible qui prend en compte le fait que les nucléons sont constitués de quarks. Ce dernier terme est celui qui possède la plus grande incertitude [87]. Celle-ci est d'autant plus importante qu'un changement de valeur significatif de ce terme peut agir directement sur la normalisation des spectres en énergie. Le terme de magnétisme faible est donc potentiellement à investiguer dans le cadre de l'anomalie des réacteurs et d'éventuels neutrinos stériles dans ce cadre.

Dans cette formule, le spectre en énergie des antineutrinos peut être obtenu en utilisant la loi de conversion de l'énergie de la décroissance bêta : $E_{\bar{\nu}_e} = E_{0,p}^b - E$.

Cette méthode présente l'avantage de permettre la prédiction du spectre antineutrinos total de fission de l'ensemble des isotopes pouvant fissionner. Toutefois, cette prédiction repose sur la connaissance de nombreux paramètres tels que les taux de production des produits de fission, les rapports de branchement des produits de fission et les énergies maximales associées. Des incertitudes typiquement de l'ordre de 10 à 20% sont obtenues sur les spectres calculés par cette méthode [57, 88]. En particulier certaines données de désintégration bêta des produits de fission présentes dans les bases de données sont biaisées par l'effet pandemonium [89]. Il s'agit d'un biais associé à l'utilisation de détecteurs Germanium dans le cas de noyaux ayant des branches de décroissance importantes vers des états excités à haute énergie dans le noyau fils. Ces branches sont souvent sous-estimées en raison de la chute de l'efficacité

intrinsèque des détecteurs Germanium à haute énergie ainsi que d'une faible efficacité géométrique rendant difficile la détection de cascades de photons de désexcitation. On peut remédier à ce problème en réalisant les mesures par une méthode calorimétrique (Total Absorption Spectroscopy, TAS). Une collaboration expérimentale autour de cette méthode a commencé à remesurer les propriétés de désintégration bêta des noyaux importants pour les spectres en énergie des antineutrinos des réacteurs. Dans la référence [88], les auteurs ont montré que seulement cinq noyaux corrigés de l'effet pandemonium pouvaient avoir un impact de l'ordre de 8% sur les spectres des isotopes de plutonium autour de 3-4 MeV. Il y a donc ici une forte motivation pour poursuivre les mesures afin d'obtenir des spectres d'antineutrinos prédictifs avec une incertitude réduite.

Méthode de conversion

La *méthode de conversion* consiste à mesurer expérimentalement le spectre β total de fission de chacun des isotopes k (mesure intégrale) et ensuite à convertir ce spectre β total en spectre $\bar{\nu}_e$. Pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu, plusieurs campagnes de mesures intégrales ont été menées auprès du réacteur de recherche de l'ILL de Grenoble durant les années 1980. Ces mesures ont été réalisées par "Schreckenbach et al." et peuvent être retrouvées en référence [90, 91, 92, 93]. Le principe expérimental de ces mesures a consisté à irradier des cibles minces (de l'ordre de 1 mg) de chacun de ces isotopes sous un flux intense de neutrons thermiques ($\phi \simeq 3.10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$) pendant des périodes de l'ordre de 12 à 48 heures. Après irradiation, le spectromètre magnétique de haute résolution BILL a été utilisé pour mesurer l'énergie des électrons sortants des cibles et ainsi déterminer le spectre β total de fission de chacun des isotopes.

Dans cette approche, le spectre β^- de chaque isotope qui peut fissionner k est approximé comme étant la superposition d'un ensemble de branches de décroissance virtuelles i, c'est-à-dire non associées à des branches de décroissance bêta réelles, d'amplitude a_i et d'énergie maximale E_0^i :

$$S_{\beta,k}(E) = \sum_i a_i S^i_{\beta,k}(\bar{Z}(E_0^i), E_0^i, E) \tag{2.15}$$

où $S^i_{\beta,k}$ est le spectre en énergie de la i^e branche virtuelle et $\bar{Z}(E_0^i)$ est la charge moyenne des noyaux décroissant et ayant pour énergie maximale E_0^i. Le spectre mesuré est ensuite ajusté par une fonction parametrisée par un ensemble de jeux de données $\{a_i,\, E_0^i\}$ constituant les i branches virtuelles. Avec cette méthode de paramétrisation, les meilleurs ajustements permettent de reproduire les spectres β expérimentaux avec des différences inférieures à 1%.

Le spectre β^- de chaque branche virtuelle peut ensuite être converti en spectre $\bar{\nu}_e$ en utilisant l'hypothèse que l'antineutrino et l'électron partagent l'énergie totale de décroissance E_0^i. En utilisant la loi de conservation de l'énergie et les valeurs ajustées des jeux de paramètres $\{a_i,\, E_0^i\}$, le spectre $\bar{\nu}_e$ total de fission de l'isotope k peut être calculé comme étant :

$$S_{\bar{\nu}_e,k}(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i a_i S^i_{\beta,k}(\bar{Z}(E_0^i), E_0^i, E_0^i - E_{\bar{\nu}_e}) \tag{2.16}$$

Cette méthode permet d'obtenir les spectres $\bar{\nu}_e$ de fission avec une précision plus grande que la *méthode de sommation*. Des incertitudes typiquement de l'ordre de 3% peuvent être obtenues. Récemment cette méthode, développée par "Schreckenbach et al.", a été revisitée d'abord par "Th. A. Mueller et al." [57] puis par P. Huber [87]. Les deux calculs aboutissent à des spectres convertis qui présentent une normalisation supérieure pour les 3 isotopes fissiles d'environ 3% par rapport aux spectres convertis par "Schreckenbach et al". En effet, dans le calcul de [57] les branches de désintégration bêta présentes dans les bases de données nucléaires sont utilisées pour reproduire 90% du spectre bêta de l'ILL, et les 10% restants sont ajustés avec 5 branches virtuelles[4]. Le fait d'utiliser des données réelles pour 90%

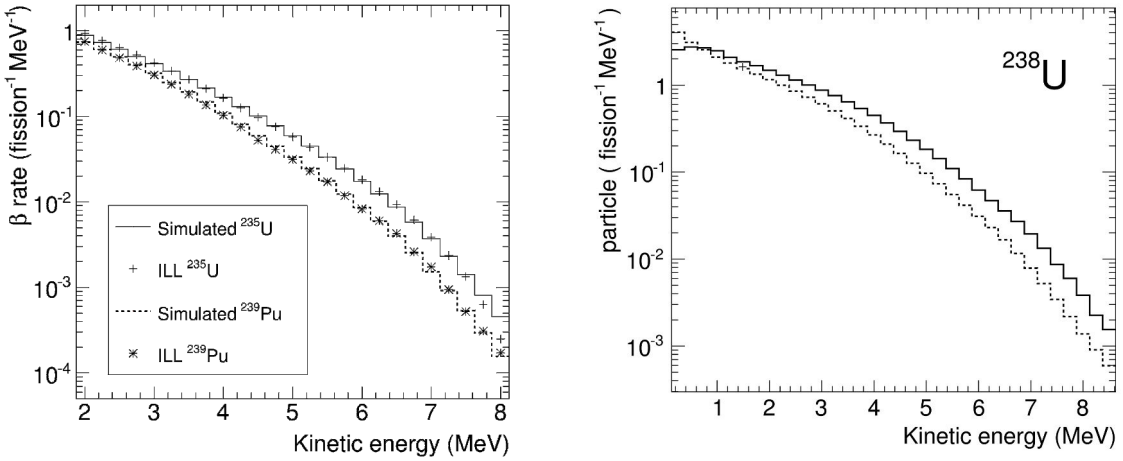
4. Dans les premiers calculs réalisés par "Schreckenbach et al.", les spectres β mesurés avaient été ajustés par 30 branches virtuelles.

du spectre a permis d'appliquer les corrections aux spectres branche par branche, ainsi que d'utiliser les numéros atomiques des noyaux fils pour chaque décroissance, et non pas un Z moyen ou encore un ajustement sur une distribution des numéros atomiques présents dans les bases. Ces deux effets sont à l'origine du changement de normalisation des spectres convertis. Une fois ces effets identifiés, P. Huber a confirmé ce résultat en utilisant le moins de données nucléaires possible, mais en prenant en compte les deux points soulevés précédemment dans la conversion [87].

Status actuel des spectres antineutrinos de fission

Le réacteur de l'ILL ne fournissant que des neutrons thermiques, le spectre β intégral de l'^{238}U, qui fissionne pour des neutrons rapides, n'a pas été mesuré lors de ces campagnes. Jusqu'à très récemment, uniquement des calculs *de sommation* étaient disponibles pour cet isotope. Nous citerons notamment le calcul réalisé par "Vogel at al." [94] utilisé pour la première expérience de Chooz. Dans [57] puis [88], de nouveaux calculs de *sommation* utilisant des bases de données plus récentes ont été réalisés pour l'^{238}U, avec l'objectif dans le calcul le plus récent d'inclure le maximum de données mesurées par la méthode TAS afin d'éviter au mieux l'effet pandemonium.

Une comparaison des spectres β utilisant la *méthode de conversion* et la *méthode de sommation* est présentée en figure 2.10 pour l'^{235}U et le ^{239}Pu. Les spectres β et $\bar{\nu}_e$ de fission de l'^{238}U sont présentés en figure 2.10b. Les spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium d'intérêt pour les REPs sont présentés en figure 2.11a. Une illustration du spectre d'$\bar{\nu}_e$ détecté par IBD est présentée en figure 2.11b. Finalement, les nombres d'$\bar{\nu}_e$ émis par fission des isotopes d'intérêt, avec et sans le seuil de 1,8 MeV de l'IBD, sont présentés en tableau 2.3. En raison du seuil de l'IBD, uniquement ~30% du flux $\bar{\nu}_e$ émis par les fissions peut être détecté.

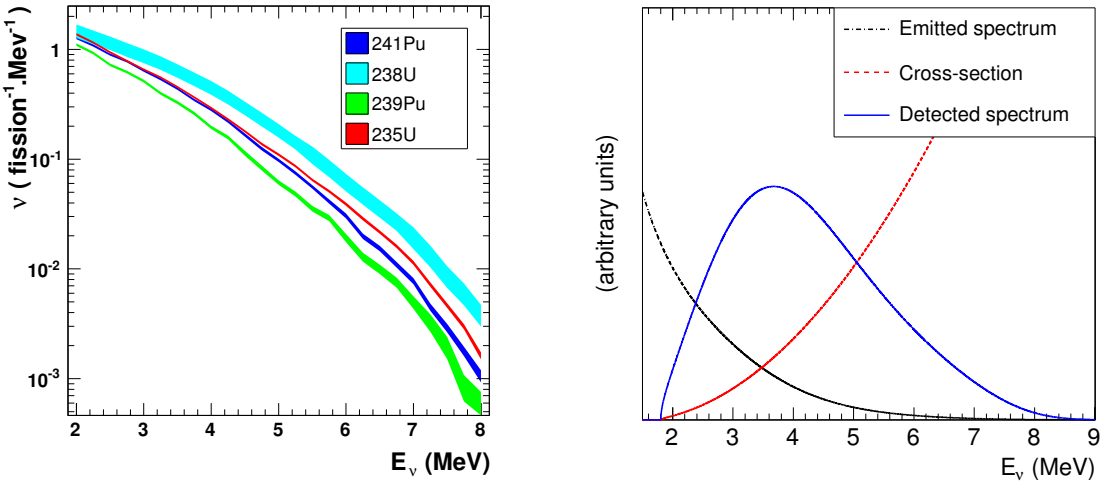


(a) Spectre β de l'^{235}U et du ^{239}Pu.

(b) Spectre β et $\bar{\nu}_e$ de l'^{238}U.

Figure 2.10 – (a) : Comparaison des spectres β de l'^{235}U et du ^{239}Pu obtenus par *méthode de sommation* [57] avec ceux obtenus par *méthode de conversion* (mesures ILL) [91]. (b) : Spectres β (trait pointillé) et $\bar{\nu}_e$ (trait plein) de l'^{238}U obtenus par *méthode de sommation* [57].

Comme nous l'avons mentionné, les spectres ILL ont été obtenus après des temps d'irradiation relativement cours (12 h pour l'^{235}U, 36 h pour le ^{239}Pu et le ^{241}Pu). Or, les expériences neutrinos menées auprès de réacteurs nucléaires mesurent des $\bar{\nu}_e$ issus de combustible irradié pendant des périodes de temps beaucoup plus longues. Environ 10% des produits de fission possèdent des temps de demi-vie suffisamment longs pour s'accumuler en inventaire. Par conséquent, le flux et le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ du combustible va non seulement dépendre de l'évolution des taux de fission des isotopes qui peuvent fissionner, mais également du temps d'irradiation du combustible. Cet effet est qualifié d'effet *hors-équilibre*. Toujours en référence [57], la modification du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ avec le temps



(a) Spectres $\bar{\nu}_e$. **(b)** Spectre $\bar{\nu}_e$ détecté par IBD.

FIGURE 2.11 – (a) : Spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission des principaux isotopes qui peuvent fissionner d'un combustible de REP. L'épaisseur des lignes correspond aux incertitudes. Les spectres de l'^{235}U, du ^{239}Pu et du ^{241}Pu proviennent de la référence [87]. Le spectre de l'^{238}U provient de la référence [57]. (b) : Illustration du spectre d'$\bar{\nu}_e$ détecté par IBD pour la fission de l'^{235}U [57].

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
E_f (MeV)	201,92 ± 0,46	205,52 ± 0,96	209,99 ± 0,60	213,60 ± 0,65
$E_{\bar{\nu}_e}$ (MeV)	1,46	1,56	1,32	1,44
$N_{\bar{\nu}_e}$	5,56	6,69	5,09	5,89
$N_{\bar{\nu}_e}$ ($E_{\bar{\nu}_e} > 1,8$ MeV)	1,92 (1 ± 0,019)	2,38 (1 ± 0,020)	1,45 (1 ± 0,021)	1,83 (1 ± 0,019)

TABLE 2.3 – Énergies moyennes libérées par fission issues du calcul de "V. Kopeikin et al." [95] et nombres et énergies des antineutrinos émis par fission issus du calcul de "P. Huber et al." [96].

d'irradiation du combustible a été étudiée à l'aide du code de simulation MURE pour la simulation des spectres individuels des principaux noyaux pouvant fissionnés. Pour ce calcul, la *méthode de sommation* a été utilisée et les spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission des différents isotopes d'intérêt obtenus après différents temps d'irradiation ont été comparés (jusqu'à 450 j).

Cette étude a montré que l'accumulation des isotopes à vie longue en inventaire engendre une augmentation de la norme des spectres. Cette déviation affecte principalement la partie à basse énergie et son amplitude diminue avec l'énergie jusqu'à devenir négligeable après 3,5 MeV. Une illustration de cet effet sur le spectre d'$\bar{\nu}_e$ de l'^{235}U est présentée en figure 2.12. Sur ce graphique sont comparés les spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission de l'^{235}U après différents temps d'irradiation. Le spectre obtenu après 450 jours d'irradiation est considéré comme étant à l'équilibre et sert de référence.

Les effets *hors-équilibre* calculés dans [57] n'incluent pas l'effet de la capture des neutrons sur les produits de fission, ni d'éventuels effets sur la composition provenant des conditions d'irradiation en réacteur. Il serait donc intéressant de réaliser un calcul des effets *hors-équilibre* avec une simulation de cœur mimant des conditions d'irradiation plus réalistes pour confirmer que les effets *hors-équilibre* obtenus ne sont pas sous-estimés.

Très récemment, le spectre β total de fission de l'^{238}U a pour la première fois été obtenu expérimentalement par "N. Haags et al." [97]. Cette expérience a été réalisée à l'aide de la source de neutrons du réacteur de recherche de Munich II (FRM II). Le concept de cette expérience était de mesurer le

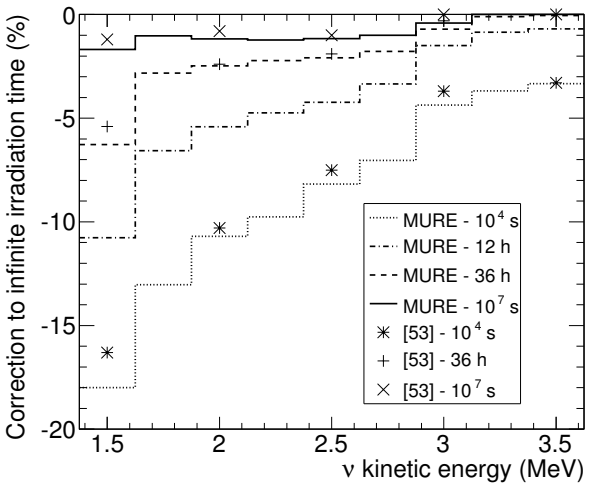


Figure 2.12 – Variation du spectre d'$\bar{\nu}_e$ de fission de l'^{235}U pour différent temps d'irradiation par rapport à un spectre de référence considéré à l'équilibre ($t = 450$j). Les histogrammes correspondent aux résultats de simulation MURE. Les points correspondent à des calculs réalisés pour les besoins de la première expérience de Chooz [40]. Cette figure est extraite de la publication [57]. La référence notée [53] sur le graphique correspond à la référence [40] de la bibliographie.

spectre β de fission de l'^{238}U en relatif par rapport au spectre β de l'^{235}U et d'utiliser la normalisation du spectre β de l'^{235}U mesuré par "Schreckenbach et al." à l'ILL avec le spectromètre BILL. Pour cela, deux cibles minces d'uranium naturel (99,7% ^{238}U, 0,3% ^{235}U) ont été irradiées : l'une avec une source de neutrons thermiques et l'autre avec une source de neutrons rapides. Sous un flux de neutrons thermiques, la fission est uniquement induite par l'^{235}U. Sous un flux de neutrons rapides, la fission est principalement dominée par l'^{238}U et uniquement une contribution minoritaire est attendue de l'^{235}U.

L'irradiation de la cible d'U_{nat} par un spectre rapide a permis d'obtenir le spectre β de l'^{238}U (après correction de la contribution de l'^{235}U). L'irradiation de la cible d'U_{nat} a quant à elle été utilisée afin d'obtenir le spectre β de l'^{235}U. Le spectre β final de l'^{238}U a ensuite été calculé comme :

$$U238_{final} = F_\gamma \cdot U238 \cdot \frac{BILL}{U235} \tag{2.17}$$

où $U235$ et $U238$ sont les spectres β obtenus par cette expérience, BILL est le spectre β de l'^{235}U obtenu avec le spectromètre BILL et F_γ est un facteur de normalisation permettant de prendre en compte les nombres différents de fissions intervenus dans les deux cibles durant l'irradiation.

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ a été obtenu après conversion des données β mesurées pour une durée d'irradiation comprise entre 11 h et 48 h. Ce spectre couvre une gamme en énergie des $\bar{\nu}_e$ allant de 2,875 MeV à 7,625 MeV. Pour cette mesure, l'incertitude sur la normalisation a été estimée comme étant quasi-indépendante de l'énergie et d'une valeur de 3,3%. L'incertitude sur la forme du spectre a été estimée comme étant dépendante de l'énergie : 3,5% à 3 MeV, 7,6% à 6 MeV et 14% à 7 MeV (1σ C.L.). Une comparaison entre le spectre $\bar{\nu}_e$ issue de cette mesure et celui obtenu par *méthode de sommation* [57] a été réalisée. Le résultat de cette comparaison peut être observé en figure 2.13. Cette comparaison montre une distorsion entre les deux spectres de l'ordre de 10%.

Une étude récente s'interroge en outre sur l'impact des transitions bêta interdites non-uniques sur la forme des spectres d'antineutrinos des réacteurs [98], en avançant le fait que s'ils s'avèrent contribuer de façon importante, certains opérateurs de transition peuvent induire une distorsion entre la forme du spectre en énergie des électrons et la forme du spectre en énergie des antineutrinos. Dans ce cas, les spectres obtenus par la *méthode de conversion* seraient entachés d'une incertitude supérieure à celle

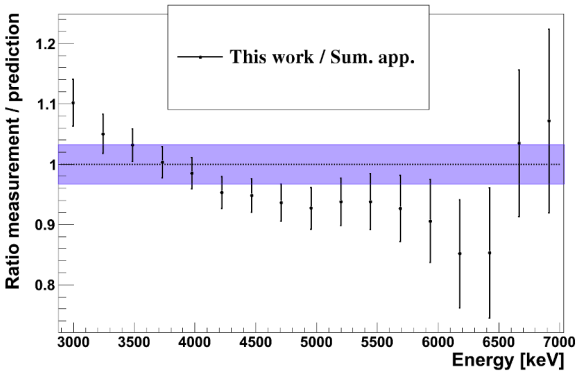


FIGURE 2.13 – Ratio du spectre des $\bar{\nu}_e$ de fission de l'^{238}U obtenu par une mesure intégrale ("N. Haags et al." [97]) et par *méthode ab-initio* ("Mueller et al." [57]). La zone ombragée représente l'erreur de 3,3% sur la normalisation de la mesure expérimentale et les barres d'erreurs représentent les incertitudes systématiques et statistiques combinées de l'expérience. Aucune erreur n'est considérée pour le spectre obtenu par la *méthode ab-initio*.

calculée actuellement, ce qui pourrait remettre en discussion l'existence de l'anomalie des réacteurs. Enfin, citons à nouveau l'incertitude sur le terme de magnétisme faible utilisé dans les calculs de spectres dans les deux méthodes citées. Si cette incertitude s'avère sous-estimée de façon significative, la normalisation des spectres en résultant pourrait être modifiée. Les expériences Daya Bay, Double Chooz et RENO, avec une mesure précise des spectres des antineutrinos apporteront peut-être une contrainte supplémentaire sur ce terme de magnétisme faible. Le point crucial pour cela est la maîtrise de l'échelle d'énergie des détecteurs.

2.2.3 Flux non-oscillé d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain

2.2.3.1 Méthodologie

Le flux d'antineutrinos attendu dans le détecteur lointain de Double Chooz dans l'hypothèse de non-oscillation ($\theta_{13} = 0$) peut s'exprimer par :

$$N_\nu^{exp}(s^{-1}) = \frac{1}{4\pi} N_p \epsilon \sum_{r=B_1,B_2} \frac{1}{L_r^2} \frac{P_{th,r}}{\langle E_f \rangle_r} \langle \sigma_f \rangle_r \tag{2.18}$$

où r correspond aux deux réacteurs B1 et B2 de la centrale, N_p est le nombre de protons disponibles dans le détecteur, ϵ l'efficacité du détecteur, L_r la distance entre le détecteur lointain et le réacteur r, $P_{th,r}$ la puissance thermique du réacteur r, $\langle E_f \rangle_r$ l'énergie moyenne libérée par fission dans le réacteur r, et $\langle \sigma_f \rangle_r$ est la section efficace moyenne par fission pour le réacteur r. Dans le cas de cette formule, la puissance thermique est une puissance instantanée. Pour un réacteur donné, la section efficace moyenne par fission est définie comme étant :

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_k \alpha_k \langle \sigma_f \rangle_k = \sum_k \alpha_k \int_0^\infty dE S_k(E) \sigma_{IBD}(E) \tag{2.19}$$

où α_k est la fraction de fissions (contribution au nombre total de fission) dans le cœur du k^e isotope (k = ^{235}U ; ^{239}Pu ; ^{238}U ; ^{241}Pu), $S_k(E)$ est le spectre antineutrinos de référence du k^e isotope et $\sigma_{IBD}(E)$ est la section efficace de l'IBD. Pour un temps donné, la fraction de fission de chaque isotope k est définie comme étant :

$$\alpha_k = \frac{TF_k}{\sum_i TF_i} \tag{2.20}$$

où i est le sommateur sur les isotopes qui peuvent fissionner et TF_i est le taux de fission de l'isotope i. L'énergie moyenne libérée par fission est définie comme étant :

$$\langle E_f \rangle = \sum_k \alpha_k E_{f,k} \tag{2.21}$$

où $E_{f,k}$ est l'énergie moyenne libérée par fission de l'isotope k.

Afin de réduire les incertitudes provenant des spectres $\bar{\nu}_e$ de référence, il a été décidé dans Double Chooz de normaliser la section efficace moyenne par fission à la mesure de l'expérience Bugey4 [99]. Bugey4 est une expérience réalisée au début des années 1990 auprès de la CNPE de Bugey dans la région Rhône-Alpes. La centrale de Bugey est constituée de quatre REPs d'une puissance nominale de 2800 MWth. Cette expérience a consisté à observer, via IBD, les $\bar{\nu}_e$ émis par le réacteur nommé "Bugey-4" à l'aide d'un détecteur installé à 15 m du cœur. La section efficace moyenne par fission obtenue par cette expérience est actuellement la plus précise jamais mesurée ($\langle \sigma_f \rangle^{Bugey} = 5,752^{\pm 0,081}.10^{-43}\,\mathrm{cm}^2$/fission). L'incertitude sur cette mesure est de 1,4% ($1\,\sigma$ C.L.). Dans Double Chooz, la normalisation de la section efficace moyenne par fission est réalisée à partir de la formule suivante :

$$\langle \sigma_f \rangle_r = \langle \sigma_f \rangle^{Bugey} + \sum_k (\alpha_k^r - \alpha_k^{Bugey}) \langle \sigma_f \rangle_k \tag{2.22}$$

Le second terme de cette équation permet de prendre en compte la différence de composition du combustible entre la mesure de Double Chooz et de l'expérience Bugey4. La normalisation à $\langle \sigma_f \rangle^{Bugey}$ permet de réduire drastiquement l'incertitude sur le flux d'antineutrinos prédit en supprimant les incertitudes associées aux normalisations des spectres $\bar{\nu}_e$ de fission ($\sigma_{norm} \sim 2,5\%$). Dans le même temps, l'analyse de Double Chooz devient quasi insensible à une possible oscillation à courte distance des neutrinos due à la possible existence d'un neutrino stérile massif ($\Delta m^2 \sim 1\,\mathrm{eV}^2$) [59].

2.2.3.2 Ingrédients du calcul du flux

Puissance thermique

La puissance thermique instantanée des cœurs B1 et B2 est fournie par EDF et évaluée avec une fréquence moyenne de l'ordre de 6 secondes. La mesure de la puissance découle des mesures (T°, pression, débit massique) effectuées par l'instrumentation interne et est déduite principalement de la différence de température entre la branche froide et la branche chaude du cœur. La calibration de l'instrumentation interne est réalisée chaque semaine à partir d'un bilan thermique réalisé au niveau des générateurs de vapeur. Ces tests, appelés BIL100, sont réalisés lorsque les réacteurs sont à pleine puissance et permettent via une mesure des flux de chaleur d'obtenir une mesure précise de la puissance. Si cette mesure révèle une déviation par rapport à la valeur attendue, l'instrumentation interne est alors recalibrée.

L'incertitude sur la mesure de la puissance thermique est une donnée très importante puisqu'elle détermine la puissance maximale à laquelle les cœurs peuvent fonctionner. Plusieurs études ont été réalisées par EDF afin d'estimer précisément l'incertitude affectant les mesures des BIL100 [100, 101]. La principale contribution à l'incertitude provient de la mesure du débit massique. À puissance nominale, soit $P_{th} = 4250\,\mathrm{MWth}$, l'incertitude sur la puissance thermique est de 0,5% (1σ C.L.). L'incertitude à plus basse puissance peut être plus importante. Toutefois, le nombre de données prises avec un seul cœur ou avec les deux cœurs à faible puissance est faible. Cette incertitude a donc été utilisée pour la puissance thermique moyenne des deux cœurs. Nous noterons que cette incertitude est plus faible que l'incertitude de 0,7% typiquement obtenue pour les REPs [102]. Cette valeur résulte entre autres de l'optimisation de la forme des tuyaux de la boucle secondaire des REP-N4 ainsi que d'un effort pour comprendre les incertitudes provenant des capteurs de l'instrumentation des cœurs.

L'évolution temporelle de la puissance des deux cœurs de Chooz depuis le premier jour de la prise de données de l'expérience est présentée en figure 2.14. Nous pouvons observer que lorsque la prise de données de l'expérience a débuté, les deux cœurs étaient en cours de cycle d'irradiation. Pour le cœur B1 (courbe rouge), nous pouvons observer une puissance nulle entre ∼160 j et ∼230 j. Il s'agit d'une période d'arrêt pour cause de rechargement du combustible du cœur. Nous noterons également une période de l'ordre de ∼1 jour à $t = 192$ j pour laquelle les deux cœurs étaient à l'arrêt fournissant ainsi une période précieuse de mesure de bruit de fond pour l'expérience (cf. section 2.3.4.4).

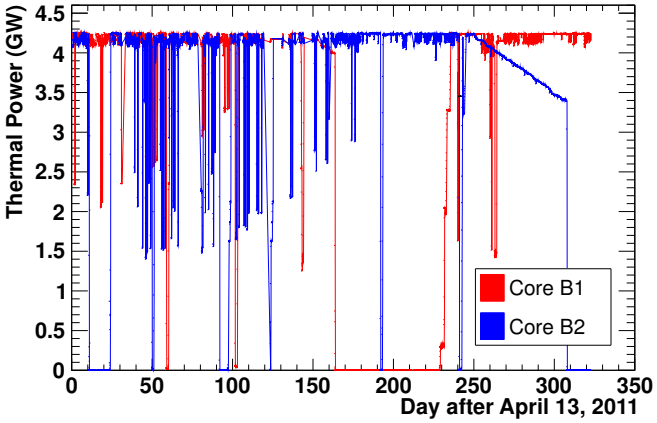


FIGURE 2.14 – Évolution de la puissance thermique des cœurs B1 et B2 en fonction du temps depuis le premier jour de prise de données avec le détecteur lointain [103].

Fractions de fission α_k

Les fractions de fission α_k des deux cœurs de Chooz sont estimées à l'aide de simulations. Dans Double Chooz, deux codes de simulations de réacteurs sont utilisés : le code MURE [104, 105] et le code DRAGON [106]. Le code MURE est utilisé pour prédire les fractions de fission de l'expérience durant les prises de données. Le code DRAGON a quant à lui été utilisé afin de valider les résultats obtenus par le code MURE. Ce travail de validation a été réalisé dans le cadre d'un benchmarch de simulation d'assemblages [107] visant à reproduire des mesures expérimentales d'inventaires de combustibles usés. Les résultats de ce travail peuvent être retrouvés en référence [108].

Afin de prédire l'évolution temporelle des taux de fission des cœurs de Chooz, nous avons développé une simulation générique de REP-N4 à l'aide du code MURE. Les paramètres nécessaires à la réalisation de cette simulation nous ont été fournis par EDF. Pour chaque campagne d'irradiation d'un des cœurs de Chooz, notre simulation générique est adaptée au plan de chargement du combustible du cœur, également fourni par EDF. Nous ne rentrons pas ici dans le détail du travail réalisé pour obtenir les résultats des fractions de fission dans la mesure où ce travail fera l'objet des prochains chapitres.

Un exemple d'évolution des fractions de fission simulées pour un cycle d'irradiation complet d'un des cœurs de Chooz est présenté en figure 2.15a. Ce graphique est présenté en fonction du taux d'irradiation du combustible ou "burnup" (cf. section 3.2.4). Nous retrouvons ici des tendances similaires à celles observées précédemment en figure 2.9a, à savoir : une diminution de la contribution de l'^{235}U, une augmentation de la contribution du ^{239}Pu et du ^{241}Pu et une contribution quasi-constante de l'^{238}U. Nous noterons que les contributions du ^{239}Pu et du ^{241}Pu ne débutent pas à 0 car les cœurs contiennent un ensemble d'assemblages partiellement usés au démarrage d'une nouvelle campagne d'irradiation. Les petits pics qui peuvent être observés sur les différentes courbes sont induits par le suivi des paramètres d'exploitations des cœurs dans nos simulations (cf. chapitre 6). Les valeurs moyennes des fractions de fission obtenues pour la seconde publication de Double Chooz ainsi que les incertitudes associées sont

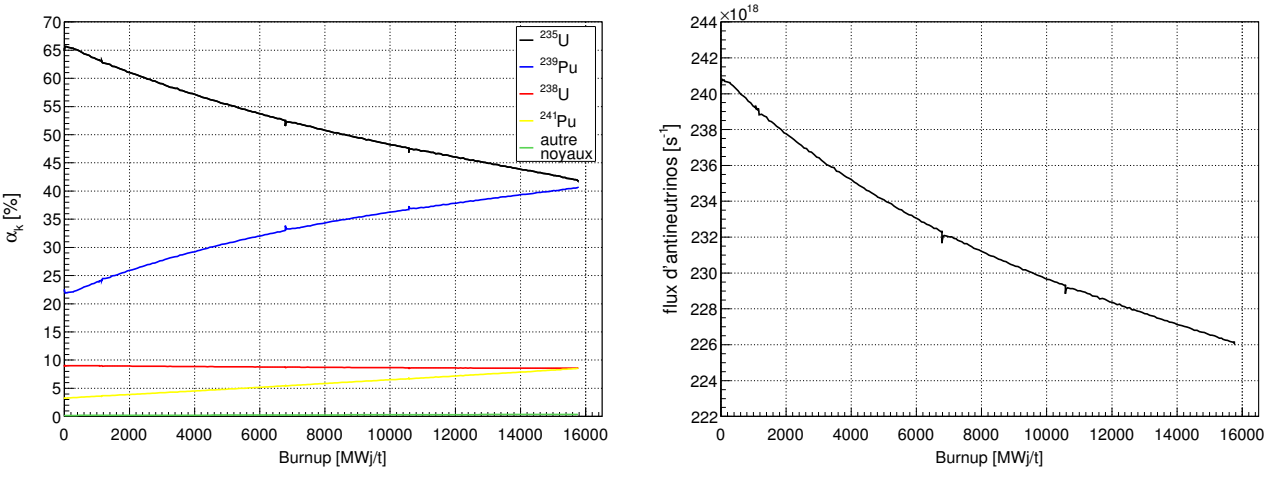
présentées en tableau 2.4. Les valeurs correspondant au calcul de l'expérience Bugey4 sont également présentées. Les valeurs moyennes de Double Chooz ont été calculées comme étant :

$$\langle \alpha_k \rangle^{moyen} = \frac{\langle \alpha_k \rangle_{B1}/L_1^2 + \langle \alpha_k \rangle_{B2}/L_2^2}{1/L_1^2 + 1/L_2^2} \tag{2.23}$$

où $\langle \alpha_k \rangle_{B1}$ et $\langle \alpha_k \rangle_{B2}$ désignent les fractions de fission moyennes des cœur B1 et B2 pour l'isotopes k pendant la période de prise de données et L_1 et L_2 correspondent aux distances des cœurs B1 et B2 par rapport au détecteur lointain. Pour cette seconde publication, les incertitudes à 1σ sur les fractions de fission moyennes de l'^{235}U, du ^{239}Pu, de l'^{238}U et du ^{241}Pu ont respectivement été estimées comme étant de 3,3%, 3,7%, 6,9% et 10,6% (1σ C.L.).

Nous noterons que dans Double Chooz, les fractions de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium sont normalisées de sorte que $\sum_k \alpha_k = 1$. Cette normalisation permet en première approximation de ne pas négliger la contribution des autres noyaux qui peuvent fissionner aux fissions et au flux d'$\bar{\nu}_e$. Pour un cycle d'irradiation de cœur complet, cette contribution a été estimée comme étant de $\sim 0,3\%$ et se répartit suivant un grand nombre de noyaux (^{236}U, ^{240}Pu, ^{242}Pu...) dont les flux d'$\bar{\nu}_e$ par fission ne sont pas connus.

En figure 2.15b est présentée l'évolution temporelle du flux d'antineutrinos correspondant aux taux de fission de la figure 2.15a. Ce graphique a été obtenu en multipliant les coefficients α_k de chacun des isotopes du graphique précédent par leur nombre moyen d'$\bar{\nu}_e$ produit par fission respectif et ayant une énergie supérieure au seuil de 1,8 MeV de l'IBD [57]. Les fractions de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium d'intérêt ont été normalisées à 1 afin de ne pas négliger la faible contribution provenant des autres isotopes pouvant fissionner. Pour ce graphique, nous avons considéré que le cœur a fonctionné à puissance nominale de 4250 MW pendant toute la durée de l'irradiation. Nous pouvons ainsi observer la diminution du flux d'$\bar{\nu}_e$ avec l'irradiation qui traduit l'usure du combustible ($n_{\bar{\nu}_e,^{238}U} > n_{\bar{\nu}_e,^{235}U} > n_{\bar{\nu}_e,^{241}Pu} > n_{\bar{\nu}_e,^{239}Pu}$). Dans le cas de ce cycle d'irradiation, une diminution de l'ordre de 6% du flux d'$\bar{\nu}_e$ se produit entre le début et la fin de l'irradiation.



(a) Fractions de fission. **(b)** Flux d'antineutrinos.

Figure 2.15 – (a) : Évolution des fractions de fission α_k pour un cycle réacteur complet (cœur B1 cycle 13). (b) : Flux d'$\bar{\nu}_e$ correspondant aux coefficients α_k de la figure (a) en considérant le cœur à puissance nominale durant toute la durée du cycle.

Isotopes	Bugey4	DC - 2nd publication
^{235}U	0,538	$0,496 \pm 0,016$
^{239}Pu	0,328	$0,351 \pm 0,013$
^{238}U	0,078	$0,087 \pm 0,006$
^{241}Pu	0,056	$0,066 \pm 0,007$

TABLE 2.4 – Fraction de fission de l'expérience Bugey4 [99] et de la 2nd publication de Double Chooz [47].

2.2.3.3 Résultat pour le flux $\bar{\nu}_e$

Dans Double Chooz, le calcul du flux est réalisé en utilisant les énergies par fission issues de [95]. Pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu, les spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission de la référence [87] ainsi que les corrections d'effets *hors-équilibre* de la référence [57] sont utilisés. Pour l'^{238}U, le calcul utilisant la *méthode de sommation* proposé en référence [57] est utilisé. Le spectre $\bar{\nu}_e$ de l'^{238}U issu de la mesure expérimentale que nous avons mentionnée précédemment a été publié pour la première fois à la fin de l'année 2013. Par conséquent, ce spectre n'a pas été utilisé pour les deux premières publications de Double Chooz. Toutefois, dans la mesure où : l'^{238}U possède une faible contribution aux fissions des REPs, le spectre expérimental de l'^{238}U a été obtenu pour des énergies comprises entre 2,875 MeV et 7,625 MeV et que l'incertitude sur la forme des spectres ne constitue qu'une faible contribution à l'incertitude totale sur le flux d'antineutrinos prédit de l'expérience (en raison de la normalisation à l'expérience Bugey4), la prise en compte de ce nouveau spectre aura un effet très faible ($\ll 1\%$) sur la prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain [109]. Pour la section efficace de l'IBD, le calcul de la formulation de "P. Vogel et al." [80] est utilisé.

L'évolution temporelle du flux d'antineutrinos attendu dans le détecteur lointain dans l'hypothèse de non-oscillation est présentée dans les deux graphiques de la figure 2.16. Le graphique de gauche présente le flux attendu par heure. Le graphique de droite présente le flux attendu par jour et par GWth. Pour ces deux graphiques, la contribution au flux des deux cœurs est différentiée. Plusieurs points caractéristiques peuvent être observés sur ces deux figures :

- une contribution moins importante du cœur B1 par rapport au cœur B2 en raison de sa distance plus élevée au détecteur ;
- d'importantes chutes du nombre d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lorsque la puissance des cœurs diminue (figure de gauche) ;
- une décroissance relative du flux d'$\bar{\nu}_e$ par quantité d'énergie produite au cours de l'irradiation (figure de droite). Cette diminution traduit l'effet d'usure du combustible mentionné précédemment.

Sur la figure de droite, nous pouvons également observer entre t$\simeq$ 160 j et t$\simeq$ 230 j une contribution nulle au flux du réacteur B2 qui correspond à son rechargement en combustible. Après le rechargement, nous pouvons ainsi observer l'importante augmentation du flux qui témoigne de l'augmentation de la contribution de l'^{235}U aux fissions suite à l'ajout de combustible neuf dans le cœur.

Pour la seconde publication de Double Chooz [47], dans l'hypothèse de non-oscillation et en utilisant les mêmes critères de sélection que ceux de l'analyse des données du détecteur lointain (cf. section 2.3.3), 8439,6 événements étaient attendus dans le détecteur lointain.

2.2.3.4 Incertitudes sur le flux d'$\bar{\nu}_e$

En équation 2.18, nous avons présenté l'expression permettant de calculer le flux d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain. Ce calcul est exprimé pour un temps donné et un formalisme continu en

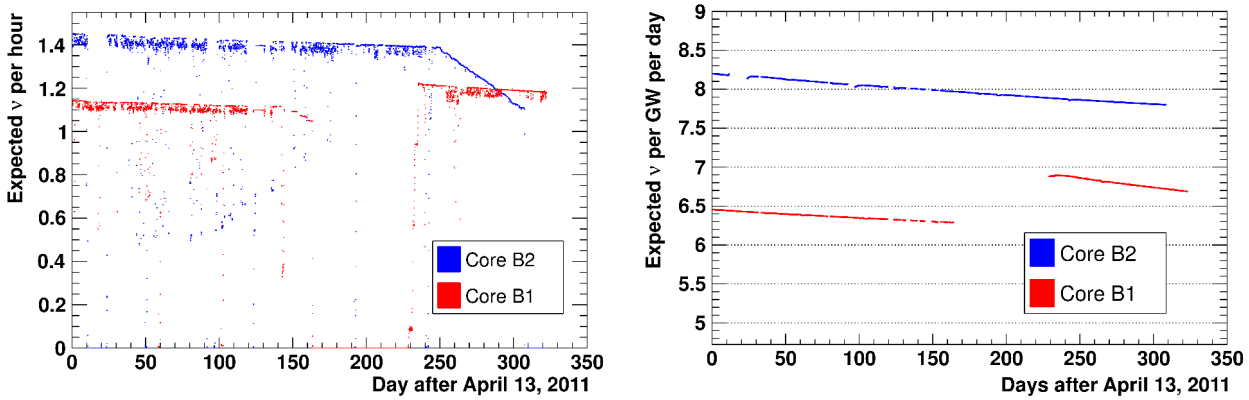


Figure 2.16 – Évolution du nombre d'antineutrinos attendu dans le détecteur lointain dans l'hypothèse de non-oscillation depuis le début de la prise de mesure. Le graphique de gauche présente les flux totaux attendus par heure. Le graphique de droite présente les flux attendus par jour et par GWth. Ces deux figures sont issues de [103].

énergie est utilisé pour le calcul de la section efficace moyenne d'interaction par fission. D'un point de vue expérimental, les données prises avec le détecteur lointain consistent en un ensemble de runs dont l'analyse est réalisée en utilisant un formalisme discret en énergie. Le nombre d'interactions IBD attendu dans le détecteur lointain doit donc également utiliser un formalisme discret en temps et en énergie. Pour un run d'une durée T situé dans l'intervalle en temps $[t_T, t_T + \Delta t_T]$ et en considérant un canal en énergie i pour une énergie d'antineutrino $E_{\bar{\nu}_e}$ comprise dans l'intervalle $E_{\bar{\nu}_e} = [E_i, E_i + \Delta E_i]$, l'expression du nombre total d'antineutrinos $N^R_{i,T}$ dans le canal en énergie i, pour le réacteur R et durant la période en temps T peut s'exprimer comme étant [110] :

$$\begin{aligned} N^R_{i,T} &= \frac{\epsilon N_p}{4\pi} \int_{t_T}^{t_T+\Delta t_T} dt \frac{P^R_{th}(t)}{L^2_R \langle E_f \rangle^R(t)} \frac{\langle \sigma_f \rangle^R(t)}{(\sum_{k=1}^4 \alpha^R_k(t) \langle \sigma_f \rangle_k)} \sum_{k=1}^4 \alpha^R_k(t) \langle \sigma_f \rangle^i_k \\ &= \frac{\epsilon N_p}{4\pi} \frac{P^R_{th}(T)}{L^2_R \langle E_f \rangle^R(T)} \frac{\langle \sigma_f \rangle^R(T)}{(\sum_{k=1}^4 \alpha^R_k(T) \langle \sigma_f \rangle_k)} \Delta t_T \sum_{k=1}^4 \alpha^R_k(T) \langle \sigma_f \rangle^i_k \end{aligned} \tag{2.24}$$

Comme nous l'avons vu, la puissance thermique et les fractions de fission α_k sont des variables dépendantes du temps. Dans cette expression, pour chaque période en temps T, ces paramètres sont considérés constants et leurs valeurs moyennes sur la durée du run sont utilisées. Ces valeurs moyennes sont ici respectivement notée $P^R_{th}(T)$ et $\alpha^R_k(T)$. Ils en est de même pour $\langle \sigma_f \rangle^R(T)$ et $\langle E_f \rangle^R(T)$ qui dépendent des fractions de fission.

Pour un ensemble de n_T runs, le nombre total d'évènements IBD N^{tot}_i attendus dans le détecteur lointain pour le canal en énergie i et le nombre total d'évènements IBD N^{tot} s'exprime ensuite comme étant respectivement :

$$N^{tot}_i = \sum_{R \in \{B1,B2\}} \sum_{T \in n_T} N^R_{i,T} \tag{2.25}$$

$$N^{tot} = \sum_{R \in \{B1,B2\}} \sum_{T \in n_T} \sum_{i \in n_i} N^R_{i,T} \tag{2.26}$$

Dans l'expression 2.24, chacune des composantes contribue à l'incertitude systématique sur le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ attendu. Ces incertitudes sont propagées en utilisant une matrice de covariance M_{ij} reliant les canaux en énergie i et j [5]. Cette matrice représente l'incertitude systématique totale sur la prédiction et peut être construite comme une somme de composantes non corrélées M_{ij}^U provenant des différentes contributions U :

$$\begin{aligned} M_{ij} &= \sum_U M_{ij}^U \\ &= M_{ij}^{\epsilon} + M_{ij}^{L} + M_{ij}^{N_p} + M_{ij}^{P_{th}} + M_{ij}^{\langle E_f \rangle} + M_{ij}^{\langle \sigma_f \rangle} + M_{ij}^{\alpha_k} \end{aligned} \tag{2.27}$$

Chaque matrice indépendante M_{ij}^U est construite en utilisant le formalisme "Jacobien" basé sur des dérivées partielles. On distingue alors les termes identifiés comme non-correlés (ϵ, L, N_p, P_{th}), des termes identifiés comme étant corrélés ($\langle\sigma_f\rangle$, α_k). Les termes non corrélés sont construits comme étant :

$$M_{ij}^U = J_i^U \sigma_U^2 J_j^U \tag{2.28}$$

où J_i^U est le jacobien :

$$J_i^U = \frac{\partial N^{i,T}}{\partial U} \tag{2.29}$$

Pour les incertitudes gouvernées par un ensemble de paramètres corrélés $\{U\}$, les matrices $M_{ij}^{\{U\}}$ sont construite par sommation sur les termes croisés :

$$M_{ij}^{\{U\}} = \sum_{\beta,\gamma} J_i^{U,\beta} m_{\beta\gamma}^{\{U\}} J_j^{U,\gamma} \tag{2.30}$$

où $m_{\beta\gamma}^{\{U\}}$ est la matrice de covariance reliant les paramètres $\{U\}$.

Les contributions de chacun des paramètres sur l'incertitude systématique totale associée aux nombres d'$\bar{\nu}_e$ attendus dans le détecteur lointain sont présentées dans le tableau 2.5. Les valeurs reportées dans ce tableau correspondent aux résultats obtenus pour la seconde publication de Double Chooz avec et sans la normalisation de $\langle\sigma_f\rangle$ à la mesure de Bugey4.

Sans normalisation à Bugey4, l'incertitude totale sur le flux d'$\bar{\nu}_e$ prédit est de 2,78% (1σ C.L.). L'incertitude totale est alors dominée par l'incertitude sur la normalisation des spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission ($S_k(E)\sigma_{IBD}(E_\nu^{true}) = 2,5\%$). Grâce à la normalisation à Bugey4, l'incertitude systématique totale diminue à 1,78%. Elle est alors dominée par l'incertitude provenant de la mesure de Bugey4 (1,4%) et les incertitudes sur la forme des spectres d'$\bar{\nu}_e$ de fission ne représentent plus qu'une contribution minoritaire au budget d'erreur ($S_k(E)\sigma_{IBD}(E_\nu^{true}) = 0,17\%$). Le second paramètre dominant est alors l'incertitude provenant des fractions de fission α_k (0,88%) suivi de l'incertitude sur la puissance thermique (0,48%). Nous pouvons également noter que les distances L_R et les énergies moyennes libérées par fission $\langle E_f \rangle$ ne présentent qu'une contribution mineure à l'incertitude sur le flux (respectivement 0,04% et 0,16%).

L'incertitude sur les α_k deviendrait dominante si les incertitudes sur les α_k de l'^{235}U et le ^{239}Pu dépassait 5%. On voit donc bien ici l'intérêt du travail présenté dans ce manuscrit dont l'objectif ultime est de diminuer au maximum ces erreurs systématiques, d'une part en développant un modèle de cœur complet et d'autre part en étudiant les sources d'erreurs systématiques.

5. Pour les notions de base de la propagation des incertitudes, le lecteur pourra se reporter à l'annexe A.

Source	Type	Incertitudes sans la normalisation à Bugey4 [%]	Incertitudes avec la normalisation à Bugey4 [%]
P_{th}	norme	0,48	0,48
$\langle\sigma_f\rangle^{Bugey}$	norme	-	1,40
$S_k(E)\sigma_{IBD}(E_\nu^{true})$	norme + forme	2,50	0,17
$\langle E_f\rangle$	norme + forme	0,16	0,16
L_R	norme	0,04	0,04
α_k^R	norme + forme	0,80	0,88
Total		2,78	1,76

Table 2.5 – Incertitude sur la prédiction du flux d'antineutrinos. Les incertitudes sont exprimées en pourcent du flux total prédit. Toutes les incertitudes sont considérées comme étant totalement corrélées entre les deux réacteurs.

2.3 Résultats de Double Chooz

Dans cette section, nous présentons les principaux résultats obtenus par Double Chooz en nous focalisant sur les résultats issus de la seconde analyse publiée en juillet 2012 [47]. L'analyse de cette publication a porté sur les données prises par le détecteur lointain entre le 13 avril 2011 et le 15 mars 2012, soit un total de 337 jours correspondant à une durée totale de prise de données de 251,27 jours. L'évolution de la durée de prise de données par jour depuis le début de l'expérience est présentée en figure 2.17.

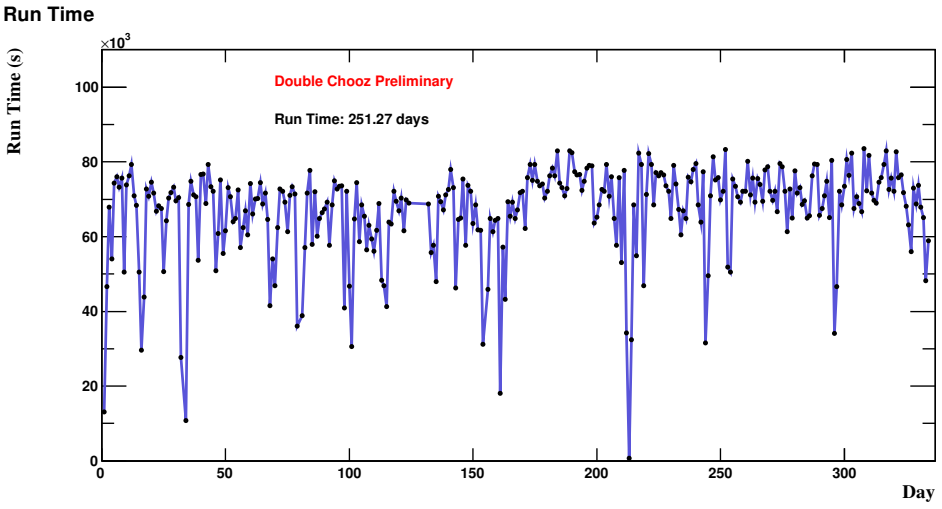


Figure 2.17 – Évolution de la durée totale de prise de données par jour en fonction du temps écoulé depuis le début de l'expérience (1 j = 86 400 s) [111].

2.3.1 Simulation Monte-Carlo du détecteur

Afin de déterminer la réponse du détecteur, une simulation détaillée du détecteur lointain a été développée à l'aide du code Monte-Carlo Geant4 [112, 113].

La géométrie du détecteur a été modélisée avec un niveau fin de détails et un effort particulier a été apporté concernant la géométrie des PMs et des réservoirs de liquide proche de la cible neutrino. Les dimensions des différents éléments du détecteur ainsi que leurs positions et l'orientation des PMs ont

été obtenues à partir de mesures effectuées dans le hall expérimental. Un effort particulier a également été apporté aux processus physiques liés à la scintillation, aux modèles optiques des surfaces des photocathodes des PMs et aux modèles de traitement des neutrons thermiques. Les paramètres liés aux propriétés des liquides (quenching, absorption, ré-émission, réfraction) ont été fixés à partir de mesures effectuées en laboratoire sur les différents liquides du détecteur. Les décroissances radioactives des sources de calibration sont simulées en utilisant des modèles nucléaires détaillés pour chacune de sources. Finalement, les événements $\bar{\nu}_e$ sont générés pour chacun des runs de prise de données en utilisant les flux et les spectres en énergies des $\bar{\nu}_e$ issus de la prédiction présentée précédemment en section 2.2.

2.3.2 Reconstruction des données

La reconstruction des données a pour objectif d'assurer le passage des données brutes mesurées par le détecteur aux variables d'intérêt pour l'analyse. Cette reconstruction concerne aussi bien les données que les résultats du MC.

Reconstruction des impulsions

La reconstruction des impulsions des PMs permet de remonter à la charge délivrée par chaque PM et au temps associé à sa mesure. À chaque échantillonnage d'un signal, la charge de l'impulsion est reconstruite à l'aide d'un algorithme dit de "fenêtre coulissante" ("slidding window"). Après que le pic de l'impulsion contenant la charge maximale est reconstruit, le maximum de la charge est cherché dans une fenêtre en temps fixe de 112 ns contenant l'impulsion. La fenêtre d'intégration est alors déplacée de part et d'autre du pic jusqu'à ce que le signal intégré sur cette fenêtre tombe en dessous d'un seuil fixé. Le temps de départ des signaux reconstruits est alors fixé lorsque le signal atteint 20% de son maximum. La largeur de 112 ns pour la fenêtre correspond à la largeur d'un signal induit par un unique photo-électron. Le principe de la reconstruction d'une impulsion est présenté en figure 2.18.

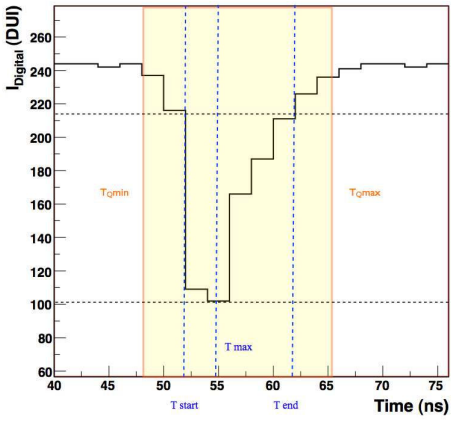


FIGURE 2.18 – Illustration de la reconstruction des caractéristiques d'une impulsion [114]. L'amplitude de l'impulsion est donnée en unité ADC (digital units of intensity - DUI). 1 DUI est équivalent à 78 μA.

Reconstruction des vertex

La reconstruction du vertex d'un événement est effectuée à l'aide d'un algorithme de maximum de vraisemblance basé sur les temps et les charges maximales détectées dans chaque PM. La performance de la reconstruction est évaluée en utilisant des sources radioactives déployées à des positions connues le long de l'axe z dans la cible ainsi que radialement dans des tubes guides (cf. section 2.1.3). Les

positions des sources sont reconstruites avec une résolution spatiale de 32 cm pour le ^{137}Cs, 24 cm pour le ^{60}Co et 22 cm pour le ^{68}Ge. La reconstruction de vertex n'est pas utilisée dans Double Chooz pour la sélection des événements[6], mais l'est pour la reconstruction de l'énergie.

Reconstruction de l'énergie

L'énergie visible en MeV (E_{vis}) fournit l'estimation calorimétrique absolue de l'énergie déposée pour chaque déclenchement de l'acquisition. Cette énergie est définie par une fonction du nombre total de photo-électrons (PE) calibré :

$$E_{vis} = PE^m(\rho, z, t) \times f^m_{uniformité}(\rho, z) \times f^m_{stabilité}(t) \times f^m_{MeV} \tag{2.31}$$

où PE^m est la somme des charges sur l'ensemble des i PMs exploitables :

$$PE = \sum_i pe_i = \sum_i \frac{q_i}{gain_i(q_i)} \tag{2.32}$$

où q_i et $gain_i(q_i)$ sont la charge brute et le gain correspondant au i^e PM. Les paramètres ρ et z désignent les coordonnées dans le détecteur et t se réfère au temps. m désigne les données ou le MC. Les termes $f^m_{uniformité}$, $f^m_{stabilité}$ et f^m_{MeV} sont des facteurs correctifs correspondant respectivement à l'uniformité spatiale, à la stabilité temporelle du détecteur et à la calibration en PE par MeV. Quatre étapes de calibration sont nécessaires pour rendre l'énergie visible linéaire, indépendantes du temps et de la position de l'interaction et cohérentes avec la simulation MC.

La base de l'estimation de l'énergie est la somme PE des charges reconstruites à partir des signaux des PMs exploitables (seuls quelques canaux sont exclus de façon sporadique). Les gains $gain_i(q_i)$ de chacun des PMs sont obtenus durant les runs de calibration utilisant les sources lumineuses et permettent de corriger la non-linéarité de la charge reconstruite. L'effet de la non-linéarité peut engendrer des biais supérieurs à 10% pour des énergies inférieures à 3 MeV s'il n'est pas corrigé (après conversion des charges en MeV). Un exemple de calibration de la non-linéarité d'un PM est présenté en figure 2.19.

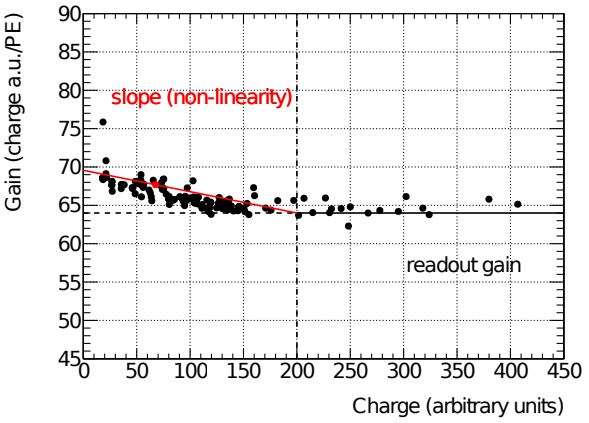


Figure 2.19 – Exemple de calibration de la non-linéarité d'un PM [47]. Les points représentent le gain en fonction de la charge. La ligne en traits pointillés noirs représente la composante constante du gain. La droite rouge représente la correction à apporter au gain pour corriger la non-linéarité à faible charge.

La réponse en PE est également dépendante de la position dans le détecteur, à la fois pour le MC et pour les données. Des cartes de calibration ont été créées de sorte que n'importe quelle réponse PE

6. Dans le cas de l'analyse de θ_{13} utilisant la capture du neutron de l'IBD sur l'hydrogène, la position des vertex est utilisée dans les critères de sélection (cf. section 2.3.8.1).

associée à n'importe quel événement localisé à une position (ρ, z) puisse être convertie en une réponse qui serait équivalente à une mesure effectuée au centre du détecteur. Le facteur $f^m_{uniformité}$ est ainsi la correction provenant des cartes de calibration à appliquer pour obtenir l'indépendance d'une réponse PE aux deux termes de position ρ et z. Les cartes de calibration sont réalisées pour le volume entier de détection ($\bar{\nu}$-target + γ-catcher) en utilisant les pics de capture de neutrons de spallation ou d'IBD sur l'hydrogène qui donne lieu à un photon de 2,223 MeV. Ces cartes sont réalisées de manière indépendante pour le MC et les données et utilisées pour le calcul de l'incertitude associée à l'uniformité. Une carte de calibration pour les données est présentée en figure 2.20. Sur cette carte, nous pouvons observer que la déviation la plus importante obtenue à l'intérieur de la cible neutrino est de l'ordre de 5%.

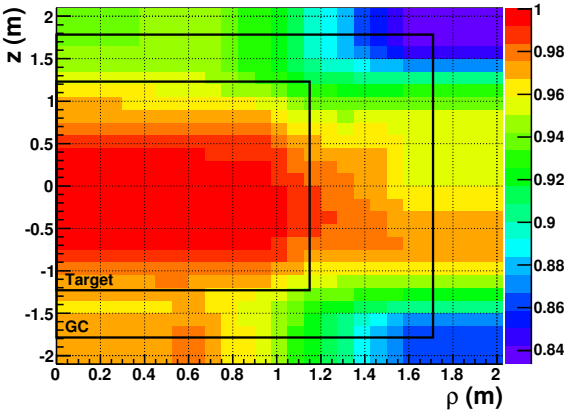


FIGURE 2.20 – Carte de calibration du détecteur réalisée en utilisant la capture des neutrons de spallation sur l'hydrogène à l'intérieur de l'ID [47]. Les valeurs sont normalisées de sorte que la valeur 1 soit attribuée à la position centrale du détecteur.

Les variations de stabilité du détecteur au cours du temps sont prises en compte dans le terme correctif $f^m_{stabilité}$. Deux effets sont responsables de l'instabilité temporelle du détecteur. En premier lieu, la réponse du détecteur peut changer en raison de variations des gains des PMs ou de la réponse du scintillateur. Cet effet a été mesuré en étudiant la réponse induite par la capture des neutrons de spallation sur le gadolinium. Pour la période d'un an analysée, une augmentation monotone de +2,2% de la réponse a été observée. En second lieu, quelques PMs sont exclus de la calorimétrie. Pour chaque PM exclu, la réponse globale diminue de ∼0,3%. La prise en compte du facteur $f^m_{stabilité}$ permet ainsi de se rapporter à un temps t_0 de référence et d'obtenir l'indépendance temporelle de chaque réponse PE. La référence temporelle pour la mesure de l'instabilité du détecteur est le premier déploiement d'une source de ^{252}Cf au centre du détecteur réalisé en août 2011. L'instabilité restante depuis la calibration est montrée sur la figure 2.21. Cette instabilité est surveillée en utilisant la capture des neutrons par les noyaux d'hydrogène et est utilisée pour l'estimation de l'erreur systématique associée à la stabilité.

La dernière étape de la calibration consiste à déterminer le facteur de conversion permettant de convertir le nombre de photo-électrons calibrés et corrigés en MeV. L'échelle d'énergie est définie à l'aide du pic de capture à 2,223 MeV des neutrons sur l'hydrogène. La valeur du facteur de conversion a été déterminée grâce au déploiement de la source précédemment mentionné de ^{252}Cf au centre du détecteur en avril 2011 et estimée à ∼230 PE/MeV après calibration. Le très bon accord entre les données mesurées pour cette campagne de calibration et le MC peut être observé en figure 2.22.

Les différences entre les réponses des données et du MC après la calibration sont utilisées pour estimer les incertitudes dans la gamme d'énergie du signal prompt et dans le volume cible. L'erreur systématique relative associée à la non-uniformité est estimée via les cartes de calibration utilisant la capture des neutrons sur les noyaux de Gd, après calibration complète. La déviation quadratique

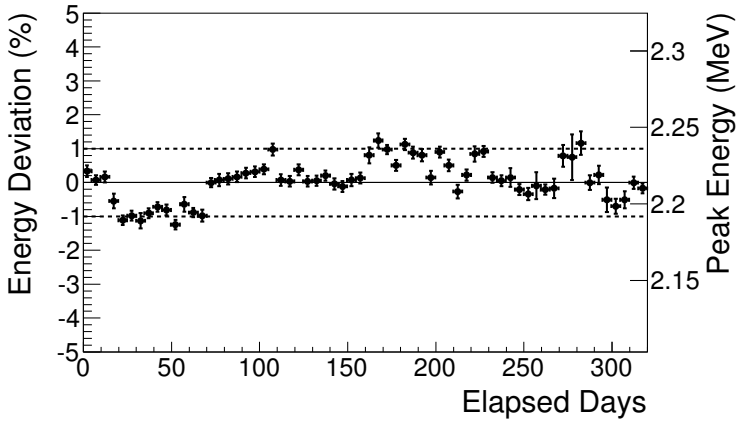


Figure 2.21 – Stabilité de l'énergie reconstruite obtenue à partir de l'évolution de la réponse des captures des neutrons de spallation sur l'hydrogène [47].

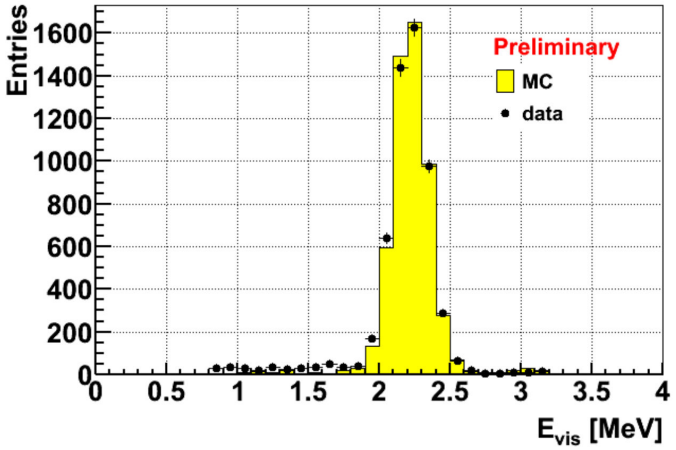


Figure 2.22 – Pic de capture n-H à 2,223 MeV obtenu pour les données et le MC lors du déploiement d'une source de calibration de ^{252}Cf au centre du détecteur [111].

moyenne de la différence relative entre les cartes de calibrations obtenues avec les données et avec le MC est utilisée comme estimateur de l'erreur systématique et est de 0,43%. L'erreur systématique relative associée à l'instabilité du détecteur est de 0,61%. Les corrections permettent d'égaliser les réponses en énergie des données et du MC à l'énergie des photons issus de la capture sur l'hydrogène, mais des différences faibles peuvent subsister provenant de la non-linéarité relative entre 0,7 et 8 MeV. Les sources de calibration dans cette gamme d'énergie ont permis de mesurer cet effet. Une erreur systématique relative associée de 0,85% a été estimée. Une incertitude totale de 1,13% a finalement été obtenue pour la reconstruction en énergie. Les incertitudes précédemment mentionnées sont reportées dans le tableau 2.6.

2.3.3 Sélection des événements

Comme nous l'avons vu précédemment, un événement $\bar{\nu}_e$ est signé par la coïncidence temporelle entre le signal prompt déposé par le positron et le signal retardé provenant de la désexcitation du Gd après capture du neutron généré dans la désintégration bêta inverse. Dans Double Chooz, un événement $\bar{\nu}_e$ est sélectionné par l'ensemble des critères décrits ci-dessous :

– E_{prompt} : le signal prompt est sélectionné par une coupure en énergie entre 0,7 et 12,2 MeV ;

Paramètre	Erreur [%]
Non-uniformité	0,43
Instabilité	0,61
Non-linéarité	0,85
Total	1,13

TABLE 2.6 – Contribution à l'incertitude systématique sur la reconstruction en énergie [47].

- E_{retard} : le signal retardé est sélectionné par une coupure entre 6,0 et 12,0 MeV ;
- ΔT : la différence de temps ΔT entre le signal prompt et le signal retardé doit être comprise entre 2 et 100 μs ;
- light noise : le rapport de la charge maximale collectée par un PM par la charge totale enregistrée dans l'ID ($Qmax/Qtot$) doit être inférieur à 0,09 pour tous les événements et inférieurs à 0,055 pour les événements retardés. La déviation standard entre les temps des premières impulsions de chaque PM ($rms(tstart)$) doit être supérieure à 40 ns) ;
- multiplicité : l'énergie visible doit être supérieur à 0,5 MeV et il ne doit pas y avoir d'événements additionnels dans les 500 μs autour de l'événement prompt (100 μs avant et 400 μs après), afin d'éliminer au maximum les possibilités que l'événement soit généré en réalité par l'interaction d'un muon cosmique ;
- muon : il ne doit pas y avoir de muon ayant déposé plus de 600 MeV dans l'ID dans les 0,5 s précédant l'événement prompt. Ces événements sont considérés comme des événements venant d'un isotope cosmogénique et sont rejetés ;
- veto externe : il ne doit pas y avoir d'événement $\bar{\nu}_e$ dont le signal prompt coïncide (1 ms) avec un déclenchement de l'OV. Ces événements sont considérés comme du bruit de fond corrélé et sont rejetés.

Les deux dernières coupures ont été utilisées dans la seconde analyse de Double Chooz [47], mais n'étaient pas présentes dans la première analyse [44]. Enfin l'événement doit passer les coupures de réjection d'anisotropie de charges des PMs et de simultanéité des charges vues par les PMs, ce qui permet de rejeter le bruit de fond lumineux produit par les PMs eux-mêmes ("light noise"[7]). Les efficacités des différents critères de sélection sont présentées en tableau 2.7.

Les corrélations temporelles et spatiales entre les événements prompts et les événements retardés pour les données et la simulation MC du détecteur sont présentées en figure 2.23. Pour ces deux graphiques, un très bon accord est obtenu entre les données et le MC. Le temps moyen de thermalisation du neutrons est de l'ordre de $\sim$5 μs et le temps moyen de capture du neutron de l'ordre de $\sim$30 μs. Pour la corrélation spatiale, on observe une corrélation allant jusqu'à $\sim$150 cm. La différence observée entre les données et le MC à plus grande distance s'explique par la contamination en bruit de fond accidentel dans les données.

La distribution des vertex des signaux prompts et des signaux retardés dans le détecteur peut être observée en figure 2.24. Sur ces graphiques, la variable $\rho = X^2 + Y^2$ est utilisée en abscisse afin de tenir compte de la forme cylindrique du détecteur. Nous pouvons observer une très grande homogénéité des positions des vertex. La position des vertex est limitée par la présence de gadolinium uniquement dans l'ID. Nous pouvons ici voir l'intérêt du γ-catcher qui permet de récupérer les événements en dehors de l'ID. On observe également quelques points en dehors de l'ID et du γ-catcher correspondant à du bruit de fond.

7. Les PMs installés dans l'ID ont été identifiés comme émettant spontanément de la lumière due à des décharges électriques de l'électronique dans leurs bases. Ces émissions de lumière sont qualifiées de "light noise" et présentent des caractéristiques différentes de la lumière de scintillation. Ce bruit lumineux peut donc être totalement rejeté en ajustant les paramètres de sélection des événements $\bar{\nu}_e$.

Coupure	Efficacité
E_{prompt}	100,0 ± 0,0
$E_{retardé}$	94,1 ± 0,6
ΔT	96,2 ± 0,5
Multiplicité	99,5 ± 0,0
Muon	90,8 ± 0,0
Veto Externe (OV)	99,9 ± 0,0

Table 2.7 – Efficacités des coupures effectuées pour la sélection des événements $\bar{\nu}_e$ [47].

Le spectre en énergie du signal retardé ainsi que la corrélation en énergie entre les signaux prompts et les signaux retardés est présenté en figure 2.25. Pour le signal retardé, un bon accord est obtenu entre le MC et les données. Les différences qui peuvent toutefois être observées correspondent aux limitations actuelles de l'expérience sur la détermination de la réponse en énergie.

Avec les critères de sélection que nous venons de présenter, 8249 candidats $\bar{\nu}_e$ ont été obtenus pour une durée totale de données analysées de 227,93 jours, soit un taux de $36{,}2 \pm 0{,}4$ candidats/jour [47]. En utilisant les mêmes critères de sélection, la simulation MC donne 8439,6 événements attendus dans l'hypothèse $\theta_{13} = 0$. Les taux d'événements $\bar{\nu}_e$ par jour mesurés et attendus dans l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ sont présentés en figure 2.26. Sur ce graphique, les fluctuations observées au cours du temps sont induites par les variations de puissance des deux réacteurs. Pour différentes périodes ($t \sim 20\,j$, $t \sim 90\,j$, $t \in [\sim 160\,j\,;\, \sim 230\,j]$, $t \gtrsim 310\,j$), nous pouvons observer d'importantes diminutions du flux mesuré et attendu qui correspondent aux périodes avec un réacteur à l'arrêt. Pour $t \simeq 192\,j$, nous pouvons observer un flux proche de 0 correspondant à la période d'arrêt des deux réacteurs que nous avons précédemment observés dans le graphique 2.14 montrant l'évolution de la puissance des deux réacteurs depuis le début de la prise de données.

2.3.4 Estimation des bruits de fond

Les analyses réalisées dans Double Chooz pour l'estimation des trois types de bruits de fond : accidentel, corrélé et cosmogéniques sont présentées dans les trois sous-sections à suivre.

2.3.4.1 Bruit de fond accidentel

Le bruit de fond accidentel provient essentiellement de coïncidences fortuites entre un faux événement prompt et un événement mimant le signal du neutron. En dessous de 3 MeV, les événements imitant le signal prompt sont principalement induits par la radioactivité naturelle. Au-dessus de 3 MeV, il s'agit principalement de la décroissance β des isotopes cosmogéniques ^{12}B qui contribuent également au bruit de fond accidentel. Les événements imitant le signal retardé sont principalement induits par des neutrons thermiques et des protons de recul issus de neutrons rapides.

Ce bruit de fond est estimé en appliquant les mêmes coupures que pour la sélection du signal neutrino, mais en décalant la fenêtre de coïncidence de 1 seconde pour éliminer les corrélations dans l'échelle de temps des captures neutroniques sur l'hydrogène et le gadolinium. L'échantillon statistique est ensuite augmenté en utilisant consécutivement 198 fenêtres temporelles chacune décalée de la précédente de 500 μs. Cette procédure est ensuite répétée 30 fois afin de tester sa reproductibilité et un biais systématique éventuel. La dispersion de ces 30 mesures est compatible avec une erreur seulement statistique, aucune déviation systématique n'est trouvée. L'activité entre 0,7 et 12,2 MeV a été estimée à 8,2 Hz, tandis que le taux d'événements simples entre 6 et 12 MeV a été estimé à $18\,h^{-1}$. Ces deux taux ont été mesurés comme stables pendant la période de la prise de données. Le taux final de bruit de

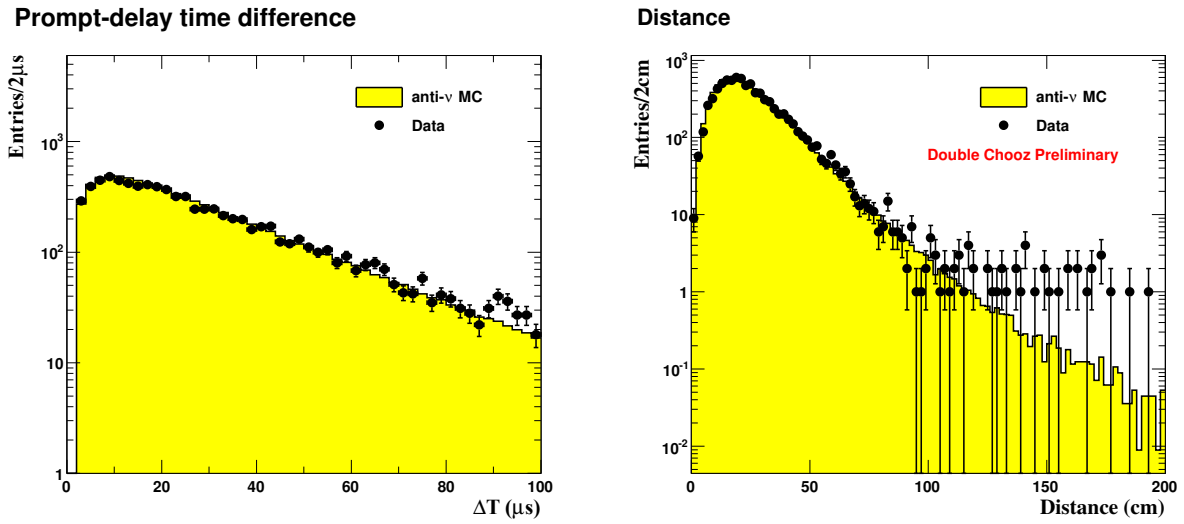


FIGURE 2.23 – Corrélation temporelle (à gauche) [47] et spatiale (à droite) [111] entre les événements prompts et les événements retardés. Les points noirs correspondent aux données et les histogrammes jaunes correspondent aux simulations MC. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques.

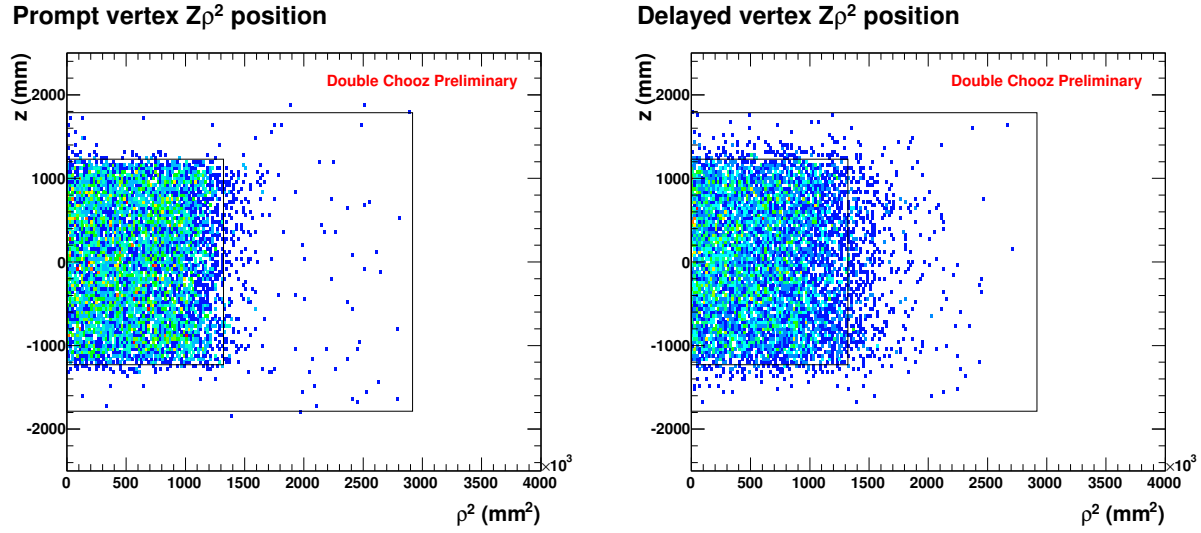


FIGURE 2.24 – Positions reconstruites pour les événements prompts (à gauche) et retardés (à droite) projetés sur le plan z:ρ^2 [111]. Les deux rectangles noirs représentent les limites de la cible $\bar{\nu}_e$ et du γ-catcher.

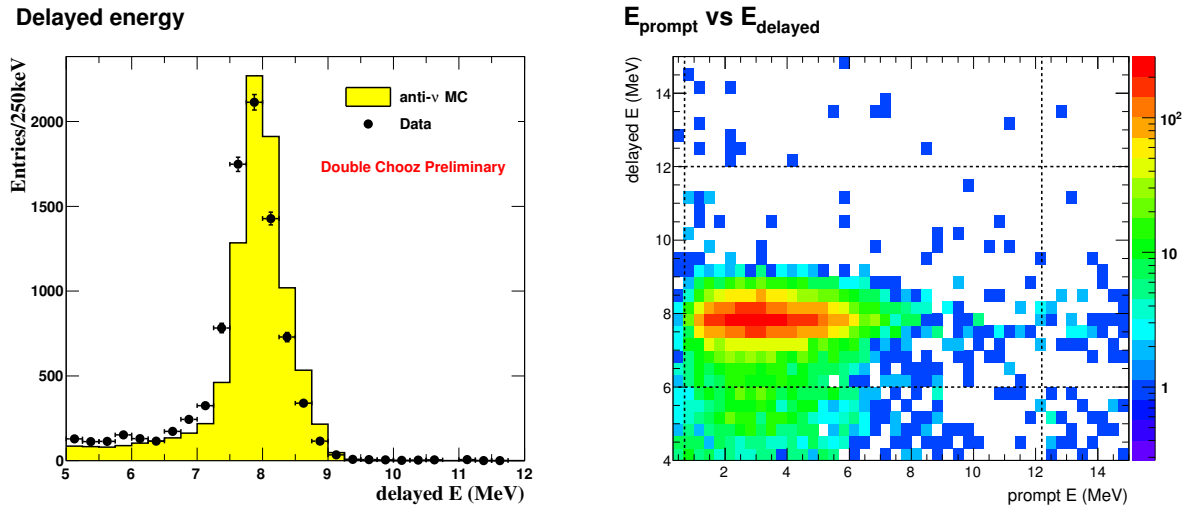


Figure 2.25 – À gauche : spectre en énergie du signal retardé [111]. Les points noirs représentent les données et l'histogramme jaune la simulation MC. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques. À droite : corrélation en énergie entre le signal prompt et le signal retardé [47]. Les traits pointillés représentent les coupures en énergies effectuées pour la sélection des événements $\bar{\nu}_e$.

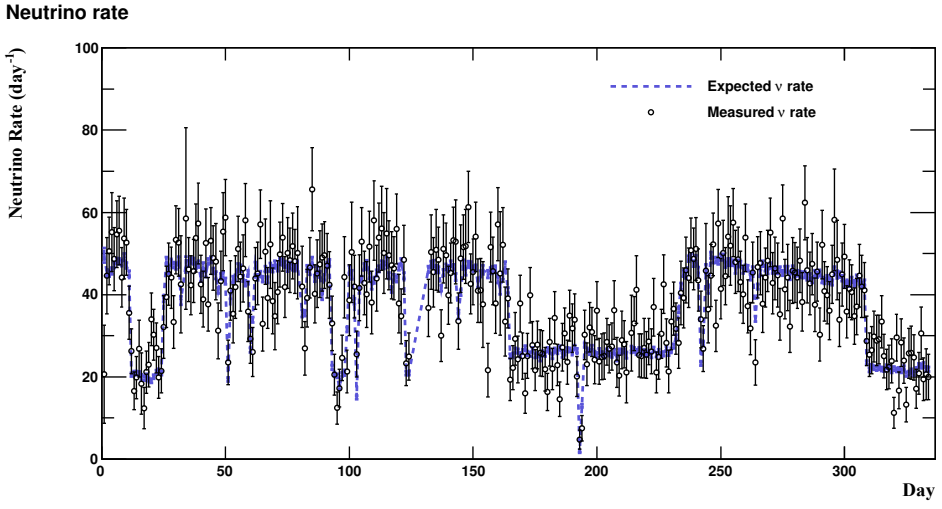


Figure 2.26 – Taux d'événements $\bar{\nu}_e$ par jour mesurés avant soustraction du bruit de fond (points noirs) et attendus dans l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ (trait pointillé bleu) depuis le début de la prise de donnée le 13 avril 2011 [111]. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques.

fond accidentel a finalement été estimé à $0{,}261 \pm 0{,}002$ événement par jour [47]. Le spectre en énergie du bruit de fond accidentel peut être observé en figure 2.27.

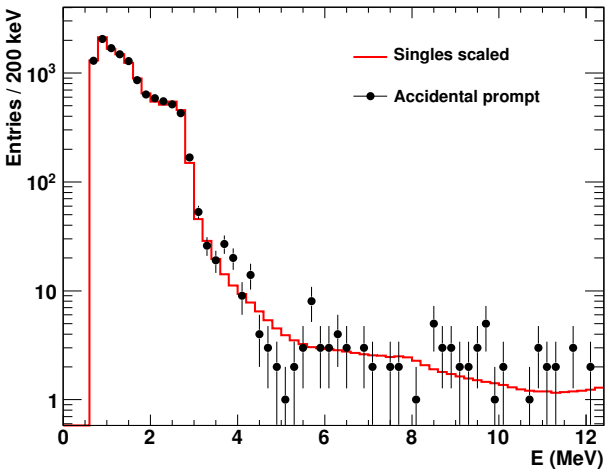


FIGURE 2.27 – Spectre en énergie du bruit de fond pour la seconde analyse de Double Chooz [47]. Les points noirs sont les données mesurées et la courbe rouge est un spectre renormalisé d'une mesure de la radioactivé naturelle dans le détecteur. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques.

2.3.4.2 Bruit de fond corrélé

La plupart des bruits de fond corrélés sont éliminés par le veto de 1 ms succédant la détection d'un muon. Les événements restants proviennent des événements cosmogéniques dont le muon parent n'est pas détecté ou dépose une énergie trop faible pour être identifié comme un muon. Double Chooz a identifié deux bruits de fond possiblement générés dans ces conditions : les neutrons rapides (FN) et les muons s'arrêtant dans le détecteur (SM) :

- les neutrons rapides sont créés par interaction des muons dans la matière autour du détecteur. Les neutrons créés traversent alors le détecteur et sont capturés dans l'ID, mimant un signal prompt via le recul des protons sur lesquels ils diffusent et mimant ensuite un événement retardé en étant capturé par le Gd. Leurs corrélations spatiales et temporelles sont indissociables de celles des événements neutrinos. On s'attend à un spectre en énergie plat, modifié par les effets de quenching du scintillateur et les effets d'acceptance géométrique ;
- les muons s'arrêtant dans le détecteur viennent de muons entrant par la cheminée et s'arrêtant dans la partie supérieure de l'ID, et finissant par se désintégrer. Le trajet court du muon mime l'événement prompt, tandis que l'électron Michel mime l'événement retardé. La distribution temporelle entre ces deux événements suit alors la durée du vie du muon (2,2 μs [115]).

Le bruit de fond corrélé a été analysé en étudiant la fenêtre en énergie [12 MeV ; 30 MeV] associée aux événements prompts puisque qu'on ne s'attend pas à avoir des événements IBD au-delà de 12 MeV. Les neutrons rapides et les muons s'arrêtant dans le détecteur ont été séparés grâce à leur corrélation temporelle différente entre signal prompt et retardé (cf. figure 2.28). Le spectre en énergie prompt observé est compatible avec un spectre plat entre 12 et 30 MeV, qui après extrapolation dans la fenêtre de sélection des événements IBD donne un taux de bruit de fond corrélé de 0,75 événement par jour. La précision de cette estimation dépend de la validité de l'extrapolation de la forme du spectre en énergie. Afin de la vérifier, les formes des spectres de ces neutrons rapides et muons incluant la région en énergie de l'IBD ont été étudiées en utilisant l'IV et l'OV pour identifier des échantillons de données

de neutrons rapides et de muons qui s'arrêtent dans le détecteur. La forme du spectre en énergie des neutrons rapides trouvée est compatible avec un modèle linéaire avec une pente légèrement positive. Le taux total de neutrons rapides est estimé à $0{,}30 \pm 0{,}14$ événement par jour. La forme du spectre en énergie associée aux muons considérés ici est compatible avec un modèle linéaire avec une pente légèrement négative et le taux total de ces muons est de $0{,}34 \pm 0{,}18$ événement par jour.

Comme les spectres en énergie obtenus sont linéaires, une analyse combinée des deux bruits de fond a été réalisée afin d'obtenir le spectre de la figure 2.29 et un taux total estimé de $0{,}67 \pm 0{,}20$ événement par jour.

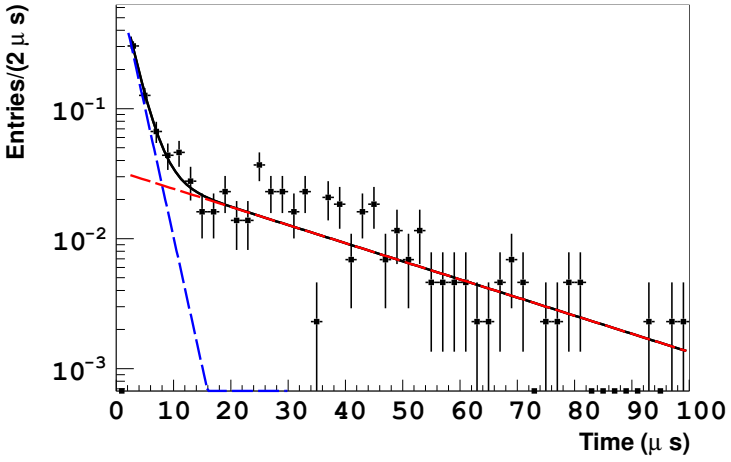


Figure 2.28 – Distribution en temps entre les événements prompts d'énergie compris entre 12 MeV et 30 MeV et les événements retardés [116]. La courbe noire represente un ajustement utilisant un modele à deux exponentielles permettant de décrire la corrélation temporelle courte due aux SM ($\tau \sim 2,2\,\mu$s - ligne bleu), et longue due aux FN ($\tau \sim 30\,\mu$s - ligne noire). Les barres d'erreurs associées aux données correspondent aux incertitudes statistiques.

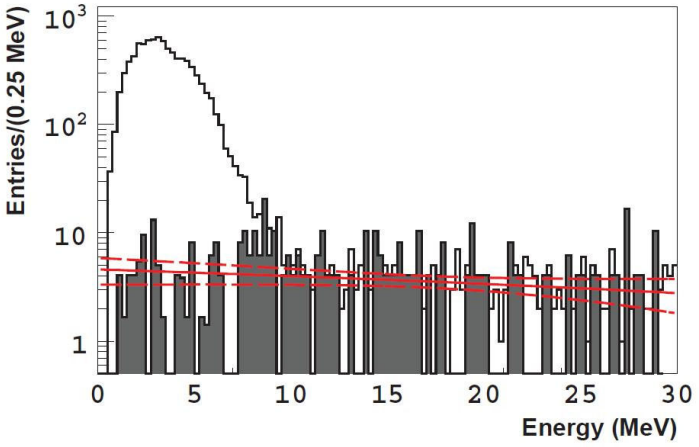


Figure 2.29 – Spectre en énergie du bruit de fond corrélé pour la seconde analyse de Double Chooz [47]. L'histogramme gris représente la distribution en énergie des événements mesurés et identifiés comme du bruit de fond corrélé (FN ou SM). La ligne rouge en trait continu représente le spectre en énergie combiné des FN et SM issu du meilleur ajustement. Les deux lignes rouges en traits pointillés représentent les erreurs à $\pm 1\sigma$ du meilleur ajustement. L'histogramme en trait noir et fond blanc représente le spectre prompt IBD.

2.3.4.3 Isotopes cosmogéniques

Le dernier type de bruit de fond identifié est induit par les isotopes cosmogéniques émetteur βn de ^{9}Li et d'^{8}He produits par la réaction de spallation d'un muon cosmique sur le ^{12}C du liquide scintillant. Leur énergie de décroissance et plus tard la capture du neutron produisent deux événements temporellement et spatialement corrélés qui imitent le signal d'une interaction $\bar{\nu}_e$.

Ce bruit de fond peut être identifié en mettant en évidence la corrélation temporelle et spatiale entre l'événement βn et le muon à l'origine de la création de ces noyaux. Si la durée de vie de ces deux noyaux est trop longue (^{9}Li : $\tau = 257\,\text{ms}$, ^{8}He : $\tau = 172\,\text{ms}$) pour rendre possible une discrimination événement par événement, on peut en revanche déterminer leur taux via un ajustement exponentiel de la différence temporelle entre les événements muon et les candidats neutrino. Cette analyse est réalisée pour trois gammes d'énergie visible du muon en fonction de l'énergie déposée par celui-ci : les muons déposant plus de 600 MeV d'énergie visible, les muons qui déposent entre 275 et 600 MeV et enfin les muons déposant une énergie inférieure à 275 MeV :

- les muons de haute énergie ont une plus grande probabilité de produire des noyaux cosmogéniques. L'ajustement temporel exponentiel sur la différence de temps entre les muons et les candidats neutrinos a donné un taux de $0{,}95 \pm 0{,}11$ événement par jour pour le taux d'émission βn ;
- pour le second échantillon de données, une coupure spatiale supplémentaire sur la distance d'approche minimale ($< 80\,\text{cm}$) entre le muon et les candidats IBD a dû être ajoutée afin d'éliminer la majorité de paires d'événements prompts et retardés décorrélés et l'efficacité de cette coupure a été déterminée. Pour cette gamme d'énergie, le taux de production de radio-isotopes a été estimé à $1{,}08 \pm 0{,}44$ événement par jour ;
- enfin les muons de plus basse énergie sont ceux qui traversent le buffer ou les bords du collecteur gamma. Aucune production de noyaux cosmogéniques n'a été observée dans cette gamme d'énergie dans la cible. Une limite supérieure, basée sur un ajustement de la corrélation temporelle entre le muon et le candidat avec une coupure spatiale similaire à celle utilisée précédemment, a été établie à 0,3 événement par jour.

Finalement le taux total d'événements provenant des noyaux cosmogéniques a été estimé à $2{,}05^{+0{,}62}_{-0{,}52}$ événements par jour. Une analyse similaire basée sur la trajectographie du muon dans l'IV confirme la valeur de l'incertitude estimée.

Le ^{12}B est également un noyau cosmogénique et même s'il n'est pas émetteur βn les coïncidences accidentelles induites par son électron de désintégration bêta, soit en tant qu'événement prompt, soit en tant qu'événement retardé, sont corrélées temporellement au muon qui l'a produit (cf. section 2.3.4.1). Par une méthode similaire à celle décrite précédemment, on peut estimer ces événements et la constante de temps trouvée par ajustement exponentiel est de 29 ms. Ces événements ont pu être soustraits très efficacement de l'échantillon de données constitué pour l'analyse du ^{9}Li, grâce à une coupure spatiale imposant une distance maximale entre les événements prompts et retardés de 90 cm. L'inefficacité introduite par cette coupure partielle est faible et d'environ 1%.

Pour l'ajustement final des données, le veto de 0,5 s suivant la détection d'un muon déposant plus de 600 MeV d'énergie visible permet d'éliminer une grande partie des événements cosmogéniques. Le taux résiduel a été estimé à $1{,}25 \pm 0{,}54$ événement par jour. Le spectre bêta des émetteurs βn a également été extrait des données et est présenté en figure 2.30. Un bon accord est observé entre le signal extrait et le MC.

2.3.4.4 Période d'arrêt simultané des deux réacteurs de Chooz

Double Chooz a un avantage particulier par rapport aux deux autres expériences modernes d'antineutrinos des réacteurs Daya Bay et RENO : elle a la possibilité de prendre des données pendant des périodes où les deux réacteurs de Chooz sont à l'arrêt simultanément. Ce type de mesure n'est pas possible pour les expériences Daya Bay et Reno puisqu'il faudrait que les six réacteurs servant de source d'$\bar{\nu}_e$ soient à l'arrêt en même temps. Ces périodes de mesure fournissent une contrainte extrêmement

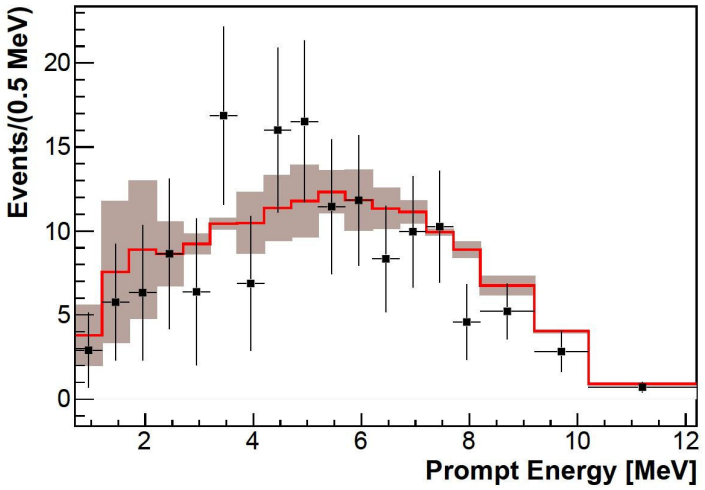


Figure 2.30 – Spectre β des émetteurs βn des isotopes d'^{8}He et de l'^{9}Li issu des données (points noirs) et du MC (ligne rouge) en considérant que le ^{9}Li présente la contribution dominante. Les bandes rouges représentent l'incertitude systématique du MC sur la forme du spectre [47].

précieuse sur l'estimation des bruits de fond. Entre 2011 et 2012, Double Chooz a ainsi bénéficié de deux périodes avec les deux réacteurs à l'arrêt : une première qui dura environ 24 h et une seconde qui dura environ une semaine. L'analyse des données a finalement porté sur une durée totale de 7,53 jours de mesure avec les deux réacteurs à l'arrêt [117]. Non seulement les mesures ont montré la validité des approches exposées ci-dessus pour estimer les bruits de fond, mais elles ont également permis de diminuer les erreurs systématiques associées pour l'ajustement final servant à déterminer θ_{13}.

Afin d'extraire les taux de chaque type de bruit de fond de ces données, les mêmes coupures que celles utilisées pour la première [44] et la seconde analyse de Double Chooz [47] (cf. section 2.3.3) ont été utilisées. La contribution résiduelle en $\bar{\nu}_e$ provenant de la décroissance des produits de fission à vie longue du combustible des deux réacteurs pendant les périodes d'arrêt a été estimée à l'aide d'une simulation générique de REP-N4 développée avec le code FISPACT [8] [118]. Pour ces simulations, un suivi approché de la puissance thermique des cœurs jusqu'à leurs périodes d'arrêt a été effectué. Pour chaque pas en temps des simulations, FISPACT prédit le nombre de décroissances associé à chacun des produits de fission. Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ a ensuite été obtenu en couplant ces taux de décroissance aux spectres d'$\bar{\nu}_e$ de décroissance de la base de données Bestiole [57]. À titre d'exemple, l'évolution de la puissance du cœur B2 autour de la première période avec les deux réacteurs à l'arrêt est présentée à gauche de la figure 2.31. Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain par le cœur B2 pour différentes fenêtres en temps est présenté dans la figure de droite. Nous pouvons voir que durant un arrêt, les $\bar{\nu}_e$ de décroissance des produits de fission à vie longue présentent un spectre en énergie très différent de celui des isotopes à vie courte. La composante principale du spectre est située entre 0 et 3,5 MeV et aucune contribution n'est attendu au-dessus de 5,5 MeV. Pour l'ensemble des 7,53 jours analysés, le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ résiduels a été estimé à respectivement $1{,}49 \pm 0{,}60$ ($1{,}42 \pm 0{,}57$) pour la première (seconde) analyse de Double Chooz. Après soustraction de la contamination $\bar{\nu}_e$ résiduelle, des taux de bruit de fond de respectivement $2{,}7 \pm 0{,}6$ ($1{,}0 \pm 0{,}4$) événements/jour ont été obtenus en utilisant les coupures de la première (seconde) analyse de Double Chooz.

Une comparaison des taux des différents bruits de fond déterminés par les coupures sélectives utilisées dans les deux premières publications de Double Chooz et le taux total finalement observé pour l'échantillon de données mesuré alors que les deux réacteurs étaient arrêtés est présentée dans le tableau 2.8. Les taux observés sont inférieurs aux estimations montrant ainsi que l'approche adoptée dans l'analyse des données est conservative. Les 8 candidats $\bar{\nu}_e$ mesurés pendant la période avec les

8. FISPACT est un code d'évolution permettant de prédire l'évolution isotopique du combustible d'un réacteur.

deux réacteurs à l'arrêt peuvent quant à eux être observés en figure 2.32.

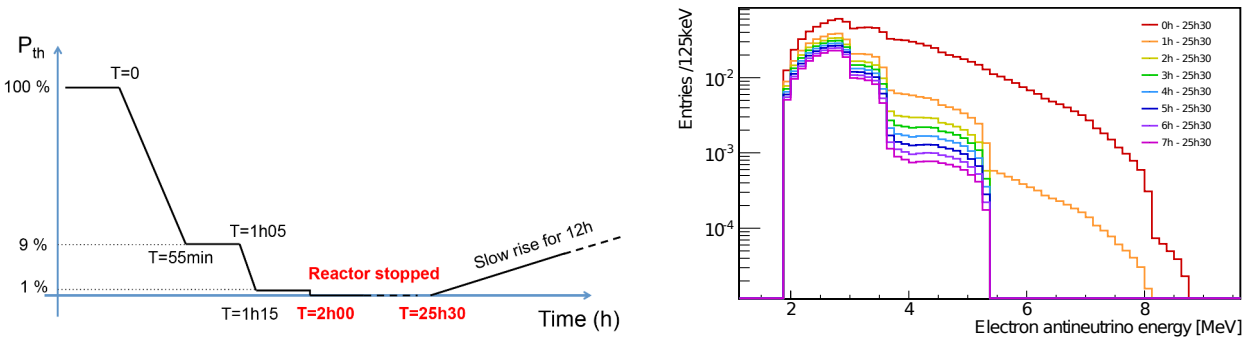


FIGURE 2.31 – À gauche : Illustration simplifiée de l'évolution de la puissance du réacteur B2 lors de la première période de ∼24 h avec les deux réacteurs à l'arrêt. À droite : Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain et provenant du cœur B2 pour cette même période en considérant différentes fenêtres en temps. Les deux graphiques sont issus de la référence [119].

Taux (j^{-1})	βn	Accidentel	FN + SM	Total estimé	Total observé
DCI	$2{,}10 \pm 0{,}57$	$0{,}35 \pm 0{,}02$	$0{,}93 \pm 0{,}26$	$3{,}4 \pm 0{,}6$	$2{,}7 \pm 0{,}6$
DCII	$1{,}25 \pm 0{,}54$	$0{,}26 \pm 0{,}02$	$0{,}44 \pm 0{,}20$	$2{,}0 \pm 0{,}6$	$1{,}0 \pm 0{,}4$

TABLE 2.8 – Récapitulatif des taux d'événements de bruit de fond attendus et observés pendant les 7,53 jours d'arrêt simultanés des deux réacteurs en utilisant les sélections de la première [44] et de la seconde analyse [47] de Double Chooz. Tableau extrait de [117].

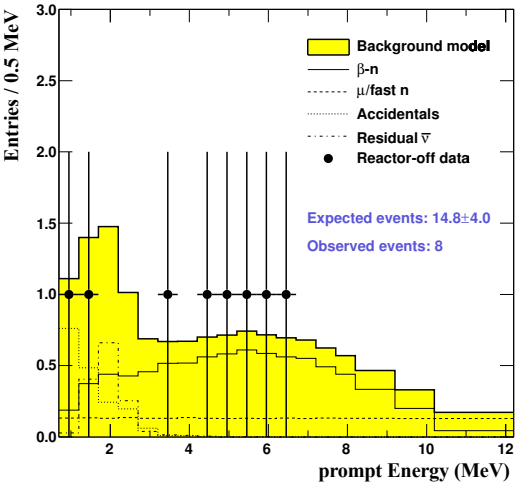


FIGURE 2.32 – Candidats $\bar{\nu}_e$ mesurés pour la période d'analyse de 7,53 jours avec les deux réacteurs à l'arrêt. Les points noirs correspondent aux 8 événements observés et les histogrammes représentent les spectres de bruit de fond et d'$\bar{\nu}_e$ résiduels attendus en utilisant la seconde analyse de Double Chooz [117].

2.3.5 Efficacité de détection des neutrons

L'efficacité de détection des neutrons est une quantité cruciale pour la normalisation des données. L'incertitude associée à cette efficacité doit donc être estimée. Les données de calibration prises avec la source de ^{252}Cf ont permis de vérifier les prédictions des simulations MC du détecteur et ont été utilisées pour propager des biais éventuels sur l'efficacité de sélection des neutrons et estimer leur contribution à l'erreur systématique.

La fraction de neutrons capturés dans les noyaux de gadolinium est de 86,5% proche du centre de la cible et 1,5 % plus faible que la prédiction de la simulation. Les résultats de simulation ont ainsi été pondérés par un facteur 0,985 pour la prédiction du nombre d'antineutrinos. Après cette normalisation, les prédictions MC sont en accord à 0,3% près avec les données.

Les données de calibration avec la source de ^{252}Cf sont également utilisées pour vérifier le temps de capture du neutron. La simulation reproduit bien la distribution temporelle expérimentale entre l'événement prompt et le signal de capture du neutron, ainsi que l'efficacité de 96,2% de la coupure temporelle avec une incertitude de 0,5%.

L'efficacité de la coupure de sélection des neutrons (énergie supérieure à 6 MeV) est estimée à 94,1% pour des événements d'énergie visible supérieure à 4 MeV. En moyenne dans la cible, la fraction des neutrons capturés dans le Gd qui passent la coupure de 6 MeV est en accord à 0,7% près avec les données de calibration.

Lors d'un événement neutrino, il peut arriver que le positron dépose son énergie dans le GC quand l'interaction se produit, mais que le neutron s'échappe et soit capturé dans la cible (cf. figure 2.24). C'est ce qu'on appelle des neutrons de "spill-in". De même, il se peut que l'interaction se produise dans la cible neutrino près de l'acrylique, et que neutron soit capturé à l'extérieur dans le GC. Le taux de ces événements a été estimé par simulation. Ces événements sont inclus naturellement dans la simulation comme dans les données. Une incertitude de 0,3% a été assignée au courant net de spill-in/spill-out en faisant varier les paramètres tels que la concentration de Gd dans la cible, la fraction d'hydrogène dans le GC, à l'intérieur des gammes autorisées. Cette variation de paramètres a en outre été réalisée avec plusieurs modèles MC pour les neutrons de basse énergie.

L'incertitude systématique totale associée à l'efficacité de détection a été estimée à 0,95%.

2.3.6 Bilan des erreurs systématiques

Un récapitulatif des incertitudes associées à la mesure de la seconde analyse de Double Chooz est présenté en tableau 2.11. L'incertitude systématique totale associée à la mesure est de 1,8%. Cette incertitude a été fortement réduite par rapport à celle de la première analyse (3,7% [44]) en améliorant le MC du détecteur, la calibration en énergie et l'analyse du bruit de fond. L'incertitude totale combinée sur la normalisation du signal (statistique + systématique) a été estimée à 2,66%. Cette incertitude est dominée par l'incertitude associée à la prédiction du flux $\bar{\nu}_e$ suivie de l'incertitude de 1,38% sur l'estimation des bruits de fond cosmogénique et de celle de 1,06% provenant de la statistique.

2.3.7 Ajustement des données en norme et en forme

La mesure de θ_{13} est réalisée via une analyse combinée de la norme et du spectre en énergie du signal prompt observé dans le détecteur lointain, ce qui permet de tenir compte à la fois de la réduction du flux, mais également de la distorsion du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ induites par l'oscillation.

Définition du χ^2

Le spectre prompt mesuré est comparé à celui attendu en utilisant 18 canaux en énergie de taille variable entre 0,7 MeV et 12,2 MeV. Cette comparaison est effectuée en séparant le jeu de données mesuré en deux périodes d'intégration basées sur la puissance des réacteurs. La première contient les périodes en temps pour lesquelles la puissance des deux réacteurs était en dessous de 20% et la seconde

Source d'incertitude	[%]
Flux d'$\bar{\nu}_e$ (réacteur)	1,67%
Réponse du détecteur	0,32%
Efficacité de détection	0,95%
Statistique	1,06%
Bruit de fond cosmogénique	1,38%
Bruit de fond corrélé	0,51%
Bruit de fond accidentel	0,01%
Total	2,66%

TABLE 2.9 – Bilan des incertitudes associées à la normalisation du signal et des bruits de fond par rapport à la prédiction totale [47].

contient les périodes pour lesquelles la puissance d'au moins un réacteur était au-dessus de 20%. Cette distinction permet de mieux contraindre les bruits de fond en prenant en compte que le ratio signal sur bruit est différent dans chaque période en temps alors que le bruit de fond reste constant quelle que soit la puissance des réacteurs. La prédiction du signal et du bruit de fond attendue est construite par des simulations MC utilisant une grande statistique et suivant la même période d'intégration que les données. Pour chaque canal en énergie i, le nombre d'événements IBD attendus N_i^{pred} est construit comme étant :

$$N_i^{pred} = \sum_{R=B1,B2} N_i^{\nu,R} + \sum_{b}^{bdf} N_i^b \tag{2.33}$$

où R est le sommateur sur les deux réacteurs B1 et B2, b est le sommateur sur les trois types de bruit de fond (accidentel, corrélé et cosmogénique) et i parcourt les 38 canaux en énergie correpondant au deux périodes d'intégration. Les nombres d'événements de bruit de fond sont générés en utilisant les taux estimés dans les études qui ont été présentées en section 2.3.4. L'hypothèse d'oscillation est prise en compte au travers du nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ attendus $N_i^{\nu,R}$ par :

$$N_i^{\nu,R} = P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) N_i^{exp,R} \tag{2.34}$$

où $N_i^{exp,R}$ est le nombre d'événements attendus dans le canal en énergie i dans l'hypothèse de non-oscillation et calculé à partir de la formule présentée en section 2.2.3 et $P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e)$ est la probabilité de non-oscillation des $\bar{\nu}_e$ présentée en section 2.1.1. Les nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ observés et attendus ainsi que les nombres de bruits de fond attendus pour les deux périodes d'intégration sont présentés en tableau 2.10.

Les incertitudes statistiques et systématiques associées au nombre d'événements IBD attendu sont propagées à l'aide d'une matrice de covariance M_{ij} permettant de prendre en compte les corrélations entre les canaux en énergie. Cette matrice est définie par :

$$M_{ij} = M_{ij}^{réac.} + M_{ij}^{dét.} + M_{ij}^{stat.} + M_{ij}^{eff.} + \sum_{b}^{bdf} M_{ij}^{b.} \tag{2.35}$$

	Période 1 : Pth>20% pour un réacteur	Période 2 : Pth<20% pour un réacteur	Total
Durée d'analyse (jours)	139,27	88,66	227,93
$N_{\bar{\nu}_e}$ attendu (B1)	2910,93	774,64	3685,57
$N_{\bar{\nu}_e}$ attendu (B2)	3422,39	1331,74	4754,13
$N_{\bar{\nu}_e}$ attendu (B1+B2)	6333,32	2106,38	8439,7
$N_{\bar{\nu}_e}$ mesuré	6088	2161	8249
bdf corrélé attendu	93,32	59,40	152,72
bdf cosmogénique attendu	174,09	110,82	284,91
bdf accidentel attendu	36,35	23,14	59,49
bdf total attendu	303,76	193,36	497,12

Table 2.10 – Nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés et attendus dans l'hypothèse de non-oscillation et bruit de fond attendu pour les deux périodes d'intégration.

où :
- $M_{ij}^{réac.}$ est la matrice de covariance réacteur représentant les incertitudes et les corrélations sur le signal $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur (cf. section 2.2.3.4).
- $M_{ij}^{dét.}$ est la matrice de covariance représentant les incertitudes et les corrélations sur la réponse en énergie du détecteur. Cette matrice est construite à partir des simulations MC en testant l'effet d'une variation linéaire de 1,13% de la réponse en énergie (cf. section 2.3.2). Les éléments de matrice sont ensuite déduits des différences relatives engendrées par cette incertitude.
- $M_{ij}^{stat.}$ est la matrice de covariance représentant les incertitudes statistiques. Il s'agit d'une matrice diagonale sans corrélation entre les canaux en énergie.
- $M_{ij}^{eff.}$ est la matrice de covariance prenant en compte les incertitudes et corrélation liées aux différentes efficacités de détection (nombre de protons cible, fraction de capture sur le gadolinium, coupure de sélection et effet de spill-out/spill-out). Cette matrice est également construite à partir de simulation MC en variant chacun des paramètres dans leurs gammes d'incertitude.
- $M_{ij}^{b.}$ est la matrice de covariance associée à chacun des trois types de bruit de fond (accidentel, cosmogénique et corrélé). La matrice du bruit de fond accidentel est construite comme une matrice diagonale sans corrélation entre les canaux en énergie étant donné que l'incertitude sur le bruit de fond accidentel a pu être déterminée très précisément en utilisant un grand nombre de fenêtres de coïncidences décalées (cf. section 2.3.4.1). La matrice de corrélation du bruit de fond cosmogénique est estimée à partir de simulations MC utilisant différents paramètres de simulation. La matrice de corrélation du bruit fond cosmogénique est estimée à partir de simulations MC dans lesquelles la pente du spectre a été modifiée (cf. section 2.3.4.3).

Les différentes matrices de corrélation en énergie peuvent être observées en figure 2.33.

L'ajustement du signal et du bruit de fond attendu discrétisé en énergie est réalisé dans l'hypothèse d'oscillation à deux saveurs en minimisant la fonction de χ^2 suivante :

$$\begin{aligned}\chi^2 = &\sum_{i_j}\Big(N_i(\theta_{13}) - N_i^{pred}(\theta_{13})\Big) \times M_{ij}^{-1}(\theta_{13}) \times \Big(N_j(\theta_{13}) - N_j^{pred}(\theta_{13})\Big)^T \\ &+ \frac{(\epsilon_{corr.}-1)^2}{\sigma^2_{\epsilon_{corr.}}} + \frac{(\epsilon_{cosmo.}-1)^2}{\sigma^2_{\epsilon_{cosmo.}}} \\ &+ \frac{(\epsilon_E - 1)^2}{\sigma^2_{\epsilon_E}} + \frac{\Delta m^2_{31} - (\Delta m^2_{31})_{MINOS}}{\sigma^2_{\epsilon_{MINOS}}}\end{aligned} \tag{2.36}$$

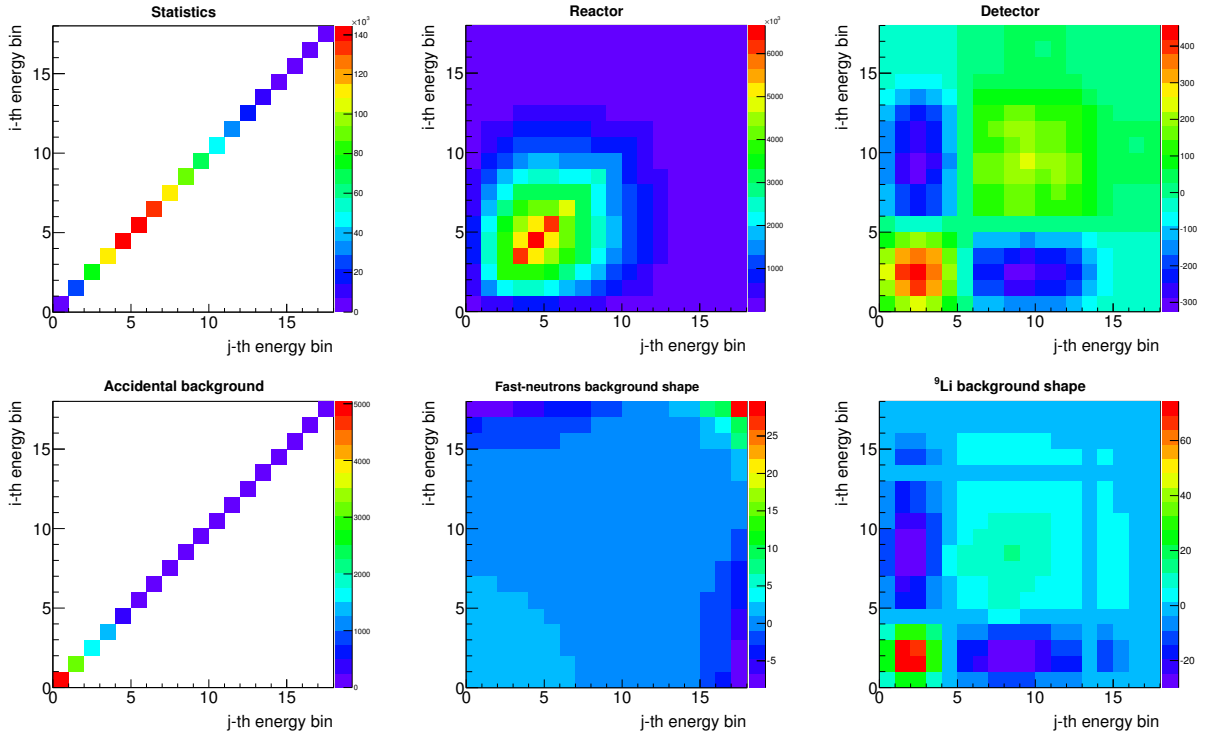


FIGURE 2.33 – Matrice de covariance sur les canaux en énergie pour la statistique, la prédiction réacteur, la réponse du détecteur et les trois bruits de fond : accidentel, corrélé et cosmogénique.

L'approche ici employée est dite de "pull method". Le χ^2 est ainsi composé de deux parties. La première est le χ^2 des données discrétisées (le terme dépendant de θ_{13}) et la seconde est le terme de χ^2 des incertitudes systématiques. Dans cette approche, le processus de minimisation implique en plus du paramètre $\sin^2(2\theta_{13})$ plusieurs autres paramètres : $\epsilon_{corr.}$, $\epsilon_{cosmo.}$, ϵ_E et Δm^2_{31} qui sont respectivement le taux d'événements de bruit de fond corrélé, le taux d'événement de bruit de fond dû aux isotopes cosmogéniques, l'échelle en énergie et le terme Δm^2_{31}.

Durant l'ajustement, ces paramètres de nuisance ("pull term") contraignent les valeurs de chaque paramètre autour de leurs valeurs centrales fixées par les valeurs estimées et présentées en section 2.3.4, tout en les laissant varier dans leurs intervalles d'incertitude.

Les deux paramètres $\epsilon_{corr.}$ et $\epsilon_{cosmo.}$ sont autorisés à varier afin de renormaliser le taux de bruit de fond provenant respectivement des événements corrélés et cosmogéniques. Le taux d'accidentels n'est pas autorisé à varier étant donné que son incertitude a été déterminée précisément. L'échelle d'énergie, ϵ_E, est autorisée à varier linéairement avec une incertitude de $\sigma_E = 1,13\%$ (cf section 2.3.2). Le terme Δm^2_{31} est quant à lui contraint par la valeur et l'incertitude mesurées par l'expérience MINOS [38] de $\Delta m^2_{31} = (2,32 \pm 0,12).10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$.

Résultats

En utilisant la fonction de minimisation décrite dans le paragraphe précédent, le meilleur ajustement pour $\sin^2(2\theta_{13})$ est :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\text{stat.}) \pm 0,025(\text{syst.}) \tag{2.37}$$

pour $\Delta m^2_{31} = 2,32 \times 10^{-3}\,\text{eV}^2$ et avec un χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté de : $\chi^2/NDF =$ 42,1/35. L'incertitude combinée (statistique et systématique) est de 0,039. Les valeurs et les incertitudes initiales des paramètres de nuisance ainsi que les valeurs et les incertitudes issues du meilleur ajustement sont présentées dans le tableau 2.11. Les résultats montrent que les taux de bruit de fond et les incertitudes ajustés sont plus faibles que les valeurs initiales avec une réduction de l'ordre de ∼15% du taux de bruit de fond cumulé. De même, la valeur obtenue pour l'échelle d'énergie est mieux contrainte. Les spectres en énergie du signal prompt mesuré, attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et issu du meilleur ajustement sont présentés en figure 2.34. L'effet de l'oscillation qui se traduit par une réduction et une distorsion du spectre prompt observé par rapport au spectre attendu dans l'hypothèse de non-oscillation peut être observé dans le panneau inférieur de cette même figure.

Paramètre d'ajustement	Valeur initiale	Valeur du meilleur ajustement
cosmogétique : $\epsilon_{cosmo.}$ (j^{-1})	$1,25 \pm 0,54$	$1,00 \pm 0,29$
FN/SM : $\epsilon_{corr.}$ (j^{-1})	$0,67 \pm 0,2$	$0,64 \pm 0,13$
Échelle d'énergie : ϵ_E	$1,000 \pm 0,011$	$0,986 \pm 0,007$
$\Delta m^2_{31}(10^{-3}\text{eV}^2)$	$2,32 \pm 0,12$	$2,32 \pm 0,12$

Table 2.11 – Bilan des valeurs initiales utilisées pour les paramètres d'ajustements et des valeurs issues du meilleur ajustement [47].

En réalisant un ajustement à deux dimensions, c'est-à-dire en laissant les deux paramètres θ_{13} et Δm^2_{13} libres, les valeurs issues du meilleur ajustement sont :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,093 \pm 0,078 \quad ; \quad \Delta m^2_{13} = (2,7 \pm 1,9).10^{-3}\,\text{eV}^2 \tag{2.38}$$

La valeur obtenue pour $\sin^2(2\theta_{13})$ est en accord avec celle issue de l'ajustement contenant uniquement le paramètre θ_{13} libre et la valeur obtenue pour Δm^2_{13} est en accord avec la valeur mesurée par l'expérience MINOS [38].

En réalisant un ajustement en norme uniquement et en considérant uniquement θ_{13} comme paramètre libre, le meilleur ajustement donne :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,170 \pm 0,052 \tag{2.39}$$

avec $\chi^2/NDF = 0,50/1$. Cette valeur est plus importante que celle obtenue en utilisant une analyse en norme et en forme du signal et présente également une incertitude plus élevée. La compatibilité des valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$ obtenues par un ajustement en norme uniquement et par un ajustement en norme et en forme est de ∼30% ; cette valeur étant dépendante de la manière dont sont traitées les corrélations entre les deux ajustements.

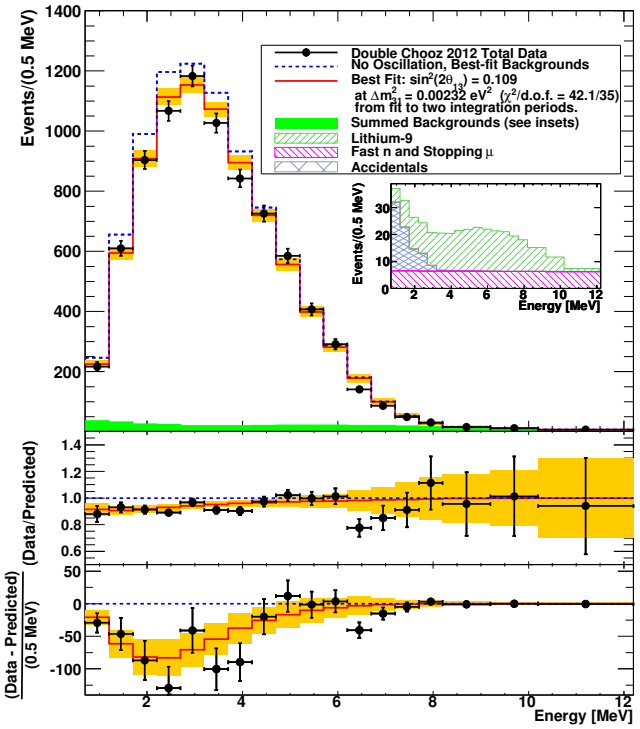


FIGURE 2.34 – Panneau supérieur : spectre en énergie du signal prompt mesuré (points noirs) comparé avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation (histogramme pointillé bleu) et celui du meilleur ajustement donnant $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\text{stat.}) \pm 0,025(\text{syst.})$ (histogramme rouge). En encart sont présentés les histogrammes des différents bruits de fond. Panneau inférieur : les points noirs représentent la comparaison (rapport ou différence) du signal prompt mesuré par rapport au signal prompt attendu dans l'hypothèse de non-oscillation. L'histogramme rouge représente la comparaison (rapport ou différence) du meilleur ajustement dans l'hypothèse d'oscillation et du signal attendu dans l'hypothèse de non-oscillation. Les bandes de couleur orange représentent les incertitudes systématiques sur le meilleur ajustement. Figure extraite de [47].

Les intervalles de confiance des résultats sur $\sin^2(2\theta_{13})$ ont été déterminés en utilisant une approche fréquentielle afin de prendre en compte le fait que la distribution du χ^2 peut ne pas être de type gaussien. La région autorisée dans l'intervalle de confiance à 68% (90%) est :

$$0,067(0,043) < \sin^2(2\theta_{13}) < 0,15(0,18). \tag{2.40}$$

En utilisant une approche similaire, l'hypothèse de non-oscillation est exclue à 99,8% (2,9σ C.L.).

2.3.8 Analyses complémentaires de Double Chooz

Dans les précédentes sections, nous avons présenté la méthode employée dans la seconde analyse de Double Chooz pour estimer les bruits de fond et pour réaliser l'analyse de θ_{13} en utilisant la capture des neutrons d'IBD sur le gadolinium. Nous présentons maintenant deux analyses complémentaires réalisées dans Double Chooz. La première concerne la mesure de θ_{13} en utilisant la capture des neutrons d'IBD sur l'hydrogène de l'ID [120]. La seconde analyse concerne une méthode alternative de prédiction des bruits de fond et de la valeur de θ_{13} en utilisant les fluctuations de puissance des réacteurs [121].

2.3.8.1 Analyse des événements avec capture de neutrons par l'hydrogène du détecteur

Les détecteurs de Double Chooz ont été conçus pour signer les événements IBD en identifiant les neutrons émis via leur capture sur le gadolinium. Toutefois, il est également possible de signer les

événements IBD en identifiant les neutrons émis via leur capture sur un noyau d'hydrogène puisque suite à une capture, l'hydrogène se désexcite en émettant un photon gamma caractéristique de 2,223 MeV. Cette analyse est rendue possible par la section efficace de capture importante de l'hydrogène pour les neutrons thermiques (cf. figure 3.4) et le nombre important de noyaux d'hydrogène présent à la fois dans la cible et le γ-catcher. Pour une telle analyse, le volume utile est ainsi environ trois fois plus élevé que pour l'analyse gadolinium.

La mesure du paramètre θ_{13} en utilisant la capture des neutrons sur l'hydrogène repose sur une analyse identique à celle utilisant la capture des neutrons sur le gadolinium. Toutefois, les critères de sélection des événements prompts sont différents. L'énergie du signal prompt est ainsi sélectionnée dans une fenêtre en énergie comprise entre 1,5 et 3 MeV. La fenêtre de coïncidence en temps entre le signal prompt et le signal retardé est fixée entre 10 et 600 μs. Par rapport à l'analyse gadolinium, la borne inférieure est augmentée afin de réduire le bruit de fond provenant des muons d'arrêt et la borne supérieure est augmentée puisque le temps caractéristique de capture des neutrons d'IBD sur l'hydrogène est de l'ordre de 200 μs. Une contrainte supplémentaire, de $\Delta R < 90$ cm, est fixée sur la distance reconstruite entre le vertex prompt et le vertex retardé afin de limiter le bruit de fond accidentel. Ces critères de sélection permettent ainsi de sélectionner des données indépendantes de celle de l'analyse gadolinium. Concernant la réduction du bruit de fond : il ne doit pas y avoir d'événements additionnels détectés dans les 1600 μs autour de l'événement prompt afin de limiter la possibilité que l'événement soit généré par l'interaction d'un muon cosmique et il ne doit pas y avoir d'événement $\bar{\nu}_e$ dont le signal prompt coïncide avec un déclanchement de OV (événements alors considérés comme du bruit de fond corrélé). Comme pour l'analyse gadolinium, des critères de réjection des bruits de fond lumineux sont également considérés.

Étant donné que le processus physique analysé est différent, les incertitudes associées à la mesure sont également différentes de celles estimées pour l'analyse gadolinium. Ainsi, l'incertitude sur la réponse du détecteur est plus importante notamment parce que le nombre de protons contenus dans le γ-catcher est connu avec une moins grande précision que dans la cible neutrino. Or, dans la cible neutrino, seulement 13% des neutrons produits par interaction IBD sont capturés sur l'hydrogène. Par conséquent, 95% des événements analysés se produisent dans le gamma-catcher. L'incertitude sur l'efficacité de détection augmente également, car les effets de bord sont plus importants et moins bien maîtrisés que dans le cas de l'analyse gadolinium. De plus, le bruit de fond lumineux provenant des PMs (cf. section 2.3.3) n'est pas totalement supprimé dans l'analyse hydrogène. L'incertitude associée au nombre d'événements IBD induit par ce bruit de fond a également été estimée. Les incertitudes estimées pour l'analyse hydrogène sont présentées et comparées à celles estimées pour l'analyse gadolinium dans le tableau 2.12. Au final, une incertitude totale (statistique et systématique combinée) de 3,1% est obtenue sur la normalisation du signal pour l'analyse gadolinium alors qu'elle est de 2,7% pour l'analyse gadolinium.

L'analyse hydrogène de Double Chooz [120] a été réalisée en utilisant le même jeu de données que celui utilisé pour l'analyse gadolinium [47]. En raison des critères de sélection différents, la durée totale des données analysées est un peu plus longue pour l'analyse gadolinium : 240,1 contre 227,93 jours. Un total de 36 284 événements IBD a été sélectionné. Toutefois, malgré une statistique beaucoup plus élevée que pour l'analyse gadolinium, environ un candidat $\bar{\nu}_e$ sur deux se révèle en fait être des événements induits par le bruit de fond accidentel. Les nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ observés et attendus en l'absence d'oscillation ainsi que les nombres d'événements de bruits de fond attendus pour cette analyse sont présentés en tableau 2.13. Au total, 36 680 événements sont attendus dans l'hypothèse de non-oscillation.

L'ajustement de θ_{13} est réalisé en utilisant la norme et la forme du signal prompt mesuré et une procédure de minimisation de χ^2 identique à celle présentée en section 2.3.7 est utilisée. Toutefois, en

Source	Sélection nGd	Sélection nH
Flux $\bar{\nu}_e$	1,7%	1,8%
Réponse du détecteur	0,3%	0,3%
Efficacité de détection	1,0%	1,6%
Statistique	1,1%	1,1%
Bdf cosmogénique	1,4%	1,6%
Bdf corrélé	0,5%	0,6%
Bdf accidentel	<0,1%	0,2%
Bdf lumineux	-	0,1%
Total	2,7%	3,1%

TABLE 2.12 – Récapitulatif des incertitudes estimées pour l'analyse gadolinium [47] et pour l'analyse hydrogène [120].

	Total	Taux (j^{-1})
Durée d'analyse (jours)	240,1	-
$N_{\bar{\nu}_e}$ attendu (B1+B2)	17 690	-
Bdf corrélé attendu	600	$2,84 \pm 1,15$
Bdf cosmogénique attendu	680	$2,5 \pm 0,47$
Bdf accidentel attendu	17 630	$73,45 \pm 0,16$
Bruit lumineux attendu	80	$0,32 \pm 0,07$
Total attendu (bdf+$\bar{\nu}_e$)	36 680	-
Candidats $N_{\bar{\nu}_e}$ mesurés	36 284	-

TABLE 2.13 – Nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés et attendus dans l'hypothèse de non-oscillation et bruit de fond attendu pour l'analyse hydrogène. Dans la seconde colonne sont présentés les taux de bruit de fond attendus par jours. Un taux total de $79,07 \pm 1,25$ événements par jour est attendu avec une analyse hydrogène alors qu'il n'est que de $2,18 \pm 0,58$ pour l'analyse gadolinium.

raison de la statistique plus élevée, le nombre de canaux en énergie est augmenté à 31 et une seule période d'intégration est considérée. Le résultat obtenu pour $\sin^2(2\theta_{13})$ via l'analyse en norme et en forme du signal prompt est :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,097 \pm 0,034(\text{stat.}) \pm 0,034(\text{syst.}) \tag{2.41}$$

avec $\chi^2/NDF = 38,9/30$. Ce résultat, qui exclut l'hypothèse de non-oscillation à 97,4% ($2,0\sigma$), est en accord avec le résultat obtenu par l'analyse gadolinium. Les spectres en énergie du signal prompt mesuré, attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et issu du meilleur ajustement sont présentés en figure 2.35 avant et après soustraction des bruits de fond.

Nous mentionnerons également que les résultats d'une analyse combinée entre l'analyse hydrogène et l'analyse gadolinium ont été présentés à la conférence TAUP 2013 [122]. La valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ obtenue par cette analyse est de $0,109 \pm 0,035$ avec $\chi^2/NDF = 61,2/50$. Ce résultat est compatible avec les analyses présentées précédemment et montre une erreur systématique réduite.

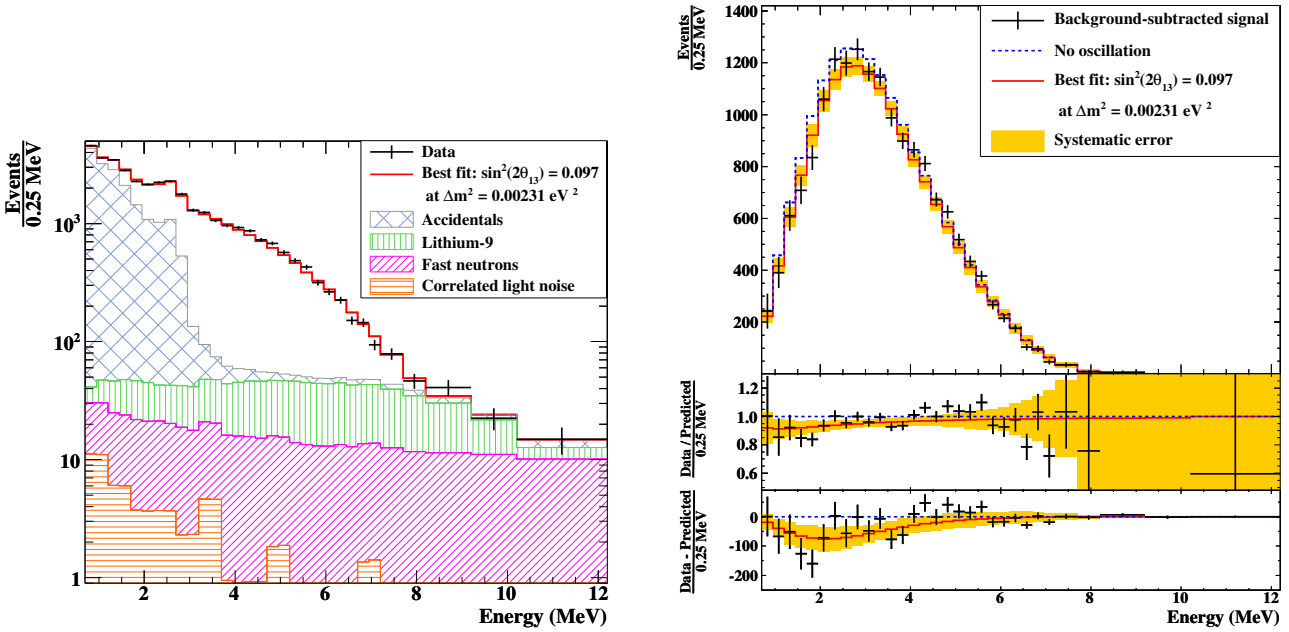


Figure 2.35 – Spectre du signal prompt avant (à gauche) et après soustraction des bruits de fond (à droite) pour l'analyse hydrogène [120]. A basse énergie, la contamination du signal est dominée par les bruits de fond accidentel.

2.3.8.2 Analyse en norme à partir des différents niveaux de puissance des réacteurs

Une méthode alternative et complémentaire d'analyse des bruits de fond consiste à exploiter les données pour différents niveaux de puissance des réacteurs de la centrale. Pour cela, les nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés sont regroupés en plusieurs canaux dépendant de la puissance des réacteurs. Un ajustement linéaire des nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés en fonction des nombres attendus en l'absence d'oscillation est ensuite réalisé :

$$f(N^{pred}) = B + m(\theta_{13})N^{pred} \tag{2.42}$$

L'ordonnée à l'origine B de l'ajustement linéaire représente alors le bruit de fond total attendu et le coefficient directeur m est une fonction de l'angle de mélange θ_{13}. En plus d'accéder à une estimation du bruit de fond total, cette méthode permet ainsi de réaliser une analyse en norme de θ_{13}. Cette méthode peut aussi bien être utilisée pour les candidats neutrinos issus des analyses gadolinium ou hydrogène.

La publication de Double Chooz utilisant cette méthode peut être retrouvée en référence [121]. Les derniers résultats de Double Chooz utilisant cette méthode et ce basant sur les données mesurées entre avril 2011 et juillet 2012 ont été présentés à la conférence TAUP 2013 [123].

Les taux de bruit de fond estimés pour les données de l'analyse gadolium et de l'analyse hydrogène par cette méthode sont respectivement de $0{,}09 \pm 0{,}4$ événement/jour et de $7{,}6 \pm 1{,}4$ événements/jour. Ces deux résultats sont en accord avec les taux estimés pour ces deux analyses.

Le résultat obtenu pour $\sin^2(2\theta_{13})$ par cette méthode en réalisant une analyse combinée des donnés des analyses hydrogène et gadolinium est :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,097 \pm 0,035 \ (1\sigma \text{ C.L.}) \tag{2.43}$$

Ce résultat est compatible à la fois avec le résultat obtenu par l'analyse gadolinium et avec le résultat obtenu par hydrogène précédemment présentés.

L'ajustement linéaire réalisé sur les données de l'analyse gadolinium est présenté en figure 2.36. La figure de gauche présente le taux journalier de candidats IBD mesuré en fonction du taux attendu en l'absence d'oscillation et la figure de droite présente les zones d'exclusion du taux de bruit de fond en fonction de $\sin^2(2\theta_{13})$ pour différents niveaux de confiance.

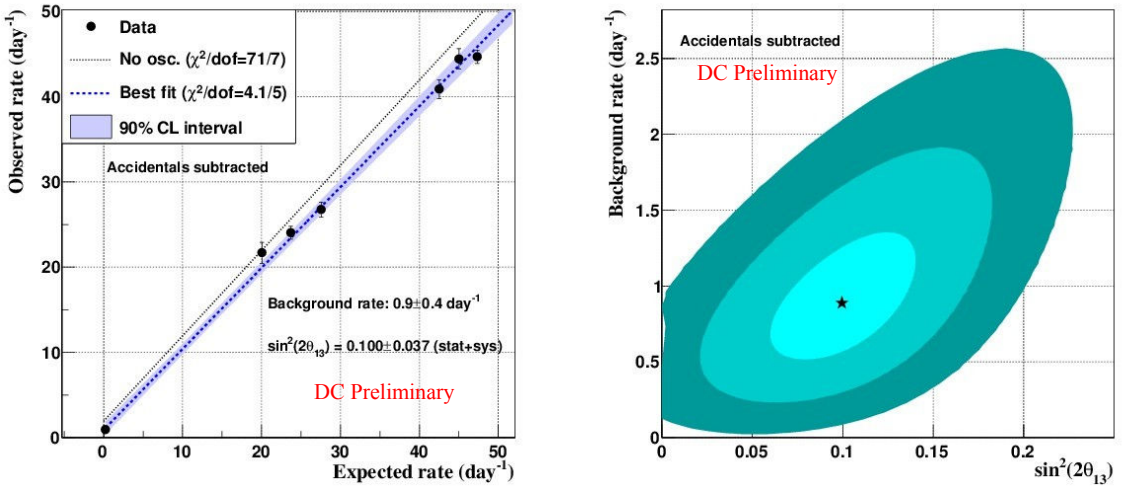


FIGURE 2.36 – À gauche : nombre de candidats $\bar{\nu}_e$ mesuré par jour en fonction du nombre de candidats $\bar{\nu}_e$ attendu par jour en l'absence d'oscillation pour les données de l'analyse gadolinium [123]. Les points noirs représentent les données mesurées. La droite en pointillés noirs représente les taux attendus dans l'hypothèse de non-oscillation. La droite en pointillés bleus représente le meilleur ajustement dans l'hypothèse d'oscillation et la bande bleue représente l'intervalle de confiance à 90% C.L sur le meilleur ajustement. À droite : contour de sensibilité du taux de bruit de fond attendu par rapport à $\sin^2(2\theta_{13})$ [123]. L'étoile représente la valeur issue du meilleur ajustement et les différentes bandes grisées, les intervalles de confiance à 1σ, 2σ et 3σ.

2.4 Mesure de θ_{13} avec plusieurs détecteurs

2.4.1 La seconde phase de Double Chooz

Une troisième publication utilisant un jeu de données étendu jusqu'à la fin 2013 avec le détecteur lointain est actuellement en cours de préparation. Cette analyse reposera sur une statistique environ deux fois plus importante que pour la seconde et les erreurs systématiques seront encore réduites par rapport aux précédentes analyses via notamment une optimisation des critères de sélection. Une erreur de 0,03 (1σ C.L.) est attendue sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ [122].

L'étape suivante de l'expérience sera la prise de données avec les deux détecteurs prévue pour débuter durant l'été 2014. Deux photos du détecteur proche prises à différentes dates de l'installation sont présentées en figure 2.37. Pour cette seconde phase, l'utilisation de deux détecteurs identiques permettra de supprimer ou de réduire significativement les différentes incertitudes associées à la mesure θ_{13}. En effet, en comparant les signaux de deux détecteurs identiques, le taux relatif d'événements mesurés sera indépendant des incertitudes corrélées associées aux mesures dans chacun des détecteurs.

Durant cette seconde phase, une prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les deux cœurs sera encore nécessaire. En effet, dans une expérience utilisant deux détecteurs et deux réacteurs, la comparaison directe du spectre prompt obtenu dans le détecteur lointain avec le détecteur proche ne peut être effectuée que si les deux détecteurs se trouvent sur les mêmes lignes d'isoflux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les deux réacteurs. Cette

condition d'isoflux est nécessaire à ce que les proportions d'événements $\bar{\nu}_e$ issus des deux cœurs B1 et B2 soient équivalentes entre les deux détecteurs. Dans ce cas, une suppression totale des incertitudes associées à la prédiction du flux non-oscillé est attendue.

Dans l'expérience Double Chooz, le positionnement des détecteurs a été optimisé pour satisfaire cette condition. Toutefois, en raison des contraintes liées à l'installation d'une expérience sur un site nucléaire, il n'a pas été possible d'installer les deux détecteurs parfaitement sur les lignes d'isoflux des réacteurs. Par conséquent, pour la seconde phase de l'expérience, l'erreur systématique associée à la prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ non-oscillé ne sera pas totalement supprimée. L'incertitude sur le flux d'$\bar{\nu}_e$ prédit d'un cœur à l'autre sera alors dépendante des erreurs non corrélées entre les deux réacteurs. Ainsi, une suppression des incertitudes corrélées provenant de la normalisation à Bugey4 $\langle\sigma_f\rangle^{Bugey}$, de la convolution des spectres d'$\bar{\nu}_e$ avec la section efficace de réaction IBD $S_k(E)\sigma_{IBD}(E_\nu^{true})$ et des énergies par fission $\langle E_f\rangle$ est attendue. Les incertitudes non-corrélés restantes entre les deux réacteurs seront alors les incertitudes associées à la puissance thermique P_{th} et aux fractions de fission α_k^R [9].

L'évolution de la sensibilité à 1σ sur la mesure de θ_{13} attendue dans la seconde phase de l'expérience dans l'hypothèse où la prise de données du détecteur proche débute 3 ans après celle du détecteur lointain est présentée en figure 2.38. Sur ce graphique, la réduction de l'erreur sur la mesure au cours du temps est induite par l'augmentation de la statistique. Après 6 mois de prise de données avec les deux détecteurs, une sensibilité de l'ordre de ∼0,019 (1σ C.L.) est attendue sur $\sin^2(2\theta_{13})$ [124]. Après 3 ans de prise de données avec les deux détecteurs, la sensibilité attendue est de l'ordre de ∼0,013 (1σ C.L.).

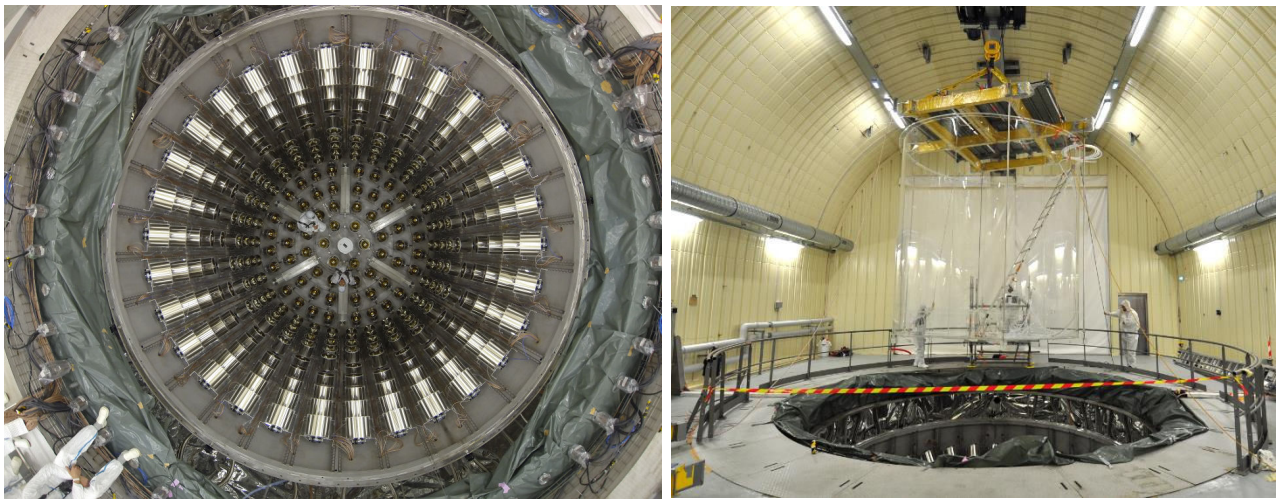


Figure 2.37 – Photos du détecteur proche à différentes périodes de l'intégration. À gauche : vue de l'intérieur du détecteur et des PMs installés sur les parois du buffer. À droite : vue du hall expérimental lors de l'installation du γ-catcher.

2.4.2 Cas des expériences Daya Bay et RENO

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, toutes les expériences neutrinos menées auprès de centrales nucléaires équipées de plusieurs réacteurs nécessitent de disposer d'une prédiction du flux d'antineutrinos émis par les réacteurs lorsque les détecteurs ne sont pas exactement positionnés sur les lignes d'isoflux des réacteurs.

9. Pour l'erreur de 0,9% provenant des taux de fission sur la prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ reportées en table 2.5, aucune distinction entre la partie corrélée et non corrélée entre les réacteurs n'est effectuée. Pour la seconde phase de l'expérience, il sera nécessaire de distinguer quel pourcentage de cette valeur provient d'incertitudes corrélées entre les deux réacteurs.

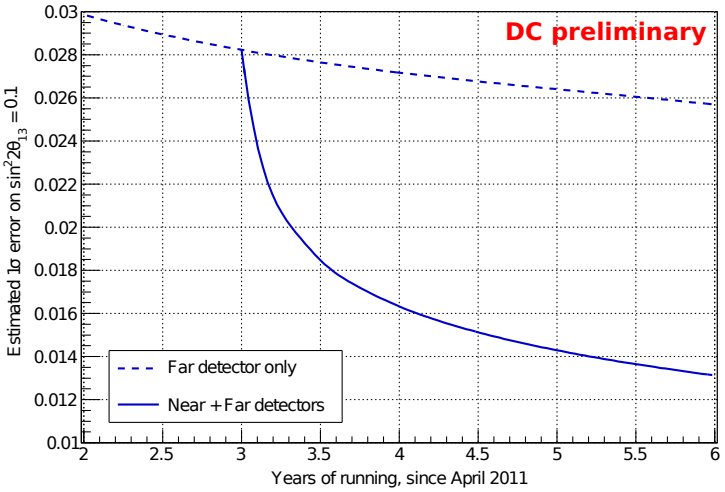


FIGURE 2.38 – Projection de la sensibilité sur θ_{13} dans l'hypothèse où la prise de donnée avec le détecteur proche commence 3 ans après celle du détecteur lointain [124].

Dans l'expérience RENO [45], la puissance thermique instantanée des réacteurs est fournie par la centrale avec une incertitude de 0,5% (1σ) et considérée comme non corrélée entre les réacteurs. Les fractions de fission sont évaluées à l'aide du code de simulation Westinghouse ANC [125]. Ces taux de fission sont estimés avec des incertitudes de l'ordre de 4-10%. L'incertitude systématique non corrélée sur le flux d'antineutrinos induit par les taux de fission est estimée à 0,7% (1σ) par cœur. L'incertitude systématique totale non corrélée entre les réacteurs sur le flux d'antineutrinos est estimée à 0,9% (1σ) et calculée comme la somme quadratique de l'incertitude sur la puissance thermique et des taux de fission.

Dans Daya Bay [43], la puissance thermique instantanée des réacteurs est fournie par la centrale avec une incertitude de 0,5% (1σ) et considérée comme non corrélée entre les réacteurs. Les fractions de fission sont fournies par la centrale et estimées avec des incertitudes de l'ordre de 5% (1σ). La partie non corrélée de l'incertitude sur le flux d'antineutrinos provenant des taux de fission est estimée à l'aide de simulation DRAGON et calculée comme étant de 0,6% (1σ) par cœur. Par opposition à RENO, qui ne considère aucune contribution du combustible usé à l'incertitude non corrélé sur le flux d'antineutrinos, Daya Bay considère une incertitude de 0,3% (1σ). L'incertitude systématique totale non corrélée entre les réacteurs sur le flux d'antineutrinos est finalement estimée à 0,8% (1σ) et calculée comme étant la somme quadratique de l'incertitude sur la puissance thermique, sur les taux de fission et sur le combustible usé.

Pour ces deux expériences, les incertitudes associées aux autres ingrédients du calcul du flux d'antineutrinos sont considérées comme totalement corrélées entre les réacteurs.

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté le concept expérimental ainsi que les principaux résultats expérimentaux obtenus par Double Chooz depuis le début de la prise de donnée avec le détecteur lointain en avril 2011. Pour la première phase de l'expérience, durant laquelle seulement le détecteur lointain prend des données, l'analyse de θ_{13} est réalisée en utilisant une prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ non-oscillé attendu dans le détecteur lointain reposant sur une prédiction des taux de fission des deux cœurs B1 et B2 de la centrale de Chooz.

Le dernier résultat de Double Chooz sur $\sin^2(2\theta_{13})$ publié en juillet 2012 et utilisant un ajustement

en norme et en forme du signal prompt de l'analyse gadolinium obtenu dans le détecteur lointain est :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\text{stat.}) \pm 0,025(\text{syst.}) \tag{2.44}$$

Ce résultat, qui exclut l'hypothèse de non-oscillation à 2,9σ, a été confirmé par deux autres analyses complémentaires : la première basée sur une analyse des données en considérant les modulations de puissance des réacteurs (cf. section 2.3.8.2) et la seconde basée sur la signature des événements IBD via l'identification de neutrons émis par leur capture sur l'hydrogène de l'ID (cf. section 2.3.8.1). Ce résultat est également en accord avec ceux obtenus par les deux autres expériences réacteurs Daya Bay [49] et RENO [45].

Dans la suite du manuscrit, nous allons désormais nous focaliser sur les études réacteurs menées en vue d'estimer les taux de fission des cœurs durant les périodes de prise de données de l'expérience. Avant de présenter ce travail, deux chapitres introductifs concernant respectivement les notions de physique des réacteurs (chapitre 3) et le code de simulation MURE (chapitre 4) seront présentés. Nous aborderons ensuite le travail de simulation réalisé pour développer et optimiser les simulations des différents types d'assemblages utilisés dans les cœurs de Chooz (chapitre 5), puis les études réalisées pour prédire les taux de fission de la centrale à partir de simulations de cœur (chapitre 6), et enfin nous présenterons les études réalisées pour estimer les incertitudes associées aux prédictions de taux de fission (chapitre 7).

Chapitre 3

Notions de physique des réacteurs

Sommaire

3.1 Introduction : Le nucléaire civil . . . 91
3.1.1 Les filières . . . 92
3.1.2 Les générations . . . 92
3.2 Les réacteurs à eau sous pression . . . 94
3.2.1 Principe de fonctionnement . . . 94
3.2.2 Les paliers de REP . . . 95
3.2.3 Le combustible . . . 96
3.2.4 Taux de combustion . . . 99
3.2.5 Rechargement des cœurs . . . 99
3.2.6 Le modérateur-caloporteur . . . 100
3.3 Interaction neutron-matière . . . 102
3.3.1 La fission et la capture . . . 102
3.3.2 Les produits de fission . . . 103
3.3.3 Les neutrons de fission . . . 104
3.3.4 L'énergie libérée par fission . . . 105
3.4 Criticité . . . 106
3.4.1 Coefficient de multiplication . . . 106
3.4.2 Empoissonnement du cœur par les produits de fissions . . . 107
3.4.3 Coefficients de réactivité et de contre-réactions . . . 108
3.4.4 Le contrôle de la criticité . . . 110

Dans ce chapitre, nous allons présenter les notions de physiques des réacteurs nécessaires à la compréhension du travail présenté dans ce manuscrit. Dans une première partie sera présenté un bref historique du développement du nucléaire civil dans le monde et un panorama de la situation actuelle. La seconde partie sera dédiée aux caractéristiques et au principe de fonctionnement des réacteurs à eau sous pression qui constituent l'intégralité du parc nucléaire français. Les deux dernières parties seront dédiées à la description des phénomènes physiques intervenant dans les réacteurs nucléaires. Bien que les phénomènes décrits dans ces deux parties restent généraux et applicables à l'ensemble des réacteurs nucléaires, nous avons spécifiquement orienté notre discours pour le cas des réacteurs à eau sous pression faisant l'objet des études de ce manuscrit.

3.1 Introduction : Le nucléaire civil

Un réacteur nucléaire est une machine permettant de maintenir une réaction en chaîne de fission nucléaire au sein d'un combustible composé de noyaux lourds. Suivant leur application, on distingue :

les réacteurs de production d'électricité (réacteur électrogène), les réacteurs de recherche (dédiés à l'étude des matériaux sous irradiation où encore à l'étude des milieux multiplicateurs) et les réacteurs militaires (réacteurs nucléaires de propulsion navale ou réacteurs ayant pour vocation la production de matière fissile (plutonium) nécessaire à la réalisation d'armes nucléaires [126].

3.1.1 Les filières

Les réacteurs nucléaires sont classés par filières [126]. Chaque filière est caractérisée par la combinaison d'un type de combustible, d'un caloporteur et si besoin d'un modérateur. Les différentes filières sont partagées en deux grandes familles qui se distinguent par le type de spectre neutronique utilisé : "rapide" ou "thermique".

Les réacteurs à neutrons rapides utilisent les neutrons de fission ($\sim 2\,\text{MeV}$) avant qu'ils ne soient ralentis par un grand nombre de chocs. Dans ces réacteurs, les fissions sont majoritairement induites par des neutrons de quelques centaines de keV. Par opposition, les réacteurs à neutrons thermiques nécessitent l'utilisation d'un modérateur permettant de ralentir les neutrons de fission afin qu'ils puissent à nouveau engendrer de nouvelles fissions dans le domaine thermique ($\text{E} < 1\,\text{eV}$).

Le spectre neutronique utilisé dans un réacteur est dépendant du type de noyaux lourds utilisés pour la fission. Parmi les noyaux lourds pouvant être utilisés pour constituer le combustible, il existe des isotopes dits *fissiles*, *fissibles* et *fertiles*. Un noyau fissile est un noyau qui peut subir une fission par des neutrons de toute énergie (thermique et rapide). Par opposition, un noyau fissible ne peut fissionner que par des neutrons rapides ($\sim 2\,\text{MeV}$). Les isotopes fertiles sont quant à eux des isotopes qui suite à la capture d'un neutron peuvent conduire à la formation d'un isotope fissile (directement, ou après une désintégration bêta).

L'uranium ^{235}U est le seul isotope naturel fissile. À l'état de minerai, l'uranium naturel est constitué de deux isotopes : l'^{235}U et l'^{238}U. Leurs proportions atomiques sont respectivement de 0,72% et 99,27% [85]. Un autre isotope, l'^{234}U, est également présent à l'état de trace ($\sim$0,005%). L'^{238}U est un isotope fissible, mais non fissile. En revanche, il s'agit d'un isotope fertile et peut sous irradiation conduire à la formation de noyaux fissiles de ^{239}Pu et de ^{241}Pu par captures neutroniques et désintégrations β^- successives. Les réacteurs à neutrons rapides (RNR) nécessitent l'utilisation d'un combustible fortement enrichi en isotopes fissiles qui peut être de l'^{235}U obtenu par enrichissement de l'uranium naturel ou du ^{239}Pu issue du retraitement de combustible usé. Par opposition, les réacteurs à neutrons thermiques nécessitent l'utilisation d'un modérateur et d'un combustible faiblement enrichi en isotopes fissiles voire même de l'uranium naturel pour certains réacteurs.

Actuellement, la majorité des réacteurs nucléaires installés dans le monde sont des réacteurs à neutrons thermiques. Seuls quelques réacteurs de recherche à neutrons rapides sont en activité et principalement à des fins de recherche [127].

3.1.2 Les générations

Les réacteurs électrogènes sont regroupés en générations [126, 128]. On distingue quatre générations. La première génération regroupe les réacteurs de type prototype mis en service entre les années 1950 et 1970. Cette première génération qui a marqué l'essor du nucléaire comme source d'énergie était fortement limitée par les contraintes technologiques de l'époque notamment concernant la tenue des matériaux sous irradiation et l'enrichissement du combustible. Ainsi, l'ensemble des réacteurs européens de cette génération utilisait de l'uranium naturel non enrichi. Cette génération regroupait principalement la filière UNGG (Uranium Naturel Graphite Gaz) en France et la filière Magnox (Magnésium-non Oxiding) au Royaume-Uni. Ces deux filières utilisaient du graphite comme modérateur et du dioxyde de carbone comme caloporteur.

La seconde génération concerne les réacteurs mis en service entre les années 1970 et 2000. Les réacteurs nucléaires électrogènes actuellement en service dans le monde font partie de cette génération [1]. Tous les réacteurs de cette seconde génération utilisent de l'uranium (naturel ou enrichi) comme combustible et à l'exception des réacteurs britanniques AGR (Advanced Gas-cooled Reactor) qui succèdent à la filière Magnox, l'ensemble des réacteurs de cette génération est composé de réacteurs à eau (légère ou lourde). Cette génération est majoritairement dominée par les REPs (Réacteur à Eau sous Pression) et les REB (Réacteur à Eau Bouillante) qui à eux seuls représentent respectivement ∼60% et ∼20% des réacteurs en exploitation dans le monde [127].

Cette génération comprend également les réacteurs russes VVER (Voda Voda Energo Reactor) reposant sur une conception similaire aux REP occidentaux, les réacteurs russes RBMK (Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyi) et les réacteurs de type CANDU (CANada Deuterium Uranium) de conception canadienne ainsi que leur homologue indien. Les réacteurs russes RBMK font partie de la filière LWGR (Light Water Graphite Reactor) alors que les réacteurs CANDU font partie de la filière PHWR (Pressurized Heavy Water Reactor). Ces derniers ont la particularité d'utiliser de l'uranium naturel comme combustible et un couple modérateur/caloporteur à base d'eau lourde (D_2O). Seuls deux réacteurs à neutrons rapides (un en Chine et un en Russie) sont actuellement reliés au réseau électrique.

En France, les REPs constituent l'ensemble du parc nucléaire. Ce parc est composé de 58 réacteurs répartis dans 19 centrales nucléaires. Un récapitulatif des différents types de réacteur en exploitation dans le monde est présenté dans le tableau 3.1.

Les réacteurs de troisième génération reposent sur les concepts développés et l'expérience acquise avec les réacteurs de seconde génération. Cette génération concerne les réacteurs déployés depuis approximativement 2010 et ne marque pas de rupture technologique avec la seconde génération. Les principales améliorations visées par cette génération concernent l'amélioration des sécurités (avec retour sur expérience des accidents majeurs de Three Miles Islande (1979) et de Tchernobyl (1986)) et des économies d'exploitation et d'utilisation du combustible [128].

En France cette génération sera représentée par le réacteur EPR (European Pressurized Water Reactor) développé dans le cadre d'une coopération franco-allemande. Le premier réacteur de type EPR installé à la centrale nucléaire de Flamanville devrait rentrer en phase de production en 2016 [129].

Dans l'hypothèse d'un arrêt des réacteurs nucléaires français après 40 ans d'exploitation, l'arrêt des premières centrales devrait intervenir entre 2015 et 2020. En raison de la construction extrêmement rapide du parc nucléaire français, 34 réacteurs devraient être arrêtés d'ici 2025, soit près de 50% de la production électrique du parc nucléaire français. Dans l'hypothèse d'une prolongation du nucléaire, les réacteurs de troisième génération seront vraisemblablement utilisés durant les prochaines décennies en attendant le déploiement des réacteurs de quatrième génération [130].

La quatrième génération concerne les réacteurs usuellement appelés *"réacteur du futur"* qui seront déployés à l'horizon 2040-2050. Cette génération marquera une rupture importante avec les réacteurs à eau de la génération précédente. Dans le cadre d'une coopération internationale a été créé en 2001 le GIF (the Generation IV International Forum) [131]. Ce forum a pour objectif d'organiser les recherches et les développements nécessaires aux études de faisabilité des nouveaux concepts de réacteur potentiellement déployables pour la nouvelle génération. Les principaux enjeux de cette génération future concernent :

- la durabilité : économie des ressources en uranium et minimisation des déchets ;
- la compétitivité économique : réduction des coûts de production par kWh ;
- la sûreté et la fiabilité : consiste à éliminer si possible en toute circonstance la nécessité d'évacuer des personnes extérieures au site nucléaire et à renforcer les protections des cœurs en cas d'accident majeur ;

1. Exception faite du réacteur britannique Wylfa-1 de type Magnox toujours en fonctionnement.

– une résistance accrue à la prolifération (détournement de plutonium).

Six principales filières jugées prometteuses ont été retenues par le GIF et sont désormais à l'étude. Il s'agit de deux réacteurs à haute température et caloporteur gaz, deux réacteurs refroidis par métal liquide (sodium et alliage plomb), un réacteur à eau supercritique et un réacteur à sels fondus. Parmi ces six concepts, quatre sont basés sur l'utilisation de neutrons rapides permettant d'exploiter la fertilité de l'^{238}U et cinq font appel au cycle "fermé" du combustible, c'est-à-dire qu'ils sont basés sur un recyclage des noyaux fissiles contenus dans le combustible usé.

Les réacteurs à neutrons rapides sont fortement mis en avant dans la mesure où ils permettraient de pouvoir "recycler" les stocks d'uranium accumulés pendant les précédentes générations. En France, les stocks d'uranium issus des opérations d'enrichissement et de retraitement s'élevaient en 2007 à environ 250 000 tonnes [132]. Cet inventaire est estimé comme étant suffisant pour maintenir notre production d'électricité à son niveau actuel pendant près de 5000 ans [130]. De plus, cette génération ne sera plus forcément limitée à la simple production d'électricité et on envisage la possibilité d'utiliser les réacteurs à des fins de production d'hydrogène (pile à combustible) ou de dessalement d'eau de mer.

En complément des filières retenues par le GIF, un autre concept de réacteur est également exploré : celui des réacteurs pilotés par accélérateur (*Accelerator Driven Systems* - ADS). Il s'agit de réacteur sous-critique dont la réaction en chaine de fission est pilotée à l'aide de neutron de spallation créée par un accélérateur de particules sur une cible de noyaux lourds. Bien que ce type de réacteur puisse être envisagé à des fins de production d'électricité, ces réacteurs sont principalement étudiés à des fins de transmutation des actinides mineurs [133].

Filières regroupées	Connectées au réseau		En construction (2011)	
	Capacité (MWe Net)	Unités	Capacité (MWe Net)	Unités
BWR (Boiling Water Reactor)	77 726	84	5 250	4
FBR (Fast Breeder Reactor)	580	2	1 259	2
GCR (Gas-Cooled Reactor)	8 762	17	0	0
LWGR (Light Water Graphite Reactor)	10 219	15	915	1
PHWR (Pressurized Heavy-Water reactor)	23 140	47	3 212	5
PWR (Pressurized Water Reactor)	248 364	270	47 500	49
Total	368 791	435	58 136	61

TABLE 3.1 – Situation mondiale des unités électronucléaires (31/12/2011) [127]. À la fin de l'année 2011, l'énergie nucléaire représentait 12,56% de la production d'électricité mondiale (toutes origines confondues) et 77,71% de la production française.

3.2 Les réacteurs à eau sous pression

3.2.1 Principe de fonctionnement

La finalité d'un réacteur nucléaire de puissance est la production d'électricité obtenue en faisant tourner une turbine couplée à un alternateur. Les constituants élémentaires d'un réacteur sont :

– de la matière fissile dans laquelle a lieu la fission ;
– un fluide caloporteur dont le but est d'assurer le transfert de la chaleur dégagée par le combustible ;
– dans le cas des réacteurs à spectre thermique, un milieu modérateur permettant de ralentir les neutrons rapides de fission aux énergies thermiques ;

– des matériaux absorbants permettant d'assurer le contrôle et l'arrêt de la réaction en chaîne ;
– des matériaux de structure qui servent à mettre en place les différents composants et donnent une forme déterminée au réacteur.

Un schéma de principe de fonctionnement d'un réacteur à eau sous pression est présenté en figure 3.1. Dans un REP, le combustible est confiné au sein d'assemblages placés dans une cuve et immergés dans de l'eau légère. Cette eau qui constitue le circuit primaire (circuit fermé) circule du bas vers le haut de la cuve avant de traverser les générateurs de vapeur. Cette circulation est assurée par des pompes de circulation. Un pressuriseur permet de maintenir l'eau du circuit primaire à l'état liquide à une pression de 155 bars. Dans les générateurs de vapeur, la chaleur de l'eau du circuit primaire est transférée à l'eau du circuit secondaire consistant également en un circuit fermé.

L'eau du circuit secondaire est maintenue à une pression plus faible de l'ordre de 70 bars qui sous l'action du transfert de chaleur entre en ébullition et forme de la vapeur. Cette vapeur permet ensuite d'entrainer la rotation d'une turbine qui couplée à un alternateur permet la production d'électricité. En sortie de turbine, le retour à l'état liquide de la vapeur d'eau est assuré par un condenseur dans lequel circule de l'eau froide issue d'un fleuve ou de la mer (circuit tertiaire). Le refroidissement de l'eau de ce circuit est assuré par des tours de refroidissement. L'eau du circuit secondaire est ensuite réchauffée avant de retourner aux générateurs de vapeur.

Dans les tours de refroidissement, l'eau est dispersée en fines gouttelettes permettant un bon échange de chaleur entre l'air et l'eau. Une partie de cette eau s'évapore ($\sim$500 à 1000 l.min^{-1}) et le reste est réinjecté dans le circuit après sa récupération dans un bassin de rétention en dessous de la tour. Contrairement au circuit primaire et secondaire, le circuit tertiaire est un circuit ouvert. Par conséquent, en période chaude et/ou en raison d'un débit insuffisant du cours d'eau, une diminution du niveau de puissance voire un arrêt des réacteurs peuvent parfois être nécessaires.

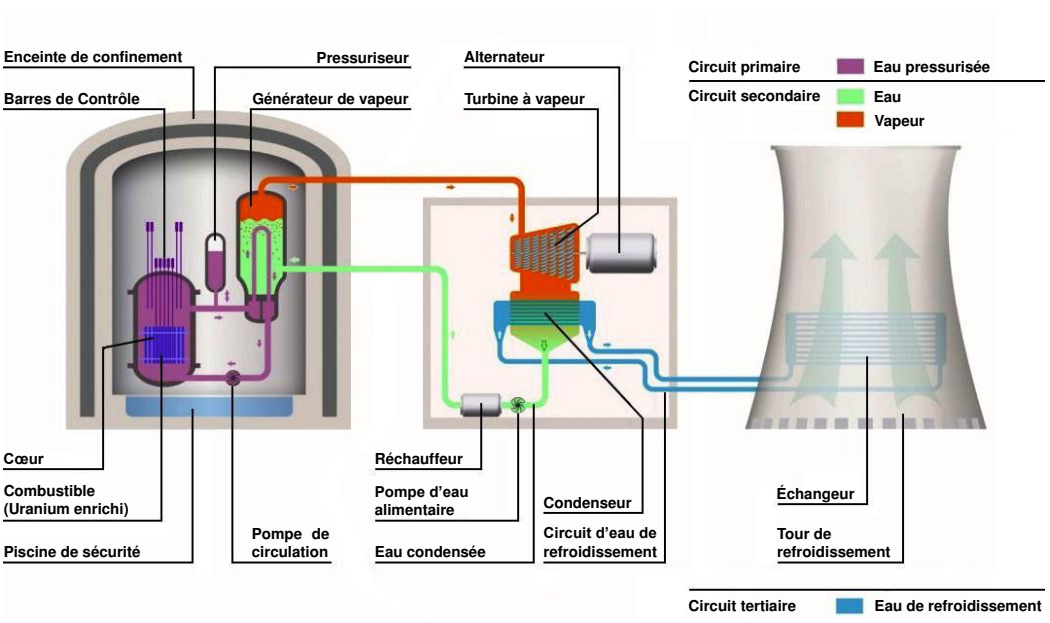


Figure 3.1 – Schéma de principe d'un réacteur nucléaire à eau sous pression [134].

3.2.2 Les paliers de REP

Les REP français actuellement en fonctionnement sont répartis suivant 3 paliers distincts [135]. Chaque palier désigne l'ensemble des centrales nucléaires d'une même puissance électrique. Ces trois paliers sont répartis en 34 tranches pour le palier 900 MWe, 20 tranches pour le palier 1300 MWe

et 4 tranches pour le palier 1450 MWe. Les réacteurs de 1450 MWe constituent le palier "N4" qui regroupe deux réacteurs installés à la centrale de Civaux et deux autres à la centrale de Chooz (premier réacteur mis en service en 1996, le second en 1997). Le palier N4 est un palier "intermédiaire" dans la mesure où il assure la transition entre la 2de et la 3^{e} génération avant l'arrivée de l'EPR. Les REP-N4 constituent actuellement les réacteurs les plus puissants en exploitation dans le monde. Un descriptif des caractéristiques des différents paliers des REPs français est présenté dans le tableau 3.2.

Palier		**P3**	**P4 et P4'**	**N4**	**EPR**
Puissance électrique nominale[1]	(MWe)	900	1 300	1 450	1 630
Puissance thermique nominale[1]	(MWth)	2 785	3 817	4 270	4 524
Rendement	(%)	31,6 à 33,1	34,1 à 35	35,7 à 35,9	37
Hauteur active	(m)	3 660	4 270	4 270	4 200
Puissance linéique moyenne	(W.cm^{-1})	178	170,5	179,6	155
Diamètre interne de la cuve	(m)	4 003	4 394	4 486	4 885
Température de l'eau en entrée cuve	($^{\circ}$C)	286	292,8	292,2	295,6
Température de l'eau en sortie cuve	($^{\circ}$C)	323,2	328,7	329,6	330,2
Pression circuit primaire	(bar)	155	155	155	155
Nombre d'assemblages		157	193	205	241
Nombre de crayons par assemblage		264	264	264	265
Nombre de grappes de contrôle		57	65	73	89
Nombre de générateurs de vapeur		3	4	4	4

TABLE 3.2 – Caractéristiques principales des REPs (programme français) [135, 136, 137].

3.2.3 Le combustible

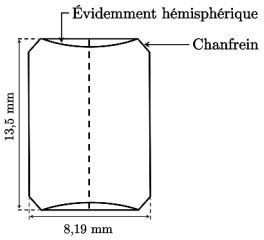
Le combustible des REPs est généralement de l'oxyde d'uranium (UO_2) faiblement enrichi en ^{235}U. L'enrichissement massique initial en ^{235}U du combustible est généralement compris entre 3% et 5% (∼0,7% avant enrichissement) [138]. Les différents éléments constituant un cœur de réacteur sont présentés en figure 3.2.

L'oxyde d'uranium est conditionné sous forme de pastille frittée [2] en forme de cylindre de 13,5 mm de hauteur et 8,19 mm de diamètre [138]. Les pastilles sont empilées dans des gaines métalliques afin de constituer des crayons de combustible. La hauteur des crayons diffère suivant les paliers de REP (4,27 m pour les REP-N4). L'alliage le plus couramment utilisé est le Zircalloy-4 (Zr-4), mais il est actuellement remplacé par de nouveaux alliages, également à base de zirconium, présentant une meilleure tenue sous irradiation [3]. L'espace libre entre les pastilles et la gaine est rempli d'hélium sous pression (∼25 bars) afin de compenser la pression du circuit primaire (∼155 bars). Ce gap d'hélium permet d'assurer la dilation du combustible et l'expansion des produits de fission gazeux suite à leur libération du combustible. Les crayons sont terminés à leur extrémité par des bouchons assurant le confinement

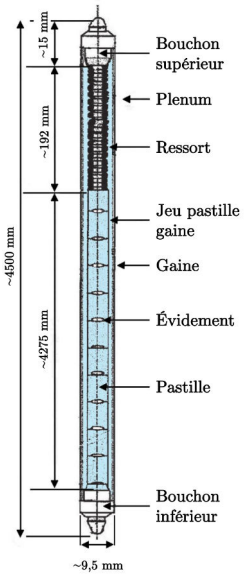
1. Des valeurs légèrement différentes peuvent être observées dans la littérature. Ces différences proviennent des différents régimes de pilotage des cœurs pouvant être utilisés. Chacun des régimes correspond à des conditions de fonctionnement différentes (T°, pression...) et donc à des rendements plus ou moins élevés. Les rendements des REPs sont dans tous les cas limités par le rendement du cycle de Rankine [142].

2. Le frittage est un procédé de fabrication de pièce consistant à chauffer une poudre à haute température sans l'amener jusqu'à la fusion. Sous l'effet de la chaleur, les grains se soudent entre eux. Une température de 1700 $^{\circ}$C est utilisée pour le combustible UO_2. Cette technique permet d'obtenir des pastilles de densité voisine de celle de la densité théorique. Une densité typiquement de l'ordre de 95% de la densité théorique de l'UO_2 ($\rho = 10{,}96$ g.cm^{-3}) est obtenue.

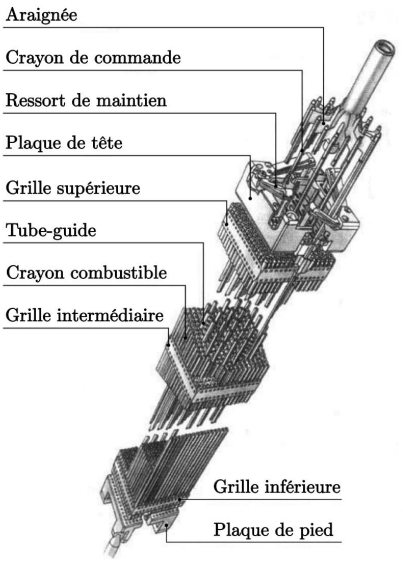
3. AREVA-NP utilise désormais des alliages "M5" constitués de zirconium et alliés entre autres à du niobium. Le zircaloy présente en effet une tendance à s'oxyder et à s'hydrurer sous irradiation [143]. Ces effets indésirables engendrent des risques de rupture prématurée des tubes lors des phases de manutention et d'entreposage des assemblages.



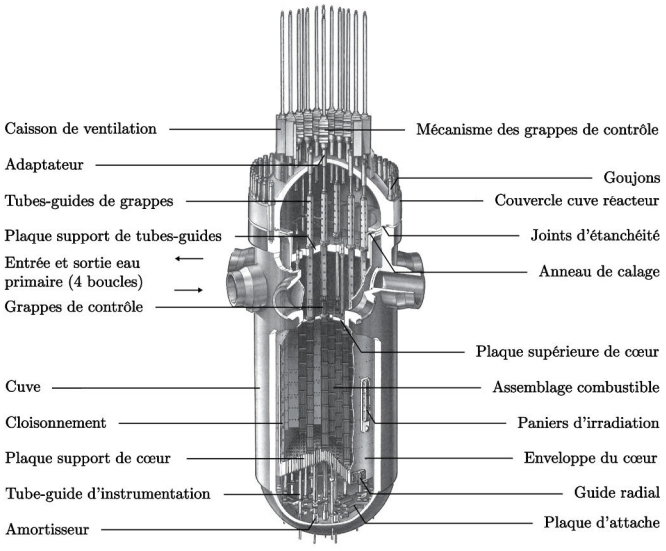
(a) Pastille combustible



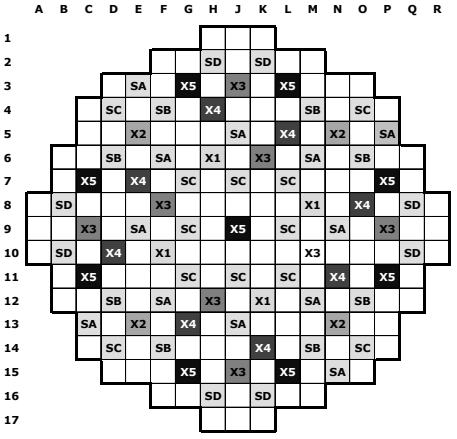
(b) Crayon combustible



(c) Assemblage combustible



(d) Cœur



(e) Matrice cœur

Figure 3.2 – Schémas d'une pastille (a) [139], d'un crayon (b) [135], d'un assemblage (c) [140] et d'un cœur de REP (d) [137]. En figure (e) est présentée la matrice de positionnement des assemblages au sein d'un cœur du palier N4 [141]. Les sigles associés à certains assemblages représentent les positions des différents groupes de grappe de régulation et d'arrêt du cœur.

du combustible [4]. Le bouchon supérieur est précédé d'un ressort permettant d'assurer le maintien des pastilles de combustible.

Les crayons de combustible sont regroupés afin de former des assemblages. Les assemblages sont constitués d'un maillage de section carrée 17×17. Les assemblages de REP-N4 regroupent 264 crayons de combustible et 25 tubes guides. 24 d'entre eux sont dédiés à l'insertion des grappes de contrôle et

4. Pour les REPs, on distingue trois barrières de confinement du combustible : la gaine des crayons, le circuit primaire et l'enceinte de confinement en béton du réacteur.

le tube central est dédié à l'instrumentation des cœurs. Des grilles de maintien situées sur toute la hauteur des assemblages permettent d'assurer le maintien des crayons et la circulation de l'eau entre les crayons afin d'assurer l'évacuation de la chaleur (structure ouverte). Le cœur d'un REP-N4 est constitué d'un ensemble de 205 assemblages en position verticale entouré d'un réflecteur de neutrons en acier inoxydable. Le tout est plongé dans le caloporteur (circuit primaire). Au total, un REP-N4 contient de l'ordre de 17 millions de pastilles de combustible pour une masse totale de combustible de l'ordre de 125 tonnes (∼608 kg d'UO_2 dans un assemblage neuf).

En fonctionnement normal, la température centrale pastille (point le plus chaud) varie typiquement entre 700 et 1 200 °C, et peut monter jusqu'à 1 800°C lors d'un transitoire de puissance. Un profil de température typique dans une pastille de combustible est présenté en figure 3.3.

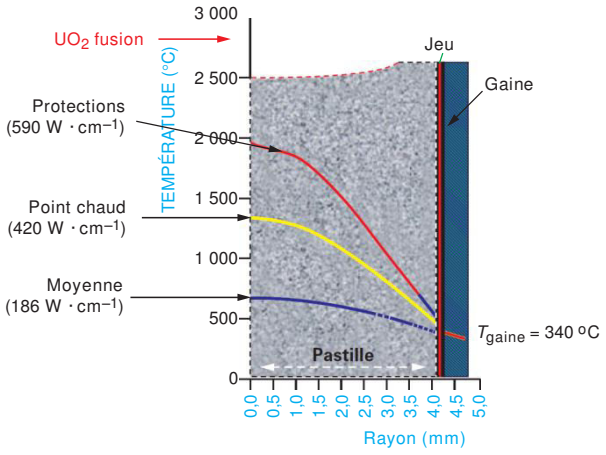


FIGURE 3.3 – Profils de température dans un crayon typique du fonctionnement dans un REP [144].

La majorité des REPs utilise de l'uranium enrichi comme combustible. Toutefois, dans certains pays, dont la France, on fabrique également des combustibles à oxyde mixte UO_2-PuO_2 utilisant du plutonium issu du traitement des combustibles usés à l'usine d'AREVA de la Hague. Le combustible MOX utilise de l'uranium appauvri issu du processus d'enrichissement du combustible UO_2. La concentration en ^{235}U de l'uranium appauvri est de l'ordre de 0,2% [145]. La radiotoxicité importante de la plupart des isotopes de plutonium engendre des contraintes de fabrication des assemblages neufs et implique des protections supplémentaires lors des opérations de chargement-déchargement des assemblages MOX. L'utilisation de combustible MOX dans un réacteur a pour conséquence de modifier certaines caractéristiques physiques du cœur. Dans le cas des REPs conçus pour recevoir du combustible UO_2, il est nécessaire de réanalyser l'ensemble des accidents affectant la thermohydraulique et la réactivité du cœur afin de pouvoir utiliser des assemblages MOX[5]. Pour ces raisons, l'utilisation de combustible MOX dans les réacteurs français est soumise à autorisation de l'autorité de sureté nucléaire (ASN).

Fin 2013, 24 réacteurs de 900 MWe du parc français étaient autorisés à recevoir du combustible MOX et 22 en utilisaient. La teneur moyenne en plutonium du combustible MOX de ces réacteurs était de 8,65% [146].

5. L'utilisation de combustible MOX dans un cœur se traduit par une perte d'efficacité des absorbants et du bore et une diminution de la fraction de neutrons retardés, ce qui implique le plus souvent : l'ajout de nouvelles grappes de contrôle, une modification des schémas d'implémentation des grappes dans le cœur et l'augmentation de la concentration en bore dans certains réservoirs [145]. Les paramètres de contrôle de la réactivité des cœurs seront discutés en section 3.4.

3.2.4 Taux de combustion

Le taux de combustion désigne la fraction de noyaux consommés d'un combustible nucléaire [147]. Il s'exprime en pourcentage de noyaux lourds qui a subi une fission (% FIMA pour *fission per initial metal atom*). En pratique, il est difficile d'accéder au pourcentage d'atome ayant fissionné et il est plus commode d'exprimer le taux de combustion en terme de quantité d'énergie fournie. Le taux de combustion (*"burnup"* en anglais) en mégawatt jours par tonne initiale de noyaux lourds s'exprime comme étant :

$$B(t)\,[\mathrm{MWj/t}] = \frac{1}{M_{NL_i}} \int_0^t P_{th}(t')dt' \tag{3.1}$$

où P_{th} est la puissance thermique instantanée en MW fournie par le combustible, M_{NL_i} est la masse initiale de noyaux lourds en tonne dans le combustible et t le temps en jours depuis le début de l'irradiation. Cette variable est extrêmement pratique pour caractériser l'histoire d'un combustible puisqu'elle permet de s'affranchir de l'historique de puissance utilisé durant l'irradiation.

En considérant l'approximation que chaque fission libère environ 200 MeV, on obtient la correspondance : 1 gramme fissionné $\simeq$ 1MWj[6]. En première approximation, un réacteur de 1000 MWe avec un rendement de 33% fissionne donc 3,3 kg de noyaux lourds par jours.

Dans le cas d'un combustible UO_2, le burnup maximal pouvant être atteint est limitée par [141] :

- l'enrichissement initial en ^{235}U ;
- le profil axial du taux de combustion ;
- le niveau d'empoissonnement du combustible par les PF et les actinides mineurs ;
- la résistance des matériaux à de longues périodes d'irradiation (apparition de déformation et de fissure dans les gaines des crayons)

Dépendant de ces contraintes, des burnups typiquement compris entre 30 GWj/t et 50 GWj/t[7] peuvent actuellement être atteints par des assemblages UO_2 en REP [141]. À titre de comparaison, des taux de combustion de l'ordre de 10 GWj/t sont obtenus par les réacteurs CANDU utilisant de l'uranium naturel et des burnups de l'ordre de 100 GWj/t sont attendus par les prochains réacteurs RNR [141].

3.2.5 Rechargement des cœurs

Un cycle ou une campagne d'irradiation correspond à la période de fonctionnement d'un réacteur entre deux rechargements consécutifs [141]. La longueur d'une campagne diffère suivant les paliers de REP et le type de combustible utilisés. En France, la durée d'un cycle est typiquement comprise entre 12 et 18 mois[8] et la période d'arrêt entre deux cycles d'irradiation peut varier selon les opérations de maintenance à effectuer. Cette période est typiquement de l'ordre de 6 à 8 semaines. À chaque rechargement, qui s'effectue à l'arrêt du réacteur, uniquement une fraction du combustible usé est déchargé et remplacé par du combustible neuf. On parle alors de gestion par 1/3 ou par 1/4 du cœur suivant la fraction de combustible remplacée entre chaque campagne.

Suite à un arrêt, un plan de rechargement définissant le positionnement des assemblages neufs et usés dans le cœur est réalisé. Les plans de chargement sont réalisés en respectant un certain nombre de critères d'optimisation dont, entre autres :

- la disponibilité d'un réservoir de réactivité suffisant pour la durée envisagée pour le cycle ;
- l'homogénéisation de la nappe de flux neutronique dans le cœur afin de limiter le facteur de forme (ratio de la puissance locale maximum par rapport à la puissance moyenne) ;

6. Sans utiliser d'approximation et en considérant les énergies par fission issues de [95], 1 gramme fissionné correspond à : ^{235}U : 0,960 MWj, ^{238}U : 0,964 MWj, ^{239}Pu : 0,981 MWj, ^{241}Pu : 0,990 MWj.

7. Taux de combustion moyen de décharge des assemblages des REPs français en 2007 [141] (les valeurs entre parenthèses correspondent à l'enrichissement initial du combustible) :
REP-900MWe (3,25%) : 33 GWj/t ; REP-1300MWe (3,6%) : 42 GWj/t ; REP-1450MWe (3,4%) : 43 GWj/t.

8. La longueur d'une campagne s'exprime en jours équivalents pleine puissance (jepp).

– la minimisation de la fluence cuve (nombre de neutrons rapides reçus par la cuve par unité de surface) à l'origine de son vieillissement prématuré.

3.2.6 Le modérateur-caloporteur

Dans les REPs et de manière plus générale dans tous les réacteurs à spectre thermique, le ralentissement des neutrons rapides de fission aux énergies thermiques est assuré par l'utilisation d'un milieu modérateur utilisant des noyaux légers. Le choix du modérateur va de pair avec le combustible utilisé. Dans les REPs, l'eau du circuit primaire joue à la fois le rôle de caloporteur et de modérateur.

Le problème de la diffusion élastique d'un neutron sur un noyau quelconque de masse m peut être traité de manière classique [148, 149], et on peut montrer que suite à un choc, un neutron incident d'énergie E_0 aura après diffusion une énergie E_1 tel que :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{M^2 + 2Mm\cos\theta + m^2}{(M+m)^2} = \frac{1}{2}[1 + \alpha + (1-\alpha)\cos\theta] \tag{3.2}$$

où m et M sont respectivement la masse du neutron et la masse du noyau diffuseur, θ l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse et α une variable définit par $\alpha = (\frac{A-1}{A+1})^2$ où $A = M/m$.

Pour des raisons pratiques (calcul[9] ou tracé de flux), il est parfois pratique d'utiliser l'unité de léthargie (grandeur sans dimension) définie par :

$$U = \ln\frac{E_{ref}}{E} \tag{3.3}$$

La léthargie est une grandeur sans dimension qui augmente lorsque l'énergie diminue. Le choix de l'énergie de référence E_{ref} est arbitraire. On peut montrer le nombre de choc n nécéssaire pour franchir l'intervalle de léthargie $\Delta U = \ln\frac{E_0}{E_1}$ vaut :

$$n = \frac{\Delta U}{\xi} \tag{3.4}$$

où ξ est le gain moyen de léthargie par choc (aussi appelé paramètre de ralentissement) défini par :

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha}\ln\alpha \tag{3.5}$$

ξ permet de caractériser l'efficacité du ralentissement par un noyau.

Les nombres moyens de diffusions nécessaires à la thermalisation de neutron rapide calculé à partir de cette formule sont présentés en tableau 3.3 pour différents noyaux modérateur. Comme nous pouvons le voir dans ce tableau, la perte moyenne d'énergie par choc est d'autant plus élevée que le noyau diffuseur a une masse faible. Le nombre de chocs nécessaires à la thermalisation d'un neutron rapide de fission est ainsi d'autant plus faible que le noyau diffuseur est léger.

9. On peut montrer que les pertes d'énergie moyenne par choc $\bar{\Delta E}$ dépendent de l'énergie initiale du neutron. En revanche, en utilisant l'unité de léthargie, la perte d'énergie par choc est indépendante de la léthargie initiale. Utiliser la léthargie comme unité revient en quelque sorte à se placer dans le référentiel du ralentissement.

	$^{1}_{1}$H	$^{2}_{1}$H	$^{12}_{6}$C	$^{16}_{8}$O	$^{23}_{11}$Na
nombre de chocs	18	25	112	152	215
diffusion [barns]	20,4	3,4	4,74	3,89	3,2
absorption [barns]	$3{,}32.10^{-1}$	$5{,}10.10^{-4}$	$3{,}37.10^{-3}$	$1{,}91.10^{-4}$	$5.53.10^{-1}$

Table 3.3 – Comparaison des principaux noyaux modérateurs [149]. Les nombres de chocs correspondent aux nombres moyens de chocs nécessaires à la thermalisation d'un neutron (2 MeV → 0,0253 eV). Les sections efficaces de diffusion sont prises pour des neutrons épithermiques de quelque eV et les sections efficaces d'absorption pour des neutrons thermiques (0,0253 eV).

Bien que le nombre de chocs moyen nécessaire à la thermalisation d'un neutron rapide nous renseigne sur la capacité de modération d'un milieu, ce nombre n'est pas suffisant pour caractériser un milieu modérateur. En effet, il est également nécessaire de tenir compte de la section efficace de diffusion et d'absorption du milieu. D'autres paramètres tels que le *"pouvoir modérateur"* m et le *"facteur de qualité"* r sont ainsi utilisés pour caractériser un milieu modérateur [149, 148]. Ces deux facteurs sont définis comme étant :

$$\begin{aligned} m &= \xi \times \Sigma_s \\ r &= \xi \times \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} \end{aligned} \tag{3.6}$$

où Σ_s et Σ_a sont les sections efficaces macroscopiques moyennées de diffusion et d'absorption du milieu modérateur.

Comparativement aux autres modérateurs, l'eau présente la meilleure capacité à modérer les neutrons ($m_{H_2O} = 1,377\,\mathrm{cm}^{-1}$, $m_{D_2O} = 0,180\,\mathrm{cm}^{-1}$). Toutefois, son importante section efficace d'absorption des neutrons thermiques implique l'utilisation d'uranium enrichi pour obtenir un état critique du réacteur. Pour cette raison, les réacteurs utilisant de l'uranium naturel tels que les CANDU utilisent un modérateur à base de deutérium présentant une plus faible section efficace d'absorption à basse énergie ($r_{H_2O} = 75$, $r_{D_2O} = 22\,500$). Les sections efficaces de diffusion et d'absorption de l'hydrogène et du deutérium sont présentées en figure 3.4.

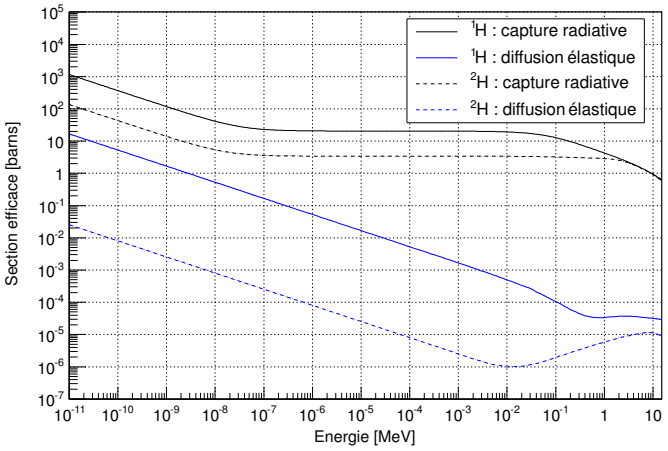


Figure 3.4 – Sections efficaces de captures radiatives et de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène et le deutérium pour la base de sections efficaces ENDFB/VII.1 [150].

Un spectre en énergie de neutrons dans un combustible neuf de REP est présenté en figure 3.5. Sur le graphique de droite présentant le flux par unité de léthargie, nous pouvons distinguer trois zones :

- une bosse à haute énergie correspondant aux spectres de fission des noyaux fissiles ;
- de nombreux pics et creux dans la zone épithermique traduisant la présence de résonances dans les sections efficaces de fission et de capture des isotopes d'uranium (cf. figure 3.6) ;
- une bosse à basse énergie traduisant l'équilibre thermique des neutrons avec le milieu. Une fois les neutrons thermalisés par le modérateur, leur distribution en énergie est décrite par la loi de Maxwell-Boltzman et l'énergie cinétique des neutrons pour la vitesse la plus probable est : $E = k.T$ (soit $E_0 = 0{,}0253$ eV pour $T_0 = 293{,}6$ K (20,4°C)).

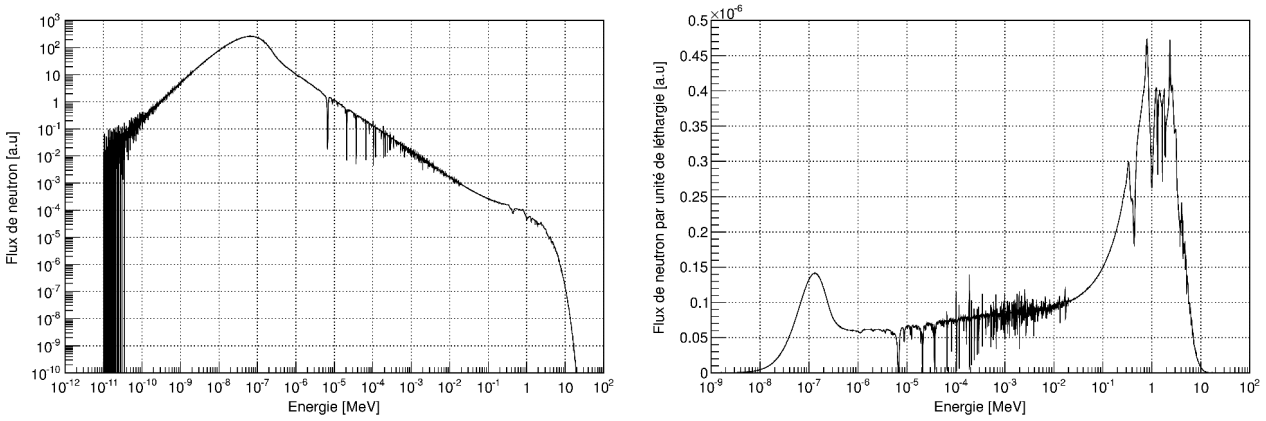


FIGURE 3.5 – Spectre en énergie des neutrons au sein d'un combustible UO_2 neuf d'un REP enrichi à 4% en ^{235}U. Les deux figures présentent le même résultat, cependant la figure de droite présente le flux par unité de léthargie.

3.3 Interaction neutron-matière

3.3.1 La fission et la capture

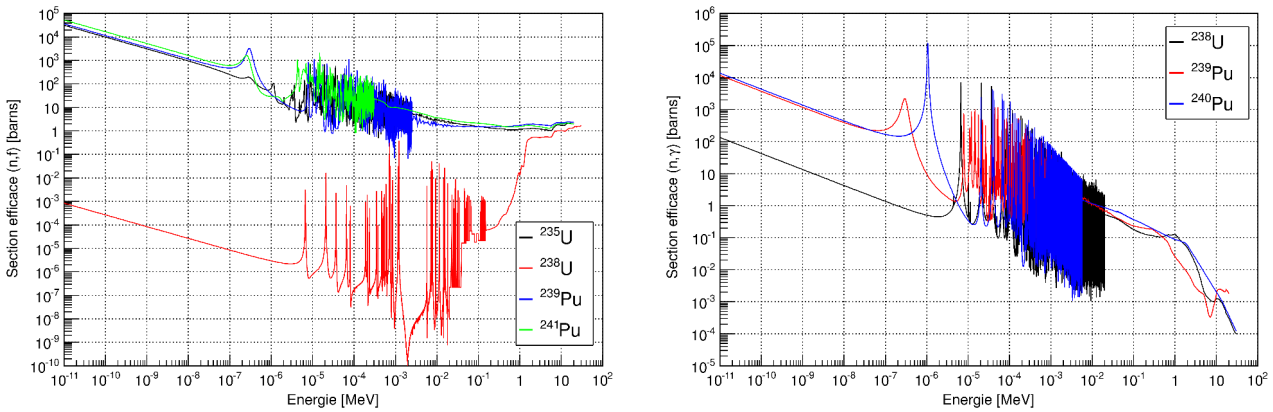
Dès que la réaction en chaine est initiée [10], principalement deux processus concurrents ont lieu au sein du combustible : la fission et la capture neutronique (on néglige ici les réactions (n,2n) et (n,3n)). Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le combustible neuf est composé d'uranium ^{235}U et ^{238}U. Les autres noyaux fissiles apparaissent avec l'irradiation et la conversion des noyaux fertiles d'^{238}U en isotopes fissiles de plutonium ^{239}Pu et ^{241}Pu ; cette conversion résultant d'une succession de captures et de décroissances radioactives (cf. équation 2.8).

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent, dans les REPs, plus de 99% de la puissance thermique est induite par la fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu, de l'^{238}U et du ^{241}Pu. La part restante est induite par la fission des autres isotopes formés durant l'irradiation dont entre autres l'^{236}U, le ^{240}Pu et le ^{242}Pu.

Les sections efficaces de fission et de capture des principaux isotopes d'uranium et de plutonium sont présentées en figure 3.6. Comme nous pouvons le voir, l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu fissionnent préférentiellement à basse énergie tout en présentant d'importantes résonances de fission pour des neutrons épithermiques. Pour le ^{239}Pu et le ^{241}Pu, nous noterons la présence d'une large résonance de capture autour de $2{,}5.10^{-7}$ MeV. Par opposition, l'^{238}U présente une faible probabilité de fission à basse énergie et la fission de cet isotope est privilégiée pour des neutrons épithermiques et rapides. Bien que l'^{238}U ne soit pas fissile, son importante concentration initiale dans le combustible lui permet de contribuer de manière significative à la puissance du réacteur.

10. Au démarrage, la réaction en chaîne est initiée grâce à une source radioactive. Il s'agit le plus souvent d'une source mixte d'américium-béryllium [148]. L'isotope 241 de l'américium est émetteur α ($T_{1/2} = 432,7$ j). Cet α peut alors interagir avec le béryllium pour former un atome de carbone et un neutron suivant la réaction : ${}^{9}_{4}Be + \alpha \rightarrow {}^{12}_{6}C + n$.

Les valeurs de ces sections efficaces moyennées sur un spectre de neutrons de REP sont présentées dans le tableau récapitulatif 3.4. Un exemple d'évolution de l'inventaire d'un combustible UO_2 est également présenté en figure 3.7.



(a) Sections efficaces de fission **(b)** Sections efficaces de capture

Figure 3.6 – (a) : Sections efficaces de fission des principaux isotopes d'uranium et de plutonium contribuant à la puissance thermique des REPs. (b) : Sections efficaces de capture des isotopes impliqués dans la chaine de production des isotopes fissiles de plutonium. La base de sections efficaces ENDFB/VII.1 a été utilisée [150].

La capture neutronique est également responsable de la formation d'isotopes lourds ne présentant pas d'intérêt en terme de production d'énergie. Ces actinides sont qualifiés d'*actinides mineurs*. Les principaux actinides mineurs produits en REP sont les isotopes : ^{237}Np, ^{241,243}Am et ^{243,244,245}Cm. Dans le cas d'un combustible usé pour lequel un retraitement est effectué (récupération de l'uranium et du plutonium), les actinides mineurs constituent la composante la plus active des déchets à vie longue, et ce malgré leur très faible quantité (<0,1% des noyaux lourds d'un combustible [151]). Cette problématique des actinides mineurs fait ainsi l'objet d'études visants à extraire et à transmuter ces actinides dans les réacteurs de nouvelle génération [152].

La fission nucléaire est à l'origine de la formation de produits de fission, de l'émission de neutrons et d'un dégagement d'énergie. Ces différentes composantes sont explicitées dans les paragraphes à suivre.

3.3.2 Les produits de fission

Les produits de fission (PF) se répartissent statistiquement suivant des rendements de fission tels que ceux présentés en figure 2.9b du chapitre 2 pour les isotopes d'uranium et de plutonium. La fission est un processus asymétrique et les distributions des PF sont caractérisés par la présence de deux bosses situées autour de $A \simeq 95$ et $A \simeq 140$. Cette asymétrie provient du fait que les produits de fission ont tendance à préférentiellement se répartir autour des nombres magiques des noyaux [148], ce qui conduit à former un noyau léger et un noyau plus lourd.

En très grande majorité, la fission conduit à la formation de 2 PF. Toutefois, dans de plus rares cas, un troisième produit de fission de masse très faible ($A \lesssim 16$) peut être produit. Pour les isotopes d'uranium et de plutonium, la fission ternaire concerne $\sim$0,2% des fissions [86]. Dans près de 90% des cas, le troisième noyau émis est une particule α et dans 7% des cas un noyau de tritium [86].

Les distributions en masse des produits de fission dépendent du noyau cible et de l'énergie incidente du neutron. Dans les bases de données, les taux de production des PF sont tabulés pour trois valeurs

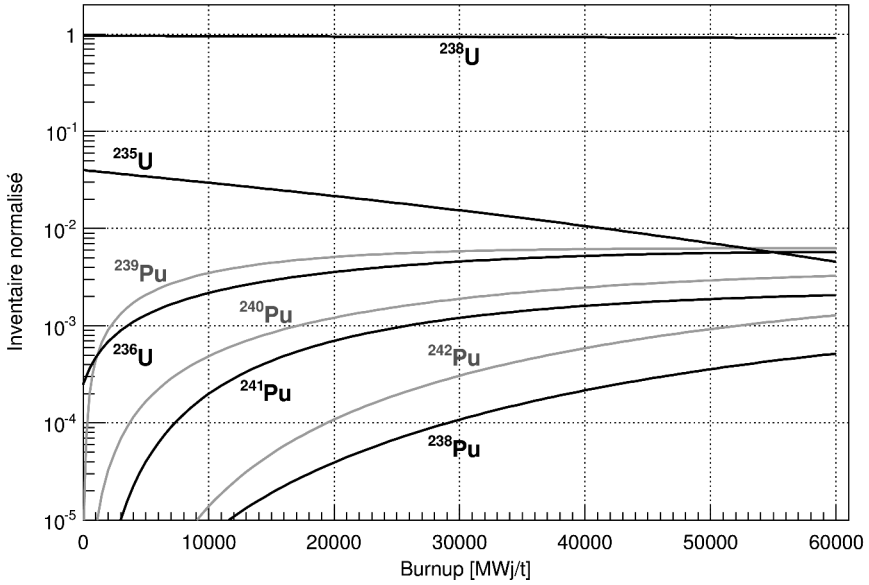


FIGURE 3.7 – Évolution typique des inventaires des principaux isotopes d'uranium et de plutonium pour un combustible UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U. Les inventaires sont normalisés à l'inventaire initial en noyaux lourds.

en énergie des neutrons incidents : 0,025 eV (thermique), 400 keV (épithermique) et 14 MeV (spallation). On distingue deux types de rendements des produits de fission : les rendements indépendants et les rendements cumulés. Les rendements indépendants correspondent au pourcentage d'isotopes crées directement par fission après émission des neutrons prompts, mais avant les neutrons retardés. Les rendements cumulés correspondent quant à eux à la probabilité d'apparition des isotopes par fission directement ou par décroissance de leurs pères dans la chaîne de décroissance. Ces rendements reviennent donc à considérer que l'ensemble des noyaux se désintègre instantanément après la fission.

3.3.3 Les neutrons de fission

À chaque fission, ce sont en moyenne 2 à 3 neutrons qui sont émis [148]. On distingue deux types de neutrons : les neutrons prompts et les neutrons retardés. Les neutrons prompts sont émis par évaporation par les deux fragments de fission et sont émis dans un laps de temps très court de l'ordre de 10^{-17} s après la scission du noyau. Ces neutrons sont émis suivant un spectre en énergie compris entre 0 et 10 MeV et une énergie moyenne de l'ordre de 2 MeV. Les spectres de fission diffèrent légèrement d'un noyau à l'autre et sont dépendants de l'énergie du neutron incident. Différentes fonctions analytiques permettre de décrire ces spectres (spectres de Watt [11], Cranberg...). Les neutrons retardés, issues de la décroissance des produits de fissions émetteurs β^-, sont émis en très faible proportion avec des temps d'émission beaucoup plus longs allant de la seconde à la minute et des énergies plus faibles (environ 0,2 à 0,6 MeV). Bien que les neutrons retardés ne constituent qu'une très faible proportion des neutrons de fission (∼0,7% pour l'^{235}U et ∼0,2% pour le ^{239}Pu en spectre thermique), leur délai d'émission plus long que les neutrons prompts permet d'augmenter la durée de vie moyenne des neutrons dans le cœur et ainsi de limiter la vitesse de variation de réactivité du cœur suite à une augmentation ou diminution du flux et donc du nombre de fissions. Les nombres de neutrons prompts et retardés émis par fission pour les isotopes d'uranium et de plutonium sont présentés en tableau 3.4. Nous pouvons ainsi constater le plus faible nombre de neutrons retardés émis par le ^{239}Pu par rapport à l'^{235}U (0,006 pour le ^{239}Pu contre 0,016 pour l'^{235}U). Cette différence induit une sensibilité plus importante des

11. Un spectre de Watt de fission est présenté au chapitre suivant (cf. figure 4.4).

combustibles moxés aux variations rapides de réactivité et donc à des contraintes de pilotage plus importantes.

	Section efficace [barns]		$\bar{\nu}$		
	(n,fis)	(n,γ)	$\bar{\nu}_{prompts}$	$\bar{\nu}_{retardés}$	β_r [%]
^{235}U	33,96	8,23	2,422	0,016	0,66
^{236}U	0,29	6,35	2,588	0,021	0,82
^{238}U	0,10	0,87	2,774	0,046	1,63
^{239}Pu	83,38	47,02	2,861	0,006	0,23
^{240}Pu	0,59	105,34	3,121	0,009	0,27
^{241}Pu	86,98	31,46	2,917	0,016	0,55
^{242}Pu	0,45	29,28	3,213	0,018	0,55

Table 3.4 – Sections efficaces moyennées de fission et de capture des principaux isotopes d'uranium et de plutonium. Les nombres moyens de neutrons prompts ($\bar{\nu}_{prompt}$) et retardés ($\bar{\nu}_{retardé}$) émis par fission sont également présentés. Le paramètre β_r représente la proportion de neutrons retardés émis par rapport au nombre total de neutrons de fission. Les valeurs de sections efficaces et de nombres de neutrons par fission reportés dans ce tableau sont moyennées pour un spectre de neutrons typique de REP à 30 000 MWj/t en utilisant les bases de données ENDF/B-VI.8 [150].

3.3.4 L'énergie libérée par fission

L'énergie libérée lors d'une fission induite se décompose en deux parties. La première est l'énergie libérée instantanément par la fission et répartie entre les fragments de fission, les photons gamma instantanés et les neutrons prompts de fission. La seconde partie est l'énergie différée libérée suite aux décroissances des produits de fission instable. Cette énergie est répartie entre les électrons, les photons gamma, les neutrons retardés et les antineutrinos de décroissance.

Dans un réacteur, l'énergie récupérable ne correspond pas à exactement à la totalité de l'énergie libérée par les fissions puisqu'il faut tenir compte de l'énergie produite par les captures radiatives ne provoquant pas de fission et ne pas considérer l'énergie emportée par les neutrinos. L'énergie moyenne par fission E_f absorbée dans un réacteur peut s'exprimer comme étant [12] :

$$E_f = E_{tot} - \langle E_\nu \rangle - \Delta E_{\beta\gamma} + E_{nc} \tag{3.7}$$

où :
- E_{tot} est l'énergie totale libérée par la fission du moment où le neutron est absorbé jusqu'à la fin de la décroissance β^- de l'ensemble des produits de fission ;
- $\langle E_\nu \rangle$ est l'énergie moyenne emportée par les antineutrinos suite aux décroissances β^- des produits de fission ;
- E_{nc} est l'énergie libérée suite aux captures neutroniques (sans fission) dans les différents matériaux du cœur (actinide, produit de fission, modérateur et matériaux de structure) ;
- $\Delta E_{\beta\gamma}$ est l'énergie des e^- et des γ des produits de fission qui n'ont pas encore décru au moment de la fission (cette énergie à l'origine de la majeure partie de la puissance résiduelle des réacteurs).

Les énergies E_f calculées dans la publication [95] concernent l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu en spectre thermique de REP. Les résultats d'énergie moyenne par fission sont fournis au temps moyen d'un cycle d'irradiation. Les valeurs de chacune des composantes pour les quatre isotopes contribuant

12. Nous adoptons ici la notation issue de la publication de *"V. Kopeikin et al."* [95] dont les résultats de calcul d'énergie par fission ont été utilisés pour les simulations des réacteurs de Chooz et pour le calcul du flux d'antineutrinos de l'expérience Double Chooz.

majoritairement à la puissance d'un REP sont présentées en 3.5. Nous noterons que l'ensemble des composantes de E_f est dépendant du type de réacteur considéré, du temps d'irradiation du combustible et des conditions de pilotage du cœur.

noyaux	E_f	E_{tot}	$\langle E_\nu \rangle$	E_{nc}	$\Delta E_{\beta\gamma}$
^{235}U	201,92±0,46	202,79±0,06	9,07±0,32	8,55±0,32	0,35±0,02
^{238}U	205,52±0,96	205,59±0,13	11,00±0,80	10,92±0,28	0,33±0,03
^{239}Pu	209,99±0,60	207,32±0,08	7,22±0,27	11,19±0,28	0,30±0,02
^{241}Pu	213,60±0,65	211,04±0,12	8,71±0,30	11,56±0,29	0,29±0,03

TABLE 3.5 – Valeurs des différentes composantes de l'énergie libérée par fission des quatre isotopes contribuant majoritairement à la puissance thermique des REPs au temps moyen d'un cycle d'irradiation [95].

Dans la suite du manuscrit, lorsque nous parlerons d'énergie moyenne libérée par fission, nous nous référerons à l'énergie E_f restante dans le cœur.

3.4 Criticité

3.4.1 Coefficient de multiplication

La réaction en chaîne est caractérisée par le coefficient de multiplication effectif de neutron k_{eff} [147]. Ce coefficient est défini par :

$$k_{eff} = \langle \nu \rangle \frac{\text{Nombre de fissions après absorption}}{\text{Nombre d'absorptions} + \text{Nombre de fuites}} \tag{3.8}$$

Dans le cas ou on considère une population initiale constitué de n_0 neutron, le nombre n_n de neutron généré à la *n-ième* génération est de $n_n = n_0.(k_{eff})^n$ (en considérant une valeur constante du k_{eff} au cours de la multiplication). Suivant la valeur de k_{eff} d'un milieu on distingue 3 cas :

- $k_{eff} > 1$ ($n_0 > n_1 > n_2...$). Le milieu est dans un état surcritique. La population de neutrons croît d'une génération à l'autre. Dans le cas d'un réacteur, on retrouve cette situation lors d'une divergence (lorsque le niveau de puissance augmente) ;
- $k_{eff} = 1$ ($n_0 = n_1 = n_2...$). Le milieu est dans un état critique avec une population neutronique constante. Il s'agit du fonctionnement normal d'un réacteur à puissance constante ;
- $k_{eff} < 1$ ($n_0 < n_1 < n_2...$). Le milieu est sous-critique. La population neutronique décroît, conduisant à un arrêt du réacteur.

Le bilan neutronique d'un système infini, c'est à dire d'un milieu sans fuite de neutrons, peut-être exprimé en fonction de quatre facteurs (formule des quatre facteurs [147]). Ce raisonnement s'effectue en partant d'une fission thermique et en analysant ensuite les événements intervenant jusqu'à la fission suivante. À partir de cette formule, le k_∞ s'exprime par :

$$k_\infty = \epsilon p f \eta \tag{3.9}$$

Ordre de grandeur pour un REP : $\epsilon \simeq 1,07$; $p \simeq 0,75$; $f \simeq 0,92$; $\eta \simeq 1,78$; $k_\infty \simeq 1,31$.

où : – p est le facteur antitrappe. Il s'agit de la probabilité qu'un neutron rapide ralentisse jusque dans le domaine thermique (<1 eV) sans être capturé. Le terme trappe fait ici référence aux importantes résonances de capture de certains noyaux et principalement de l'^{238}U ;
– f est le facteur d'utilisation thermique. Il s'agit de la probabilité qu'un neutron thermique engendre une fission plutôt qu'une capture sur un matériau stérile du milieu (élément de structure) ;
– η est le nombre de neutrons émis par fission pour une absorption de neutron thermique dans le combustible ;
– ϵ est le facteur de fission rapide. Il s'agit d'un terme correctif permettant de prendre en compte que suite à une fission thermique, les neutrons rapides émis peuvent induire des fissions avant leur ralentissement.

Au démarrage d'un cycle d'irradiation de REP, il est nécessaire d'avoir un k_{eff} supérieur à 1 de sorte que le réacteur puisse toujours être critique en fin de cycle. L'excès de réactivité est alors contrôlé par l'utilisation de poisons neutroniques (cf. 3.4.4). Le passage d'un milieu infini à un milieu fini revient à prendre en compte un terme supplémentaire pour les fuites de neutrons tel que :

$$k_{eff} = k_{\infty} P_{nf} \tag{3.10}$$

Où P_{nf} est la probabilité de non-fuite des neutrons.

3.4.2 Empoissonnement du cœur par les produits de fissions

Bien que les produits de fissions se comptent en très grand nombre (plusieurs milliers), seul un petit nombre d'entre eux présente un intérêt particulier dans les études de neutronique. Il s'agit des noyaux qui, du fait de leur importante section efficace de capture, sont capables de perturber le fonctionnement du cœur. On parle d'empoissonnement par les produits de fission. Dans le cas des REPs, deux noyaux sont particulièrement importants du fait de leur section efficace de capture très élevée dans le domaine thermique. Il s'agit du xénon 135 et du samarium 149 dont les chaines de production sont présentées en figure 3.8.

Le ^{135}Xe est le noyau présentant pour les neutrons thermiques la plus grande section efficace de capture connue ($\sigma \sim 3.10^6$ b). Il s'agit d'un noyau radioactif (β^- : $T_{1/2} = 9{,}17$ h) produit en très faible quantité par fission et sa concentration dans le cœur résulte principalement de sa formation par décroissance successive du tellure 135 et de l'iode 135. Il peut donc disparaitre par décroissance ou suite à une capture neutronique.

Le ^{149}Sm n'est quant à lui pas produit directement par fission. Il est exclusivement formé par décroissance du néodyme 149 et du prométhéum 149. Le ^{149}Sm est un isotope stable. Sa disparition de l'inventaire ne peut avoir lieu que par capture neutronique.

L'évolution de l'inventaire de ces deux isotopes suite à un démarrage et à un arrêt de cœur est présentée en figure 3.9. Suite à un démarrage, l'équilibre en ^{135}Xe est atteint rapidement (de l'ordre 2 jours) alors qu'une trentaine de jours sont nécessaires à l'établissement de l'équilibre du ^{149}Sm. Suite à un arrêt, l'inventaire en ^{149}Sm continu d'augmenter par décroissance du ^{149}Pm et se stabilise lorsque l'intégralité du ^{149}Pm a décru. Par opposition, l'inventaire en ^{135}Xe va varier en deux phases. Tous d'abord, sont inventaire va augmenter par décroissance de l'^{135}I pour atteindre un maximum au bout d'environ 10 h ("pic xénon") puis diminuer suite à la disparition du réservoir d'iode et en raison de sa propre décroissance. En régime stable d'un REP, l'antiréactivité apporté par le ^{149}Sm et le ^{135}Xe est respectivement typiquement de l'ordre de 470 pcm et 2 750 pcm[13].

Les variations d'inventaires de ces deux noyaux lors des phases de démarrage et d'arrêt d'un cœur vont avoir deux conséquences principales sur le pilotage des cœurs :
– suite à un arrêt, il est nécessaire de disposer d'un réservoir de réactivité suffisant si l'on souhaite redémarrer un réacteur dans un laps de temps court après l'arrêt. En effet, suite à un arrêt,

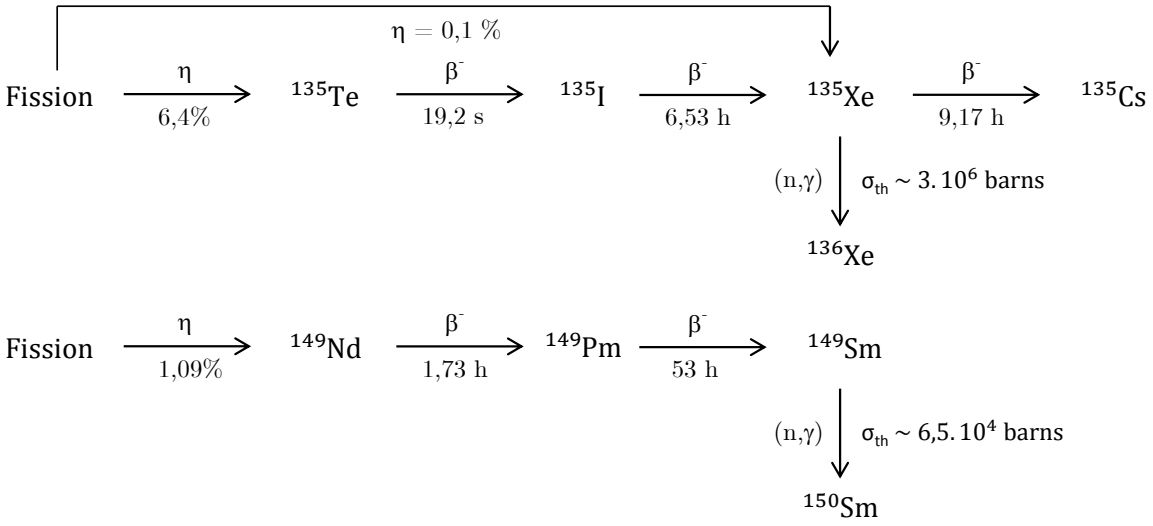


FIGURE 3.8 – Chaîne de production et de disparition du xénon 135 et du samarium 149. Les rendements de production η sont donnés pour la fission de l'^{235}U par des neutrons thermiques [148].

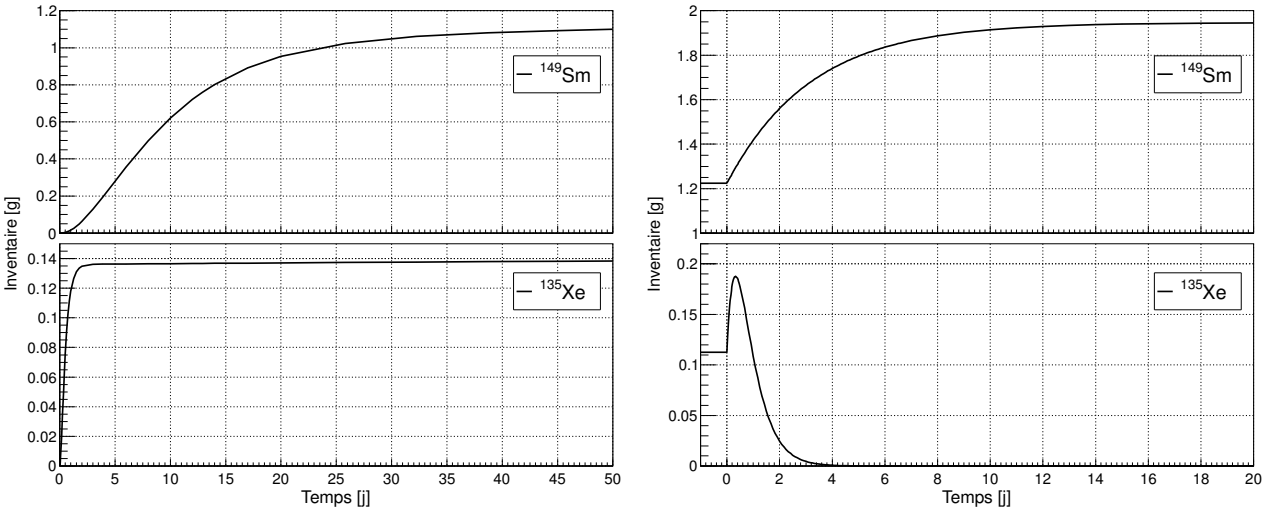
l'antiréactivité apportée par le ^{135}Xe augmente rapidement durant environ 10 h avant de rediminuer. Lorsque le "pic xénon" est atteint, un surcroît d'antiréactivité de l'ordre de 1140 pcm[13] est attendu. Dans le cas où un faible réservoir de réactivité est disponible pour le redémarrage, il est nécessaire d'attendre de l'ordre de 24 h avant que l'antiréactivité du ^{135}Xe redescende à un niveau plus faible que celui avant l'arrêt et permette de compenser l'antiréactivité apportée par l'augmentation de l'inventaire en ^{149}Sm responsable d'un apport supplémentaire de l'ordre de 225 pcm après 24 h[13] ;

– De manière plus générale, toute baisse ou augmentation du flux de neutrons est responsable d'une variation de l'inventaire en ^{135}Xe. Dans un cœur, les variations locales de l'inventaire en ^{135}Xe peuvent être à l'origine d'instabilités spatiales (radiales ou axiales) appelées *"oscillation xénon"*. Si par exemple une perturbation engendre une réduction du flux dans la partie haute du cœur (par exemple l'insertion des barres de contrôle), une augmentation du flux dans la partie inférieure du cœur va se produire pour maintenir la puissance thermique du cœur. La diminution du flux dans la partie haute du cœur va entrainer à court terme une augmentation de l'inventaire en ^{135}Xe en raison d'une réduction de sa disparition par capture neutronique. Cette augmentation de l'inventaire en ^{135}Xe aura alors pour conséquence d'amplifier l'effet de l'insertion des barres de contrôle. Le phénomène inverse va alors se produire dans la partie basse du cœur. Il est ainsi nécessaire de surveiller la distribution axiale de puissance (axial offset) afin d'effectuer des variations de réactivité entre partie haute et basse. Toutefois, en raison de la cinétique lente de ce phénomène (période de l'ordre d'un jour), il est possible de limiter les oscillations par un pilotage approprié des barres de contrôle.

3.4.3 Coefficients de réactivité et de contre-réactions

Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire est affecté par le changement de certains paramètres tels que la température du combustible, la température et densité du modérateur, l'évolution du combustible... Les REPs sont souvent qualifiés de réacteur intrinsèquement stable en fonctionnement, car

13. Calcul approché pour un REP homogénéisé [147] en utilisant un flux de 3.10^{13} n.cm^{-2}.s^{-1}. L'antiréactivité apportée par ces deux isotopes est dépendante de la valeur du flux de neutrons utilisée pour ce calcul et diffère donc entre les paliers de REP.



(a) Phase de démarrage **(b)** phase d'arrêt

Figure 3.9 – Évolution typique des inventaires en xénon et en samarium au sein d'un assemblage suite à un démarrage et à un arrêt de cœur. Les valeurs en grammes sont données à titre indicatif dans la mesure où les inventaires de ces noyaux sont dépendants du niveau de puissance de l'assemblage.

suite à l'apparition d'une perturbation du régime de fonctionnement entrainant une modification de la réactivité, des phénomènes de contre-réaction apparaissent et tendent à s'opposer aux phénomènes à leur origine, entrainant ainsi la stabilité de la réaction en chaîne.

Effet de température du combustible

Pendant leur ralentissement, les neutrons peuvent être capturés à la traversée des résonances de l'^{238}U. L'^{238}U possèdent en effet un grand nombre de résonnances de capture dans le domaine épithermique dont l'amplitude et la largeur dépendent de la température. Lors d'une augmentation de la température du combustible, les résonnances de capture de l'^{238}U s'élargissent (cf. figure 3.10), ce qui entraine une augmentation du nombre de captures ayant pour conséquence une réduction du coefficient de multiplication (de l'ordre de 2 pcm par degré dans le cas d'un REP [148]). Cet effet, appelé *effet Doppler*, est immédiat et va engendrer une diminution de la température. C'est un élément important de la stabilité des réacteurs à oxyde d'uranium en cas d'augmentation de puissance.

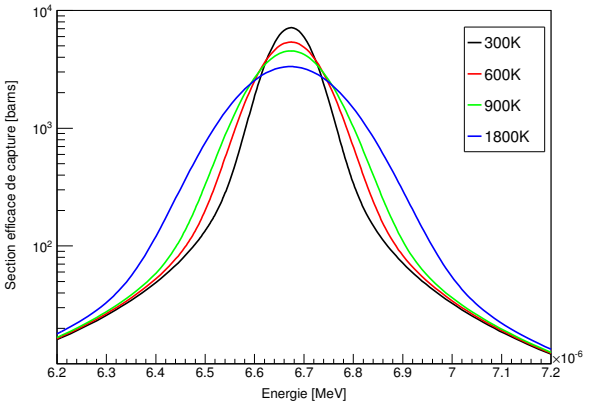


Figure 3.10 – Élargissement par effet Doppler de la première résonance de capture de l'^{238}U (ENDF/B-VII.0 [150]).

Effet de température du modérateur

Lors d'une augmentation de la température, le modérateur se dilate. Cette dilatation va alors diminuer son efficacité à ralentir les neutrons (réduction de la probabilité de choc n-H) mais en contrepartie le rendre moins absorbant. Pour savoir lequel de ces deux effets va dominer, il est nécessaire de connaître la valeur du rapport de modération définie comme le rapport du nombre de molécules de modérateur sur le nombre de molécules de combustible dans le réacteur. Les REPs sont des réacteurs dits sous-modérés, car pour des raisons de sûreté on choisit une valeur du rapport de modération qui assure un coefficient de température du modérateur négatif. En d'autres termes, cela signifie que toute augmentation de la température du modérateur va induire une baisse du coefficient de multiplication. La contrepartie d'imposer un coefficient de température du modérateur négatif pendant toute la longueur d'une campagne d'irradiation est qu'il existe une limite sur la concentration en bore soluble qui peut être dilué dans le modérateur, ce qui limite alors l'enrichissement initial en ^{235}U pouvant être utilisé pour le combustible neuf. De plus, lors d'une augmentation de la température du modérateur, un déplacement de la bosse thermique vers des énergies plus élevées va également se produire, contribuant ainsi à réduire le nombre de fissions dans le domaine thermique.

Effet de vide

Dans les réacteurs à eau, l'effet de température du modérateur est accentué par l'ébullition locale du modérateur. L'augmentation de la fraction de vide dans le modérateur a pour effet d'augmenter les fuites de neutrons, mais également de diminuer la probabilité de neutrons d'échapper aux captures résonantes dans le combustible du fait du nombre moindre de molécules de modérateur. Lors d'une augmentation de température, le spectre en énergie des neutrons va donc se durcir.

Dans le cas d'une simulation d'un réacteur, les valeurs des températures et des densités utilisées pour les matériaux vont donc avoir un effet sur les résultats de simulation. L'influence de ces différents paramètres sera présentée par la suite en section du chapitre 7 lors du calcul des incertitudes associées aux prédictions de taux de fission des cœurs de Chooz (cf. section 7.2.1).

3.4.4 Le contrôle de la criticité

Dans les réacteurs à eau sous pression, le contrôle de la réaction en chaîne est assuré par l'utilisation de poisons neutroniques consommables. Différents noyaux présentant une importante section efficace d'absorption des neutrons dans le domaine thermique sont couramment utilisés. Il s'agit principalement du bore, du cadmium, du hafnium, du gadolinium, de l'indium et de l'argent [148]. La gestion de la criticité a pour objectif d'assurer la compensation de la diminution de la réaction induite par l'usure du combustible (réduction de l'inventaire en noyaux fissiles et augmentation de l'inventaire en produits de fission et actinides neutrophages) et d'assurer la redistribution axiale de la puissance dans le cœur suite aux variations de charge (effet xénon). Dans les REPs, le contrôle de réactivité est assuré par :

- la dissolution de bore dans le modérateur.
- l'insertion de crayons absorbants dans certains assemblages du cœur.

La modification de la concentration en bore est assurée par l'injection d'acide borique ($B(OH)_3$) dans l'eau du circuit primaire ou par dilution du modérateur avec de l'eau non borée [148]. Le bore naturel est constitué à 20% de ^{10}B et 80% de ^{11}B. La majorité des absorptions de neutron ont lieu sur le ^{10}B par la réaction : $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li^{*} + \alpha$. Les sections efficaces d'absorption des isotopes du bore sont présentées en figure 3.11a. Au démarrage d'une campagne d'irradiation, une concentration en bore importante, de l'ordre du millier de ppm est utilisée[14]. Au cours d'un cycle d'irradiation, sa concentration est progressivement diminuée afin de compenser la perte de réactivité induite par l'usure

14. La concentration en bore du modérateur s'exprime en partie par million (ppm). Il s'agit d'une unité de masse.

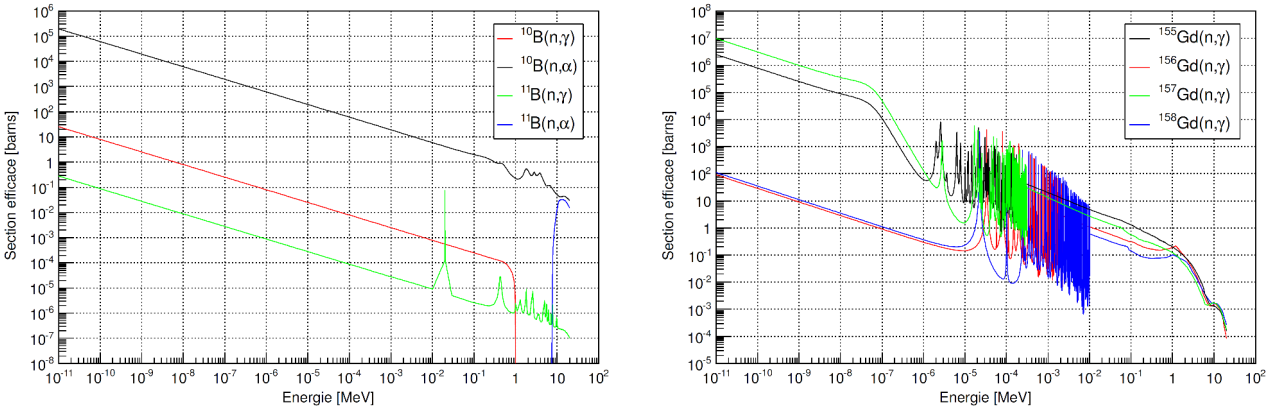
du combustible. À la fin d'un cycle d'irradiation, la concentration en bore est augmentée à des valeurs importantes et supérieures à 2000 ppm afin d'éviter toute reprise de la réaction en chaine durant le rechargement. Suite à une injection d'acide borique, une durée de l'ordre de 15 min est nécessaire à l'homogénéisation du bore dans le cœur. Compte tenu de ce temps relativement long, le bore n'est pas utilisé pour effectuer des variations rapides de puissances. La concentration en bore est globalement homogène dans le cœur et a par conséquent un faible impact sur la distribution de puissance.

Les variations rapides de la réactivité sont assurées par l'utilisation de crayons absorbants. Les crayons absorbants sont regroupés par lots afin de former des grappes de commandes. Chaque grappe est constituée de 24 crayons qui s'insèrent par le dessus des assemblages dans les tubes guides prévu à cet effet (cf. figure 3.2c). Dans le cœur, les grappes sont pilotées par groupes constitués de 4 à 8 grappes. L'insertion et le retrait des barres sont effectués par une succession de petits déplacements appelés *"pas"*. En situation accidentelle, l'insertion des groupes est assurée par gravité avec un temps de chute de l'ordre de 2 secondes.

Dans les REP-N4 de Chooz, environ un tiers des assemblages sont équipés de grappes de contrôle. Deux types de grappes sont utilisés : les grappes dites *noires* et les grappes dites *grises* [141]. Les grappes noires présentent une partie haute constituée d'un alliage Argent-Indium-Cadmium (AIC) et une partie basse constituée de carbure de bore (B_4C). Ces deux matériaux présentent d'importantes sections efficaces de capture des neutrons thermiques. Les grappes grises contiennent uniquement 12 crayons absorbants en AIC, les 12 autres étant de simples crayons en acier. Ces grappes sont beaucoup moins absorbantes que les grappes noires. On distingue trois types de grappes de contrôle :

- les groupes d'arrêt constitués de grappes noires. Ces groupes sont utilisés uniquement pour procéder à un arrêt en apportant une antiréactivité suffisante pour stopper la réaction en chaine. Quand le réacteur est en fonctionnement, ces groupes sont toujours en position haute ;
- les groupes de régulation de puissance constitués de grappes grises et de grappes noires. Ces groupes permettent une modulation rapide de la puissance du réacteur ;
- un groupe de grappes grises de régulation de température. Ce groupe permet un ajustement fin de la réactivité du cœur.

Un contrôle "indirect", car non pilotable, de la réactivité des cœurs est également assuré par l'ajout de poisons consommables directement dans certains des crayons du cœur. Dans les REPs français, on utilise de l'oxyde de gadolinium mélangé à de l'oxyde d'uranium. Des concentrations massiques allant de 7% à 9% en Gd_2O_3 sur des supports UO_2 enrichis de 0,25% à 2,5% en ^{235}U sont typiquement utilisés [141]. Le gadolinium naturel possède deux isotopes présentant une importante section efficace d'absorption thermique des neutrons : le ^{155}Gd et ^{157}Gd dont les sections efficaces sont présentées figure 3.11b. Un nombre variable allant de 8 à 20 crayons gadolinium par assemblage peut être utilisé. Le nombre de crayons utilisé par assemblage dépend de la position de l'assemblage dans le cœur et du mode de pilotage du cœur. L'utilisation de tels assemblages est effectuée afin d'accroître la réserve de réactivité disponible durant le cycle sans pour autant augmenter de manière significative la réactivité initiale des cœurs après rechargement.



(a) Isotope du bore

(b) Isotope du gadolinium

FIGURE 3.11 – Principales sections efficaces d'absorption des isotopes du bore et du gadolinium pour la base ENDF/B-VII.1 [150].

Chapitre 4

Les Outils de simulation

Sommaire

4.1 Le code Monte-Carlo MCNP 114
4.1.1 Principe de fonctionnement 115
4.1.2 Le suivi des particules sources 115
4.1.3 Structure des fichiers de simulation 119
4.1.4 Les tallies 120
4.1.5 La précision des codes Monte-Carlo 121
4.1.6 La simulation des systèmes critiques 123
4.2 Le code MURE 128
4.2.1 Principe de fonctionnement 129
4.2.2 La définition des paramètres d'entrée 129
4.2.3 L'évolution du combustible 130
4.2.4 Les bases de données 132
4.2.5 L'arbre des noyaux 133
4.2.6 Gestion de l'évolution par MURE 135
4.2.7 Couplage neutronique thermohydraulique 136
4.2.8 MUREGui 137

En physique des réacteurs, les codes de simulations neutroniques avec évolution du combustible ont pour objectif de prédire l'évolution temporelle des différentes grandeurs d'intérêt des réacteurs (k_{eff}, flux, taux de réaction, inventaires...). Quel que soit le type de code utilisé, la résolution numérique de l'évolution d'un réacteur s'effectue par une suite de calculs itératifs. Ces calculs alternent successivement des calculs dits *"statiques"* visant à prédire les taux de réactions induites par les neutrons à un instant donné et des calculs dits *"d'évolution"* visant à prédire l'évolution isotopique de la matière sous ce flux de neutron. Deux approches différentes peuvent être envisagées pour effectuer les calculs statiques. La première méthode consiste à résoudre de manière explicite l'équation de transport des neutrons dans la matière par des méthodes numériques [1]. Les codes de simulation utilisant ces méthodes sont dits *déterministes*. La seconde approche consiste à traiter de manière probabiliste le transport des neutrons dans la matière. On parle alors de code *Monte-Carlo*. De nombreux codes Monte-Carlo et déterministe sont disponibles. Pour n'en citer que quelques-uns, nous mentionnerons les codes MCNP [153], TRIPOLI [154] et MORET [155] pour les codes Monte-Carlo et les codes APOLLO[1] [156] et

1. Une présentation de l'équation de transport des neutrons est disponible en annexe B. La lecture de cette annexe n'est pas nécessaire à la compréhension de ce chapitre.

DRAGON [106] pour les codes déterministes.

Pour résoudre numériquement l'équation de transport, les codes déterministes reposent entre autres sur une discrétisation en énergie de l'équation et nécessitent l'utilisation d'hypothèses simplificatrices (découpage multigroupes, utilisation de l'approximation de la diffusion, discrétisation spatiale de la géométrie...). Par opposition, la méthode Monte-Carlo donne des résultats précis dans la mesure où la géométrie et les interactions sont correctement simulées. Les codes Monte-Carlo offrent ainsi la possibilité de simuler des systèmes complexes et innovants non accessibles aux codes déterministes. En pratique, les codes probabilistes sont utilisés pour réaliser des calculs de référence. Ces codes présentent toutefois l'inconvénient de nécessiter des temps de calcul pouvant rapidement devenir très importants lorsque les géométries considérées deviennent complexes. Par opposition, les codes déterministes nécessitent le plus souvent des temps de calcul très courts. Bien que les codes Monte-Carlo servent de référence, ils ne sont pour autant pas exempts de tout problème. En effet, les simulations Monte-Carlo de systèmes critiques nécessitent comme point de départ des calculs l'utilisation d'une source convergée représentative du système étudié. Des problèmes de convergence de source peuvent alors apparaitre dans les systèmes de grande dimension [2].

Dans la collaboration Double Chooz, deux codes de simulations complémentaires sont utilisés : le code MURE basé sur le code Monte-Carlo MCNP et le code déterministe DRAGON. Le code MURE est le code de simulation utilisé pour la prédiction des taux de fission de l'expérience et pour l'ensemble des études présentées dans ce manuscrit. Le code DRAGON a été utilisé afin de valider les résultats de simulation MURE au travers d'un benchmarch d'assemblage [108]. Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur les codes MCNP et MURE utilisés dans ce manuscrit. Ces deux codes seront respectivement présentés en première et seconde partie de ce chapitre.

En plus des références citées au cours de ce chapitre, les thèses de Julie Brizi [157] et de Franco Michel-Sendis [158] ainsi que le livre *Accelerator Driven Subcritical reactors* [159] ont servi de support à la rédaction des parties MCNP et MURE.

4.1 Le code Monte-Carlo MCNP

Le code de simulation MCNP [153, 160] (Monte-Carlo N-particule) est développé et maintenu à jour par le laboratoire Los Alamos National Laboratory. Ce code est dédié à l'analyse des interactions rayonnement-matière via le suivi de particules sources tout au long de leur propagation dans un milieu.

L'utilisation d'échantillonnages aléatoires pour résoudre des problèmes insolvables de manière analytique a été envisagée dès la fin du XVIII siècle. Les premières applications de la méthode Monte-Carlo ne sont toutefois apparues qu'au début des années 1940 et sont en général attribuées aux scientifiques ayant travaillé au développement de l'arme nucléaire. Enrico Fermi fut le premier à appliquer cette méthode afin de prédire les résultats d'expériences sur la modération des neutrons. De nombreux travaux visant à exploiter le potentiel de cette méthode furent rapidement initiés afin de résoudre des problèmes de diffusion des neutrons et de multiplication dans les systèmes critiques.

Ces développements donnèrent lieu aux premiers codes polyvalents de transport de type Monte-Carlo MCS (Monte-Carlo simulation) par Los Alamos en 1963. Ce code, réalisé pour résoudre des problèmes simples de transport radiatif, se vit par la suite apporter de nombreuses améliorations pour aboutir à la première version de MCNP (MCNP3) en 1983. Cette version, entièrement réécrite en FORTRAN, apporta entre autres améliorations la gestion de bases de données plus complètes, la possibilité de simuler des géométries 3D, de calculer le k_{eff} de systèmes multiplicateurs de neutrons et simplifia les accès aux résultats de simulation. La dernière version de MCNP est la version MCNP5

1. Organismes développant les codes : MCNP : Los Alamos National laboratory (LANL). TRIPOLI et APOLLO : Commissariat à l'énergie atomique (CEA). Moret : Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). Coccinelle : EDF. DRAGON : École Polytechnique de Montréal (EPM).

2. Les problèmes de convergence de source seront abordés dans le prochain chapitre dans la section 5.2.3.1 traitant de la discrétisation axiale d'un crayon de REP.

[160] dont la première révision est sortie en 2005. MCNP permet de simuler les neutrons, les photons et les électrons avec des énergies comprises entre 10^{-11} et 20 MeV pour les neutrons (jusqu'à 150 MeV pour certains isotopes). En parallèle du code MCNP5 a débuté le développement du code MCNPX [161] (MCNP extend). MCNPX permet en plus des photons, électrons et neutrons de transporter des ions légers et lourds et permet l'utilisation de modèle pour les réactions induites par des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV lorsqu'aucune base de données n'est disponible. À la fin de 2012 est sortie la première version *Beta User* du code MCNP6 [162] visant à réunir en un unique code les codes MCNP et MCNPX.

Depuis sa création, MCNP(X) est un code en constant développement et est largement utilisé dans la communauté scientifique pour réaliser des calculs de dosimétrie, concevoir des détecteurs... Sa capacité à simuler des géométries complexes et des systèmes critiques en fait un outil particulièrement adapté aux simulations de réacteurs nucléaires.

L'ensemble des simulations présentées dans ce manuscrit a été réalisé en utilisant la version parallélisée de MCNP5.

4.1.1 Principe de fonctionnement

La méthode de résolution de type probabiliste utilisée dans les codes Monte-Carlo tels que MCNP consiste à suivre un grand nombre de particules sources tout au long de leur propagation dans le système jusqu'à leur disparition afin d'en déduire un comportement moyen [153]. Les distributions de probabilité utilisées pour déterminer les différentes interactions des particules sources sont échantillonnées de manière statistique et construites à partir des bases de données expérimentales nucléaires et atomiques continues en énergie. En l'absence de base de données, MCNP peut également utiliser des modèles théoriques. La précision des résultats obtenus dépend alors de la quantité de particules sources simulées et de la robustesse des bases de données ainsi que de la prédictivité des modèles.

4.1.2 Le suivi des particules sources

Le principe de la méthode Monte-Carlo peut s'expliquer au travers de la figure 4.1 représentant l'histoire d'un neutron arrivant sur un matériau fissile.

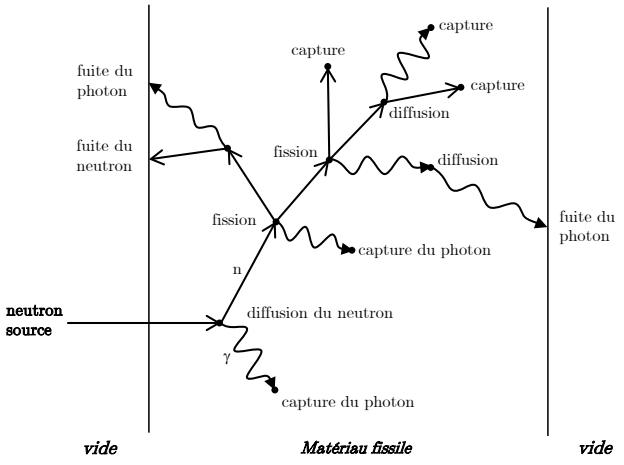


Figure 4.1 – Histoire aléatoire d'un neutron au sein d'un matériau fissile [159].

En première étape, MCNP va déterminer le lieu de la première interaction du neutron source. La probabilité qu'une interaction neutron-matière intervienne entre les positions l et $l+dl$ pour un neutron d'énergie E est donnée par :

$$p(l)dl = e^{-\Sigma_{tot}(E)l}\Sigma_{tot}(E)dl \tag{4.1}$$

où $\Sigma_{tot}(E)$ est la section efficace macroscopique totale définie par :

$$\Sigma_{tot}(E) = \sum_{\forall i} \rho_i (\sum_{\forall r} \sigma_i^r(E)) \tag{4.2}$$

où, ρ_i est la densité partielle du noyau i dans le matériau (en atome.10^{-24}.cm^{-3}) et σ_i^r la section efficace microscopique du noyau i pour la réaction r, c'est-à-dire la probabilité, exprimé en barns, que la réaction r ait lieu entre le neutron d'énergie E et le noyau i. Par conséquent, $\Sigma_{tot}(E)$ a comme dimension l'inverse d'une longueur et détermine la probabilité par unité de longueur qu'un neutron interagisse dans le matériau. Pour déterminer la distance l à partir de l'équation 4.1, MCNP effectue le tirage aléatoire d'un nombre ξ uniformément distribué dans l'intervalle [0 ;1[, tel que :

$$\xi = \int_0^l p(l)dl = 1 - e^{-\Sigma_{tot}(E)l} \tag{4.3}$$

La distance l (en cm) parcouru par le neutron sera donc de :

$$l(E) = -\lambda(E)\ln(1-\xi) \tag{4.4}$$

où $\lambda(E)$ est le libre parcours moyen de la particule étudiée (en cm) défini par :

$$\lambda(E) = \frac{1}{\Sigma_{tot}(E)} \tag{4.5}$$

Dans le cas simple de la figure 4.1 cette distance l peut soit être inférieure à l'épaisseur du matériau considéré et dans ce cas une interaction a lieu, soit être supérieur à cette épaisseur et alors le neutron s'échappe du système (fuite).

Dans le cas où une interaction a lieu, la seconde étape va consister à déterminer le noyau avec lequel la particule suivie va interagir. Pour cela, MCNP calcule la quantité suivante : $\sum_{\forall i} \Sigma_{tot}^i$. Cette quantité représente la somme des sections efficaces macroscopiques totales Σ_{tot} de l'ensemble des noyaux i présents dans notre matériau (n au total). Cette quantité va être multipliée par un nombre aléatoire ξ suivant une loi uniforme sur $[0,1[$. Cette nouvelle quantité sera alors inférieure à la précédente et il existera un unique noyau k vérifiant l'inégalité :

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_{tot}^i < \xi \sum_{i=1}^{n} \Sigma_{tot}^i < \sum_{i=1}^{k} \Sigma_{tot}^i \tag{4.6}$$

Plus une espèce i aura une section efficace macroscopique importante et plus sa probabilité d'être sélectionnée sera élevée.

Une fois le lieu et le noyau sélectionnés, il reste à MCNP à déterminer le type de réaction se produisant. Deux types de réactions peuvent avoir lieu. Le neutron peut soit subir une réaction inélastique ((n,n'),(n,fis),(n,p)...), soit une réaction élastique. Dans un premier temps, MCNP détermine quel type de réaction est choisie, i.e. inélastique ou élastique. Les probabilités que les diffusions élastiques et inélastiques soient choisies sont respectivement $\sigma_{el}/(\sigma_{el}+\sigma_{inel})$ et $\sigma_{inel}/(\sigma_{el}+\sigma_{inel})$.

Les collisions intervenant entre un neutron et un atome sont affectées par l'agitation thermique de l'atome, mais également par la présence des atomes proches. Dans le cas des réactions élastiques, l'agitation thermique des atomes du milieu sont pris en compte en ajustant les sections efficaces microscopiques de diffusion à 0 K à la température du système dans le cadre du modèle du gaz libre.

Pour les neutrons incidents d'énergie inférieure à 4 eV, MCNP est capable de prendre en compte les effets des liaisons chimiques et de structure cristalline lors de la diffusion élastique. Ce traitement

des neutrons thermiques est appelé *traitement* $S(\alpha,\beta)$ [3]. Ce traitement est disponible dans les bases de données pour certain matériaux [4].

Si la réaction est inélastique, alors le type de réaction est déterminé par un calcul semblable à celui du choix du noyau. Si on considère M comme étant le nombre totale de réactions inélastique possibles pour le noyau k sélectionné et σ_i la valeur de la section efficace microscopique de la réaction i, alors il existe une unique réaction notée r vérifiant l'équation :

$$\sum_{i=1}^{r-1}\sigma_i < \xi \sum_{i=1}^{M}\sigma_i < \sum_{i=1}^{r}\sigma_i \tag{4.7}$$

où ξ est un nouveau nombre aléatoire tiré suivant une loi uniforme sur $[0,1[$. La probabilité d'une réaction r donnée d'être sélectionnée est d'autant plus importante que sa section efficace microscopique est élevée.

Si en revanche le neutron subit une réaction élastique sur un des noyaux du milieu, son angle de diffusion est échantillonné à partir des tables de distribution angulaire issues des bases de données et son énergie de sortie E_{out} est quand a elle déterminée par un calcul de cinématique à deux corps et s'exprime en fonction de l'énergie d'arrivée E_{in} par :

$$E_{out} = E_{in}\frac{1+A^2+2A\cos\theta_{CM}}{(1+A)^2} \tag{4.8}$$

où A est le nombre de nucléons du noyau sur lequel a lieu la diffusion et θ_{CM} est l'angle entre le neutron incident et le neutron de sortie dans le centre de masse.

Si au terme de ce premier pas, le neutron est toujours présent dans la géométrie, son histoire continue. En revanche, s'il est capturé, engendre une fission ou bien encore s'échappe du système, son histoire s'arrête et MCNP va suivre l'histoire des particules secondaires ayant été créées au cours des réactions successives et temporairement laissées de côté.

Caractéristiques des particules secondaires

Les propriétés des particules secondaires (photons, neutrons...) crées lors de l'interaction des particules source avec le milieu sont également échantillonnées de façon aléatoire. Les énergies de ces particules sont générées à partir de lois de probabilité dépendantes des données nucléaires. Concernant les distributions angulaires d'émission :

- si le processus physique à l'origine de l'émission engendre une émission isotrope alors, le cosinus de l'angle d'émission sera généré via un tirage uniforme cosinusoïdal uniforme dans l'intervalle]-1 ;1] ;
- si les émissions ne sont pas isotropes, le tirage du cosinus de l'angle est effectué via une distribution à 32 groupes utilisant les bases de données.

Cas des neutrons de fission

Dans le cas des réactions de fissions, l'énergie des neutrons émis est échantillonnée suivant un spectre de Watt [163] paramétrisé en fonction du noyau fissionnant et de l'énergie du neutron incident.

3. Les termes α et β se réfèrent respectivement au moment et à l'énergie transférée lors de la diffusion.

4. Dans le cas de l'eau, la non-prise en compte du traitement $S(\alpha,\beta)$ des neutrons thermiques engendre une surestimation de la diffusion des neutrons. Avec le traitement, la diffusion sur l'hydrogène est limitée par la présence des liaisons O-H des molécules d'eau.

Le nombre N_n de neutrons secondaires générés est déterminé par le tirage d'un nouveau nombre aléatoire ξ de la manière suivante :

$$\begin{aligned} N_n &= I+1 \qquad si \qquad \xi \leq \overline{\nu}(E_n) - I \\ N_n &= I \qquad si \qquad \xi > \overline{\nu}(E_n) - I \end{aligned} \tag{4.9}$$

où $\overline{\nu}(E_n)$ est le nombre moyen de neutron émis pour un neutron incident d'énergie E et I est l'entier le plus grand possible et inférieur à $\overline{\nu}(E_n)$.

En procédant de cette manière, quelque soit la valeur de $\overline{\nu}(E_n)$, le nombre N_n de neutrons généré sera toujours un nombre entier qui sur un grand nombre de tirages vérifiera en moyenne $\langle N_n \rangle = \overline{\nu}(E_n)$. Par défaut, MCNP considère le nombre total de neutrons, à savoir :

$$\overline{\nu}(E_n) \quad \equiv \quad \overline{\nu}_{tot}(E_n) = \overline{\nu}_{prompts}(E_n) + \overline{\nu}_{retardés}(E_n) \tag{4.10}$$

Grâce à l'utilisation de carte spécifique, l'utilisateur a également la possibilité de considérer uniquement les neutrons prompts ou les neutrons retardés. Les multiplicités totales induites par fission des noyaux d'^{235}U, d'^{238}U, de ^{239}Pu et de ^{241}Pu sont présentées en figure 4.2.

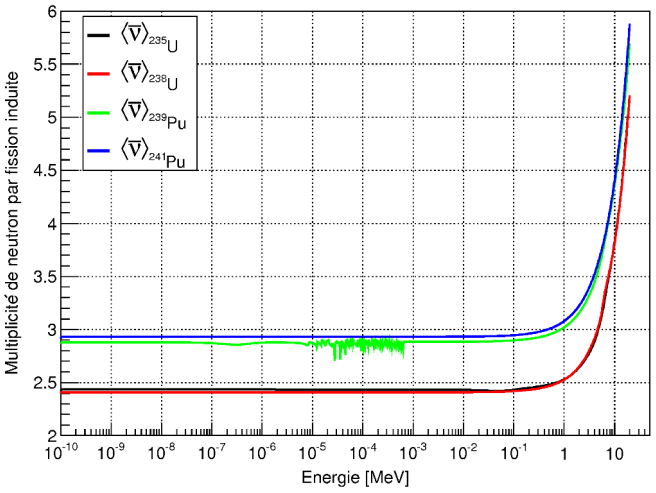


FIGURE 4.2 – Multiplicité total de neutron issue des bases ENDF/B-VII.1 [150].

La gestion de la capture

Quand une particule collisionne avec un noyau, il existe une probabilité σ_a/σ_T que la particule soit capturée (où σ_a et σ_T sont les sections efficaces microscopiques d'absorption et totales du noyau pour l'énergie de la particule incidente). Dans MCNP, la capture est gérée de deux manières. On parle de *capture analogue* ou de *capture implicite*.

En capture analogue, la particule est tuée avec la probabilité σ_a/σ_T. Le suivi de la particule est alors arrêté lors de sa première capture. Ce mode permet de réduire les temps de calcul lorsque les particules ne sont pas considérées comme nécessaires après quelques collisions.

En capture implicite, la particule n'est jamais tuée par capture. À la place, son poids statistique est réduit par sa probabilité de capture. Après une capture, le poids initial W_n de la particule est réduit à $W'_n = (1 - \sigma_a/\sigma_T)W_n$. Le suivi de la particule est ensuite stoppé lorsque le poids statistique W'_n passe en dessous du seuil de coupure défini dans le problème. Cette méthode aussi appelée *survie biaisée* permet aux particules importantes de survivre plus longtemps lors des calculs.

4.1.3 Structure des fichiers de simulation

La définition d'une simulation MCNP se réalise à l'aide d'un fichier d'entrée constitué de trois blocs permettant de décrire le système à simuler et les résultats à obtenir (cf. figure 4.3). Ces trois blocs sont respectivement les *cellules* ("Cells block"), les *surfaces* ("Surface block") et les *cartes* ("General cards"). Les deux premiers blocs sont dédiés à la définition de la géométrie. À l'aide de formes géométriques simples prédéfinies dans MCNP (sphère, cylindre infini, plan...) et appelé dans le 2nd bloc, l'utilisateur définit dans le premier bloc les volumes élémentaires de sa géométrie appelés *cellules*. Ces *cellules* peuvent aborder des volumes complexes par union, intersection et exclusion des différentes *surfaces* entre elles. À chacune des *cellules* est attribuée un matériau, une densité, une température et un poids statistique. Le poids statistique permet de privilégier les cellules d'intérêt particulier de la simulation. Dans le troisième bloc sont définis :

- les cartes matériaux permettant de définir les proportions isotopiques des différents noyaux et les bases de données à utiliser. Les chemins des bases de données sont définis dans un fichier nommé "xsdir" et lu par MCNP au début de chaque simulation afin de charger les différentes sections efficaces ;
- une carte « *MODE* » permettant de définir les différents types de particule à suivre ;
- les cartes de physique permettant de définir les processus physiques que l'on souhaite simuler et les coupures en énergies ;
- les cartes définissant la source de particule (position, énergie ...) ;
- les "tallies". Il s'agit des cartes définissant les résultats que l'on souhaite obtenir.

```
Exemple : U02 sphere surrounded by light water
C
C The Cell Block
1 1 -10.5  -1     IMP:N=1
2 2 -0.7    1 -2  IMP:N=1
3 0 #1 #2         IMP:N=0

C The Surface Block
1 SO 200
*2 SO 240

C General cards
C
PRDMP 2J -1 1
MODE N
PRINT
C
C The Materials
C
m1 92235.60c 0.0134976 92238.60c 0.319646 8016.60c 0.666667
m2 1001.60c 0.666407 8016.60c 0.333204 5010.60c 7.7379e-05 5011.60c &
   0.000311462
m2 lwtr.04t
C
C The Source
C
KCODE 4000 1 100 300
KSRC 0 0 0
C
C The Tallies
C
F14:n 1
E14 1e-10 2000ilog 20
```

Figure 4.3 – Exemple de fichier MCNP décrivant la simulation d'une sphère de d'UO_2 de 200 cm de rayons entourée de 40 cm d'eau borée.

La source de particules

La source de particules est définie à l'aide d'une carte SDEF. Cette carte va permettre de définir le type des particules sources (n, e^-, γ), leurs énergies, leurs positions et leurs directions. Chacune de ces caractéristiques peut être affinée à l'aide de distributions permettant de décrire au mieux la source initiale. La position pourra ainsi être envisagée comme ponctuelle, distribuée de manière spatiale, limitée à une cellule... La source peut être définie comme étant monoénergétique, utiliser un spectre de raies ou encore suivre une distribution continue en énergie. Il est également possible de coupler

les distributions énergétiques avec les distributions spatiales. Dans la dernière version de MCNPX, il est aussi possible d'utiliser des sources de photons et de neutrons de fission spontanée en associant la source à un des matériaux de la simulation. Les énergies des particules sont alors échantillonnées à partir des bases de données décroissance associées aux différents isotopes constituant le matériau.

Si par défaut il est nécessaire de suivre a minima le type de particule défini dans la source, il convient à l'utilisateur, via l'utilisation des cartes de physiques requises, de choisir les particules secondaires pouvant être formées par réaction et ensuite transportées dans la géométrie.

4.1.4 Les tallies

Les résultats de simulation sont obtenus en faisant appel à des tallies. Les tallies sont des observables prédéfinies dans MCNP permettant d'obtenir des comportements moyens à travers des surfaces ou des cellules de la géométrie. Ils peuvent être ou non discrétisés en énergie. Il existe au total sept tallies différents pour les neutrons, six pour les photons et quatre pour les électrons. Dans le cas des neutrons, nous noterons principalement les tallies suivants :

- courant et flux surfacique ;
- flux dans une cellule ;
- energie déposée par les neutrons dans une cellule ;
- energie déposée par la fission dans une cellule.

Des cartes supplémentaires peuvent être associées aux tallies afin de multiplier ou de modifier les résultats obtenus. Un tally de type "flux dans une cellule" peut par exemple être multiplié par une section efficace disponible dans les bases de données afin d'obtenir une section efficace moyenne. Quel que soit le tally utilisé, les résultats donnés par MCNP sont toujours normalisés par particule source.

En plus des tallies cités précédemment, il est également possible d'utiliser des mesh tallies. Ces tallies permettent d'accéder aux distributions spatiales de différentes observables : flux de particules, énergie déposée et position des particules sources. Ces calculs sont réalisés en appliquant un réseau spatialement discrétisé suivant les axes (x,y,z) de la géométrie.

Flux de neutrons

En physique des réacteurs, le flux de neutrons est défini par $\phi = nv$ où n est la densité volumique de neutrons et v la vitesse des neutrons[5]. Il s'exprime en neutron.cm^{-2}.s^{-1}.

Dans MCNP, le flux moyen de neutrons dans une cellule donnée est calculé par MCNP comme étant la quantité :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{N_{nps}} \frac{\sum_{k=0}^{p} T_{l_k} w_k}{V} \tag{4.11}$$

où N_{nps} est le nombre de neutrons sources, T_{l_k} la distance parcourue par le neutron k dans la cellule, w_k le poid statistique du neutron k ($w_k = 1$ en capture analogue), p est le nombre total de neutrons entrant dans la cellule et V le volume de la cellule. Le flux de neutron calculé par MCNP a une unité de neutrons.cm^{-2}.nps^{-1} où nps^{-1} signifie par particule source.

Taux de réaction

Un taux de réaction désigne le nombre d'interactions d'un type de réaction par unité de volume et par unité de temps. Il s'exprime par : $R_r = \Sigma_r \phi$ ou Σ_r est la section efficace macroscopique de la réaction r et ϕ le flux de neutron.

5. Il convient de noter qu'il ne s'agit pas d'un flux au sens usuel du terme, c'est-à-dire un nombre de neutron traversant une unité de surface, car ϕ est défini à partir d'une densité volumique de neutrons.

Pour une réaction r et une espèce k donné, le taux de réaction microscopique moyen dans une cellule est calculé par MCNP comme :

$$\langle \sigma\phi \rangle_k^r = \frac{1}{N_{nps}} \frac{\sum_{k=0}^{p} \sigma_k^r(E) T_{l_k} w_k}{V} \tag{4.12}$$

Le taux de réaction microscopique peut ensuite être multiplié par la densité ρ du matériaux (en atomes.barn^{-1}.cm^{-1}) afin d'obtenir un taux de réaction macroscopique. Les taux de réaction macroscopique s'exprime en réactions.cm^{-3}.s^{-1} (réactions.cm^{-3}.nps^{-1} pour un résultat MCNP).

Sections efficaces moyennes

En utilisant une carte appropriée, il est possible d'accéder aux sections efficaces moyennes. La section efficace moyenne $\langle \sigma_k^r \rangle$ d'une réaction r et d'un isotope k est alors définie comme le rapport des deux quantités précédentes :

$$\langle \sigma \rangle_k^r = \frac{\langle \sigma\phi \rangle_k^r}{\langle \phi \rangle} \tag{4.13}$$

Les sections efficaces moyennes sont exprimées en barns.

4.1.5 La précision des codes Monte-Carlo

Quelles que soient la simulation réalisée et la variable étudiée, les résultats sont inévitablement entachés d'une erreur. Dans le cas des codes Monte-Carlo, il convient de bien dissocier deux phénomènes différents : l'exactitude et la précision d'un résultat. L'exactitude d'un résultat détermine dans quelle mesure la valeur attendue par simulation est proche de celle que nous obtiendrions dans la réalité pour une mesure parfaite (on parle de valeur vraie). La précision quantifie quant à elle l'incertitude engendrée par les fluctuations statistiques sur le résultat obtenu. Il s'agit de la dispersion autour de la valeur attendue.

L'ensemble des erreurs induites par le code utilisé (options de physiques considérées, limite des modèles physiques utilisés, incertitude sur les bases de données...) et la modélisation du problème (simplification géométrique, incertitude sur les caractéristiques des matériaux...) sont à l'origine de l'erreur systématique entre la valeur attendue et la valeur vraie (exactitude du résultat). On notera que de manière plus générale, l'ensemble des erreurs introduites par l'utilisateur fait partie intégrante de l'erreur systématique. L'erreur systématique est donc souvent difficile à estimer, car dépendante d'un grand nombre de paramètres.

Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser à la manière dont est estimée la précision des codes Monte-Carlo.

Moyenne, variance et écart-type

L'ensemble des résultats obtenu par méthode Monte-Carlo (flux, énergie déposée...) représente une moyenne des résultats d'un grand nombre d'histoires échantillonnées durant la simulation à un tally donné. Nous noterons par la suite x_i, le résultat de la i^e histoire aléatoire à un tally donné.

Le résultat attendu d'un tally (la valeur moyenne des résultats de chaque histoire) peut être exprimé comme étant l'espérance de x notée $E(x)$ tel que :

$$E(x) = \int x f(x) dx \tag{4.14}$$

où $f(x)$ est la fonction de densité de probabilité (PDF) qu'une histoire engendre un résultat x dans notre tally [153]. La fonction $f(x)$ n'étant pas explicitement connue, la valeur moyenne $\bar{x}$ attendue

peut-être estimée en Monte-Carlo comme étant :

$$\bar{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i \tag{4.15}$$

où N est le nombre total d'histoires calculées dans le problème. La relation entre $E(x)$ et $\bar{x}$ est donné par la loi forte des très grands nombres [6] qui stipule que si $E(x)$ existe et est fini, alors :

$$\bar{x} \underset{N\to+\infty}{\to} E(x) \tag{4.16}$$

L'écart-type estimé d'une population est défini comme étant la racine carrée de la variance de cette population ; la variance étant une mesure de la dispersion des valeurs x de notre population. L'écart type s'exprime comme étant :

$$\sigma = \sqrt{E(x^2) - (E(x))^2} \tag{4.17}$$

Comme pour la valeur moyenne, il n'est pas possible d'accéder directement à la valeur de σ. Avec la méthode Monte-Carlo, l'écart type est donc estimé par S tel que :

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2}{N-1} \tag{4.18}$$

Dans la mesure où l'on considère un échantillon suffisamment grand (N tendant vers l'infini), S^2 devient alors

$$S^2 \sim \bar{x^2} - \bar{x}^2 \qquad \text{avec} \qquad \bar{x^2} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i^2 \tag{4.19}$$

L'écart-type estimé $S_{\bar{x}}$ de notre valeur moyenne estimée $\bar{x}$ peut alors s'exprimer comme étant :

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{N} \tag{4.20}$$

L'écart type estimé d'un tally est donc directement proportionnel à $1/\sqrt{N}$. Pour réduire la dispersion d'un résultat, il convient donc soit d'augmenter le nombre d'histoires N simulé soit de réduire la valeur de S. La réduction de l'écart type estimé S peut être réalisée par diverses méthodes, dite techniques de réduction de la variance permettant d'améliorer la précision du résultat de chaque histoire au tally souhaité.

Le théorème de la limite centrale stipule que pour un nombre N très grand (N tendant vers l'infini) et pour des variables aléatoires indépendantes x_i et identiquement distribuées avec des moyennes et des variances existantes et finies, la distribution des $\bar{x}$ tend vers une distribution normale [164]. Donc, pour toute distribution de tally, si N est suffisament grand, la distribution des $\bar{x}$ sera approximativement normalement distribuée et l'écart type estimé $S_{\bar{x}}$ peut être utilisé pour former des intervalles de confiances. Les résultats à 1σ, 2σ et 3σ, représentent donc respectivement les intervalles de confiances à 68%, 95% et 99%.

Pour chaque tally demandé, MCNP donne en sortie l'erreur relative estimée du tally. Cette erreur relative R est calculée comme étant l'écart type estimée $S_{\bar{x}}$ divisé par la moyenne estimée $\bar{x}$.

6. La loi des grands nombres est un théorème qui décrit les résultats attendus lorsque l'on répète un grand nombre de fois la même expérience [164]. Selon cette loi, la moyenne des résultats obtenus pour un grand nombre de répétitions de la même expérience doit être proche de la valeur attendue. Plus le nombre de répétitions sera important et plus le résultat obtenu sera proche de la valeur attendue.

Les tests statistiques

Comme nous l'avons vu, le résultat et l'écart type estimé d'un tally par MCNP ne sont valables que si N est suffisamment grand. Si ce n'est pas le cas alors les intervalles de confiance estimés ne sont plus corrects. Afin de valider cette hypothèse, MCNP effectue sur chaque tally dix tests statistiques. Les résultats de ces tests sont fournis en sortie et basés sur l'analyse des valeurs et du comportement de cinq variables : la valeur moyenne $\bar{x}$, l'incertitude relative R, la FOM (Figure of Merit), la VOV (Variance Of Variance) et la fonction de densité de probabilité $f(x)$. La FOM est définie par :

$$FOM \equiv \frac{1}{R^2 T} \tag{4.21}$$

où T est le temps processeur en minutes. L'évolution de la FOM au cours du nombre d'histoires N généré est donnée en sortie sous la forme d'une table (Tally Fluctuation Chart) discrétisée par incrémentation du nombre de particules N. L'erreur relative estimée R étant proportionnelle à $1/\sqrt{N}$ et le temps de calcul proportionnel à N, cette variable est sensée être constante lorsque N augmente si le tally est correctement rempli au fur et à mesure des histoires générées. Cette variable témoigne de la qualité du tally. Si la FOM n'est pas approximativement constante au cours des histoires, il est possible que le résultat estimé du tally ainsi que son erreur statistique ne soient pas corrects malgré le fait qu'elles soient calculées. En sortie est également calculée la VOV qui représente l'erreur sur l'erreur estimée.

Les dix tests statistiques effectués par MCNP sont :

- Test sur la moyenne :
  1. comportement aléatoire sur la seconde partie du problème.
- Test sur R :
  2. $R < 0,10$ pour les tallies ;
  3. décroissance monotone sur la seconde moitié du problème ;
  4. décroissance en $1/\sqrt{N}$ sur la seconde moitié du problème.
- Test sur la VOV :
  5. VOV $<$ 0,10 pour les tally ;
  6. décroissance monotone sur la seconde moitié du problème ;
  7. décroissance en $1/N$ sur la seconde moitié du problème.
- Test sur la FOM :
  8. valeur constante sur la seconde moitié du problème ;
  9. comportement aléatoire sur la seconde moitié du problème.
- Test sur la fonction de densité de probabilité f(x) :
  10. la pente de f(x) doit être supérieure à 3 pour les 25 à 201 plus grands résultats x (la fonction f(x) est remplie au fur et à mesure des histoires et discrétisée en utilisant 10 canaux par décades). Il s'agit d'une condition nécessaire à l'existence de la variance et donc à l'utilisation du théorème de la limite centrale.

A l'issue d'un calcul MCNP, il convient donc à l'utilisateur de vérifier que l'ensemble des tests statistiques, témoignant ainsi de la validité des résultats estimés par MCNP, a été correctement passé.

4.1.6 La simulation des systèmes critiques

Comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente, l'utilisateur choisit les particules qui seront suivies par MCNP. A minima, MCNP va donc suivre l'ensemble des particules secondaires de même type que la source initiale. Dans le cas des systèmes critiques, c'est-à-dire contenant des noyaux fissiles, il est évident que l'utilisation de la carte SDEF décrite précédente n'est pas adaptée. D'une part, la simulation d'un système ayant une criticité supérieure à 1 serait simplement impossible, car

le suivi de tous les neutrons secondaires impliquerait alors une simulation infinie avec un nombre de neutrons à suivre toujours de plus en plus important. D'autre part, un second problème se poserait : comment définir la distribution spatiale initiale de la source de neutron de sorte qu'elle représente de manière réaliste l'hétérogénéité de la distribution des sites de fission du système étudié ? Pour ces deux raisons, la simulation des systèmes critiques est réalisée en utilisant une carte KCODE.

La carte KCODE

Lorsque l'on utilise cette carte, il est nécessaire de définir les quatre paramètres suivants : une estimation du k_{eff} du système ($k_{eff,prev}$), le nombre C_I de cycles inactifs, le nombre C_A de cycles actifs et le nombre n_{src} de neutron sources par cycle. Une position ou une distribution spatiale initiale de la source est également définie par l'utilisateur via l'utilisation d'une carte KSRC ou SDEF.

Prenons par exemple le cas d'une source définit par : $k_{eff,prev} = 1$, $n_{src} = 4000$, $C_I = 100$, $C_A = 200$ et de position initiale (0,0,0). L'ensemble des 4000 neutrons du premier cycle sera généré en position (0,0,0) et leurs énergies seront générées aléatoirement suivant un spectre de fission de Watt (cf. figure 4.4). Ces neutrons initiaux seront suivis par MCNP jusqu'à leurs absorptions ou leurs fuites hors du système achevant ainsi le premier cycle. Les sites de fissions générés pendant ce premier cycle seront ensuite utilisés comme positions initiales pour les 4000 nouveaux neutrons du second cycle et l'énergie de ces neutrons sera échantillonnée suivant un spectre de Watt [163] paramétrisé suivant le noyau à l'origine de la fission et de l'énergie incidente du neutron. L'émission des neutrons sera quant à elle considérée comme isotrope. MCNP procèdera ainsi jusqu'au terme des 300 cycles. Uniquement les résultats des 200 cycles actifs seront utilisés pour le calcul du k_{eff} et des tallies. Les 100 cycles inactifs auront quant à eux pour objectif de distribuer spatialement la source de neutrons dans la géométrie. Le nombre de cycles inactifs doit être suffisant pour que la distribution spatiale des neutrons lors du premier cycle actif soit représentative de la distribution des sites de fissions du système. Le nombre de cycles inactifs à utiliser pour atteindre la convergence de la source dépend de la distribution spatiale initiale des neutrons sources, des dimensions du système vis-à-vis du libre parcours moyen des neutrons dans la matière et de manière plus générale de l'hétérogénéité de la matière fissile dans le système étudié.

Notons également qu'à l'issue du dernier cycle actif, un fichier de sortie nommé *"SRCTP"* est généré par MCNP. Ce fichier contient les positions des sites de fission du dernier cycle actif. Ce fichier peut par la suite être utilisé pour générer la distribution initiale de neutrons d'une nouvelle simulation afin de réduire le nombre de cycles inactifs et ainsi limiter le temps de calcul.

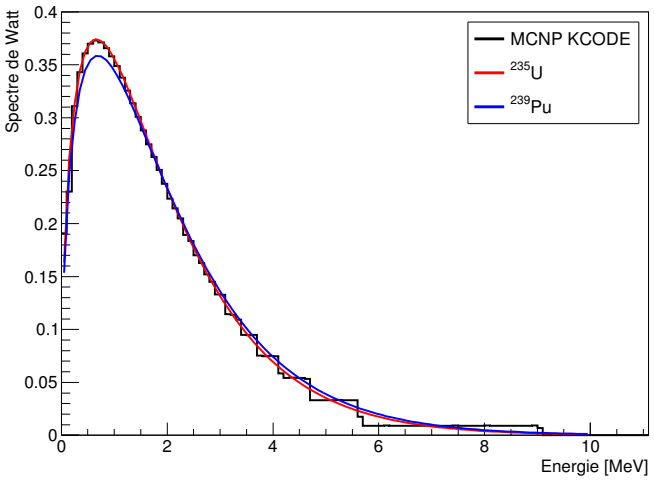


FIGURE 4.4 – Les courbes rouges et bleues sont respectivement les spectres de fission de Watt de l'^{235}U et du ^{239}Pu pour des neutrons incidents de 0,025 eV[7] [163]. Le spectre noir est le spectre utilisé par MCNP pour les neutrons du premier cycle inactif d'une source en mode KCODE.

Estimation du k_{eff}

MCNP utilise trois estimateurs différents pour le calcul du k_{eff} : l'estimateur de collision, l'estimateur d'absorption et l'estimateur de longueur trace [8] [153]. Pour chaque cycle actif du problème, ces trois estimateurs sont calculés à partir des expressions données ci-dessous. À l'exception de l'itérateur i, une notation commune est utilisée pour définir les trois estimateurs :

- k : itérateur sur les noyaux pouvant fissionner ;
- N : nombre de neutrons sources généré pendant le cycle ;
- W_i : poids statistique du neutron suivi ;
- $\bar{\nu}_k$: nombre moyen de neutrons produits par la fission du noyau k à l'énergie de la collision. ν_{tot} est utilisé par défaut ;
- f_k : fraction atomique du noyau k ;
- σ_{f_k}, et σ_{c_k} et σ_{T_k} sont respectivement les sections efficaces microscopiques de fission, de capture et totale sur le noyau k ;
- ρ densité atomique de la cellule ;
- d distance de parcours du neutron depuis le dernier événement.

- Estimateur de collision :

Cet estimateur est accumulé à chaque fois qu'un neutron réalise une collision sur un noyau pouvant fissionner. L'estimateur de collision est calculé comme étant

$$k_{eff}^{C} = \frac{1}{N} \sum_i W_i \left[\frac{\sum_k f_k \bar{\nu}_k \sigma_{f_k}}{\sum_k f_k \sigma_{T_k}} \right] \tag{4.22}$$

où i est sommé sur l'ensemble des collisions sur un noyau k pouvant fissionner.

- Estimateur d'absorption :

Cet estimateur est accumulé à chaque fois qu'un neutron réalise une absorption sur un noyau pouvant fissionner. Cet estimateur est calculé différemment suivant qu'il s'agisse d'une capture analogue ou d'une capture implicite. Dans le cas des captures analogues, l'estimateur d'absorption est calculé comme étant

$$k_{eff}^{A} = \frac{1}{N} \sum_i W_i \bar{\nu}_k \left[\frac{\sigma_{f_k}}{\sigma_{c_k} + \sigma_{f_k}} \right] \tag{4.23}$$

où i est sommé sur l'ensemble des captures analogues intervenant sur un noyau k pouvant fissionner. Dans le cas des captures implicites, le terme W_i est remplacé par $W_i' = W_i(\sigma_{c_k}+\sigma_{f_k})/\sigma_{T_k}$ qui correspond au poids statistique absorbé durant la capture.

- Estimateur de longueur de trace :

Cet estimateur est accumulé à chaque fois qu'un neutron traverse une distance d dans une cellule contenant des noyaux pouvant fissionner. L'estimateur de trace est calculé comme étant :

$$k_{eff}^{TL} = \frac{1}{N} \sum_i W_i \rho d \sum_k f_k \bar{\nu}_k \sigma_{f_k} \tag{4.24}$$

où i est sommé sur l'ensemble des trajectoires des neutrons.

---

7. Spectre de fission de Watt : $W(a,b,E') = Ce^{aE'} sinh(\sqrt{bE'})$ où $C = \sqrt{\pi \frac{b}{4a}} \frac{e^{\frac{b}{4a}}}{a}$ et E' est l'énergie du neutron secondaire. Le coefficient a est dépendant de l'énergie du neutron incident et s'exprime par : $a(E) = a_0 + a_1 E + a_2 E^2$ où E est l'énergie du neutron incident. Les coefficients a_0, a_1, a_2 et b sont dépendants du noyau fissionnant. Une paramétrisation de ces coefficients est disponible en référence [163].

8. Ces trois estimateurs sont respectivement nommés *"The Collision Estimators"*, *"The Absorption Estimators"* et *"The Track Length Estimators"* en anglais.

À l'issue d'un calcul, la valeur moyenne de chacun des estimateurs sur les cycles actifs du problème est retournée par MCNP. Trois k_{eff} combinés correspondant à la combinaison deux à deux des trois estimateurs ainsi qu'un k_{eff} combiné à partir des trois estimateurs sont également calculés. Les erreurs statistiques ainsi que les intervalles de confiance des estimateurs individuels et combinés du k_{eff} sont également calculés en tenant compte des corrélations entre les différents estimateurs.

Les avantages de chacun des estimateurs varient suivant le type de problème considéré et aucun estimateur ne peut être défini comme étant meilleur que les autres pour l'ensemble des problèmes. Par conséquent, il est conseillé d'utiliser le k_{eff} et les intervalles de confiance résultant de la combinaison des trois estimateurs du k_{eff}.

Convergence de la source de fission

Dans toute simulation MCNP utilisant la carte KCODE, il est nécessaire de s'assurer que la source est correctement convergée avant le démarrage des cycles actifs pour envisager obtenir des résultats corrects. L'utilisation d'une source non convergée lors du premier cycle actif, c'est-à-dire possédant encore une "trace" de la distribution spatiale initiale fixée par l'utilisateur, peut être à l'origine de l'introduction d'un biais sur l'ensemble des résultats de la simulation (k_{eff} et tallies). Cette erreur n'étant pas prise en compte dans l'estimation des erreurs statistiques par MCNP, il convient donc à l'utilisateur de s'assurer de la convergence de la source avant le démarrage des cycles actifs.

Afin de faciliter la détermination du nombre minimal de cycles inactifs utiliser MCNP effectue un calcul de l'entropie de Shannon $H_{src,i}$ de la source à chaque cycle i [165]. L'entropie de Shannon de la source permet d'exprimer mathématiquement la distribution spatiale de la source au sein de la géométrie. La caractéristique de cette variable est de converger vers une valeur au fur et à mesure que la distribution spatiale de la source de neutron devient stationnaire. Afin de calculer l'entropie $H_{src,i}$, MCNP définit au début de chaque calcul un réseau maillé en 3D et l'applique sur la géométrie. À chaque cycle i, l'entropie de la source est calculée comme étant :

$$H_{src,i} = -\sum_{j=1}^{N} P_j.log(P_j) \tag{4.25}$$

où N est le nombre total d'éléments du réseau et P_j la fraction de la source générée dans l'élément j du réseau. À l'issue du dernier cycle actif, MCNP calcule également l'entropie moyenne de la source sur la seconde moitié des cycles (cycles inactifs inclus) du problème ($H_{src,mean}$) ainsi que sa déviation standard. MCNP reporte ensuite en sortie le premier cycle k de la simulation comparable avec $H_{src,mean}$ à une déviation standard près, c'est-à-dire le premier cycle vérifiant l'inégalité :

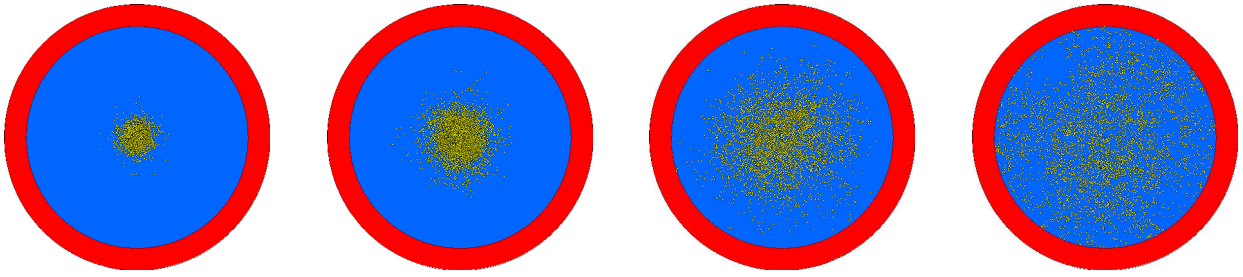
$$H_{src,mean} - \sigma_{H_{src,mean}} \leq H_{src,k} \leq H_{src,mean} + \sigma_{H_{src,mean}} \tag{4.26}$$

MCNP conseille ensuite d'utiliser à minima un nombre k de cycles inactifs. Nous soulignerons plusieurs points importants :

- Le réseau initial est défini par MCNP. Son extension spatiale ainsi que la finesse de son maillage dépendent du nombre de neutrons par cycle utilisé ainsi que de la distribution spatiale initiale de la source. Plus le nombre de neutrons par cycle sera élevé et plus le maillage sera "fin". De même, plus l'extension spatiale initiale de la source sera importante et plus l'extension spatiale initiale du maillage sera importante. Au cours des cycles, l'extension spatiale du maillage est si besoin automatiquement augmentée par MCNP afin d'englober la totalité des sites de fission. Compte tenu du fait que le maillage est défini par MCNP et non par l'utilisateur, la valeur de $H_{src,mean}$ est potentiellement différente pour deux systèmes identiques à l'exception de la source. La valeur de convergence $H_{src,mean}$ ne permet donc pas de conclure quand à la convergence de la source et il est nécessaire de s'intéresser à l'évolution de $H_{src,i}$ au cours des cycles du problème.

- Le nombre de cycles inactifs minimal que MCNP estime comme nécessaire d'utiliser dépend à la fois du nombre de neutrons sources par cycle et du nombre total de cycles défini. En effet, plus ces deux paramètres seront élevés et plus le nombre de cycles que MCNP estimera nécessaire à la convergence de la source sera élevé en raison d'une estimation plus précise de l'entropie moyenne $H_{src,mean}$.
- La convergence de l'entropie de la source est un estimateur de la stabilisation spatiale de la source. Cependant, il est également nécessaire de s'assurer de la convergence des trois estimateurs du k_{eff} pour déterminer avec certitude le nombre de cycles inactifs minimal à utiliser. En effet, dans le cas de systèmes très homogènes, la convergence du k_{eff} peut avoir lieu avant la convergence de la source et à l'inverse un système fortement hétérogène pourra présenter une convergence apparente de l'entropie, sans que la convergence des estimateurs du k_{eff} ne soit encore atteinte.

Afin d'illustrer notre propos concernant l'impact du nombre de neutrons sources sur l'estimation du nombre de cycles minimal à utiliser effectué par MCNP, prenons l'exemple présenté en figure 4.3. Ce fichier d'entrée décrit une sphère de rayon $r = 200\,\text{cm}$ d'oxyde d'uranium enrichi à 4% en ^{235}U et entourée de 20 cm d'eau légère. La source initiale de neutrons est centrée en (0,0,0) et comprend un nombre total de 300 cycles. L'évolution spatiale de la source de neutron au cours des cycles est présentée en figure 4.5. La figure 4.6 représente quant à elle l'évolution de l'entropie de la source pour trois simulations utilisant un nombre de neutrons par cycle différent. Pour chacun des cas, nous pouvons observer l'augmentation de l'entropie de Shannon de la source au cours des cycles et sa convergence lorsque la stabilisation spatiale de la source est atteinte. Nous pouvons également voir que le nombre de cycles inactifs que MCNP conseille d'utiliser diffère entre les différents cas et est d'autant plus élevé que le nombre de neutrons sources est important.



(a) 1er cycle **(b)** 5e cycle **(c)** 20e cycle **(d)** 100e cycle

Figure 4.5 – Évolution de la distribution des neutrons d'une source de neutrons initialement centrée en (0,0,0) d'une sphère homogène (en bleu : sphère d'UO_2 de 200 cm de rayon, en rouge : gap d'eau légère entouré d'un réflecteur). Les positions initiales des neutrons générés (en jaune) sont obtenues après projection sur un plan extérieur à la sphère. Ces graphiques ont été réalisés à l'aide de l'outil de visualisation VIZED (MCNP Visual Editor [166]).

À titre d'exemple et pour illustrer la nécessité d'effectuer une vérification visuelle à la fois de la convergence de l'entropie de la source et des trois estimateurs du k_{eff} pour s'assurer que la distribution spatiale de la source a atteint un équilibre, reprenons le cas de la sphère décrite précédemment. Cette fois-ci, nous ajoutons une sphère creuse de 2 cm d'épaisseur constituée d'UO_2 enrichi à 100% en ^{235}U autour de celle constituée d'UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U. L'évolution de l'entropie de Shannon de la source ainsi que celle des trois estimateurs du k_{eff} en fonction des cycles pour une source initialement placée au centre de la sphère est présentée en figure 4.7. Pour cette simulation utilisant 400 000 neutrons par cycle pour un total de 130 cycles, MCNP estime qu'au minimum 33 cycles inactifs doivent être utilisés pour distribuer la source. Nous pouvons observer sur les graphiques la forte augmentation du k_{eff} après environ 30 cycles lorsque les neutrons commencent à atteindre la sphère externe fortement

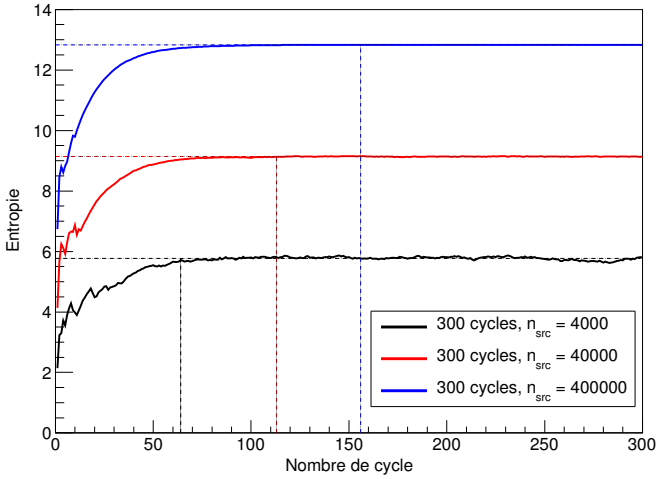


FIGURE 4.6 – Évolution de l'entropie de Shannon de la source de la sphère homogène pour différents nombres de neutrons sources. Pour les trois cas considérés (n_{src} =$\{4.10^3, 4.10^4, 4.10^5\}$), les 1er cycles à avoir une entropie compatible avec l'entropie moyenne de la seconde moitié des cycles à une déviation standard près sont respectivement les cycles 64, 113 et 156. Les entropies moyennes obtenues sur les 150 derniers cycles de ces trois cas ainsi que leurs incertitudes statistiques à 1σ sont respectivement : $5{,}767 \pm 0{,}054$, $9{,}138 \pm 0{,}006$ et $12{,}832 \pm 0{,}002$. Les pics observés entre 0 et 50 cycles correspondent aux cycles pour lesquels MCNP a procédé à une extension spatiale du réseau.

enrichie. En parallèle, l'entropie de la source augmente également fortement jusqu'à dépasser la valeur qui sera atteinte après la convergence spatiale de la source. En raison du caractère non monotone de l'entropie de la source en fonction du nombre de cycles, le nombre de cycles nécessaire à la convergence de la source est ici fortement sous-estimé par MCNP. Nous pouvons en effet constater qu'un nombre minimal de l'ordre de 70 à 80 cycles inactifs devrait être envisagé. Le biais obtenu dans cet exemple est dû à l'hétérogénéité spatiale de la matière fissile dans la géométrie et montre l'importance de s'assurer également de la convergence des estimateurs du k_{eff} pour s'assurer de la convergence spatiale de la source. Nous pouvons également noter que l'utilisation d'un nombre de cycles ou de neutrons par cycle plus important que ceux utilisés dans cette simulation n'aurait pas conduit à une meilleure estimation par MCNP en raison du caractère non monotone de l'entropie de la source en fonction du nombre de cycle (présence d'une bosse autour du 40^e cycle.)

4.2 Le code MURE

Le code MURE (MCNP utility for reactor evolution) [104, 105] a été développé dans l'optique de coupler les capacités de transport des neutrons dans la matière du code MCNP avec un code d'évolution temporel du combustible nucléaire et ce afin de permettre la simulation d'expérience de neutronique et de réacteurs nucléaires. Le développement de ce code a été initié par plusieurs laboratoires de l'IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules) dont principalement le LPSC de Grenoble (Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie) et le groupe PACS de l'IPN d'Orsay (Institut de Physique Nucléaire).

Ce code open source est écrit en C++ et constitué d'un ensemble de modules indépendants permettant d'obtenir une grande souplesse de programmation et le rendant particulièrement bien adapté à la définition et à la simulation de géométries complexes et innovantes. Il est par exemple utilisé dans la communauté pour effectuer des simulations de réacteurs de 3^e génération (REP, CANDU, PBR[9],

9. Pebble Bed Reactor (PBR) : réacteur à haute température dont le combustible est contenu dans des boulets

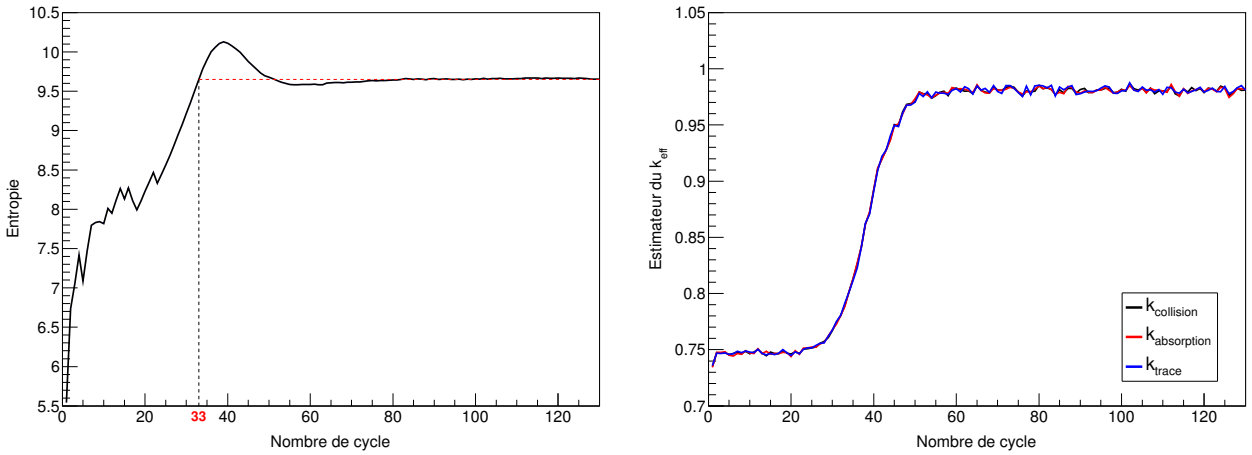


Figure 4.7 – Évolution de l'entropie de Shannon des neutrons sources ainsi que celle des trois estimateurs du k_{eff} en fonction du nombre de cycles pour une source initialement placée au centre d'une sphère hétérogène.

etc.) [167, 168], des réacteurs de 4^{e} génération (RNR sodium [157], ADS [10] [152]) mais également de réacteurs de recherche tel que le réacteur OSIRIS de Saclay [169]. À l'heure actuelle, MURE continue à être maintenu à jour et se voit régulièrement apporter de nouvelles fonctionnalités par les différents utilisateurs de la communauté. Ce code est disponible auprès de la NEA (Agence de l'Énergie Atomique) [170].

4.2.1 Principe de fonctionnement

Le code MURE consiste en un ensemble de modules indépendants permettant d'automatiser la préparation et le lancement successif de calcul MCNP, avec entre chaque calcul MCNP un calcul d'évolution du combustible. Un schéma de principe d'une simulation MURE est présenté en figure 4.8.

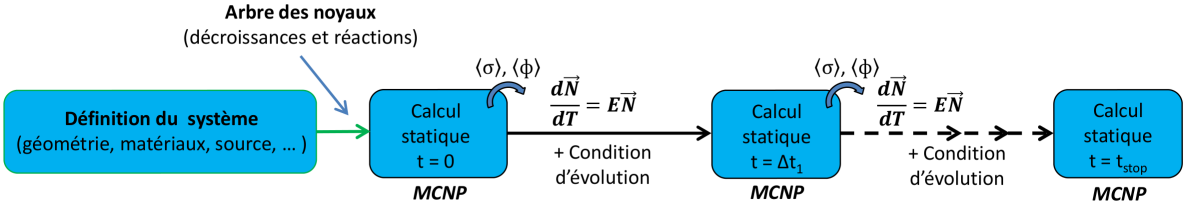


Figure 4.8 – Schéma de principe d'une simulation MURE.

4.2.2 La définition des paramètres d'entrée

La première étape dans la création d'un fichier de simulation MURE est la définition du système initial qui sera alors utilisé par MURE pour générer les fichiers de simulation MCNP.

La géométrie est définie à l'aide de deux classes principales : la classe *Shape* et la classe *Cell*. Ces deux classes permettent de définir, de manière analogue à MCNP, les surfaces élémentaires du système (sphère, cylindre, pavé...) et les cellules formées à partir des surfaces. Tout comme dans MCNP, les cellules peuvent arborer des formes complexes via l'intersection, l'union et l'exclusion des différentes surfaces entrent elles. La définition de géométries présentant des structures répétées est facilitée par

recouverts de graphite.

10. Accelerator Driven System (ADS) : réacteur sous-critique piloté par un accélérateur.

la possibilité de définir des cellules de type *lattice*. Une lattice est une cellule de type "réseau" (rectangulaire ou hexagonale) dont chaque position est caractérisée par un numéro d'*univers*. Toute cellule définie avec un numéro d'*univers* identique à celui attribué à différentes positions d'une lattice y est automatiquement dupliquée. Des conditions de réflexion peuvent également être appliquées sur les surfaces des cellules. Ces conditions permettent de supprimer les fuites de neutrons hors du système et sont nécessaires à la simulation de systèmes en milieu infini. Deux types de réflexions sont disponibles :

- la réflexion spéculaire qui réfléchit les neutrons avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence ;
- la réflexion blanche qui réfléchie les neutrons de manière aléatoire suivant une distribution angulaire de type cosinusoidale.

À chaque cellule est associé un matériau défini par la classe *Material*. Chaque matériau est caractérisé par les proportions des isotopes le constituant, une densité, un volume et une température. Dans le cas de volumes non triviaux à calculer, les volumes des cellules peuvent être calculés stockastiquement par MCNP. Les matériaux dont l'évolution temporelle est souhaitée doivent être spécifiquement identifiés par l'utilisateur. Notons qu'un même matériau peut être attribué à deux cellules différentes. Toutefois, par souci de simplification dans la suite du manuscrit, lorsque nous nous référerons aux cellules combustibles d'un système, nous considérerons qu'une cellule se réfère à un unique matériau. Par conséquent, lorsque nous parlerons d'un assemblage contenant deux cellules de combustible, il faudra comprendre que deux matériaux combustibles évoluant de manière indépendante sont définis dans notre simulation (chaque cellule étant alors le groupement de plusieurs crayons de combustible).

La discrétisation temporelle de l'évolution ainsi que la puissance totale du système est choisie par l'utilisateur. Une puissance constante ou variable pendant l'évolution peut-être utilisée. Nous soulignons ici un point important. Dans les simulations MURE, uniquement la puissance totale du système est définie en paramètre d'entrée. Dans le cas d'un système composé de plusieurs cellules de combustible, la distribution de puissance dans le système résulte des calculs de transport des neutrons effectués par MCNP et non d'une définition de l'utilisateur.

La définition de la source s'effectue via l'utilisation de la classe *MCNPSource*. Cette classe permet de définir l'ensemble des paramètres de la source tels qu'ils seront utilisés dans les calculs MCNP : le nombre de particules par cycle, le nombre de cycles inactifs et actifs ainsi que la distribution spatiale et énergétique initiale de la source de neutron. Pour le premier pas d'évolution, il est possible d'utiliser une source de neutron externe issue d'un précédent calcul MCNP. L'utilisation d'une source externe permet de réduire le nombre de cycles inactifs à utiliser pour faire converger la source. À chaque pas d'évolution, le calcul MCNP est effectué en réutilisant la source de neutron générée à la fin du calcul MCNP du pas précédent. De cette manière, le nombre de cycles inactifs définis en paramètre d'entrée a uniquement pour vocation de permettre la reconvergence de la source entre chaque pas en temps potentiellement modifié par les variations d'inventaires intervenues depuis le pas d'évolution précédent. De manière générale, plus le nombre de pas d'évolution utilisé et plus le nombre de cellules de combustible défini seront importants et plus il sera nécessaire d'utiliser un nombre de cycles inactifs élevé.

4.2.3 L'évolution du combustible

Le calcul d'évolution du combustible est effectué via la résolution des équations différentielles couplées de Bateman. Ces équations, résolues indépendamment pour chacune des cellules contenant du combustible, permettent de calculer les variations d'inventaires au cours du temps en faisant le bilan des apparitions et des disparitions des différents isotopes ; ces variations étant dues aux décroissances radioactives et aux réactions induites par les neutrons. L'équation de Bateman pour la concentration

N_i d'un isotope i dans un matériau soumis à un flux ϕ de neutron est :

$$\frac{dN_i}{dt} = \underbrace{\sum_j \lambda_j^{j\to i} N_j - \lambda_i N_i}_{Décroissances} + \underbrace{\sum_{j'} N_{j'} \langle \sigma_{j'}^{j'\to i} \phi \rangle - \sum_{\forall r} N_i \langle \sigma_i^r \phi \rangle}_{Réactions} \tag{4.27}$$

où les termes λ et $N\langle\sigma\phi\rangle$ sont respectivement les constantes de temps radioactives et les taux de réaction induits par les neutrons. Dans cette équation, les rapports de branchements associés aux décroissances et aux réactions sont pris en compte de manière implicite dans les notations $j \to i$ et $j' \to i$ des termes d'apparition.

En raison des couplages intervenant entre les inventaires des différents isotopes (via les termes d'apparition et de disparition), ces équations peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = E\vec{N} \tag{4.28}$$

où $\vec{N}$ est le vecteur contenant l'ensemble des concentrations isotopiques et E est la matrice reliant les variations d'inventaires des différents isotopes. La résolution des équations de Bateman consiste donc à résoudre un système d'équations couplées pouvant s'écrire pour chaque isotope i sous la forme :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j E_{ij} N_j \tag{4.29}$$

où les coefficients E_{ij} sont les éléments de la matrice E et représentent les contributions des noyaux j sur le taux de variation du noyaux i à un instant t donné. Les coefficients diagonaux E_{ii} et extradiagonaux E_{ij} se déduisent de l'équation 4.27 et s'expriment comme étant :

$$\begin{aligned} E_{ii} &= -\lambda_i - \sum_k \langle \sigma_i^{i\to k} \phi \rangle \\ E_{ij} &= \lambda_j^{j\to i} + \langle \sigma_j^{j\to i} \phi \rangle \end{aligned} \tag{4.30}$$

Pour résoudre ces équations couplées, MURE a donc besoin de connaître les périodes de décroissances radioactives, les taux de réactions induits par les neutrons ainsi que les différents rapports de branchement des décroissances et des réactions.

Dans MURE, la résolution des équations de Bateman est effectuée à l'aide de la méthode Runge-Kutta d'ordre 4. Cette méthode de résolution fait intervenir deux nouveaux niveaux de discrétisation temporelle. Le temps entre deux calculs MCNP est ainsi subdivisé en N_{RK} pas Runge-Kutta tel que $\Delta T^{RK} = (T_N^{MCNP} - T_{N+1}^{MCNP})/N_{RK}$ où T_N et T_{N+1} sont les temps associés à deux calculs MCNP consécutifs. Entre chaque pas ΔT^{RK}, les sections efficaces sont considérées comme constante [11]. Par défaut MURE considère 10 pas Runge-Kutta entre chaque calcul MCNP. L'utilisateur a toutefois la possibilité de modifier la valeur N_{RK}.

Entre chaque pas RK, un nouveau niveau de discrétisation est automatiquement construit par MURE afin de résoudre les équations couplées. Le pas δT^{RK} de cette discrétisation est considéré comme variable afin de pouvoir être adapté à la durée entre chaque pas MCNP. Entre chaque pas δT^{RK}, le flux et donc les sections efficaces microscopiques sont considérés comme constants.

Dans la suite du manuscrit, lorsque nous parlerons de "pas d'évolution", nous nous référerons au pas MCNP et non aux pas Runge-Kutta.

11. À chaque pas RK, une étape de normalisation des flux MCNP est effectuée. Cette normalisation est présentée en section 4.2.6.

4.2.4 Les bases de données

Trois différents types de données nucléaires sont nécessaires aux simulations MURE :
- les constantes nucléaires de bases : masses, périodes radioactives, modes de décroissance et intensités d'émission ;
- les sections efficaces d'interaction des neutrons avec les noyaux (fission, capture, (n,2n), (n,3n), total) ;
- les distributions en masse des fragments de fission.

Les données nucléaires de bases sont obtenues à partir de mesures fondamentales et/ou de modèles de physique nucléaire. Ces données sont ensuite soumises à un processus complexe d'évaluation, de correction et d'analyse avant d'être regroupées pour constituer des bases de données dites "évaluées" [171]. Les trois bases de données internationales les plus complètes et les plus utilisées de production de fragments de fission et de sections efficaces sont les bases :
- ENDF/B (Evaluated Nuclear Data File - base américaine) [150] ;
- JEFF (Joint Evaluated Fission and Fusion - base européenne) [172] ;
- JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library - base japonaise) [173].

Les différentes versions d'une même base sont différenciables à partir du numéro de version suivant le nom des bases. Les versions les plus récentes de ces trois bases sont : JEFF-3.1.2 (février 2012), ENDF/B-VII.1 (décembre 2011) et JENDL-4.0u2 (2012).

Chacune de ces bases de données utilise un format commun initialement utilisé par les bases ENDF. Ce format adopte le même acronyme ENDF (Evaluated Nuclear Data Format). L'ensemble des bases de données évaluées est fourni à la température de 300 K. Pour pouvoir être utilisées par les applications, les bases de données au format ENDF doivent être traitées par un code traducteur permettant de générer des sections efficaces dépendantes de la température. MCNP et MURE requièrent des bases continues en énergie au format ACE (A Compact Evaluated nuclear data file). La traduction du format ENDF vers ACE peut par exemple être réalisée par le code NJOY [12].

Les chemins d'accès aux bases de données de sections efficaces sont répertoriés dans MURE au sein d'un fichier nommé *BaseSummary.dat*. L'utilisateur a la possibilité de choisir l'ordre de priorité d'utilisation des différentes bases de données disponibles dans le *BaseSummary.dat*. Lors de l'appel d'une section efficace d'un noyau à une température donnée, la base de données possédant la priorité la plus haute est utilisée. Si elle n'est pas disponible, alors la base de priorité directement inférieure est utilisée. La marge de tolérance admissible sur la température (fixée par défaut à 50 K) peut également être choisie par l'utilisateur.

Une option permettant la génération d'un fichier XSDIR basé sur le *BaseSummary.dat* est disponible. L'utilisation de cette option permet de s'assurer que les calculs statiques effectués par MCNP et les calculs d'évolution réalisés par MURE utilisent les mêmes bases de données.

Cas des produits de fission

Lors des calculs d'évolution, les produits de fission sont construits à partir des taux de production disponibles dans les bases de données [13]. Comme nous l'avons vu précédemment, les taux de production de PF des noyaux fissiles sont disponibles dans les bases de données pour trois domaines en énergie : thermique, rapide et haute énergie [14]. Par défaut, MURE utilise une seule distribution par noyau. Le type de spectre utilisé est choisi par l'utilisateur en fonction du type de réacteur simulé. Une récente implémentation dans le code MURE [168] permet désormais de prendre en compte l'énergie

12. Un code d'interface nommé ENDF2ACE [174] est également disponible dans MURE. Ce code regroupe plusieurs modules de NJOY et permet de faciliter la génération de base au format ACE (binaire ou ASCII).

13. Par défaut, MURE utilise les taux de production provenant de la base ENDF/B-VI.8. Dans nos simulations, la base JEFF-3.1 [86] a été utilisée.

14. En réalité, les expériences de mesure de taux de production sont réalisées à énergie fixe (typiquement 0,025 eV, 450 keV et 14 MeV). Des frontières sont ensuite utilisées pour définir chacun des trois domaines en énergie.

des neutrons incidents. Pour cela, à chaque pas d'évolution et pour chaque noyau pouvant fissionner, MURE calcule la proportion de fissions intervenant dans chacune des gammes d'énergie. Un taux de production moyen par fission est ensuite calculé en pondérant les taux de production de chacune des gammes d'énergie par leur contribution. Nous avons fait le choix d'utiliser cette option dans l'ensemble de nos simulations.

4.2.5 L'arbre des noyaux

La résolution des équations couplées de Bateman nécessite de connaître au préalable l'ensemble des noyaux qui peuvent être produits par réaction et par décroissance ainsi que leurs liens de filiation. Ces informations sont générées par MURE en amont de la simulation au sein d'une arborescence appelée *arbre des noyaux*. En raison de la multitude de réactions de décroissances et de réactions possibles, il est nécessaire de simplifier cette arborescence afin de ne pas considérer l'ensemble des noyaux existants. La limitation des temps de calcul via la simplification de l'*arbre des noyaux* est effectuée par 3 méthodes présentées ci-dessous.

Simplification sur les temps de demi-vie

La première méthode consiste à appliquer une condition limite T_{seuil} sur le temps de demi-vie de chacun des noyaux. Par défaut, cette limite est fixée à 1 h mais l'utilisateur a la possibilité de la modifier. Le principe de cette simplification est présenté en figure 4.9. Dans cet exemple, le noyau noté A produit par décroissance le noyau B de durée de vie T_B qui à son tour va former par décroissance les noyaux C et D. Si la durée de vie du noyau B est inférieure à T_{seuil}, alors ce noyau est supprimé de l'*arbre des noyaux* et la décroissance du noyau A engendre directement la production des noyaux C et D. Afin de ne pas biaiser les taux de production des noyaux C et D, ces noyaux sont affectés des taux de production de leur noyau père B. Un exemple d'application de cette méthode de simplification pour la réaction de fission de l'^{235}U est illustré en figure 4.10.

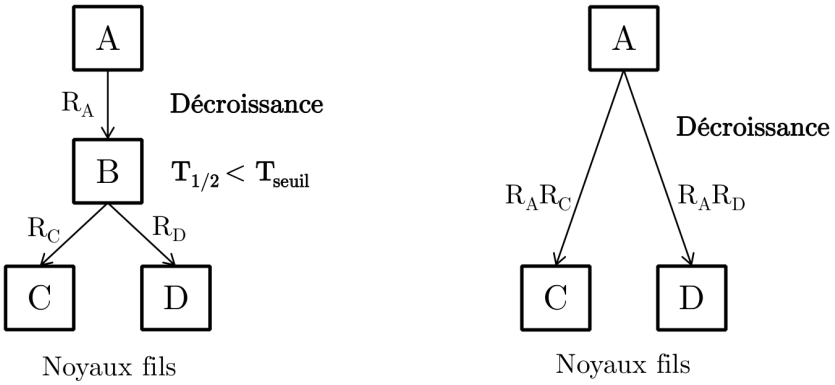
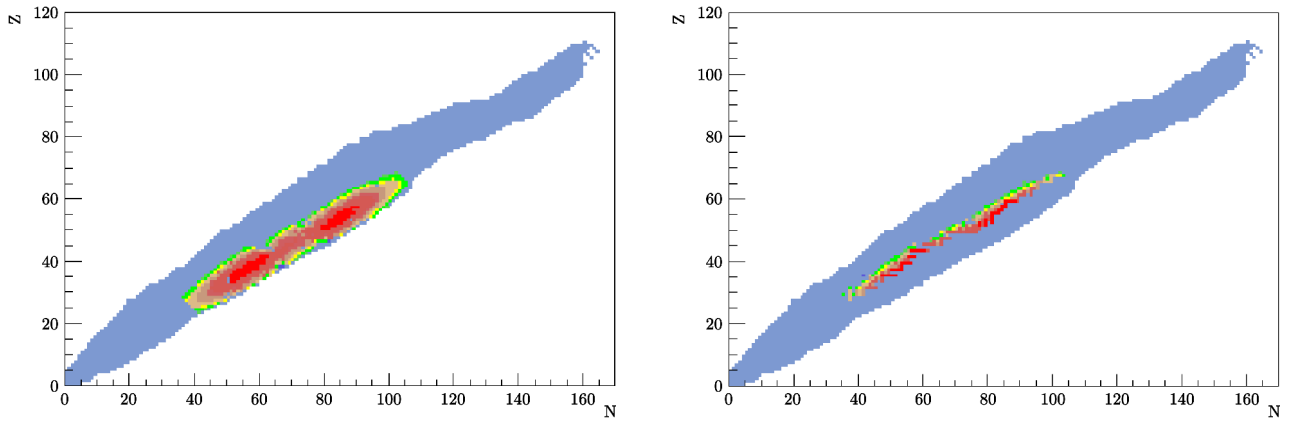


Figure 4.9 – Schéma de principe de la simplification de *l'arbre des noyaux* en utilisant une période seuil de demi-vie radioactive [158].

Suppression des réactions non significatives

La seconde simplification de l'arbre des noyaux se fait au travers de la sélection des réactions significatives. Pour cela une quantité Ξ_i est calculée pour l'ensemble des sections efficaces σ_i disponible



(a) Produit de fission de l'^{235}U **(b)** Produit de fission de l'^{235}U ($T_{seuil} = 1\,\mathrm{h}$)

FIGURE 4.10 – Simplification de *l'arbre des noyaux* de la réaction de fission de l'^{235}U en utilisant une période seuil de demi-vie radioactive de 1 h [105].

tel que :

$$\Xi_i = \frac{\int \sigma_i(E) d\log(E)}{\int d\log(E)} \tag{4.31}$$

Si cette quantité vérifie $\Xi \geq 0,01$ barn alors la réaction est considérée comme significative et est conservée. Dans le cas contraire, la réaction est supprimée de *l'arbre des noyaux*. L'intégration d'une section efficace σ_i sur un logarithme de l'énergie revient à considérer sa moyenne sur un flux plat en léthargie et permet de ne pas négliger les réactions intervenants à basse énergie.

Simplification par absence des bases de données

La troisième simplification est indépendante de MURE et concerne la disponibilité des bases de données. Si pour un noyau donné, les bases ne contiennent aucune information concernant les réactions par neutrons, alors les réactions ne sont pas considérées et uniquement les décroissances radioactives de ce noyau sont prises en compte.

Reconstruction des inventaires après simplification

Au chapitre 2 (cf. section 2.2.3), nous avons présenté la méthode employée dans Double Chooz pour prédire le flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les cœurs de Chooz à partir des résultats de taux de fission issus des simulations MURE des réacteurs. Dans cette méthode, les spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission de référence des isotopes d'intérêt d'^{235}U, d'^{238}U, de ^{239}Pu et de ^{241}Pu sont utilisés. Toutefois, dans le cas où l'on souhaite prédire le flux et le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ d'un réacteur dont les spectres $\bar{\nu}_e$ de fission ne sont pas connus, cette méthode ne peut pas être directement utilisée. Dans ce cas, il est possible d'utiliser directement les inventaires des produits de fission issus d'une simulation pour reconstruire par *méthode de sommation* le flux et le spectre en énergie totale émis par le réacteur étudié. Pour effectuer une telle reconstruction, il est donc nécessaire de disposer de l'évolution des inventaires de l'ensemble des produits de fission, et en particulier de ceux présentant une durée de vie courte. Cependant, comme nous venons de le mentionner, pour des raisons de temps de calcul, il n'est pas possible de complètement supprimer la durée seuil sur les temps de demi-vie. Une reconstruction à postériori des inventaires des produits de fission à vie courte est alors nécessaire. Récemment, une méthode de reconstruction a été développée et implémentée dans MURE [168]. Pour les simulations MURE utilisant cette méthode, un seuil inférieur à 120 s sur les temps de demi-vie doit alors être utilisé afin de ne pas biaiser la

reconstruction. Ce travail offre ainsi la possibilité de prédire les flux et les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ attendus pour les réacteurs du futur et ouvre la voie à des études prédictives du potentiel d'utilisation des $\bar{\nu}_e$ émis par ces réacteurs à des fins de lutte contre la prolifération. Le détail de ce travail peut être retrouvé en référence [168].

4.2.6 Gestion de l'évolution par MURE

Les différentes méthodes d'évolution

Trois méthodes différentes d'évolution du combustible sont disponibles dans MURE. La différence entre chacune de ces méthodes réside dans la façon dont sont obtenus les taux de réactions microscopiques $\langle\sigma\phi\rangle$ nécessaires à la résolution des équations de Bateman entre deux pas en temps T_N et T_{N+1} :

- la première méthode se nomme *"évolution à taux de réaction constant"*. Il s'agit de la méthode d'évolution par défaut. À chaque pas d'évolution T_N, l'ensemble des taux de réactions moyens par noyaux et par cellules de combustible est calculé par MCNP. Ces taux de réactions sont ensuite utilisés par MURE pour effectuer le calcul de l'évolution jusqu'au pas d'évolution suivant T_{N+1} ;
- la seconde méthode se nomme *"évolution Multigroupes"*. Avec cette méthode, les taux de réaction sont calculés par MURE. Pour cela, à chaque pas d'évolution T_N, un tally de flux discrétisé en énergie est calculé par MCNP pour chacune des cellules de combustible. Les taux de réactions sont ensuite calculés par MURE comme étant $\sum_i \phi(E)\sigma_i^r(E)dE$ où σ_i est la valeur moyenne de la section efficace de la reaction r pour le noyau i sur l'intervalle en énergie E considéré. Comme pour la méthode précédente, les taux de réactions obtenus au pas T_N sont ensuite utilisés pour réaliser le calcul d'évolution jusqu'au pas suivant T_{N+1}. Par défaut, cette méthode utilise une discrétisation en énergie de 17 900 canaux. L'intérêt de cette méthode réside dans son très fort impact sur les temps de calcul. Un gain en temps d'un facteur 20 à 30 est typiquement attendu entre un calcul *"Multigroupes"* et un calcul *"à taux de réaction constant"*. On notera malgré tous que l'utilisation de cette méthode entraîne un impact sur la précision des résultats dont nous discuterons dans le prochain chapitre (cf. section 5.2.1) ;
- la troisième méthode se nomme *"méthode prédicteur-correcteur"* (PC). Contrairement aux deux méthodes précédentes, le calcul d'évolution entre les pas en temps T_N et T_{N+1} n'est plus réalisé en utilisant les taux de réaction estimés au pas T_N. Trois méthodes PC différentes sont disponibles dans MURE. Nous présentons ici uniquement la méthode PC utilisable par défaut et donnant les meilleurs résultats. Il s'agit de la méthode *"PC au temps médian"*. Avec cette méthode, chaque calcul d'évolution est réalisé en utilisant les résultats de deux calculs MCNP : un calcul prédicteur, et un calcul correcteur. Un premier calcul MCNP est d'abord effectué au temps T_N. Ce calcul prédictif permet de déterminer les taux de réaction $\langle\sigma\phi\rangle_N$. Un calcul d'évolution utilisant les taux de réaction $\langle\sigma\phi\rangle_N$ est ensuite réalisé du temps T_N au temps T_C tel que $T_C = (T_N + T_{N+1})/2$. Le calcul MCNP correcteur est alors effectué à ce temps médian afin de déterminer les taux de réaction $\langle\sigma\phi\rangle_C$. Le calcul d'évolution final est ensuite réalisé du temps T_N à T_{N+1} en considérant les taux de réactions $\langle\sigma\phi\rangle_C$ estimés au temps médian. Par défaut, cette méthode utilise des taux de réactions microscopiques calculées par MCNP. Toutefois, il est possible de coupler ce mode d'évolution avec l'option *"Multigroupes"* afin de diminuer les temps de calcul. L'influence de cette méthode d'évolution sur les résultats de simulations sera présentée dans le prochain chapitre (cf. section 5.2.2).

Normalisation du flux

Nous avons vu précédemment que les résultats de tally retournés par MCNP (flux, taux de réaction...) sont normalisés par particule source. Pour pouvoir effectuer le calcul d'évolution, une étape de normalisation est donc nécessaire. Quelle que soit la méthode d'évolution utilisée, la normalisation des

sections efficaces microscopiques est effectuée en utilisant la puissance thermique définie en paramètre d'entrée de la simulation. La puissance totale d'un système simulé s'exprime par [15] :

$$P = 1,602.10^{-19} \sum_j \sum_i N_i^j \langle \sigma_{n,fis}^i \phi^j \rangle \epsilon_i \tag{4.32}$$

où : – P est la puissance en MW du système définit par l'utilisateur ;
– i et j sont respectivement le noyau et la cellule considérée ;
– ϵ_i est l'énergie thermique moyenne en MeV libérée par fission de l'isotope i ;
– $N_i^j \langle \sigma_{n,fis}^i \phi^j \rangle$ est le nombre de fissions par seconde de l'isotope i dans la cellule j avec ϕ^j le flux de neutron en neutron.cm^{-2}.s^{-1} dans la cellule j.

La normalisation consiste donc à normaliser le flux MCNP (en neutron.cm^{-2}.nps^{-1}), pour obtenir un flux réel en neutron.cm^{-2}.s^{-1}. Étant donné que cette normalisation n'affecte pas le spectre en énergie des neutrons, il consiste à normaliser le flux MCNP ϕ_{mcnp} par un facteur α_{norm} tel que :

$$\phi^j = \alpha_{norm} \phi_{mcnp}^j \tag{4.33}$$

Le facteur de normalisation peut finalement s'exprimer par :

$$\alpha_{norm} = \frac{P}{1,602.10^{-19} \sum_j \sum_i N_i^j \langle \sigma_{n,fis}^{i,j} \phi^j \rangle \epsilon_i} \tag{4.34}$$

Lors de l'évolution, ce facteur de normalisation est recalculé à chaque pas Runge-Kutta afin de prendre en compte les variations d'inventaires intervenant entre deux pas RK consécutifs. Dans le cas où une puissance variable est définie en paramètre d'entrée, la puissance définie à un pas d'évolution T_N donnée est considérée comme étant constante jusqu'au pas d'évolution suivant.

Pour réaliser ce calcul, un jeu de données d'énergies moyennes libérées par fission (EPF) est par défaut disponible dans MURE [175]. L'utilisateur a toutefois la possibilité d'utiliser le jeu de données de son choix. L'influence du jeu d'EPF utililisé sur les résultats de simulation sera présentée au chapitre 7 (cf. section 7.2.2).

4.2.7 Couplage neutronique thermohydraulique

Un module permettant d'effectuer un couplage de la neutronique et de la thermohydraulique est également disponible dans MURE. Ce module, nommée BATH (Basic Approach of Thermal-Hydraulics) [167], permet de déterminer les distributions de température d'un système et d'adapter en conséquence les températures des cellules de combustible et les densités et températures des cellules de caloporteur. Notons qu'un calcul plus prédictif peut être réalisé en associant le code MURE avec le programme COBRA (Coolant Boilant in Rod Arrays) [176]. Dans le cadre de nos études, ce module n'a pas été utilisé. Nous ne rentrerons donc pas dans le détail de son fonctionnement et nous en présentons donc ici uniquement le fonctionnement général. Pour utiliser ce module, une discrétisation axiale du système doit au préalable avoir été réalisée. L'adaptation des températures est effectuée grâce à un processus itératif : un premier calcul MCNP visant à déterminer le profil de flux du système est réalisé. À l'issue de ce calcul, MURE en déduit la distribution de puissance du système. Des calculs de transfert de masse et de chaleur sont alors effectués par le module BATH et un premier jeu de données de température et de densité est obtenu pour les différentes cellules de combustible et de caloporteur. Un second calcul MCNP intégrant ces nouveaux résultats est alors réalisé et un nouveau jeu de donnée est alors obtenu. Ces différentes étapes de calcul sont ensuite reproduites jusqu'à obtenir la convergence des résultats. L'utilisation de ce module nécessite que l'utilisateur définisse en paramètres d'entrée :

15. Le facteur 10^{-24} de la normalisation $barn \rightarrow cm^2$ des sections efficaces est ici pris en compte de manière implicite dans l'expression de P.

- la puissance totale du système ;
- les types de combustible (UO_2, MOX...) et de caloporteur utilisés (eau légère, sodium...) ;
- la température d'entrée du caloporteur et son débit massique ;
- la pression de sortie du caloporteur ;
- les dimensions géométriques des pastilles de combustible, de la gaine et du gap de gaz autour du combustible.

La réalisation des calculs de transfert de masse et de chaleur par COBRA nécessite de disposer de bases de données contenant les densités et les conductivités thermiques de différents types de combustibles et en plus de viscosité et la capacité calorifique pour différents types de caloporteur. Un ensemble de jeux de données est par défaut disponible dans MURE.

4.2.8 MUREGui

À chaque pas d'évolution MURE génère un fichier de sortie (ASCII ou binaire) contenant les résultats des observables d'intérêt (k_{eff}, flux, taux de réaction...). Ces résultats peuvent ensuite être visualisés grâce à une interface graphique nommée MUREGui (MURE Graphical User Interface) et présentés en figure 4.11. Ce module externe est basé sur ROOT et permet de faciliter l'accès à la relecture et à la sauvegarde des résultats. Grâce à cette interface, il est possible d'accéder aux résultats obtenus pour chacune des cellules de combustibles ou bien aux résultats moyennés sur l'ensemble des cellules de combustible du système simulé.

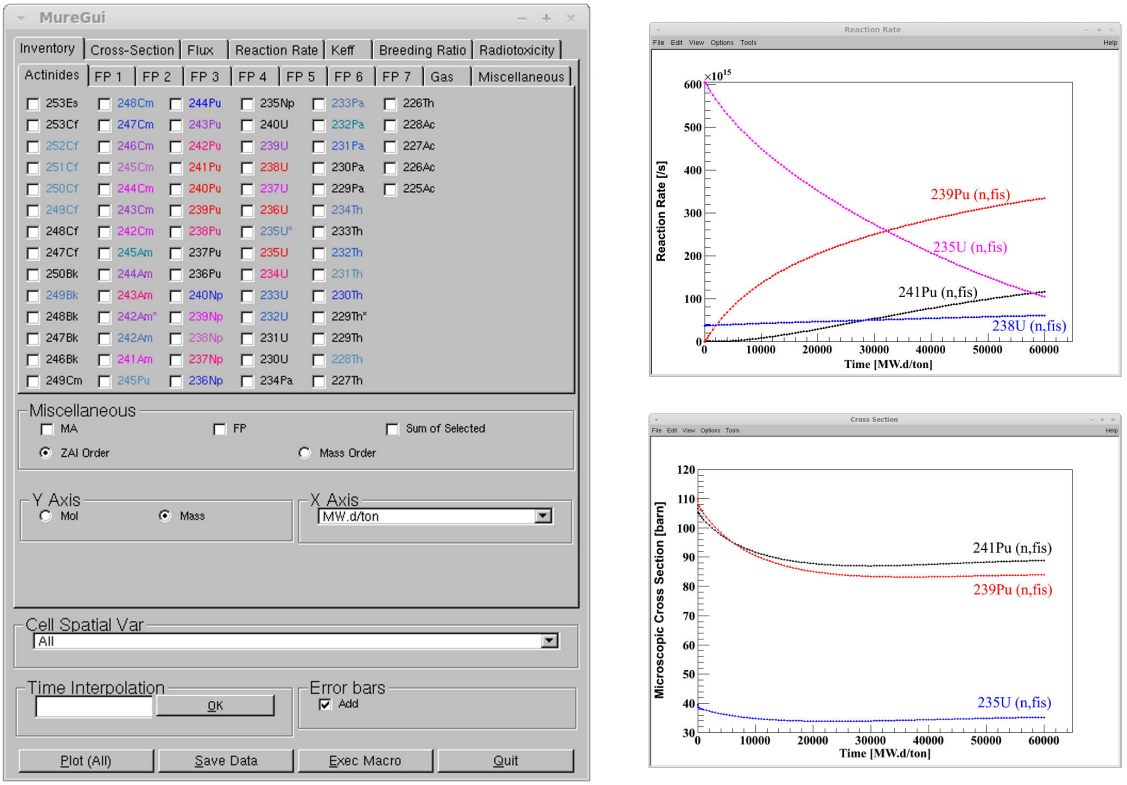


Figure 4.11 – Interface MUREGui de visualisation des résultats de simulation.

À partir de l'interface MUREGui, il est possible d'accéder aux incertitudes statistiques associées aux observables d'évolution suivante : k_{eff}, flux, section efficace microscopique moyenne et taux de réactions. Ces incertitudes sont calculées à partir des incertitudes statistiques statiques estimées par MCNP à chaque pas d'évolution. Par conséquent, ces incertitudes ne prennent pas en compte une éventuelle

propagation des erreurs statistiques au cours de l'évolution sur les inventaires. Les incertitudes statistiques sur les inventaires ne sont donc pas disponibles. Les incertitudes sur le k_{eff}, les taux de réactions microscopiques et les flux par cellules sont directement extraits des résultats de simulation MCNP. Dans le cas des simulations utilisant le mode d'évolution *Multigroupes*, les incertitudes statistiques des taux de réactions microscopiques par cellule sont calculées par MURE à partir des incertitudes statistiques estimées par MCNP sur les flux par cellule discrétisées en énergie. Les incertitudes statistiques associées aux sections efficaces microscopiques moyennes sont calculées par MURE comme étant :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(\sigma\phi)}{\sigma\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)^2} \tag{4.35}$$

Ce calcul ne prend donc pas en compte les corrélations entre le flux et les sections efficaces.

Dans le cas de simulation définie avec plusieurs cellules de combustible, les incertitudes statistiques associées aux différentes observables moyennées sur l'ensemble des cellules de combustible sont calculées par MURE à partir des incertitudes par cellule.

Il est important de garder à l'esprit que les calculs d'incertitude réalisés par MURE sont entièrement dépendants des incertitudes statistiques calculées par MCNP et ne prennent donc pas en compte en compte la propagation des incertitudes statistiques au cours de l'évolution. Par conséquent, des biais peuvent apparaître dans les incertitudes statistiques fournies par MURE et ce pour l'ensemble des observables. Ce point sera discuté au chapitre suivant (cf. section 5.1.3).

Chapitre 5

La simulation des assemblages de Chooz

Sommaire

5.1 La simulation des assemblages de Chooz . . . 140
5.1.1 Paramètres de simulation . . . 140
5.1.2 Évolution des observables . . . 142
5.1.3 Estimation des incertitudes statistiques associées aux observables . . . 148
5.2 Études de sensibilité liées aux paramètres intrinsèques de simulation . . . 152
5.2.1 L'évolution *Multigroupes* du combustible . . . 152
5.2.2 Discrétisation temporelle de l'évolution du combustible . . . 157
5.2.3 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible . . . 165
5.3 Benchmark MURE/APOLLO2-F . . . 184
5.3.1 Paramètres de simulation . . . 184
5.3.2 Comparaison des inventaires et k_∞ . . . 185
5.3.3 Comparaison des distributions de puissance . . . 188
5.3.4 Conclusions du benchmarck . . . 188
5.4 Conclusions . . . 189

Ce chapitre a pour objectif de présenter les simulations développées pour chacun des différents types d'assemblage utilisés dans les deux cœurs de la centrale de Chooz. Ces simulations seront par la suite utilisées pour prédire les inventaires initiaux de nos simulations de cœur (cf. chapitre 6) ainsi que pour estimer les incertitudes systématiques associées à nos prédictions de taux de fission des cœurs de Chooz (cf. chapitre 7).

Dans une première partie, nous présenterons les caractéristiques propres à chacun de ces différents types d'assemblages ainsi que les simulations MURE développées en vue de prédire leurs évolutions sous irradiation. Nous présenterons ainsi les options de simulation utilisées ainsi que les résultats obtenus pour les principaux paramètres d'évolution de ces assemblages et d'intérêt pour nos études, à savoir : les inventaires, les flux de neutron, les coefficients de multiplication effectifs de neutron et les taux de fission. La seconde partie portera sur les problématiques générales liées à l'utilisation des codes de simulations réacteur avec évolution du combustible. Dans cette partie seront présentés les résultats de plusieurs études de sensibilité portant sur les principales options de simulation choisies par l'utilisateur lors de la définition d'une simulation MURE. Ces études concernent : l'impact du mode d'évolution du combustible utilisé par MURE, l'impact du niveau de discrétisation temporelle de l'évolution et l'effet du niveau de discrétisation spatiale du combustible lors d'un calcul d'évolution. Dans une dernière partie seront présentés les résultats d'un benchmark réalisé entre les codes de simulation MURE et APPOLO-2F et portant sur les deux principaux types d'assemblage composant les cœurs de Chooz.

5.1 La simulation des assemblages de Chooz

Quatre types d'assemblages d'assemblage différents sont utilisés dans les cœurs de Chooz. Deux caractéristiques principales diffèrent entre ces quatre types d'assemblage : la structure de l'assemblage et la composition initiale du combustible. Les deux types d'assemblages respectivement nommés AFA-XL et AFA-GLrAA [1] présentent une structure générale identique à celle décrite en section 3.2.3. Les différences entre ces deux types d'assemblage concernent essentiellement les compositions des matériaux utilisés pour les gaines des crayons combustibles et des tubes guides, ainsi que les géométries des grilles de maintien des crayons combustible. Les dimensions des gaines de combustibles de ces deux types d'assemblage sont identiques. À Chooz, les quatre types d'assemblages utilisés présentent les caractéristiques suivantes en terme d'enrichissement :

- AFA-XL : combustible UO_2 enrichi à 1,8% en ^{235}U ;
- AFA-3GLrAA : combustible UO_2 enrichi à 3,4% en ^{235}U ;
- AFA-3GLrAA : combustible UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U ;
- AFA-3GLrAA : combustible UO_2 et UO_2-Gd_2O_3 . Ces assemblages sont constitués de 12 crayons ayant une teneur de 8% massique en Gd_2O_3 sur un support UO_2 enrichi à 2,5% en ^{235}U et de 252 crayons UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U. Le gadolinium est utilisé dans ses proportions atomiques naturelles [2]. L'enrichissement moyen de ces assemblages est de 3,94% en ^{235}U.

Dans le cas des réacteurs de Chooz, nous verrons aux prochains chapitres que la majorité des assemblages chargés en cœur sont des assemblages enrichis à 3,94% et 4%. Par conséquent, les études présentées dans la suite du manuscrit ont préférentiellement été réalisées sur ces deux types d'assemblages.

5.1.1 Paramètres de simulation

Pour chacun des quatre types d'assemblages, une simulation MURE a été développée. Une vue en coupe suivant le plan xy de la géométrie de l'assemblage contenant des crayons gadolinium est présentée en figure 5.1. Les principaux paramètres d'entrée concernant la géométrie et les matériaux des simulations sont présentés dans le tableau 5.1. Ces paramètres nous ont été fournis par EDF.

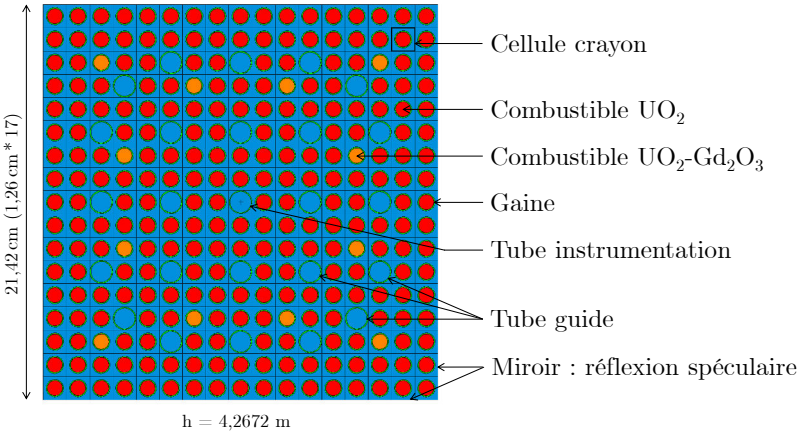


FIGURE 5.1 – Coupe transversale suivant le plan xy de la géométrie MCNP d'un assemblage UO_2-Gd_2O_3.

Pour chacun des quatre types d'assemblage, des paramètres de simulation communs ont été utilisés pour étudier leur évolution sous irradiation.

1. Les assemblages AFA-GLrAA sont des assemblages dits de 3^{e} génération et spécialement conçus pour atteindre des taux de combustion élevés [143].

2. Proportion molaire du gadolinium naturel : ^{152}Gd 0,0020(1), ^{154}Gd : 0,0218(3), ^{155}Gd : 0,1480(12), ^{156}Gd : 0,2047(9), ^{157}Gd : 0,1565(2), ^{158}Gd : 0,2484(7), ^{160}Gd : 0,2186(19) [85].

	AFA-3GLrAA	AFA-XL
Hauteur active	426,72 cm	426,72 cm
Rayon pastilles	0,4096 cm	0,4096 cm
Rayon interne gaine	0,4180 cm	0,4180 cm
Rayon externe gaine	0,4750 cm	0,4750 cm
Rayon interne tube guide	**0,5586 cm**	**0,5625 cm**
Épaisseur tube guide	**0,0640 cm**	**0,0400 cm**
Rayon interne tube instrumentation	**0,5725 cm**	**0,5715 cm**
Épaisseur tube instrumentation	**0,0500 cm**	**0,0405 cm**
Pas du réseau	1,26 cm	1,26 cm
Densité UO_2	10,244 g.cm^{-3}	10,244 g.cm^{-3}
Densité UO_2-Gd_2O_3	9,993 g.cm^{-3}	-
Densité hélium	1,67.10^{-4} g.cm^{-3}	1,67.10^{-4} g.cm^{-3}
Densité gaine	5,7629 g.cm^{-3}	5,7629 g.cm^{-3}
Densité eau	0,6967 g.cm^{-3}	0,6967 g.cm^{-3}
Température combustible	900 K	900 K
Température Gap Hélium	600 K	600 K
Température gaine	600 K	600 K
Température eau	600 K	600 K
Concentration en bore	700 ppm	700 ppm
Matériaux tube guide	**M5**	**Zircalloy-4**
Matériaux gaine combustible	**M5**	**Zircalloy-4**

Table 5.1 – Caractéristiques principales des paramètres d'entrée des simulations d'assemblages

Une puissance thermique constante de 2,0732 MW a été utilisée. Cette puissance correspond à la puissance moyenne vue par un assemblage lorsque le cœur est à pleine puissance (4250 MW_{th}/205).

L'évolution du combustible a été discrétisée en 131 pas d'évolution entre 0 et 60 000 MWj/t. Afin de prendre en compte les variations importantes d'inventaires intervenant en début d'irradiation (apparition des PF neutrophages et des isotopes de plutonium), une discrétisation fine utilisant 12 pas d'évolution entre 0 et 1000 MWj/t a été utilisée. À partir de 1000 MWj/t et jusqu'au terme de l'évolution, un pas d'évolution tout les 500 MWj/t a été utilisé. Pour la puissance thermique utilisée, 500 MWj/t correspond à une période en temps de 12,93 jours pour les assemblages UO_2 et à 12,87 jours pour l'assemblage contenant 12 crayons gadoliniés. La différence est due à la masse initiale en noyaux lourds légèrement plus faible de cet assemblage (536,23 kg de noyau lourd pour les assemblages UO_2 contre 533,73 kg pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3).

Le mode d'évolution *Multigroupes* (cf. section 4.2.6) a par défaut été utilisé. Nous avons toutefois utilisé une discrétisation en énergie plus fine d'un facteur 10 par rapport à la discrétisation utilisée par défaut afin de limiter l'impact de cette méthode sur les résultats de simulation. Les résultats de cette étude seront présentés en section 5.2.1.

Pour les assemblages contenant uniquement du combustible UO_2, une seule cellule combustible a été utilisée pour l'ensemble des 264 crayons. Il en résulte par conséquent une évolution homogène du combustible dans l'ensemble des crayons pour toute la période d'évolution considérée. Pour l'assemblage contenant des crayons gadolinium, 2 cellules combustibles ont été définies. Une cellule regroupant les 12 crayons UO_2-Gd_2O_3 et une cellule regroupant les 252 crayons UO_2.

Pour ces simulations, des densités et des températures moyennes constantes ont été utilisées pour le combustible et le modérateur. La concentration en bore dans le modérateur a également été considérée constante durant l'évolution et égale à 700 ppm.

Les bases de données de sections efficaces JEFF-3.1 [86] ainsi que les bases de données de traitement thermique des neutrons dans l'eau légère *tmccs* [177] et les énergies par fission issues de [95] ont été

utilisées.

Ces simulations ont été réalisées en considérant les approximations géométriques suivantes :

- l'ensemble des pastilles combustibles constituant les crayons a géométriquement été approximé en considérant un tube de rayon équivalent au rayon des pastilles et de hauteur égale à la hauteur active des crayons. Cette approximation consiste donc à négliger la présence d'un évidement et d'un chanfreinage des pastilles. La densité du combustible a par conséquent été normalisée de sorte que la masse totale de combustible définie dans nos simulations correspond bien à l'inventaire initial des assemblages ;
- les grilles de maintien des crayons ainsi que les autres éléments de structure des assemblages ont été négligés ;
- les simulations ont été réalisées en milieu semi-infini. Pour cela, des parois réfléchissantes supprimant les fuites de neutrons ont été ajoutées sur les côtés latéraux de l'assemblage. Les parois inférieures et supérieures et de l'assemblage ont été laissés ouvertes[3]. Une réflexion de type spéculaire a été utilisée ;

Pour chacune des simulations, les paramètres statistiques suivants ont été utilisés : $n_{src} = 300\,000$, $C_A = 150$, $C_I = 30$ et des sources convergées issues de précédents calculs ont été utilisées pour le premier calcul MCNP. Ces calculs d'homogénéisation de la source de neutrons ont été réalisés en utilisant une source initialement distribuée suivant 43 points sources sur la hauteur d'un des crayons au voisinage proche du tube d'instrumentation et en utilisant également 300 000 neutrons par cycle. Le nombre de cycles totaux a quant à lui été porté à 250 et estimé comme suffisant pour homogénéiser la distribution spatiale de la source dans l'assemblage.

À titre d'exemple, l'évolution de la distribution spatiale et de l'entropie de Shannon de la source en fonction du nombre de cycles pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% peuvent être respectivement observées en figure 5.3 et 7.20. Sur le graphique présentant l'entropie de la source, deux cas sont présentés. Pour le premier cas, la source initiale de neutrons est positionnée au centre d'un des crayons au voisinage proche du tube d'instrumentation (courbe noire). Pour le second, la source initiale a été distribuée suivant 43 points répartis tout les 10 cm sur la hauteur d'un des crayons au voisinage proche du tube d'instrumentation (courbe bleue). Pour ces deux cas utilisant 300 000 neutrons par cycle et un total de 2 000 cycles, les premiers cycles à avoir une entropie compatible à 1σ avec l'entropie moyenne estimée sur les 1 000 derniers cycles sont respectivement les cycles 103 et 159.

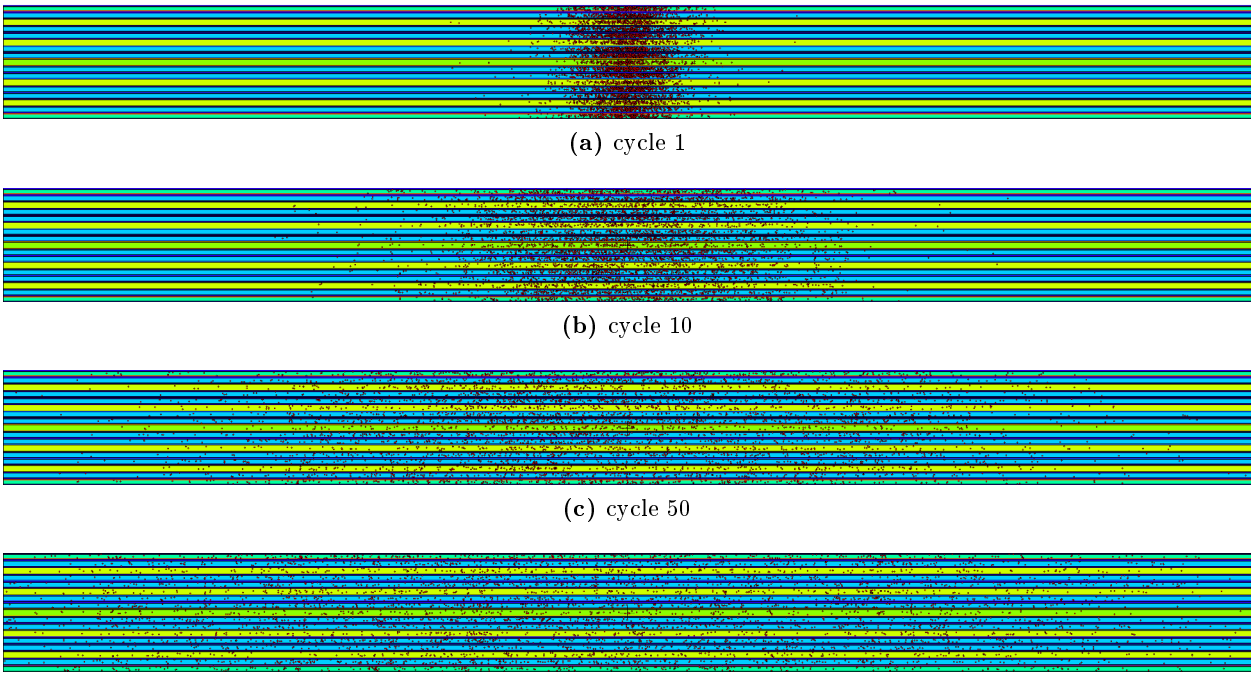
5.1.2 Évolution des observables

Nous allons maintenant présenter les résultats de simulation de ces quatre types d'assemblage. Nous nous intéressons ici aux principales observables évoluant au cours de l'irradiation, à savoir : les inventaires, les taux de fissions, les flux et les k_∞. L'impact des conditions de simulations dont l'utilisateur a la charge sera présenté dans la section suivante. Par la suite, les quatre simulations présentées ici seront appelées "simulation de référence". Les 3 assemblages contenant uniquement des crayons UO_2 seront appelés "assemblage UO_2". L'assemblage enrichi à 3,94% qui contient à la fois des crayons UO_2 et UO_2-Gd_2O_3 sera indifféremment appelé "assemblage UO_2-Gd_2O_3" ou "assemblage gadolinié".

Inventaires et taux de réaction

Intéressons-nous tout d'abord au cas de l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. Les inventaires et les taux de réaction de cet assemblage sont présentés en figure 5.4.

3. Bien que les parois supérieures et inférieures soient laissées ouvertes, dans la suite du manuscrit, nous utiliserons tous de même la notation k_∞ lorsque nous parlerons du coefficient multiplicateur effectif de neutron de ces simulations.



(a) cycle 1

(b) cycle 10

(c) cycle 50

(d) cycle 200

Figure 5.2 – Évolution de la position des neutrons sources dans l'assemblage UO_2 enrichi à 4% en fonction du nombre de cycles. La source initiale est définie avec 5000 neutrons par cycle et initialement positionnée au centre d'un des crayons au voisinage proche du tube d'instrumentation. Les positions initiales des neutrons générés sont obtenues après projection sur un plan extérieur à l'assemblage suivant le plan (x,z). Par souci de lisibilité, un ratio 2:1 est utilisé pour les axes x:z.

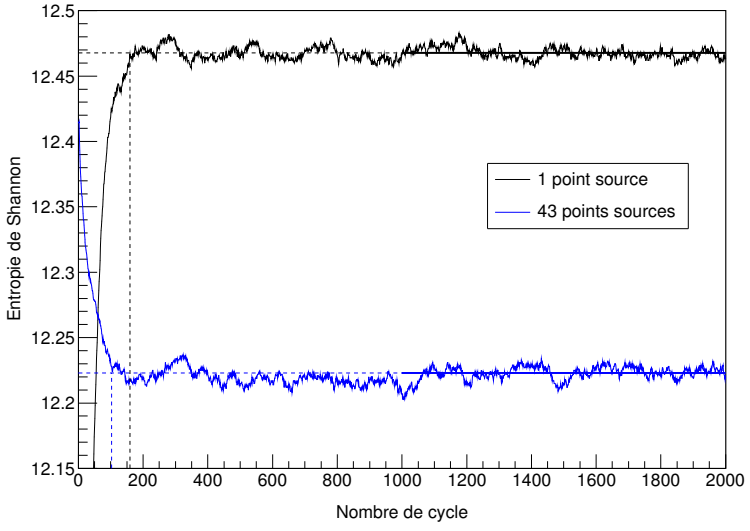


Figure 5.3 – Évolution de l'entropie de Shannon dans un assemblage pour deux distributions spatiales initiales différentes de la source de neutrons. Pour la courbe noire, un seul point source positionné au centre d'un des crayons au voisinage proche du tube d'instrumentation est utilisé. Pour la courbe bleue, 43 points sources positionnés tout les 10 cm sur la hauteur d'un des crayons voisins du tube d'instrumentation ont été utilisés. .

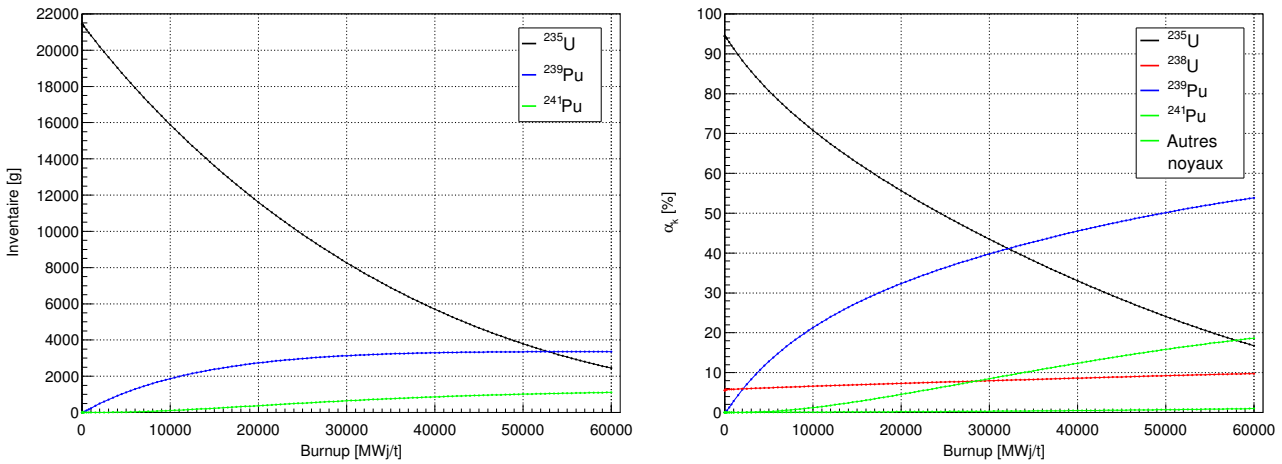


FIGURE 5.4 – Évolution des inventaires et des fractions de fission d'uranium et de plutonium pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%.

Au cours de l'évolution, deux tendances sont observées pour les inventaires des principaux noyaux contribuant à la puissance thermique :

- une réduction de l'inventaire en noyaux fissiles d'^{235}U principalement par fission[1] et en noyaux fertiles d'^{238}U principalement par capture[1].
- une augmentation des inventaires en noyaux fissiles de ^{239}Pu et en ^{241}Pu par capture sur l'^{238}U

Dans le cas d'un combustible UO_2, les contributions aux fissions des différents isotopes dépendent principalement de leur quantité dans le combustible. Étant donné que les énergies libérées par fission de chacun des isotopes sont très proches, leur contribution à la puissance thermique est très proche de leur contribution au nombre total de fissions. Les deux isotopes d'^{235}U et de ^{239}Pu se partagent la majorité des fissions dans le cœur. Au cours de l'irradiation, ces deux isotopes voient leur contribution respectivement diminuer et augmenter en même temps que leur inventaire. Nous pouvons ainsi observer une réduction de l'augmentation de l'inventaire du ^{239}Pu qui tend à se stabiliser au fur et à mesure que sa contribution au nombre de fissions augmente. Nous noterons le burnup particulier B = 32 000 MWj/t pour lequel la contribution au nombre total de fissions du ^{239}Pu devient supérieure à celle de l'^{235}U. Pour ce burnup, l'inventaire en ^{235}U est réduit d'environ 65% depuis le début de l'irradiation.

Bien que l'^{238}U fissionne principalement par des neutrons épithermiques et rapides, son importante quantité dans le combustible lui permet tout de même d'avoir une faible contribution au nombre total de fissions. Initialement d'environ 6%, sa contribution tend, dans le cas de ces simulations, à augmenter avec l'irradiation. À 45 000 MWj/t, sa contribution est alors de l'ordre de 9%. Le ^{241}Pu, qui présente une section efficace de fission moyenne équivalente à celle du ^{239}Pu (cf. table 3.4), ne contribue qu'en plus faible proportion au nombre total de fissions du fait de son inventaire beaucoup plus faible dans le combustible. Sa contribution augmente progressivement avec son inventaire et atteint ici environ 14% en fin d'irradiation. Nous noterons qu'il est nécessaire d'atteindre un burnup de l'ordre de 9000 MWj/t avant que sa contribution aux fissions ne dépasse 1%.

Des comparaisons de l'évolution des inventaires et des fractions de fission des quatre types d'assemblages sont respectivement présentées en figure 5.5 et 5.6. Pour chacun des assemblages, des tendances d'évolution similaire à celle décrite pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% peuvent être observées à la fois sur les inventaires et les fractions de fission. Les écarts les plus importants sont observés pour l'assemblage possédant l'enrichissement initial le plus faible de 1,8%. Nous noterons, que bien que l'évolution de cet assemblage soit ici présentée jusqu'à 60 000 MWj/t pour pouvoir être comparée à

1. En moyenne, pour une période d'évolution comprise entre 0 et 60 000 MWj/t, ∼81% de la réduction de l'inventaire en ^{235}U est due à la fission et ∼90% de la réduction de l'inventaire en ^{238}U est due à la capture neutronique.

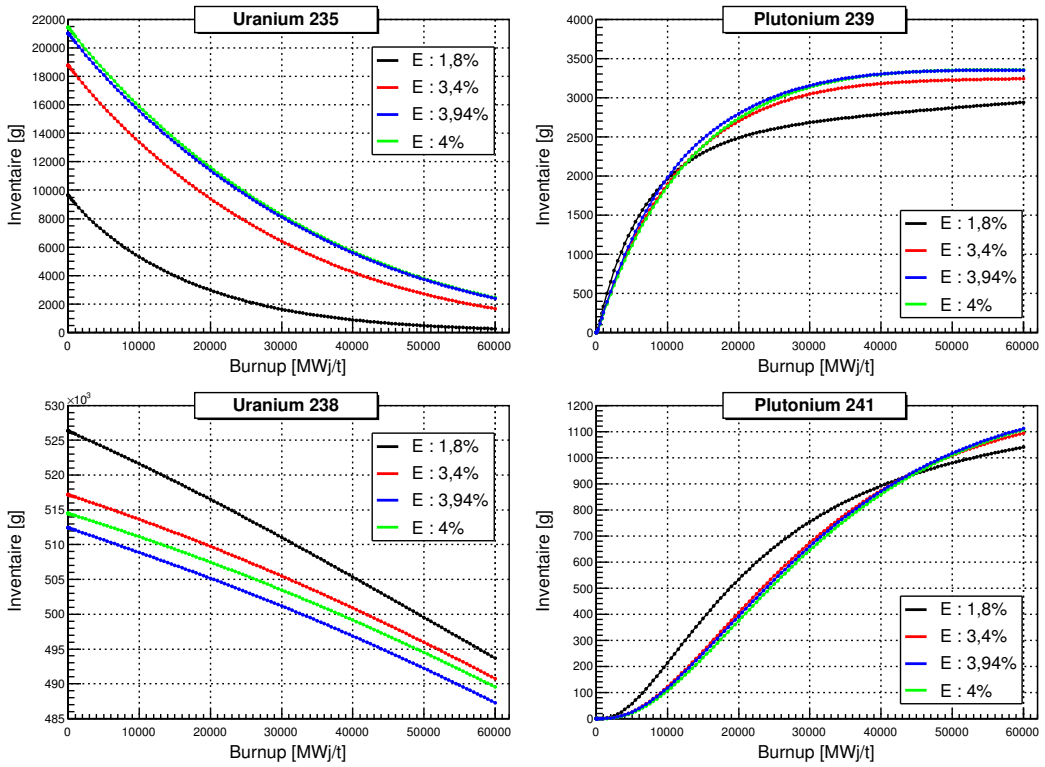


Figure 5.5 – Évolution des inventaires en uranium et plutonium des quatre assemblages de référence.

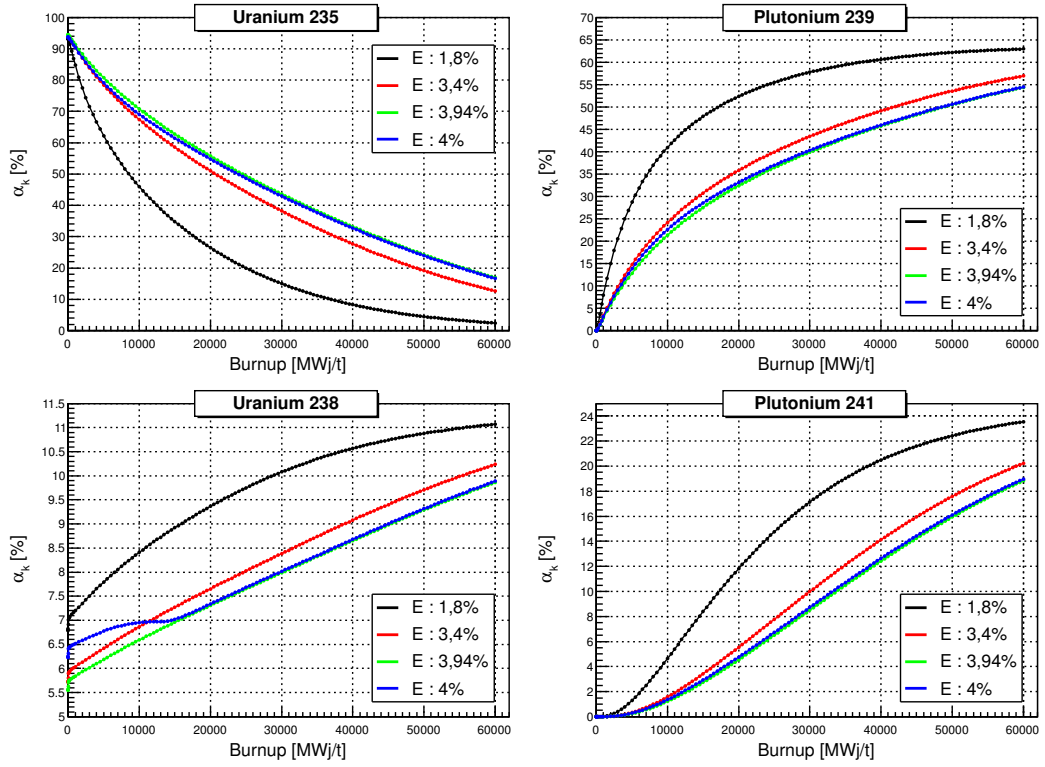


Figure 5.6 – Évolution des fractions de fission des isotopes d'uranium et de plutonium des quatre assemblages de référence.

celle des autres assemblages, ce type d'assemblage du fait de son faible enrichissement initial n'est pas conçu pour atteindre de si hauts taux de combustion en utilisation réelle.

Pour cet assemblage, nous pouvons observer une diminution beaucoup plus rapide de la contribution de l'^{235}U aux fissions. Comme pour les autres assemblages, cette diminution est principalement compensée par une augmentation de la contribution du ^{239}Pu. Pour cet assemblage, la contribution du ^{239}Pu aux fissions devient supérieure à celle de l'^{235}U à partir d'un burnup de l'ordre de seulement 11 000 MWj/t. L'apparition plus rapide des isotopes de plutonium de cet assemblage est induite par sa réactivité plus faible et donc un flux de neutrons plus élevé pour maintenir une puissance thermique équivalente à celle des autres assemblages. En raison de ce flux plus important, un taux de capture sur l'^{238}U plus élevé est observé par rapport aux autres assemblages.

Nous pouvons également noter que les assemblages enrichis à 3,94% et 4% possèdent des évolutions extrêmement similaires à la fois sur les inventaires et sur les fractions de fission, et ce malgré la présence de 12 crayons gadoliniés dans l'assemblage enrichi à 3,94%. La principale conséquence notable de la présence de gadolinium dans l'assemblage enrichi à 3,94% sur les observables présentées ici est l'importante augmentation de la contribution de l'^{238}U aux fissions durant les 15 000 premiers MWj/t d'irradiation. Le gadolinium absorbant majoritairement des neutrons de basse énergie, durant la période correspondant à sa présence en inventaire, le spectre en énergie des neutrons dans cet assemblage va être moins thermique que dans celui des autres assemblages et donc favoriser la fission dans des gammes d'énergie plus élevée. Cet effet sur la fission de l'^{238}U disparait en même temps que la disparition du gadolinium de l'inventaire vers environ 15 000 MWj/t.

Finalement, l'évolution du flux d'antineutrinos émis par fission pour les quatre types d'assemblage en fonction du burnup est présentée en partie gauche de la figure 5.7 et l'évolution du spectre en énergie des antineutrinos émis par fission est présentée en partie droite de cette même figure. Ces graphiques ont été obtenus en couplant les fractions de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium de nos simulations d'assemblages aux spectres en énergie des antineutrinos de référence ($E_{\bar{\nu}_e} > 1,875$ MeV) issus de [87] pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu et de [57] pour l'^{238}U [4]. Pour ce calcul, les coefficients α_k des isotopes d'uranium et de plutonium ont été normalisés à 1 pour ne pas négliger la contribution d'autres isotopes aux nombres totaux de fissions.

Pour les flux, nous retrouvons ici des évolutions et valeurs très proches pour les trois assemblages présentant un enrichissement voisin de 4%. En raison de l'augmentation beaucoup plus rapide de la contribution aux fissions de ^{239}Pu dans l'assemblage enrichi à 1,8%, cet assemblage présente une diminution beaucoup plus rapide du flux d'antineutrinos émis par fission en fonction du burnup.

Dans le cas de l'assemblage enrichi à 4%, le flux moyen d'antineutrinos émis par fission est initialement de 1,89 $\bar{\nu}_e$.fission^{-1}. À 45 000 MWj/t, soit le burnup typiquement atteint par ce type d'assemblage après 3 cycles d'irradiation en cœur est de 1,68 $\bar{\nu}_e$.fission^{-1}, soit une réduction de l'ordre de 11,1%. Pour l'assemblage enrichi à 1,8%, une variation du même ordre de grandeur est obtenue après uniquement 15 000 MWj/t, soit environ un cycle d'irradiation en cœur. Nous précisons que pour ces graphiques, des flux normalisés par fission et non pour une quantité d'énergie libérée sont présentés. Au cours de l'irradiation, en raison de la variation des fractions de fission, l'énergie moyenne libérée par fission augmente. Pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%, une augmentation de l'ordre de 3,4% est observée entre 0 et 45 000 MWj/t (augmentation de 202,12 MeV/fission à 208,89 MeV/fission).

Concernant l'évolution du spectre en énergie des antineutrinos au cours de l'évolution, les trois spectres présentés correspondent respectivement aux spectres en début d'irradiation (0 MWj/t), après 1 cycle (15 000 MWj/t) et après 3 cycles d'irradiation en cœur de l'assemblage (45 000 MWj/t). Nous pouvons ainsi observer les importantes modifications apparaissant sur la forme du spectre en énergie des antineutrinos émis avec l'évolution du combustible. Les écarts les plus importants sont observés

4. Les effets hors équilibre ne sont pas pris en compte dans ce calcul. Nous souhaitons ici uniquement mettre en évidence la variation du flux et du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ due au burnup.

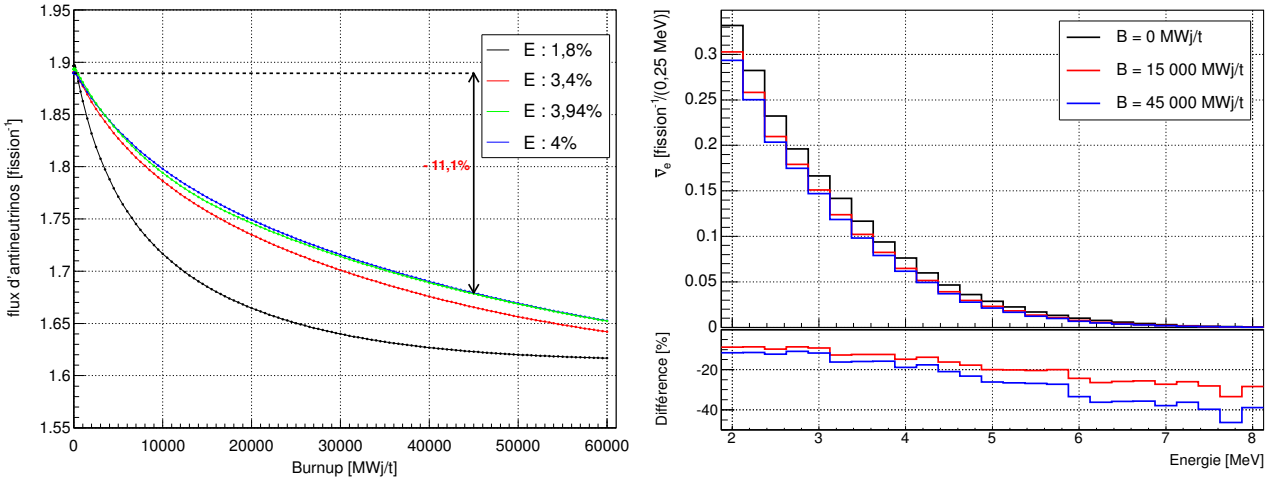


Figure 5.7 – À gauche : Évolution du flux d'antineutrino des quatre assemblages de référence avec le burnup. À droite : Évolution du spectre en énergie des antineutrinos émis avec le burnup pour l'assemblage enrichi à 4%. Les trois spectres présentés sont normalisés à 1 $\bar{\nu}_e$. Une comparaison en énergie des spectres à 15 000 MWj/t et à 45 000 MWj/t par rapport au spectre de début d'irradiation (courbe noire) est présentée en encart.

dans la partie à haute énergie du spectre. Entre un combustible neuf et un combustible ayant effectué 3 cycles d'irradiation en cœur, des différences de l'ordre de 10% sont observées dans la partie à basse énergie du spectre. À haute énergie, ces différences atteignent de l'ordre de 40%.

Réactivité et flux de neutron

Les évolutions des k_∞ et des flux de neutron dans le combustible des quatre assemblages de référence sont présentées en figure 5.8.

Pour les trois assemblages contenant du combustible UO_2, le k_∞ présentent une évolution similaire. Initialement, la valeur du k_∞ est d'autant plus importante que l'enrichissement initial en ^{235}U du combustible est élevé. Dans le cas de ces simulations, le k_∞ à $B = 0$ MWj/t est respectivement de 1,080, 1,269, et 1,300 pour les assemblages UO_2 enrichi à 1,8%, 3,4% et 4%. En début d'irradiation, le k_∞ décroît rapidement avec l'apparition des produits de fission neutrophage dont principalement le ^{135}Xe. Pour l'assemblage enrichi à 4%, cette décroissance est de l'ordre de 4000 pcm en 50 MWj/t. Après la stabilisation de l'inventaire en ^{135}Xe, la réactivité continue à diminuer progressivement et de manière quasi-linéaire durant le reste de l'évolution en raison de la disparition de l'^{235}U de l'inventaire. L'apparition des autres noyaux fissiles de plutonium n'est en effet pas suffisante pour maintenir la réactivité du combustible. Pour l'assemblage contenant 12 crayons gadoliniés, nous pouvons observer l'impact important de la capture du gadolinium durant les 15 000 MWj/t d'évolution. Pendant cette période, le k_∞ est quasiment stabilisé autour d'une valeur de l'ordre de 1,1. Après environ 15 000 MWj/t, le k_∞ tend vers des valeurs voisines de celles observées pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. Les k_∞ de ces deux assemblages ne sont toutefois pas totalement identiques dans la mesure où :

- l'enrichissement initial de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 est légèrement plus faible que celui de l'assemblage UO_2 ;
- la modification du spectre en énergie des neutrons dûe au gadolinium durant les 15 000 MWj/t va impacter l'évolution de l'ensemble des noyaux du combustible.

Nous précisons ici que l'allure du k_∞ observée pendant la période en burnup correspondant à la disparition du gadolinium et notamment la hauteur de la bosse observée à 15 000 MWj/t est fortement dépendante de la discrétisation temporelle de l'évolution que nous avons choisie. Cet effet sera présenté plus en détail dans la prochaine section.

L'évolution des flux de neutrons moyens dans le combustible de chacun des quatre types d'assemblages est présentée dans le graphique de gauche de la figure 5.9.

Nous pouvons observer que les flux de neutrons présentent des allures inverses à celles observées pour les k_∞. Durant les 50 premiers MWj/t de l'irradiation, le flux augmente rapidement avec l'apparition du ^{135}Xe. Pour les assemblages UO_2 d'enrichissement initial élevé, cette rapide augmentation (de l'ordre de 3,5% pour l'assemblage enrichi à 4%) est suivie d'une augmentation plus lente et quasi-linéaire sur le reste de l'évolution. En effet, nos évolutions sont réalisées à puissance constante et comme nous l'avons vu, la normalisation du flux estimé par MCNP est effectuée à partir de la puissance thermique définie en paramètre d'entrée. La réduction de la réactivité en raison de la réduction du nombre de neutrons disponibles pour la fission est donc compensée par une augmentation du flux de neutron pour maintenir la puissance thermique.

Dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, nous pouvons logiquement observer que le flux présente des valeurs plus élevées entre 0 et 15 000 MWj/t pour compenser l'effet capturant du gadolinium. Au-delà de 15 000 MWj/t, le flux retrouve une allure comparable à celui de l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. Les flux dans chacune des deux cellules de combustible de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 sont présentés sur le graphique de droite de la figure 5.9. Pour comparaison, le flux moyen dans le combustible de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% est également présenté sur ce graphique (courbe grise). Comme nous pouvons le voir, la perte de réactivité de l'assemblage dûe au gadolinium est principalement compensée par les crayons UO_2 qui présentent un enrichissement initial plus important. Compte tenu du volume plus important de la cellule UO_2 par rapport à celle de la cellule UO_2-Gd_2O_3 (facteur 21), le flux moyen dans l'ensemble des crayons de combustible présente une évolution voisine de celui de la cellule UO_2.

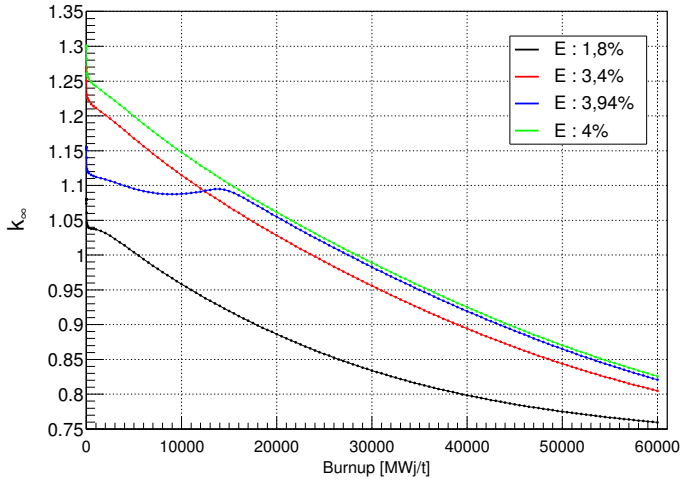


FIGURE 5.8 – Évolution du k_∞ des quatre assemblages de référence.

5.1.3 Estimation des incertitudes statistiques associées aux observables

La méthode couramment utilisée pour déterminer l'incertitude statistique associée à une simulation de type Monte-Carlo consiste à exécuter un grand nombre de fois le même calcul en changeant le germe aléatoire du tirage puis à analyser la dispersion statistique de l'observable étudiée. Cette dispersion doit normalement suivre une distribution de type gaussien. Il convient alors d'ajuster par une fonction gaussienne cette distribution et d'en extraire les paramètres caractéristiques. L'écart type de la fonction gaussienne obtenue peut alors être considéré comme étant l'incertitude statistique à 1σ de l'observable étudiée. La valeur de l'écart type relatif obtenue par cette méthode (σ/μ) est dépendante de la statistique choisie. La précision de l'écart-type estimé est quant à elle dépendante du nombre de simulations lancées. Il est toutefois possible d'utiliser une statistique plus faible afin de limiter les

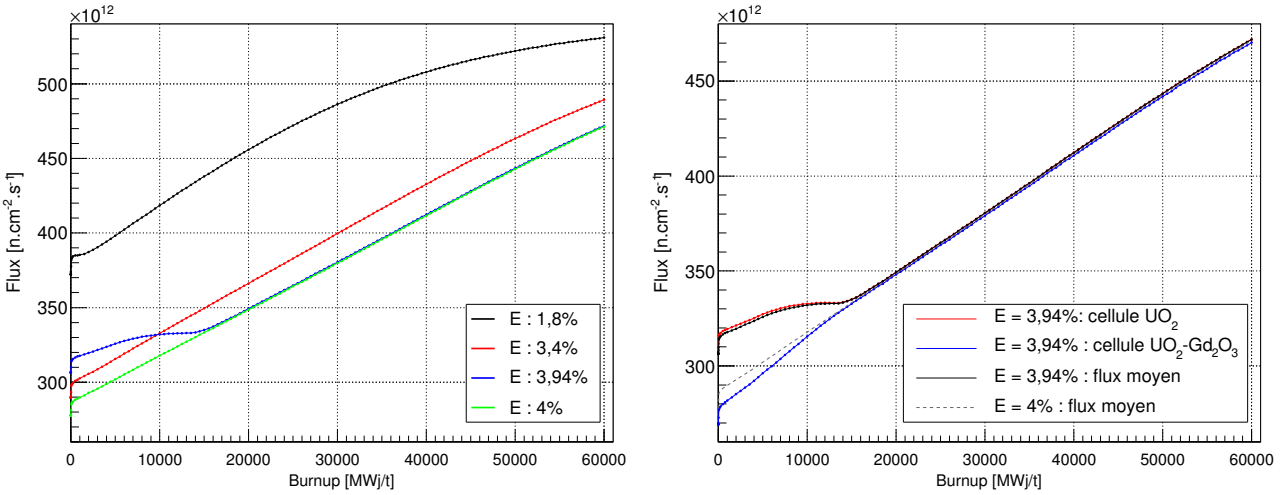


Figure 5.9 – À gauche : Évolution des flux de neutrons moyens dans le combustible des quatre assemblages de référence. À droite : Évolution des flux de neutrons moyens dans les deux cellules de combustible de l'assemblage gadolinié. À titre de comparaison, le flux de l'assemblage enrichi à 4% est également reproduit sur ce graphique (courbe grise).

temps de calcul, puis de normaliser l'écart type obtenu à la statistique pour laquelle les simulations d'analyse sont réalisées [5].

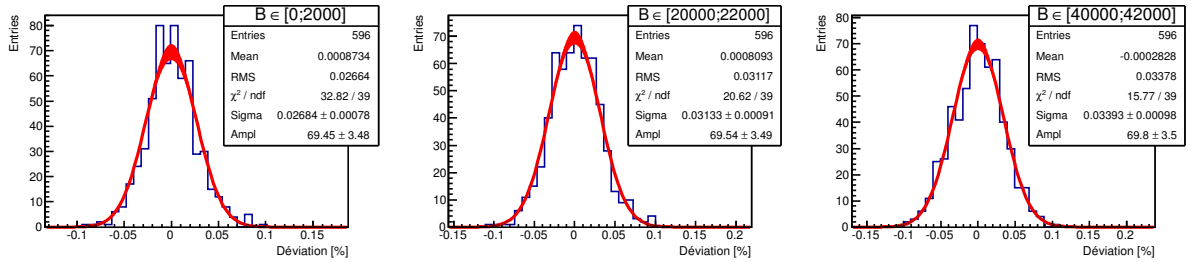
L'impact de la statistique sur les résultats de nos simulations a été étudié en utilisant la simulation développée pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% utilisant une seule cellule pour l'ensemble des crayons de combustible. Afin de limiter les temps de calcul, nous avons choisi de réaliser l'étude avec une statistique plus faible que celle de nos simulations de référence. Comme nous l'avons vu, les simulations MURE résultent d'une succession de calculs Monte-Carlo. Nous avons donc voulu vérifier que la propagation des erreurs statistiques au cours de l'évolution est indépendante de la statistique choisie (au facteur de normalisation près). Pour cela, nous avons réalisé cette étude pour les deux jeux de paramètres statistiques suivants :

- $n_{src} =$ 3 000, $C_A = 150$, $C_I = 30$;
- $n_{src} = 30\,000$, $C_A = 150$, $C_I = 30$.

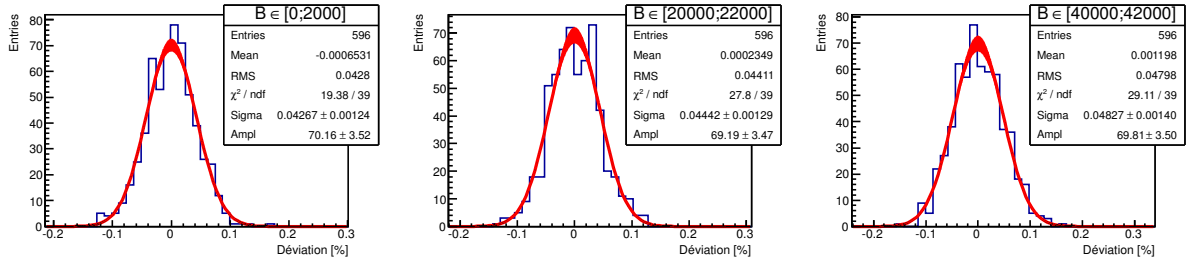
Ces deux cas utilisent un nombre total de neutrons respectivement 100 fois et 10 fois inférieur à celui de nos simulations de référence. Pour chacun de ces deux jeux de paramètres, 75 simulations identiques à l'exception du germe du tirage aléatoire ont été exécutées et les incertitudes statistiques associées aux différentes observables présentées précédemment ont été calculées pour chaque pas d'évolution. Compte tenu du faible nombre de simulations utilisé, les distributions statistiques des observables ont été réalisées en considérant des intervalles en burnup de 2000 MWj/t, permettant ainsi d'obtenir des histogrammes avec 300 points de données et de limiter l'incertitude statistique associée aux écarts type estimés. Pour les deux jeux de paramètres, un très bon accord a été obtenu pour l'ensemble des observables. Nous présentons donc ici uniquement les résultats finaux résultant de la combinaison des résultats des études. Des exemples de distributions obtenues pour les k_∞, les flux de neutrons et les taux de fission de l'^{235}U sont présentés en figure 5.10.

Les incertitudes statistiques obtenues sur les inventaires, les taux de fission, les flux et le k_∞ sont présentées en figure 5.11. Pour ces graphiques, les résultats ont été normalisés à la statistique utilisée pour les simulations de référence. À titre de comparaison, les incertitudes statistiques estimées par MCNP sur les k_∞ et celles calculées par MURE sur les taux de fission et les flux sont également

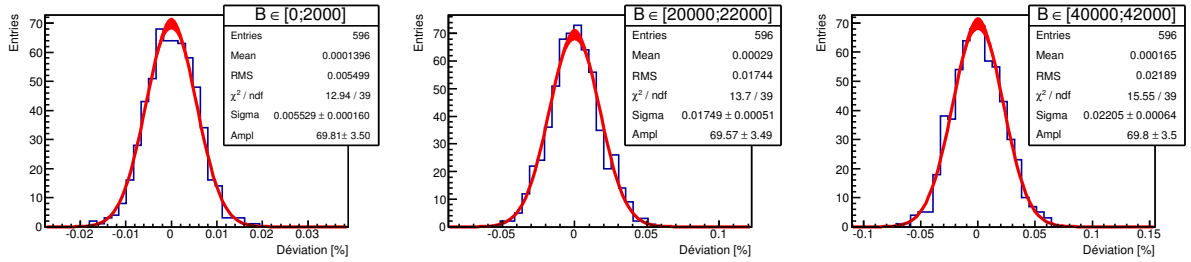
5. Si l'étude statistique est réalisée pour un nombre totale N_1 de neutrons et qu'une erreur de $\Delta\%$ est obtenu pour une observable alors une simulation utilisant un nombre totale de N_2 neutron présentera une erreur statistique de valeur $\Delta/\sqrt{N_2/N_1}\%$ sur cette même observable.



(a) Distributions statistiques des k_∞.



(b) Distributions statistiques des flux de neutrons.



(c) Distributions statistiques des taux de fission de l'^{235}U.

FIGURE 5.10 – Distributions statistiques des observables de k_∞ (a), de flux (b) et de taux de fission de l'^{235}U (c) pour les intervalles de burnup en MWj/t : [0 ; 2000], [20 000 ; 22 000] et [40 000 ; 42 000].

présentées. Nous précisons que pour l'ensemble des simulations utilisant le même jeu de paramètres statistiques, les erreurs statistiques retournées par MURE sur les flux et les taux de fission sont identiques.

Comme nous pouvons le voir sur les différents graphiques, la statistique choisie comme référence permet de réduire à un niveau quasiment négligeable les erreurs statistiques associées à chacune des observables. Ce choix de statistique n'en demeure pas moins pertinent dans la mesure où par la suite, cette statistique sera utilisée par défaut pour l'ensemble des études de sensibilité. Dans les études de sensibilité, il est en effet important de pouvoir discriminer les incertitudes systématiques résultant d'une modification des paramètres de simulation des incertitudes statistiques.

Parmi les observables analysées, le k_∞ et le flux sont les seules observables dont l'erreur statistique donnée par MUREGui est directement issue des calculs MCNP [6]. Pour le k_∞, nous pouvons observer que les erreurs statistiques estimées par MCNP et celles estimées par ajustement gaussien présentent une évolution similaire avec une augmentation de l'erreur au cours de l'irradiation. Si l'erreur est extrêmement faible et reste inférieure à 12 pcm sur l'ensemble de l'évolution, nous pouvons toutefois observer que l'erreur statistique estimée par ajustement gaussien est légèrement supérieure à celle estimée par MCNP. L'incertitude statistique estimée par ajustement gaussien est en moyenne supérieure

6. Pour le flux, cela est ici vrai, car une seule cellule de combustible est définie dans notre simulation.

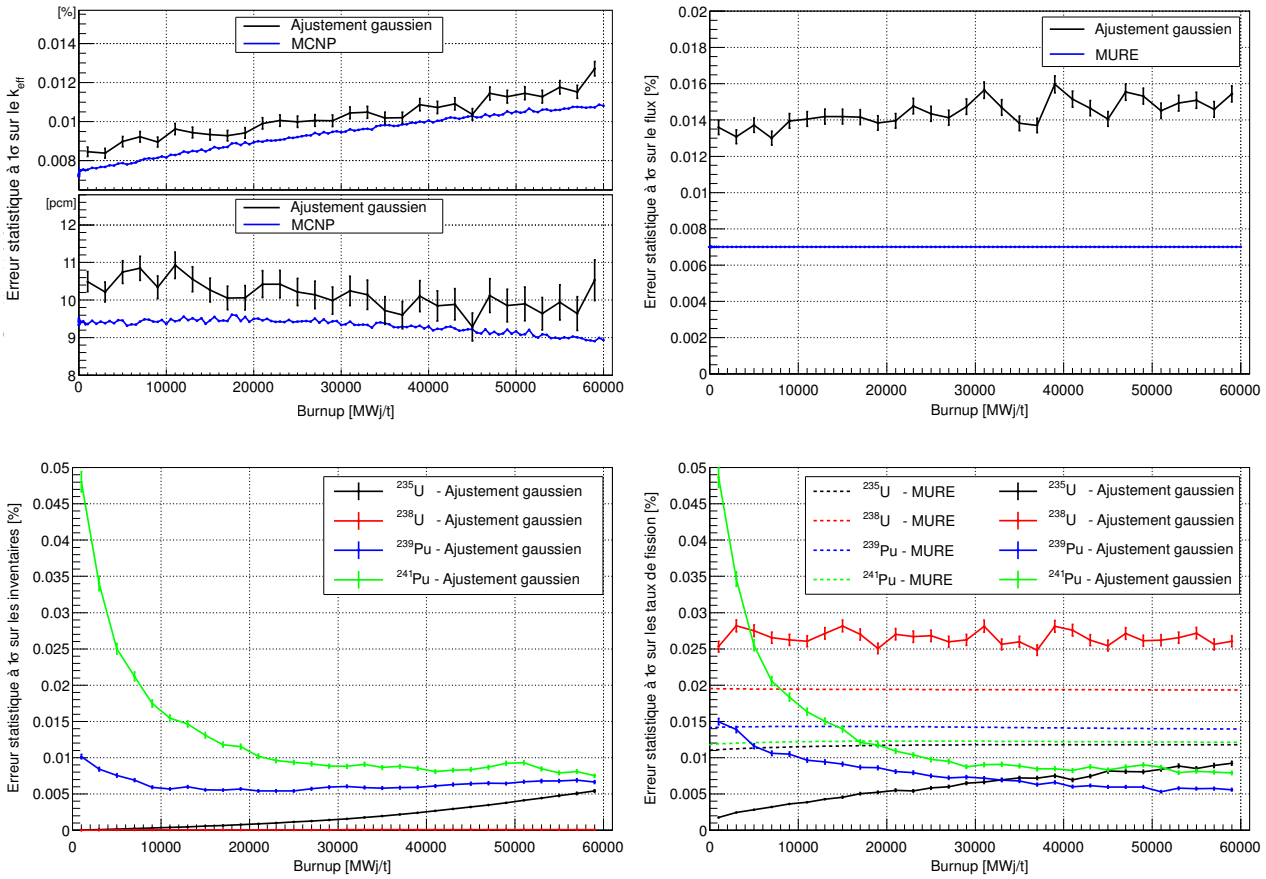


Figure 5.11 – Incertitudes statistiques relatives associées aux différentes observables d'évolution de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% utilisant les paramètres statistiques suivant : $n_{src} = 300\,000$, $C_A = 150$, $C_I = 30$. L'échelle linéaire utilisée pour les inventaires ne permet pas de visualiser l'incertitude sur l'^{238}U. Quelle que soit la statistique choisie, l'incertitude statistique associée à l'inventaire en ^{238}U est négligeable en raison de son importante proportion dans le combustible neuf.

de $8{,}9^{\pm 2{,}1(1\sigma)}$% à celle estimée par MCNP sur la période d'évolution considérée.

Concernant le flux, nous pouvons voir que l'erreur statistique estimée par MURE est fortement sous-estimée par rapport à celle estimée par ajustement gaussien. Un ratio moyen de 2,3 est obtenu entre ces deux estimations sur la période d'évolution considérée. Tous comme pour le k_∞, nous observons, en raison de la propagation des incertitudes statistiques sur les calculs d'évolution du combustible, une légère augmentation de l'incertitude statistique estimée par ajustement gaussien au cours de l'irradiation. Cette augmentation reste malgré tout extrêmement faible entre le début et la fin de l'irradiation. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (cf. section 4.2.8), pour l'erreur statistique associée au flux de neutron par cellules, MURE utilise l'erreur statistique estimée par MCNP. Par conséquent, l'incertitude statistique associée au facteur de normalisation permettant le passage d'un flux de neutrons par particule source à un flux de neutrons par seconde (cf. section 4.2.6) n'est pas prise en compte. C'est pourquoi une importante différence est observée entre l'incertitude que nous estimons et celle reportée par MURE. Afin de vérifier que les erreurs statistiques sur les flux sont correctement estimées par MCNP, nous avons procédé de manière similaire en ajustant par des distributions gaussiennes les distributions de flux par particule source estimée par MCNP à chaque pas en temps. En utilisant le 1$^{\text{er}}$ jeu de paramètres ($n_{src} = 3\,000$), une incertitude moyenne de $0{,}0719^{\pm 0{,}0005(1\sigma)}$% a été obtenue sur la période d'évolution considérée ; la valeur moyenne de l'incertitude estimée par MCNP étant de 0,07%.

Compte tenu de la très faible incertitude, un seul chiffre significatif était retourné par MCNP. Nous pouvons donc conclure que l'erreur statistique sur le flux de cette simulation utilisant une seule cellule est correctement estimée par MCNP.

Pour les inventaires en uranium et plutonium, deux tendances peuvent être observées. Les inventaires des noyaux initialement présents en inventaire, soient l'^{235}U et l'^{238}U, présentent en début d'évolution des incertitudes statistiques nulles. Au cours de l'irradiation, ces incertitudes vont progressivement croître avec la propagation des incertitudes statistiques lors des calculs d'évolution. Dans le cas de notre statistique de référence, l'incertitude statistique à 60 000 MWj/t est de 0,017% pour l'^{235}U et totalement négligeable pour l'^{238}U ($\sigma < 0,0005\%$). En revanche, les noyaux non présents dans le combustible neuf, soit le ^{239}Pu et le ^{241}Pu présentent des incertitudes statistiques beaucoup plus importantes en début d'irradiation. L'incertitude associée à un noyau donné est d'autant plus importante que sa probabilité de formation est faible. Au fur et à mesure de l'évolution et donc de l'accumulation des isotopes de plutonium en inventaire, l'incertitude statistique qui leur est associée diminue progressivement jusqu'à se stabiliser aux alentours de 30 000 MWj/t. En fin d'évolution, les incertitudes statistiques associées au ^{239}Pu et au ^{241}Pu sont respectivement de 0,021% et de 0,024%.

Pour les taux de fission, les incertitudes statistiques estimées par MURE sur chacun des quatre noyaux considérés présentent des valeurs quasi-constantes au cours de l'évolution. Les incertitudes estimées par ajustement gaussien présentent au contraire d'importantes variations au cours de l'évolution. Nous retrouvons les tendances observées précédemment sur les inventaires, à savoir une augmentation de l'incertitude statistique au cours de l'irradiation pour les noyaux initialement présents en inventaire et une diminution de celle associée aux noyaux apparaissant en inventaire au cours de l'irradiation. Nous noterons toutefois que l'erreur statistique de l'^{238}U reste constante au cours de l'irradiation du fait de son inventaire quasi-constant au cours de l'évolution. De plus, son incertitude est la plus élevée du fait qu'il fissionne principalement via des neutrons de haute énergie. En effet, le flux étant beaucoup plus faible dans la région de fission de ce noyau, le spectre en énergie estimé par MCNP, utilisé pour le calcul des taux de réactions pour les simulations *Multigroupes*, présente dans cette région des incertitudes statistiques beaucoup plus élevées que dans le domaine thermique.

Pour conclure cette étude, nous avons pu voir que la statistique utilisée comme référence permet dans le cas d'une simulation utilisant une seule cellule de combustible de réduire à un niveau quasi-négligeable les incertitudes statistiques sur l'ensemble des observables. Nous avons également pu voir qu'il convient d'être prudent concernant les incertitudes statistiques retournées par MURE dans la mesure où leur estimation est dépendante des incertitudes disponibles dans les résultats de simulation MCNP ; ceci étant d'autant plus vrai qu'une seule cellule de combustible était utilisée dans la simulation de référence de cette étude. Par la suite, nous considérerons en première approximation que les erreurs statistiques que nous avons estimées pour l'assemblage enrichi à 4% sont représentatives des incertitudes statistiques de chacune des quatre simulations d'assemblage de référence.

5.2 Études de sensibilité liées aux paramètres intrinsèques de simulation

5.2.1 L'évolution *Multigroupes* du combustible

Au chapitre précédent, nous avons vu que l'évolution du combustible est régie par la résolution des équations différentielles couplées de Bateman. La résolution de cette équation nécessite de connaître à chaque pas d'évolution l'ensemble des taux de réaction des noyaux présents dans le combustible et dont les réactions ont été sélectionnées dans l'arbre des noyaux. La méthode d'évolution implémentée par défaut dans MURE consiste à faire calculer directement ces taux de réaction par MCNP (évolution

"à taux de réaction constant"). Toutefois en raison du nombre extrêmement important de tally que MCNP doit alors calculer, les temps de calcul deviennent rapidement rédhibitoires même pour de faibles statistiques[7].

Afin de réduire les temps de calcul, une seconde méthode d'évolution appelée *évolution Multigroupes* peut être utilisée. Dans ce cas, les taux de réaction précédemment calculés par MCNP sont désormais calculés par MURE. Pour cela, un unique tally de flux discrétisé en énergie est calculé par MCNP sur chacune des cellules de combustible. A l'issue de chaque calcul MCNP, les taux de réaction sont ensuite calculés par MURE à partir des flux discrétisés comme étant $\sum_i \phi(E)\sigma_i^r(E)dE$ où σ_i est la valeur de section efficace de la réaction r pour le noyau i et l'énergie E considérée. Cette valeur est lue dans les bases de données de sections efficaces utilisées par MURE. Par défaut, le flux utilise une discrétisation à 17 900 groupes dont le découpage a été optimisé de façon à reproduire le plus fidèlement possible le spectre neutronique des réacteurs à neutrons thermiques. Le découpage en énergie du mode *Multigroupes* est présenté dans le tableau 5.2. Toutefois, même si ce découpage a été optimisé, l'utilisation d'une discrétisation "arbitraire" du flux va être à l'origine d'une erreur systématique sur les résultats de simulation, car en première approximation, ce découpage est considéré comme suffisamment fin pour ne pas nécessiter de calcul d'autoprotection dans les zones de résonance des sections efficaces[8]. Afin de limiter l'impact de l'utilisation de cette méthode sur les résultats de simulation, il est possible d'augmenter d'un facteur k_{MG} la discrétisation en énergie définie par défaut. Le nombre de canaux par décades défini par défaut est alors augmenté de ce même facteur k_{MG}[9].

Gamme d'énergie	10^{-4} eV - 1 eV	1 eV - 10 eV	10 eV - 10 keV	10 keV - 0,1 MeV	0,1 MeV - 20 MeV
Nombre de canaux/décade	100	500	5000	1000	500

TABLE 5.2 – Discrétisation en énergie du flux de neutrons définie par défaut en utilisant l'option *Multigroupes* [105].

Nous proposons dans cette partie d'étudier l'impact de l'utilisation du mode d'évolution *"Multigroupes"* sur les résultats des différentes observables d'évolution. Pour cela, différents niveaux de discrétisation en énergie du flux ont été testés et comparés. Cette étude a été réalisée sur l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et nous avons testé des valeurs du facteur k_{MG} allant de 1 à 40. Une simulation n'utilisant pas le mode *"Multigroupes"* a également été réalisée. Pour chacune des simulations, à l'exception du mode d'évolution, l'ensemble des paramètres de simulation et de statistique des simulations de référence a été utilisé.

Toutefois, en raison des temps de calcul extrêmement élevés des simulations utilisant le mode d'évolution *"à taux de réaction constant"*, le nombre de neutrons par cycle actif de la simulation n'utilisant pas l'option *"Multigroupes"* a été réduit d'un facteur 9 par rapport aux autres simulations. Nous avons en effet pu constater que les temps de calcul de nos simulations d'assemblage utilisant ce mode d'évolution étaient 30 à 40 fois supérieurs à celles utilisant le mode *"Multigroupes"* MG_1 pour

7. En utilisant cette méthode, dans le cas d'une simulation d'assemblage UO_2 utilisant les simplifications par défaut pour l'arbre des noyaux, environ 900 taux de réaction par cellule évoluante doivent être calculés par MCNP.

8. Lors de la modération, les neutrons sont ralentis de façon discontinue et perdent à chaque diffusion une quantité finie d'énergie, ce qui leur permet de sauter par-dessus une résonnance. Ce mécanisme est appelé phénomène d'autoprotection des résonnances [148]. Dans un calcul *Multigroupes*, si la discrétisation en énergie du flux est insuffisamment précise, c'est-à-dire qu'elle n'épouse pas les résonnances des sections efficaces, alors ce phénomène introduit un biais (pour chaque canal en énergie, les sections efficaces microscopiques moyennées sur le flux en énergie sont obtenues en multipliant le flux par la valeur moyenne des sections efficaces microscopiques).

9. Nous utiliserons désormais la notation $MG_{k_{MG}}$ pour une simulation utilisant une évolution *"Multigroupes"* rebinnée d'un facteur k_{MG} par rapport à la discrétisation définie par défaut.

des statistiques équivalentes [10].

Dans le cas de cette simulation d'assemblage utilisant une seule cellule de combustible, nous avons observé une très faible augmentation des temps de calcul suivant le facteur k_{MG} choisi. Un facteur en temps de 1,3 a ainsi été obtenu entre les simulations MG_1 et MG_{40}. Il convient de noter que ce faible écart est dû à l'utilisation d'une seule cellule évoluante dans la simulation. En effet, dans le cas d'une simulation d'assemblage définie avec 39 cellules de combustible (cf. section 5.2.3.2), une augmentation d'un facteur 5 des temps de calcul est observée entre les modes MG_1 et MG_{40}.

Effet sur le flux

Afin d'observer l'effet de la discrétisation sur le spectre en énergie du flux de neutron au sein du combustible, une comparaison entre un flux discrétisé en 179 000 bins en énergie (MG_{10}) et un flux discrétisé en 17 900 bins en énergie (MG_1) est présentée en figure 5.12 [11].

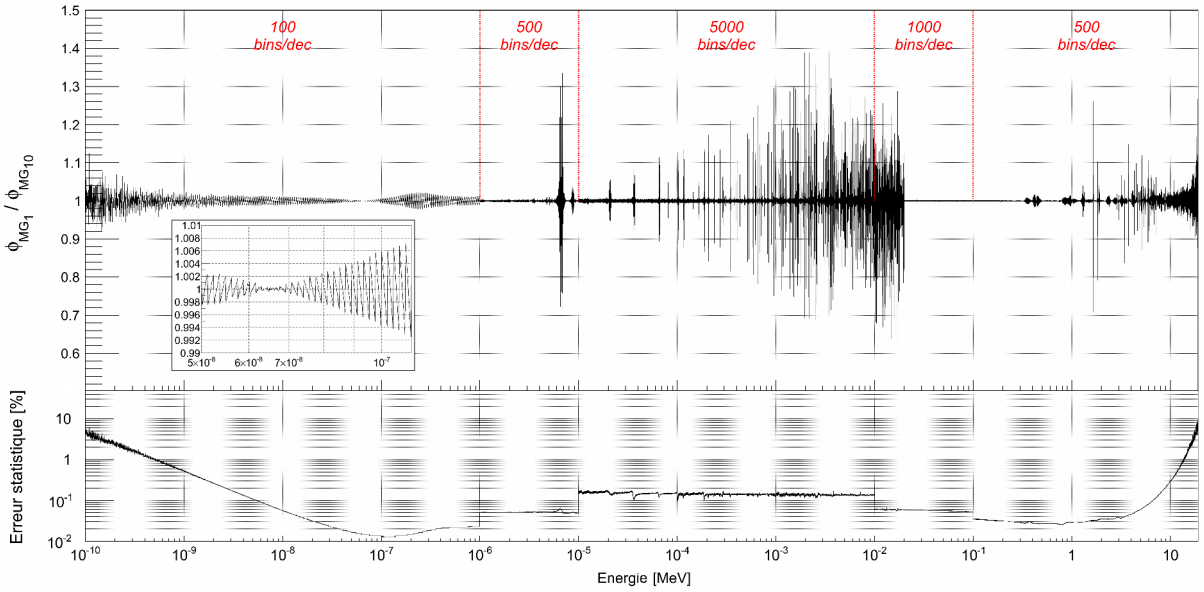


FIGURE 5.12 – Comparaison d'un flux discrétisé en 17 900 canaux (MG_1) et d'un flux discrétisé en 179 000 canaux (MG_{10}) pour un combustible UO_2 neuf enrichi à 4%. La courbe d'erreur présentée dans la partie inférieure du graphique correspond à l'erreur statistique estimée par MCNP pour le flux MG_{10}. La légende en rouge présente la discrétisation en énergie utilisée par défaut pour le mode MG_1.

Pour effectuer cette comparaison, une unique simulation d'assemblage utilisant du combustible neuf UO_2 enrichi à 4% a été utilisée. Le flux MG_{10} a été obtenu à l'aide d'un tally de flux sur la cellule combustible. Le flux MG_1 à quant à lui été obtenu en rebinnant d'un facteur 10 le flux issu du tally. Afin que la comparaison ne soit pas trop fortement affectée par les erreurs statistiques associées à chaque canal, le cas MG_{10} a ici été préféré au cas MG_{40} en raison de la difficulté d'obtenir une statistique suffisante pour une discrétisation aussi fine.

Ce graphique permet d'identifier les gammes en énergie pour lesquelles l'augmentation du nombre de canaux améliore la précision sur le flux. On observe logiquement que les écarts les plus importants apparaissent dans les gammes en énergie pour lesquelles le spectre de neutrons présente de fortes variations pour de faibles variations d'énergie. Les pics observés dans le flux sont directement reliés

10. Durant une simulation MURE, les temps des calculs MCNP tendent à augmenter avec l'irradiation du combustible en raison de l'apparition de nouveaux noyaux en inventaire.

11. Le spectre en énergie du flux de neutron ici étudié est celui présenté en figure 3.5 du chapitre 3.

aux pics de résonnance des sections efficaces des différents noyaux présents dans la simulation. On observe ainsi différentes zones caractéristiques :

- avant 10^{-6} MeV, en raison de l'absence de résonances dans les sections efficaces, les écarts entre le cas MG_{10} et MG_1 restent faibles malgré le faible nombre de canaux/décade. Ces écarts atteignent localement des maximums de l'ordre de 2% lorsque la pente de la bosse thermique est la plus forte vers $E \approx 2,5.10^{-7}$ MeV ;
- les écarts les plus importants apparaissent entre $5,10^{-5}$ MeV et $2,10^{-2}$ MeV. Dans cette zone le spectre de neutron présente en effet de nombreux pics et creux dus à la présence de nombreuses résonnances des sections efficaces de capture et de fission de l'^{238}U et de l'^{235}U. Les écarts entre ces deux niveaux de discrétisation peuvent alors localement atteindre des valeurs supérieures à 30%. On retrouve par exemple des écarts élevés vers $6,3.10^{-3}$ MeV, $2,10^{-5}$ MeV et $3,5.10^{-5}$ MeV qui correspondent aux premières résonances de capture de l'^{238}U ;
- après $2,10^{-2}$ MeV, le flux est fidèlement reproduit en MG_1. On observe toutefois la présence de pics significatifs entre 1 et 10 MeV pouvant atteindre localement plus de 10%. Ces pics correspondent à la présence de résonances dans la section efficace de diffusion élastique de l'oxygène.

Comme nous pouvons le voir dans la partie inférieure du graphique, pour des énergies inférieures à 10^{-9} MeV et supérieures à 10 MeV, les fluctuations observées sont de l'ordre de grandeur des erreurs statistiques et empêchent la comparaison.

Nous noterons que dans le cas d'un combustible usé, des écarts similaires (positions et valeurs) à ceux présentés dans le figure 5.2 sont observés. Une seule zone entre 10^{-7} MeV et 10^{-6} MeV présente alors des écarts différents dus à la modification du spectre en énergie engendrée par l'apparition du ^{239}Pu et du ^{241}Pu.

Influence sur l'évolution

L'influence du niveau de discrétisation en énergie du flux de neutrons sur l'évolution des inventaires et des taux de fission est respectivement présentée en figure 5.13 et 5.14. Pour ces graphiques, nous avons fait le choix de comparer chacune des simulations à la simulation utilisant la discrétisation MG_{40} plutôt qu'à la simulation n'utilisant pas de *"Multigroupes"* afin que nos comparaisons ne soient pas affectées par les incertitudes statistiques plus importantes de cette simulation. La comparaison des résultats de la simulation sans *"Multigroupes"* et de la simulation MG_{40} a montré que les écarts sur les observables étaient suffisamment faibles pour être négligés en première approximation [12].

En toute logique, que ce soit pour les inventaires ou les taux de fissions, la discrétisation MG_1 est celles qui affecte le plus les résultats de simulations. Avec cette discrétisation, les écarts maximums observés sur les inventaires pour la période en burnup considérée sont respectivement de 2,3%, 1,9%, $3,10^{-2}$% et 5,5% pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu. Pour les taux de fission, les écarts maximums sont respectivement de 0,9%, 2%, 0,8% et 6% pour ces mêmes noyaux. On observe que l'augmentation du nombre de canaux permet de fortement réduire les écarts, et ce dès l'utilisation d'un facteur $k_{MG} = 2$.

Les sens de variation que nous observons pour chacune des observables sont difficiles à interpréter dans la mesure où le niveau de discrétisation du mode *"Multigroupes"* influence l'intégralité du spectre en énergie des neutrons.

Nous pouvons toutefois conclure qu'en début d'irradiation, l'utilisation d'un spectre faiblement discrétisé tend à avoir un flux de neutrons légèrement moins thermique que lorsqu'une discrétisation fine est utilisée. Cet effet se traduit alors par un flux de neutrons plus élevé et une favorisation des fissions sur l'^{238}U au détriment de celles sur l'^{235}U. En raison de ce flux plus élevé (induit par la normalisation du flux MCNP à la puissance thermique), le nombre de captures sur l'^{238}U est plus important et conduit à une apparition plus rapide des isotopes de ^{239}Pu et de ^{241}Pu. Compte tenu de l'apparition plus rapide de ces deux isotopes en inventaire, leur contribution au nombre de fissions

12. Pour la période de burnup en MWj/t [0 ; 50 000], des écarts relatifs moyens respectivement inférieurs à 0,01%, 0,04% et 0,01% ont été calculés sur les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu.

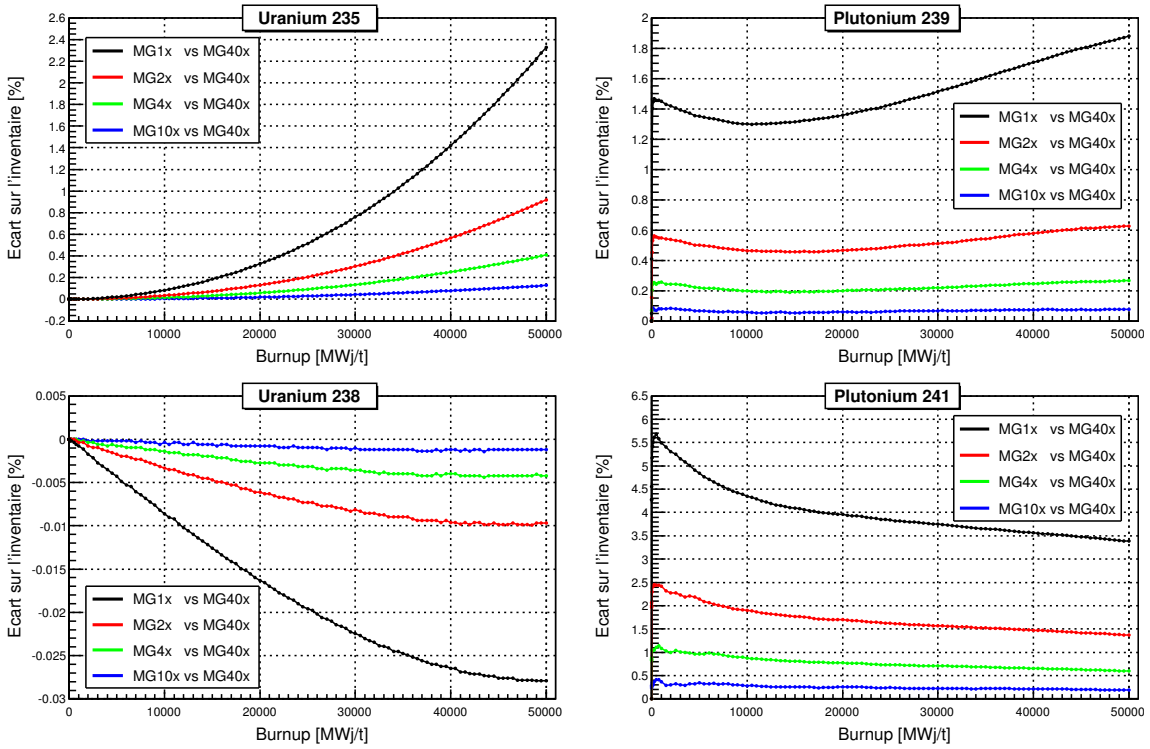


FIGURE 5.13 – Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur les inventaires.

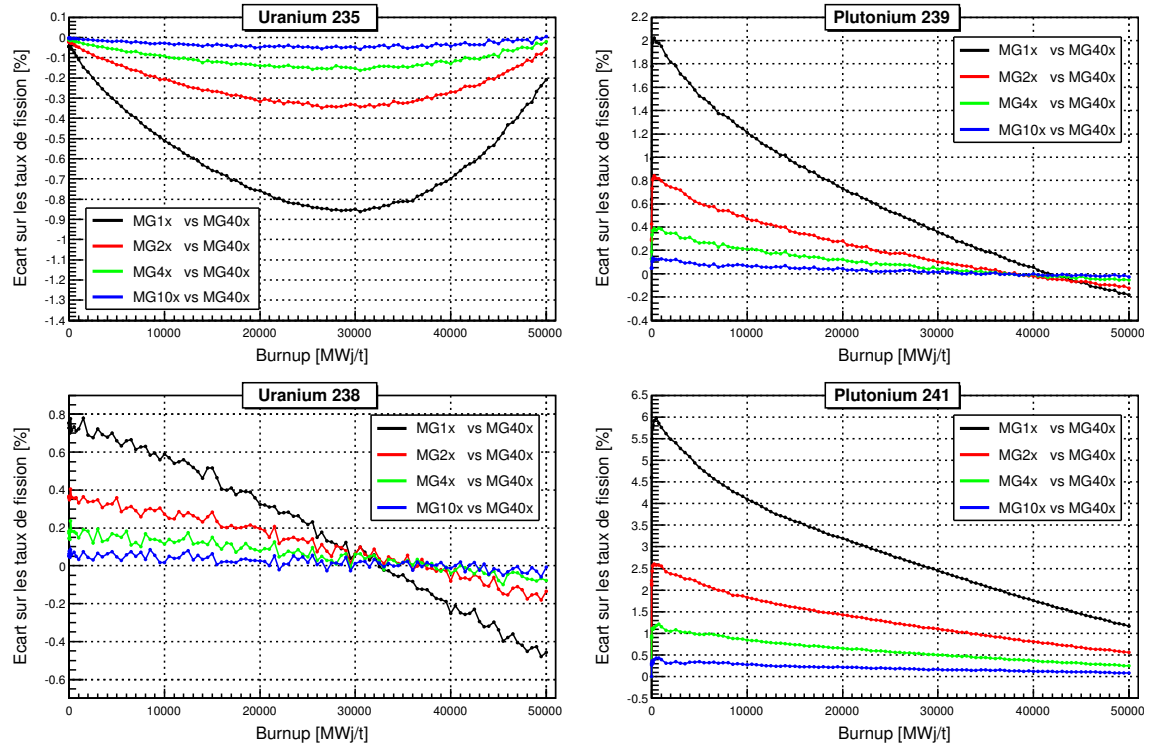


FIGURE 5.14 – Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur les taux de fission.

sera plus importante que lorsqu'une discrétisation fine est utilisée. En raison du spectre neutronique moins thermique, l'inventaire en ^{235}U diminue moins rapidement et l'inventaire en ^{238}U diminue plus rapidement.

Finalement, l'impact du niveau de discrétisation en énergie du flux de neutrons sur l'évolution du k_∞ est présenté en figure 5.15. Durant les 5000 premiers MWj/t d'évolution, son influence est indissociable des incertitudes statistiques. Au-delà, nous pouvons observer une divergence quasi-linéaire du k_∞ de chacune des simulations par rapport à la simulation utilisant une discrétisation MG_{40}. La pente de ces divergences est d'autant plus importante que la discrétisation utilisée est faible. Pour le cas le plus défavorable, un écart maximal de 700 pcm est obtenue à 50 000 MWj/t.

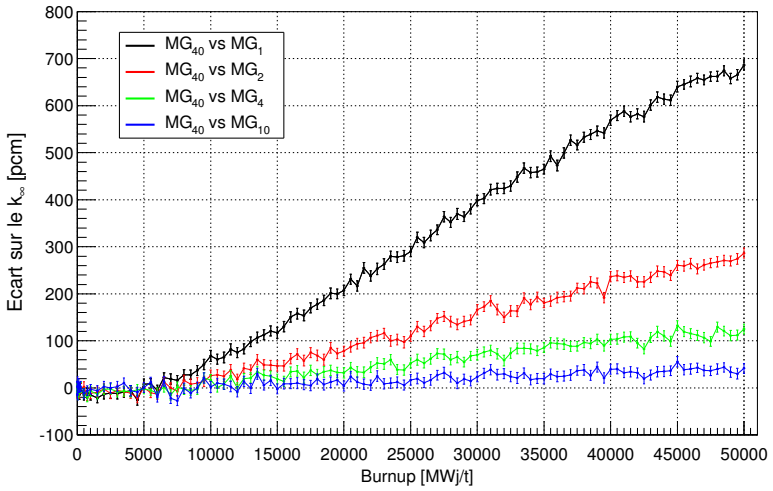


Figure 5.15 – Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur le k_∞. Le cas MG_{40} est utilisé comme référence pour la comparaison $\left(Ecart\ [pcm] = 1.10^7 \times (k_{\infty,MG_X} - k_{\infty,MG_1})/k_{\infty,MG_1}\right)$.

Conclusions

Au vu des résultats de cette étude, nous avons fait le choix d'utiliser l'option MG_{10} pour l'ensemble des simulations que nous avons réalisées. En effet, les erreurs alors engendrées sur les inventaires et les taux de fission restent inférieures à 0,1% pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et l'^{238}U et inférieur à 0,4% pour le ^{241}Pu par rapport à la simulation utilisant la discrétisation MG_{40}. Pour le k_∞, l'écart maximal obtenu atteint 50 pcm.

5.2.2 Discrétisation temporelle de l'évolution du combustible

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la discrétisation temporelle de l'évolution est choisie par l'utilisateur. Dans le cas des simulations utilisant le mode d'évolution *"Multigroupes"* ou *"à taux de réaction constant"*, le calcul d'évolution entre deux pas d'évolution t_1 et t_2 est réalisé en utilisant les résultats d'un unique calcul MCNP effectué au temps t_1. Ce calcul a pour objectif de déterminer les taux de captures microscopiques au temps t_1. L'évolution du combustible entre les pas en temps t_1 et t_2 est ensuite effectué par MURE en considérant comme constant ces taux de réaction microscopiques pendant l'intervalle en temps $[t_1 ; t_2]$. Les taux de réactions macroscopiques sont ensuite calculés à chaque pas Runge-Kutta afin de prendre en compte les variations d'inventaires pouvant intervenir pendant l'évolution ainsi que l'évolution temporelle du facteur de normalisation du flux à la puissance thermique α_{norm} (cf. section 4.2.6). Par conséquent, cette méthode de calcul revient à considérer que les taux de réactions microscopiques varient suffisamment peu entre deux pas en temps pour que cette

variation soit négligée. Il s'agit évidemment d'une approximation dans la mesure ou le spectre en énergie du flux de neutrons au sein du combustible évolue au cours du temps en raison des variations d'inventaire. Par conséquent, il est nécessaire dans les simulations, d'adapter la discrétisation temporelle de l'évolution aux variations temporelles du spectre en énergie du flux de neutron et d'utiliser une discrétisation temporelle d'autant plus fine que les spectres en énergie du flux de neutrons est soumis à d'importantes variations.

Dans les simulations de crayon ou d'assemblage utilisant un combustible UO_2, il est d'usage d'utiliser une discrétisation temporelle fine durant les premiers jours d'évolution afin de suivre l'apparition des produits de fission dont notamment le ^{135}Xe. L'apparition du ^{135}Xe, noyau neutrophage, engendre une forte diminution de la bosse thermique du spectre en raison de son importante section efficace de capture à basse énergie. Lorsque l'équilibre xénon est atteint, typiquement après environ deux jours d'évolution, une discrétisation "plus large" peut alors être utilisée. La variation du spectre en énergie des neutrons au cours de l'évolution pour un combustible UO_2 enrichi à 4% est présentée en figure 5.16a [13]. Nous pouvons ainsi constater que le spectre en énergie de neutron varie peu au cours de l'évolution. Toutefois, quelques variations notables peuvent être observées :

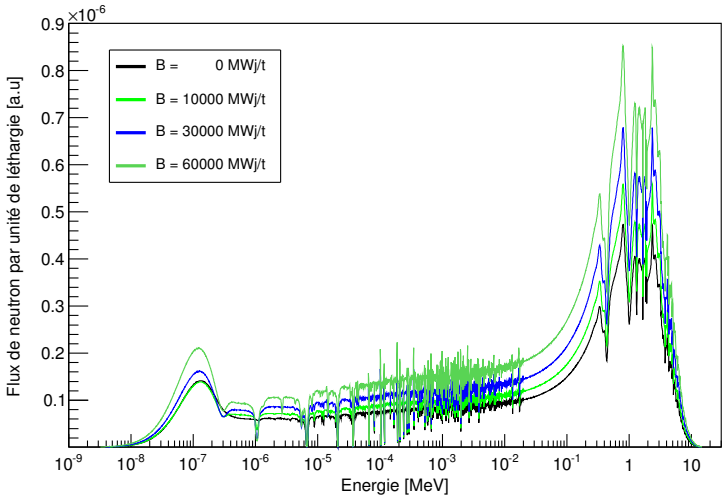
- l'apparition d'un creux autour de $2{,}5.10^{-7}$ MeV qui témoigne de l'apparition du ^{239}Pu du ^{241}Pu en inventaire. Ces deux noyaux présentent en effet dans cette gamme en énergie d'importantes résonances de capture et de fission. L'apparition de ces deux noyaux est également à l'origine de l'apparition des nouvelles résonances entre 10^{-6} MeV et 10^{-2} MeV ;
- l'apparition d'un important creux autour de 10^{-6} MeV en raison de l'apparition et l'accumulation de ^{240}Pu en inventaire qui possède pour cette énergie une importante résonance de capture.

Dans le cas d'un combustible UO_2-Gd_2O_3, en raison de la présence du ^{155}Gd et du ^{157}Gd, le spectre en énergie des neutrons subit d'importantes variations pendant toute la durée de présence de ces deux isotopes dans l'inventaire. Comme nous pouvons le voir dans le graphique 5.16b présentant l'évolution du spectre en énergie des neutrons avec le burnup dans le combustible UO_2-Gd_2O_3 de l'assemblage de référence, entre 0 et 15 000 MWj/t, le spectre en énergie des neutrons est fortement modifié. Au démarrage, la bosse thermique que l'on peut typiquement observer pour des combustibles UO_2 est quasiment inexistante. Celle-ci va ensuite progressivement apparaître au fur et à mesure de la disparition des isotopes neutrophages du gadolinium. On notera également qu'après environ 15 000 MWj/t, le ^{155}Gd et le ^{157}Gd ayant atteint des inventaires très faibles, on retrouve un spectre comparable à celui d'un combustible UO_2 classique.

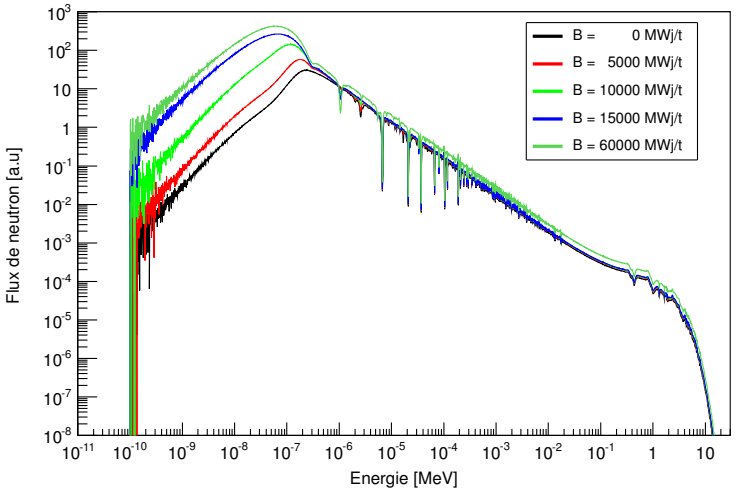
Afin de mettre en évidence l'influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur les résultats, différents niveaux de discrétisation temporelle de l'évolution ont été testés et comparés pour nos simulations d'assemblages. L'étude a été réalisée sur l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et sur l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Pour ces simulations, le mode d'évolution MG_{10} a été utilisé. À l'exception de la discrétisation temporelle, l'ensemble des paramètres de simulation défini pour les simulations de référence a été utilisé. Nous avons ainsi testé 5 niveaux de discrétisation utilisant des intervalles en burnup allant de 50 MWj/t à 2000 MWj/t. Pour le niveau de puissance utilisé dans ces simulations, ces intervalles en burnup correspondent respectivement à des pas en temps de 1,29 jours à 51,49 jours.

Pour l'assemblage UO_2, dans la mesure où le cas le plus défavorable envisagé utilise des pas en temps malgré tout faibles, nous n'avons observé aucun effet significatif du niveau de discrétisation temporelle sur les résultats de simulation (k_∞, inventaires, taux de réaction). Les résultats présentés par la suite concernent donc uniquement l'étude réalisée sur l'assemblage UO_2-Gd_2O_3.

13. Pour ce graphique, une unité de léthargie a été utilisée afin de mieux mettre en évidence les variations du spectre en énergie avec le burnup.



(a) Combustible UO_2



(b) Combustible UO_2-Gd_2O_3

Figure 5.16 – Évolution du spectre en énergie des neutrons dans la cellule combustible de l'assemblage UO_2 (a) et dans la cellule combustible contenant les crayons gadoloniés de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 (b). Les résultats des tallies de flux issus d'un calcul MCNP étant normalisés par particule source ($n.cm^{-2}.nps^{-1}$), une étape de normalisation est nécessaire pour pouvoir comparer entre eux des spectres issus de différents calculs. Nous avons ici choisi de normaliser les flux par le nombre de fissions par particule source. Nous noterons qu'il aurait également été possible de normaliser les spectres pour une quantité d'énergie libérée par fission par particule source.

Impact sur le gadolinium

L'impact du niveau de discrétisation temporelle sur l'évolution des inventaires, des sections efficaces microscopiques et des taux de capture (n,γ) du ^{155}Gd et du ^{157}Gd sont présentés en figure 5.17.

Initialement, le ^{155}Gd et ^{157}Gd ont des inventaires proches et respectivement de 292 g et 273 g pour les 12 crayons gadoliniums constituant l'assemblage. Le ^{157}Gd présentant une section efficace de capture à basse énergie plus élevée que celle du ^{157}Gd (cf. figure 3.11b), sa disparition par capture neutronique est plus rapide que celle du ^{155}Gd. Dans le cas de la simulation utilisant la discrétisation

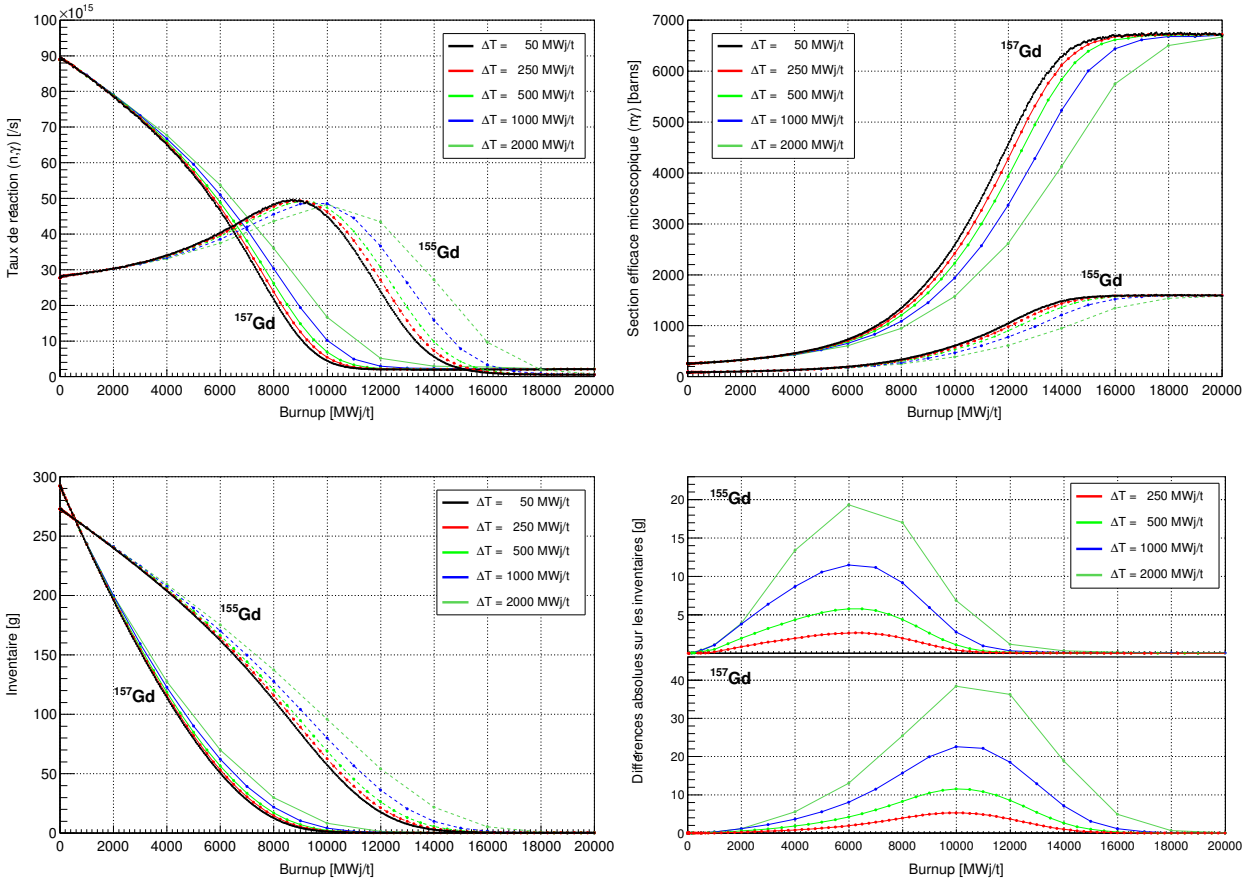


FIGURE 5.17 – Évolution des inventaires, des sections efficaces microscopiques et des taux de réaction (n,γ) du ^{155}Gd et du ^{157}Gd en fonction du burnup de l'assemblage pour différents niveaux de discrétisation temporelle de l'évolution. Les écarts absolus d'inventaire en ^{155}Gd et ^{157}Gd pour les différents niveaux de discrétisation temporelle par rapport à la simulation utilisant des pas en temps de 50 MWj/t sont également présentés.

la plus fine, le ^{155}Gd et ^{157}Gd disparaissent respectivement à environ 11 500 MWj/t et 16 500 MWj/t [14].

Au fur et à mesure de leurs consommations, les taux de capture microscopiques de ces deux noyaux augmentent fortement en raison de l'apparition de la bosse thermique du spectre neutronique. Lorsque le spectre se "stabilise" vers 15 000 MWj/t, leurs sections microscopiques deviennent alors quasiment constantes pour le reste de l'évolution. Compte tenu de la rapide chute de son inventaire, le ^{157}Gd présente une diminution continue de son taux de capture jusqu'à son épuisement. En début d'irradiation, l'absence de bosse thermique du flux de neutron est principalement due au ^{157}Gd. Par conséquent, au fur et à mesure de sa consommation, la bosse thermique du flux va augmenter et conduire à une augmentation du nombre de captures sur le ^{155}Gd. Lorsque l'inventaire en ^{157}Gd devient suffisamment faible vers 9 000 MWj/t, l'augmentation de la section efficace microscopique du ^{155}Gd est alors insuffisante pour compenser la diminution de son inventaire et par conséquent son taux de réaction diminue.

En utilisant une discrétisation en temps insuffisamment précise, nous pouvons observer que nous ne sommes pas en mesure de reproduire l'augmentation rapide des sections efficaces microscopiques de

14. En réalité, les inventaires et taux de capture de ces deux noyaux ne seront jamais nuls en raison de leurs créations continues par capture sur le ^{154}Gd et ^{156}Gd initialement contenus dans l'inventaire. Nous considérons donc ici le burnup pour lequel leurs inventaires passent en dessous de 0,4 g, qui correspond environ au burnup pour lequel leurs taux de capture atteignent leurs minimums.

capture du ^{155}Gd et du ^{157}Gd. En effet, en utilisant un pas en temps trop grand, les valeurs de sections efficaces microscopiques de capture sur le ^{155}Gd et ^{157}Gd utilisés pour le calcul d'évolution entre deux pas en temps seront toujours sous-estimées. La sous-estimation de leurs sections efficaces microscopiques de capture dans le processus d'évolution va alors se traduire par une diminution moins rapide de leurs inventaires. Les écarts maximums en grammes observés sur les inventaires en ^{155}Gd et ^{157}Gd entre les deux cas extrêmes ici considérés ($\Delta T = 50$ MWj/t et $\Delta T = 2000$ MWj/t), sont respectivement atteints à 6000 MWj/t et 10 000 MWj/t pour des valeurs de 19 g et 39 g, soit des différences relatives respectivement de 38% et 67%.

Impact sur les inventaires et les taux de fission

Les conséquences de la sous-estimation de la consommation de l'inventaire en gadolinium sur les inventaires et les taux de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium sont respectivement présentées en figure 5.18 et 5.19. Pour ces deux graphiques, par souci de lisibilité, les incertitudes statistiques ne sont pas représentées. Les incertitudes statistiques peuvent toutefois être observées par la présence de fluctuations qui sont particulièrement visibles pour le cas $\Delta T = 250$ MWj/t.

Les sens de variations des inventaires et des taux de fission entre les différents cas sont difficiles à interpréter dans la mesure où l'assemblage comporte deux cellules de combustible. En effet, en début d'irradiation, lorsque le pas d'évolution ΔT utilisé est grand, un flux de neutron présentant une faible bosse thermique est utilisé pour réaliser l'évolution dans la cellule UO_2-Gd_2O_3. Pour cette cellule, la consommation de l'^{235}U, qui fissionne préférentiellement par des neutrons thermiques, va être sous-estimée en raison de la non-prise en compte de l'augmentation de la bosse thermique entre chaque calcul MCNP. Toutefois, afin de maintenir la puissance thermique de l'assemblage, la normalisation du flux va engendrer une augmentation de la fission dans la cellule UO_2 et conduire à une augmentation de la fission de l'^{235}U dans cette cellule. Des effets potentiellement différents vont donc avoir lieu dans chacune des deux cellules constituant l'assemblage.

Pour les différents cas considérés, nous pouvons observer que les différences relatives sur les inventaires et les taux de fission par rapport à la simulation de référence ($\Delta T = 50$ MWj/t) sont logiquement d'autant plus importantes que le pas temporel utilisé est élevé.

Pour les taux de fission, les différences les plus importantes apparaissent en début d'évolution durant la période de consommation du gadolinium. Les deux isotopes les plus affectés par la discrétisation temporelle sont l'^{238}U et le ^{241}Pu avec des différences relatives atteignant au maximum respectivement 2% et 3,5% entre les simulations utilisant des pas $\Delta T = 50$ MWj/t et $\Delta T = 2000$ MWj/t. Pour l'^{235}U et le ^{239}Pu, les différences relatives maximales obtenues sont de 0,5% et 0,9%.

Concernant les inventaires, les variations d'inventaires du ^{239}Pu et du ^{241}Pu des différentes simulations par rapport à la simulation de référence présentent des tendances et valeurs comparables à celles observées sur leurs taux de fission. Pour l'^{235}U, les différences sont négligeable durant les premiers 12 000 MWj/t puis augmentent linéairement avec l'irradiation. Entre les simulations utilisant des pas $\Delta T = 50$ MWj/t et $\Delta T = 2000$ MWj/t, une différence maximale de l'ordre de 0,5% est obtenue à 50 000 MWj/t.

Impact sur le k_∞

Comme nous pouvons le voir sur le graphique 5.20 représentant l'évolution du k_∞ et des écarts entre les différents niveaux de discrétisation temporelle en fonction du burnup, les différences se situent pour l'essentiel entre 2000 MWj/t et 18 000 MWj/t. On observe ainsi que plus le pas en temps ΔT utilisé est grand et plus le k_∞ est sous-estimé. La bosse du k_∞ qui traduit la disparition du gadolininium de l'inventaire et qui est située à environ 13 500 MWj/t pour $\Delta T = 50$ MWj/t, se décale vers des burnups d'autant plus important et avec une amplitude d'autant moins importante que le pas ΔT utilisé est grand. Cet effet est la conséquence de la disparition plus lente du ^{155}Gd et ^{157}Gd lorsque ΔT augmente.

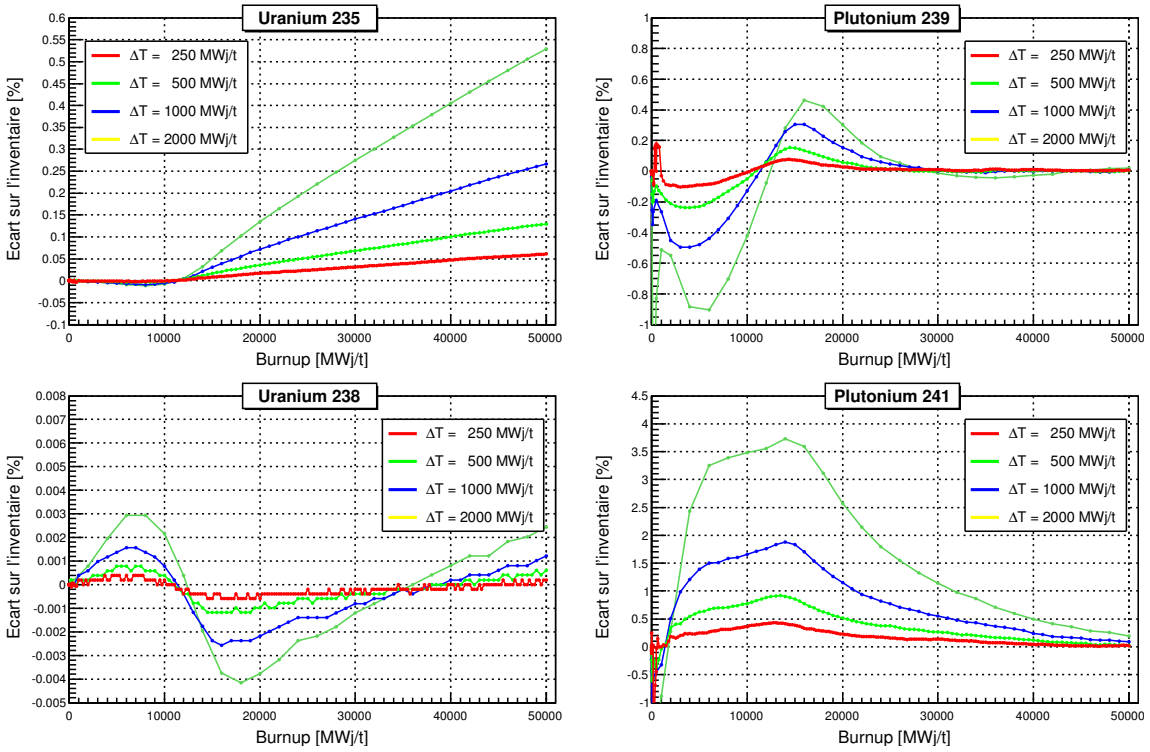


FIGURE 5.18 – Influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur les inventaires. La simulation utilisant des pas en temps de 50 MWj/t est utilisée comme référence pour la comparaison.

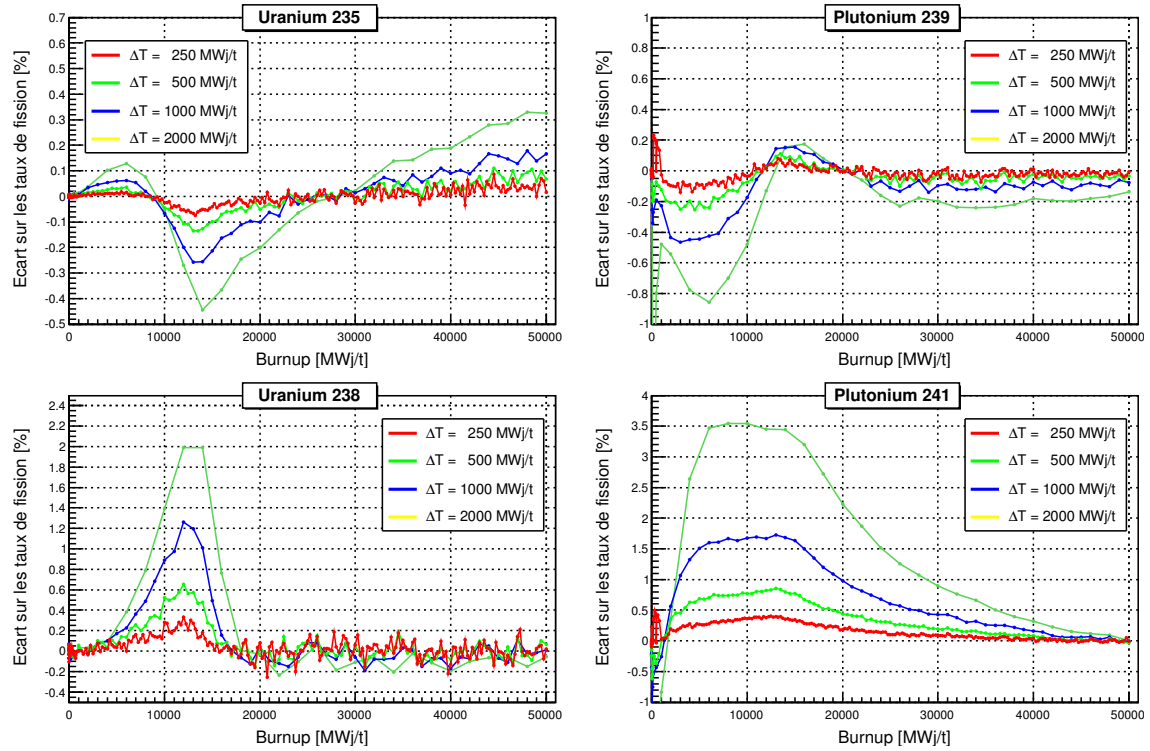


FIGURE 5.19 – Influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur les taux de fission. La simulation utilisant des pas en temps de 50 MWj/t est utilisée comme référence pour la comparaison.

L'utilisation d'une discrétisation insuffisamment fine peut alors engendrer des écarts atteignant plus de 2000 pcm sur le k_∞ entre les deux cas extrêmes ici considérés. On notera qu'après 20 000 MWj/t, c'est-à-dire lorsque les isotopes de gadolinium ont une contribution négligeable au taux de capture total de l'assemblage, les écarts entre les différents cas considérés et le cas de référence ($\Delta T = 50$ MWj/t) deviennent relativement faibles. Les valeurs moyennes de ces écarts après 20 000 MWj/t sont respectivement de l'ordre de 7 pcm, 20 pcm, 50 pcm et 100 pcm pour les pas en temps de 250 MWj/t, 500 MWj/t, 1000 MWj/t et 2000 MWj/t. Ces écarts traduisent le fait que la mauvaise estimation de l'inventaire en gadolinium entre 0 et 18 000 MWj/t se répercute sur l'inventaire de l'ensemble des noyaux présents dans le combustible.

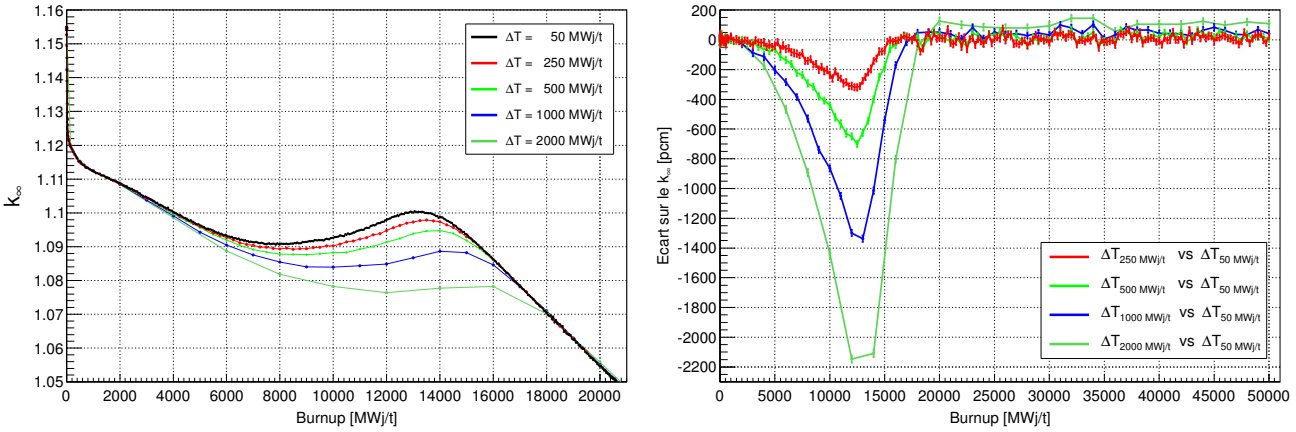


Figure 5.20 – À gauche : Évolution du k_∞ pour différents niveaux de discrétisation temporelle de l'évolution. À droite : Écarts absolus sur le k_∞ entre les différents niveaux de discrétisation temporelle. Le cas $\Delta T = 50$ MWj/t est utilisé comme référence pour la comparaison.

Évolution prédicteur-correcteur

Les résultats que nous venons de présenter montrent l'importance d'adapter judicieusement la discrétisation temporelle de l'évolution dans le cas des simulations utilisant le mode d'évolution *"Multigroupes"*. En effet, dans le cas de simulation "Multigroupes", mais aussi dans les simulations *"à taux de réaction constant"*, l'évolution du combustible entre deux pas en temps t_1 et t_2 est basée uniquement sur les résultats issus du calcul statistique réalisé par MCNP au temps t_1. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser une discrétisation fine de l'évolution pour toute période en temps ou le spectre en énergie des neutrons est soumis à d'importantes variations. Dans le chapitre précédent (cf. section 4.2.6), nous avons mentionné qu'une autre méthode d'évolution est également disponible dans MURE : la méthode d'évolution *"prédicteur-correcteur"*. Cette méthode peut être à la fois utilisée dans le cas d'évolutions *"Multigroupes"* et d'évolutions *"à taux de réaction constant"*. En utilisant cette méthode, l'évolution du combustible entre deux pas en temps t_1 et t_2 est réalisée en utilisant les résultats MCNP du pas t_1 et les résultats d'un calcul prédictif MCNP réalisé au pas t_2. Cette méthode a pour objectif de s'affranchir des conséquences d'une variation importante du spectre neutronique entre deux pas en temps. Dans le cadre de cette étude, nous avons testé l'impact de ce mode d'évolution[15] (toujours avec l'option *"Multigroupes"*) pour les simulations utilisant des pas d'évolution de 500 MWj/t et 2000 MWj/t. Les résultats sur le k_∞ sont présentés en figure 5.21. Comme nous pouvons le voir, cette méthode permet un gain significatif sur la précision des résultats de simulations. Pour le cas $\Delta T_{pred} = 2000$ MWj/t, les k_∞ obtenus sont comparables à ceux obtenus sans cette option pour le cas $\Delta T = 500$ MWj/t. Pour le cas $\Delta T_{pred} = 500$ MWj/t, le k_∞ obtenus est alors comparable à celui obtenu pour le cas $\Delta T = 25$ MWj/t

15. La méthode *"PC au temps médian"* a ici été utilisée.

sans cette option. Il convient toutefois de noter que l'utilisation de la méthode prédicteur-correcteur engendre une augmentation d'un facteur 2 les temps de calcul en raison de la nécessité d'effectuer deux calculs MCNP et deux calculs d'évolution à chaque pas en temps.

En complément, l'impact du niveau de discrétisation Runge-Kutta utilisé lors du calcul d'évolution a également été testé. Par défaut, 10 pas Runge-Kutta sont utilisés entre deux pas MCNP. Pour les cas $\Delta T = 500\,MWj/t$ et $\Delta T = 2000\,MWj/t$ nous avons lancé deux calculs utilisant 100 pas Runge-Kutta. Pour ces deux nouvelles simulations, nous n'avons pas observé de différence de résultats des observables qui soit dissociable des incertitudes statistiques.

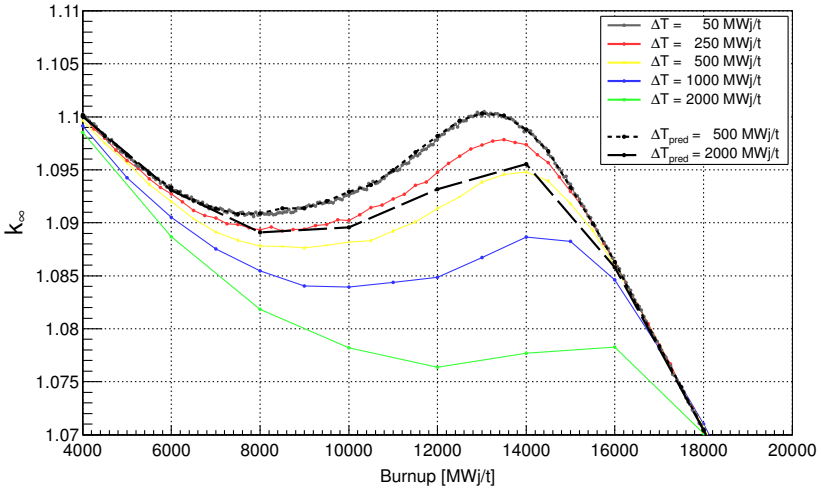


FIGURE 5.21 – Évolution du k_∞ pour différents niveaux de discrétisation temporelle de l'évolution. Les deux cas utilisant des lignes discontinues représentent les simulations utilisant la méthode prédicteur-correcteur pour l'évolution du combustible.

Conclusion

L'étude que nous venons de présenter a été réalisée après l'ensemble des autres études présentées dans ce manuscrit. Lorsque nos études ont été réalisées, nous étions conscients que la discrétisation temporelle était susceptible d'influer sur les résultats de simulation. Une étude préliminaire avait alors été réalisée et nous avions conclu qu'une discrétisation temporelle utilisant des pas d'évolution de 500 MWj/t présentait un bon compris entre temps de calcul et précision des résultats. Au vu des résultats que nous venons de présenter de nouvelles conclusions s'imposent :

- pour les trois simulations de référence utilisant du combustible UO_2, une discrétisation temporelle moins précise aurait pu être utilisée pour limiter les temps de calcul des études de sensibilité ;
- pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, l'utilisation du mode d'évolution *"prédicteur-correcteur"* aurait pu constituer un choix judicieux pour limiter l'impact du gadolinium durant le début de l'évolution. Au-delà de 20 000 MWj/t, une discrétisation temporelle utilisant des pas d'évolution plus grand aurait également pu être utilisée.

Malgré tout, le choix que nous avons fait d'utiliser des pas en temps de 500 MWj/t n'est pas pour autant un mauvais choix puisque :

- cette discrétisation n'induit aucune erreur sur la simulation des assemblages UO_2 ;
- pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, l'erreur maximale sur les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu reste respectivement inférieur à 0,15%, 0,3 et 1% sur toute la période d'évolution considérée ;
- dans les études de sensibilité, la même discrétisation temporelle est utilisée pour chacune des simulations. Nous pouvons donc considérer que l'erreur introduite via la discrétisation temporelle sera identique pour chacune des simulations et donc supprimée lors des comparaisons.

5.2.3 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible

Une étape importante lors de la définition d'une simulation MURE est le choix de la discrétisation spatiale du combustible. Comme nous l'avons vu, la géométrie est divisée en cellules auxquelles sont associés les différents matériaux. Seules les cellules définies par l'utilisateur comme contenant du combustible sont intégrées au calcul d'évolution. Dans le cas d'une simulation d'un crayon ou d'un assemblage, la définition la plus simple consiste à utiliser une seule et même cellule pour l'ensemble du combustible. Dans ce cas, pour le mode d'évolution *Multigroupes*, à chaque pas d'évolution un unique tally de flux est calculé par MCNP et un seul calcul d'évolution est réalisé entre chaque pas d'évolution. Il en résulte ainsi une évolution homogène de l'ensemble du combustible du système considéré.

En réalité, les crayons de REP-N4 consistent en un empilement de l'ordre de 300 pastilles de combustible. Au cours de l'irradiation en cœur, chaque pastille de combustible est soumise à un flux neutronique différent. Le flux et l'énergie des neutrons au sein de chaque pastille vont être principalement dépendants de la composition isotopique de la pastille considérée, de sa position dans le cœur et des contributions provenant des éléments combustibles à proximité. Au cours de l'irradiation, en raison des variations des inventaires et des conditions de pilotage du cœur, ces flux neutroniques locaux sont donc amenés à varier. De manière plus locale et malgré les très faibles dimensions des pastilles de combustible, le flux neutronique n'est pas homogène au sein de chaque pastille. Le flux est ainsi plus important en bordure des pastilles en raison de la plus grande proximité au modérateur.

Dans le cas de simulations de réacteurs avec évolution temporelle, il n'est évidemment pas possible d'envisager une discrétisation par pastille du combustible. Nous citerons principalement les raisons suivantes :

- l'augmentation du nombre de cellules de combustible impacte fortement les temps de calcul. Cette augmentation affecte d'une part les temps de calcul MCNP en raison de l'augmentation du nombre de tallies de flux à calculer (pour les calculs *Multigroupes*), mais aussi les temps de calcul de l'évolution puisque chaque cellule nécessitera alors son propre calcul d'évolution ;
- l'augmentation du nombre de cellules combustibles doit s'accompagner d'une augmentation de la statistique afin que chaque cellule, alors plus petite, soit parcourue par un nombre de neutrons suffisamment élevé pour que le flux calculé dans chaque cellule soit suffisamment précis pour ne pas biaiser le calcul d'évolution à suivre ;
- une discrétisation importante du combustible doit normalement s'accompagner d'une définition plus précise de certains des autres paramètres de simulation en raison des effets liés à la thermohydraulique des cœurs. Dans le cas d'une évolution homogène du combustible, des températures et densités moyennes de l'eau et du combustible peuvent être considérées. En revanche, dans le cas où le combustible est discrétisé, il est alors normalement nécessaire de définir individuellement les températures moyennes de chacune des cellules combustibles. Ces différences sont induites par la distribution spatiale de la puissance au sein du combustible. De même, l'eau du modérateur ne présente pas une température et une densité homogènes dans un réacteur ; la température du modérateur est plus faible en bas des assemblages et plus importante en haut des assemblages en raison de l'écoulement du flux d'eau entre la branche froide et la branche chaude. La température est également d'autant plus importante lorsque l'on se rapproche d'une gaine de combustible [16].

Il est donc important de garder à l'esprit que la discrétisation spatiale utilisée dans les simulations résulte ainsi d'un compris entre la précision des résultats que l'on souhaite obtenir et les temps de calcul nécessaires. En effet, dans le cas où l'on s'intéresse à des résultats « globaux », c'est-à-dire des résultats moyens sur le combustible d'une géométrie donnée où dans le cas d'études de sensibilité, l'utilisation d'une discrétisation importante engendrant des temps de calcul plus importants peut n'avoir qu'un intérêt limité. Notons également que la discrétisation spatiale du combustible doit être effectuée de

16. Nous rappelons que dans le cadre de nos études, nous n'avons pas utilisé de module de thermohydrolique. Pour l'ensemble de nos études, des températures homogènes ont été considérées pour l'ensemble des cellules de modérateur et de combustible.

manière judicieuse. En effet, il convient de grouper ensemble uniquement des zones de combustible présentant des flux neutroniques comparables afin de ne pas biaiser l'évolution du combustible et risquer d'obtenir alors des résultats potentiellement moins précis qu'avec une simulation non discrétisée.

Nous rappelons également que nos simulations sont effectuées en milieu semi-infini. L'utilisation de réflecteur sur les parois latérales d'une simulation d'un crayon ou d'un assemblage permet de se placer dans un cas idéal en supposant que le flux et les énergies des neutrons entrants et sortants sont identiques. Il s'agit bien évidemment d'une approximation dans la mesure où une fois placée en cœur, les flux entrants et sortants de chaque assemblage dépendent entre autres :

- de la position de l'assemblage dans le cœur ;
- de la composition des assemblages placés à proximité ;
- de la proximité de l'assemblage aux barres de contrôle.

Afin d'étudier l'influence de la discrétisation spatiale du combustible, nous avons mené deux études distinctes : une première au niveau crayon afin de mettre en évidence l'effet de la discrétisation axiale du combustible et une seconde au niveau assemblage dans laquelle nous nous sommes intéressés à la discrétisation radiale du combustible.

5.2.3.1 Discrétisation axiale du combustible

Pour cette étude, nous nous intéressons à l'impact de la discrétisation axiale d'une simulation de crayon contenant un combustible UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U. Nous souhaitons ici mettre en évidence l'impact du niveau de discrétisation sur les principales sorties de simulation, à savoir les inventaires, les taux de fission et le k_∞.

Cette étude a d'abord été réalisée en faisant évoluer le combustible avec MURE pour différents niveaux de discrétisation axiale. Toutefois, pour un certain nombre de simulations, nous avons été confrontés à la difficulté d'obtenir des résultats corrects. En effet, pour les paramètres de statistique alors choisis, l'ensemble des grandeurs par cellule (inventaires, section efficace...) présentait des évolutions « anormales » pouvant être directement reliées à une évolution erratique des flux de neutrons par cellule au cours du temps ; cette évolution erratique se traduisant par de fortes oscillations des flux par cellule entre chaque pas d'évolution. Ces oscillations des flux par cellule étaient d'autant plus élevées que la discrétisation axiale choisie était fine. Comme nous l'avons mentionné précédemment, dans les simulations fortement discrétisées, il est nécessaire que la statistique soit suffisante pour que les flux de neutrons par cellule soient estimés de manière suffisamment précise pour ne pas biaiser l'évolution du combustible. Dans le cas de nos simulations, les erreurs données par MURE sur l'ensemble des flux par cellule présentaient des valeurs bien inférieures aux oscillations observées, et ce dès les premiers pas d'évolution témoignant ainsi d'un biais dans nos simulations. Un exemple illustrant ces oscillations de flux de neutrons par cellule d'un crayon discrétisé en 21 cellules de combustible est présenté en figure 5.22.

Ces premiers résultats ont donc motivé une étude plus approfondie de l'impact des paramètres de sources sur les erreurs statistiques associées aux flux de neutrons par cellule afin de pouvoir optimiser les simulations MURE avec évolution du combustible. Une estimation précise des flux de neutrons par MCNP étant un prérequis indispensable à la simulation en évolution avec MURE. Les résultats sont donc ici présentés en deux parties. Dans un premier temps seront présentés les résultats issus d'une étude statistique réalisée avec MCNP pour du combustible neuf. Dans un second temps seront présentés les résultats obtenus en évolution avec MURE.

Le crayon utilisé pour ces études est identique à celui des assemblages UO_2 enrichi à 4%. Des paramètres de simulation identique à ceux des simulations d'assemblage de référence ont été utilisés. Pour ces études, les températures homogènes du combustible et de l'eau du modérateur sont respectivement de 600 K et de 900 K ont été utilisées. Une vue en coupe de la cellule considérée est présentée

figure 5.23. Les simulations ont été réalisées en milieu semi-infini en laissant les extrémités du crayon ouvertes et en utilisant une réflexion de type spéculaire sur les parois latérales de la cellule.

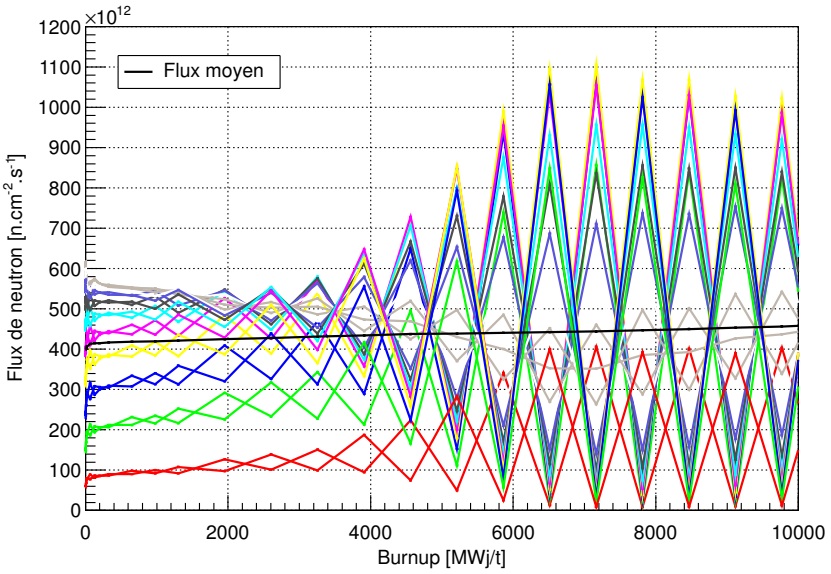
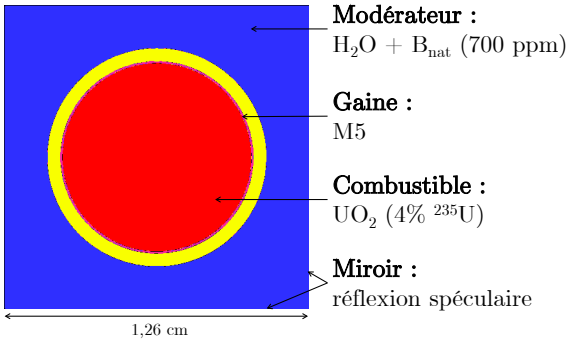


Figure 5.22 – Évolution des flux de neutrons par cellule d'une simulation de crayon discrétisé axialement en 21 cellules de combustible et utilisant les paramètres statistiques suivant : $n_{src} = 333\,333$, $C_A = 150$, $C_I = 200$. Les courbes présentant des couleurs identiques correspondent à des cellules de combustible symétriquement opposées par rapport à la cellule centrale du crayon. Les résultats de cette simulation présentent un important biais en raison de la propagation des incertitudes associées au flux de neutrons par cellule lors du calcul d'évolution.



(a)

Nombre de cellule	Hauteur des cellules
5	85,344 cm
11	38,793 cm
21	20,320 cm

(b)

Figure 5.23 – (a) Coupe transversale de la cellule combustible suivant le plan xy obtenue par l'interface graphique de MCNP. (b) Hauteurs des cellules de combustible suivant le niveau de discrétisation axiale utilisé.

5.2.3.1.1 Étude statique sur le combustible neuf

Pour cette étude, nous nous sommes intéressés à l'impact des paramètres statistiques de la source de neutrons et du niveau de discrétisation sur l'erreur statistique associés aux flux de neutrons dans

chacune des cellules contenant du combustible [17]. Trois paramètres ont été étudiés [18] : Le nombre de cycles actifs, le nombre total de neutrons sources et le nombre de cellules de combustible :

- l'influence du nombre de cycles actifs a été estimée sur le crayon discrétisé en 21 cellules combustibles. Quatre cas ont été envisagés : $C_A =$ 50, 150, 500, 1000. Pour chacun de ces cas, un nombre total de 10^7 neutrons sources a été utilisé. Pour cela, le nombre de neutrons par cycle a été adapté au nombre de cycles actifs définis ;
- l'influence du nombre total de particules sources a également a été estimé sur le crayon discrétisé en 21 cellules combustibles. Trois cas ont été envisagés : $n_{tot} = 10^5$, 10^6, 10^7. Pour chacun des cas, un nombre total de 50 cycles actifs a été utilisé. La modification du nombre total de neutrons sources a été effectuée en changeant le nombre de particules sources par cycle afin de conserver un nombre identique de cycles actifs par simulation ;
- l'influence du niveau de discrétisation a été étudiée en utilisant des paramètres de sources identiques pour les différents cas testés, soit 50 cycles actifs et 200 000 neutrons par cycle. Trois cas ont été envisagés : 5, 11 et 21 cellules combustibles.

Pour les différents cas testés, nous avons également cherché à vérifier que les erreurs statistiques estimées par MCNP sur les flux de neutrons par cellule étaient correctes. Pour cela, pour chacun des jeux de paramètres testés, nous avons exécuté 150 calculs MCNP identiques à l'exception du germe du tirage aléatoire. Les erreurs estimées par MCNP ont été obtenues en calculant la moyenne des erreurs à 1σ estimés par MCNP sur l'ensemble des 150 simulations. Les erreurs statistiques réelles ont été estimées en ajustant les distributions de flux par cellule des 150 simulations par des distributions gaussiennes et en estimant les valeurs de leurs écarts types. Les erreurs à 1σ sur les écarts types estimés ont également été extraites des ajustements gaussiens et sont représentées sur les différents graphiques de résultats.

Pour l'ensemble des simulations, une source de neutrons spatialement convergée issue d'un précédent calcul MCNP a été utilisée. Pour ce calcul, la source initiale de neutrons a été générée en définissant un point source tout les 20 cm le long de l'axe du crayon. 1000 cycles ont ensuite été utilisés pour faire converger la source de neutron dans le combustible. Pour l'ensemble des simulations utilisant cette source, 200 cycles inactifs ont été utilisés. En effet, nous avons pu constater qu'en dessous de 100 cycles inactifs et particulièrement pour les simulations utilisant un faible nombre de cycles actifs, les distributions de flux obtenues à l'issue des calculs gardaient une "trace" de la distribution initiale de la source ; cet effet de mémoire de la distribution initiale de la source se traduisant par un déséquilibre des flux estimés dans les cellules symétriquement opposées. Pour notre étude, 200 cycles ont été estimés comme suffisants pour réhomogénéiser la source de neutrons dans la géométrie. Pour cela, nous avons comparé les distributions de flux par cellule de 150 simulations utilisant 200 cycles et de 150 simulations utilisant 1000 cycles inactifs. Un bon accord entre ces deux cas a été obtenu. Nous noterons tous de même qu'en utilisant uniquement 100 cycles inactifs, les tests effectués par MCNP et portant sur la convergence de l'entropie de Shannon de la source étaient toujours correctement validés.

Résultats sur les flux de neutrons

Un exemple de distribution axiale du flux de neutrons dans le crayon est présenté figure 5.24. Sur ce graphique sont superposés les résultats de 150 simulations utilisant les mêmes paramètres statistiques à l'exception du germe aléatoire. Nous retrouvons ici une forme de cosinus de la distribution du flux de neutrons, attendu dans le cas d'une simulation d'un cylindre semi-infini [147]. Cette forme est induite

17. Cette étude ainsi que les paramètres de simulation que nous avons choisis ont été inspirés par l'étude réalisée par O. Méplan et al. [178]. Cette étude visait à montrer les biais de simulation pouvant apparaitre lors de la simulation en évolution d'un crayon de REP-900MW (h = 3,66 m) spatialement discrétisé suivant la hauteur du crayon.

18. Nous rappelons que la source de neutrons est définie par 3 paramètres : le nombre de cycles actifs C_A, le nombre de neutrons par cycle n_{src} et le nombre de cycles inactifs C_I. Le nombre total de particules suivies étant donné par $n_{tot} = n_{src} \times C_A$.

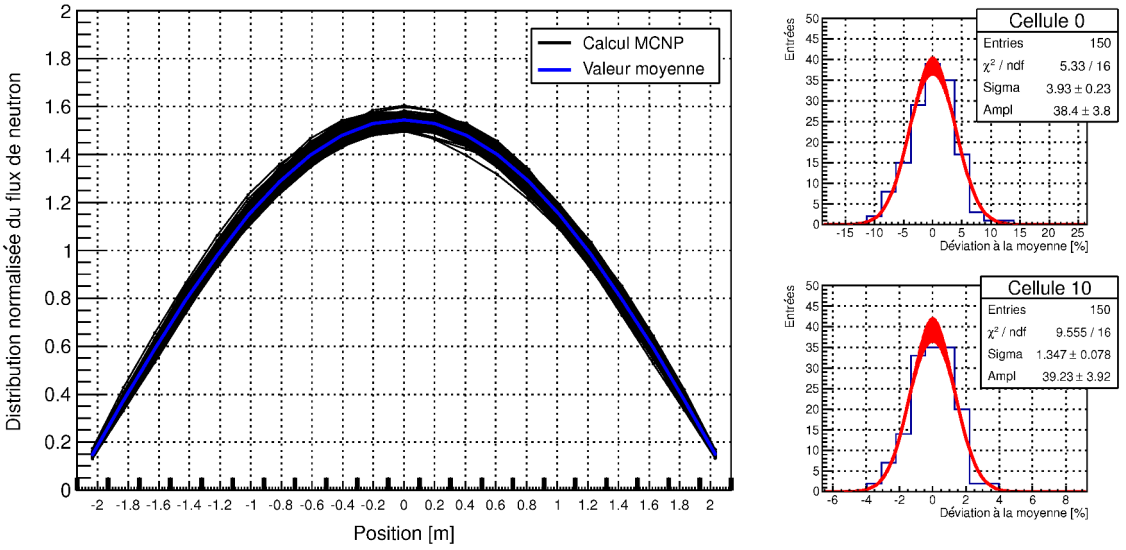
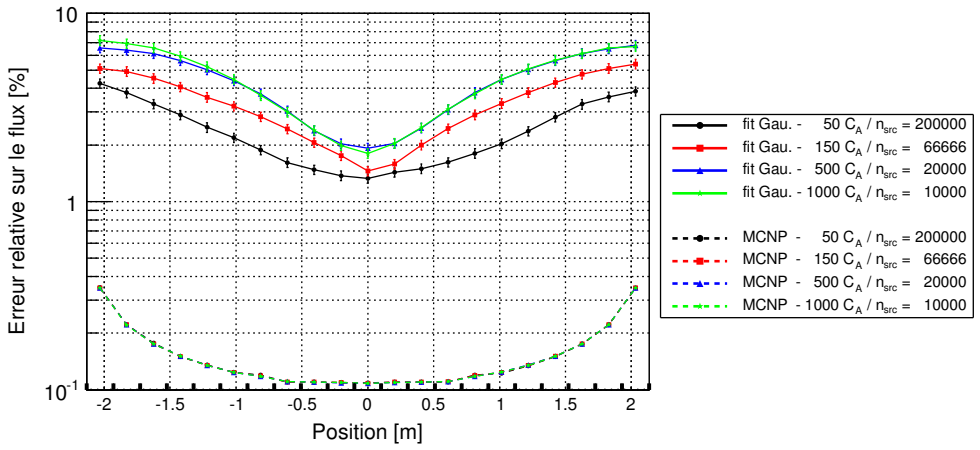


Figure 5.24 – À gauche : distribution du flux de neutrons dans un crayon discrétisé axialement en 21 cellules. Les courbes noires représentent les résultats issus de 150 simulations MCNP utilisant les mêmes paramètres statistiques ($n_{src} = 200\,000$, $C_A = 50$, $C_I = 200$), mais un germe aléatoire différent.
À droite : distribution du flux de neutrons estimée par MCNP dans la cellule n°0 (extrémité du crayon) et la cellule n°10 (cellule centrale).

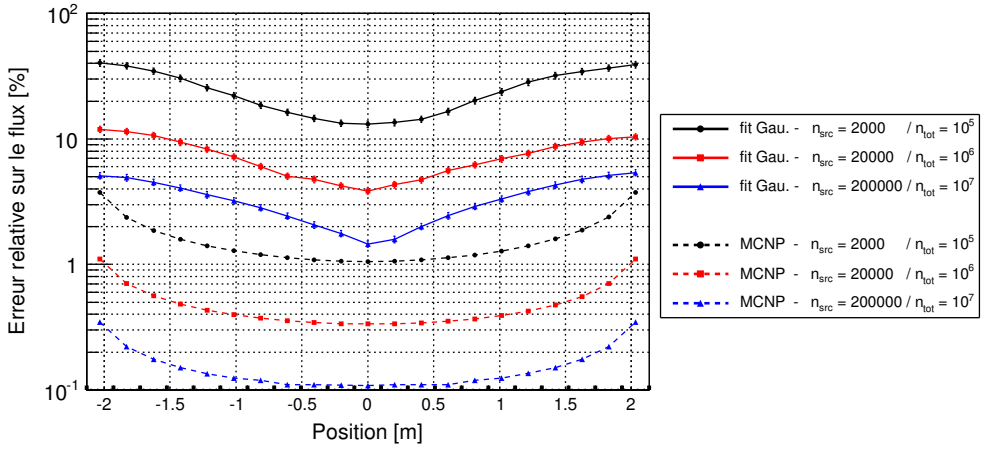
par les fuites de neutrons aux extrémités du crayon dues à l'absence de miroir. Nous rappelons ici que nous n'avons pas considéré de couplage neutronique-thermohydraulique dans cette étude (température homogène pour l'ensemble des cellules combustibles et modérateur). C'est pourquoi nous pouvons observer ici une parfaite symétrie de la distribution du flux entre la partie haute et la partie basse de notre crayon. Bien que non visibles, car trop faible, les erreurs statistiques estimées par MCNP sont représentées sur chacune des courbes. Nous pouvons ainsi déjà observer les importantes variations locales du flux de neutron entre chacune des simulations MCNP. Ces distributions montrent déjà des largeurs bien supérieures aux erreurs estimées par MCNP. Deux exemples d'ajustement gaussien des distributions de flux pour la cellule située à une des extrémités du crayon (cellule 0) et la cellule située au centre du crayon (cellule 10) sont également présentés en figure 5.24.

Les résultats de l'impact de trois paramètres définissant la source sont présentés dans les trois graphiques de la figure 5.25. Pour chacune des courbes, les valeurs des points sont placées aux centres des cellules considérées. Tous d'abord, nous pouvons observer que pour l'ensemble des cas envisagés, les erreurs estimées par MCNP sont très inférieures à celle que nous obtenons à partir des ajustements gaussiens des distributions des flux. Pour les cas les plus favorables, les erreurs estimées par MCNP sont sous-estimées d'un facteur 10. Pour les cas les plus défavorables, un facteur 40 peut être atteint. Nous pouvons également voir que les erreurs sont toujours plus faibles dans les cellules centrales du crayon où le flux est le plus élevé et plus important aux extrémités du crayon où le flux est le plus faible.

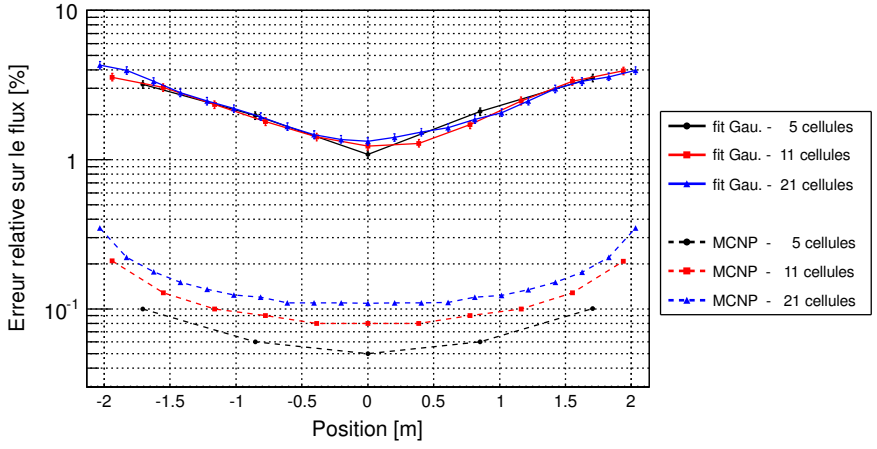
Pour un nombre total de particules données (figure 5.25a), les erreurs estimées par MCNP ne dépendent pas de la manière dont le nombre total de neutrons sources est réparti entre le nombre de neutrons par cycle et le nombre de cycles actifs utilisés. En revanche, les erreurs estimées par les ajustements gaussiens montrent qu'il est préférable de privilégier un nombre de particules par cycle important plutôt qu'un nombre de cycles élevés. En effet, l'erreur estimée est d'autant plus élevée que le nombre de cycles



(a) Influence du nombre de cycles actifs.
$n_{cellule} = 21$, $n_{src} =$ variable, $C_A =$ variable, $C_I = 200$, $n_{tot} = 10^7$



(b) Influence du nombre total de neutrons sources.
$n_{cellule} = 21$, $n_{src} =$ variable, $C_A = 50$, $C_I = 200$, $n_{tot} =$ variable



(c) Influence du nombre de cellules de combustibles.
$n_{cellule} =$ variable, $n_{src} = 200\,000$, $C_A = 50$, $C_I = 200$, $n_{tot} = 10^7$

FIGURE 5.25 – Impact du nombre de cycles actifs (a), du nombre de neutrons sources (b) et du niveau de discrétisation axiale (c) sur les erreurs statistiques associées au flux de neutrons des cellules combustibles. En trait discontinu sont représentées les erreurs estimées par MCNP. En trait plein sont représentées les erreurs estimées via un ajustement gaussien des distributions de flux de 150 simulations MCNP utilisant un germe aléatoire différent. Les paramètres de source des différentes simulations sont donnés dans les sous-légendes.

actifs utilisé augmente. Pour le cas le plus favorable ($C_A = 50,\ n_{src} = 2.10^5$), les erreurs sur les flux de neutrons par cellule sont comprises dans l'intervalle [1,3%, 4,3%]. Pour le cas le plus défavorable ($C_A = 1000,\ n_{src} = 1.10^4$), les erreurs sont alors comprises dans l'intervalle [1,8%, 7,2%]. Localement, pour le cas le plus défavorable, les erreurs estimées par les ajustements gaussiens atteignent des valeurs quarante fois plus élevées que les erreurs estimées par MCNP.

Les résultats du graphique 5.25b montrent que les erreurs estimées par MCNP et par ajustement gaussien sont bien dépendantes du nombre de particules source totales utilisées. Si pour les trois cas considérés, les erreurs estimées par MCNP et par ajustements gaussiens suivent bien une loi en $1/\sqrt{n_{tot}}$, on observe que les ratios entre ces deux estimateurs présentent des valeurs importantes allant d'un facteur 10 à 20. L'augmentation du nombre total de particules sources permet donc bien de réduire les erreurs associées aux flux de neutrons. En revanche, cette augmentation ne permet pas de réduire les écarts observés entre les erreurs estimées par MCNP et celles estimées par nos ajustements gaussiens.

Nous pouvons voir sur le graphique 5.25c que les erreurs estimées par MCNP sont d'autant plus faibles que le nombre de cellules utilisé est important. En revanche, cet effet n'est pas observé pour les erreurs estimées par ajustement gaussien. On observe ici une superposition quasi parfaite des erreurs pour chacun des trois niveaux de discrétisation élevés.

Asymétrie spatiale de la source de neutron

Afin de mettre en évidence l'origine de l'augmentation des incertitudes statistiques réelles associées aux flux de neutrons par cellule lorsque l'on augmente le nombre de cycles actifs en conservant le nombre total de neutrons sources (cf. figure 5.25a), nous nous sommes intéressés à l'asymétrie de la source de neutrons entre les cellules symétriquement opposées et supposées avoir des flux de neutrons identiques. Pour chacune des 150 simulations des différents jeux de paramètres présentés en figure 5.25a, nous avons calculé l'asymétrie absolue de la source de neutrons dans chacune des 21 cellules comme étant :

$$|A_i| = 100 \times \frac{|N_i - N_j|}{N_i + N_j} \tag{5.1}$$

où N_i est le nombre total de neutrons générés dans la cellule i considérée sur l'ensemble des cycles actifs de la simulation et N_j le nombre total de neutrons générés dans la cellule j symétriquement opposée à la cellule i.

Pour chacun des jeux de paramètres, nous avons ensuite calculé les asymétries moyennes par cellule en moyennant les résultats sur l'ensemble des 150 simulations réalisées. Les résultats obtenus sont présentés en figure 5.26. Nous pouvons donc voir que l'asymétrie moyenne augmente fortement lorsque l'on privilégie le nombre de cycles actifs au détriment du nombre de neutrons par cycle. Nous pouvons également observer que pour chacun des cas, l'asymétrie de la source est d'autant plus importante que l'on s'éloigne du centre du crayon. Cette augmentation de l'asymétrie traduit un déséquilibre dans la génération spatiale des neutrons sources et justifie le fait que les dispersions des flux de neutrons que nous avons observées précédemment soient plus importantes dans les cellules situées aux extrémités du crayon. Cette observation est évidemment à mettre en perspective de l'importante dimension du système étudié (4,267 m) au regard du faible libre parcours moyen des neutrons dans la matière (de l'ordre du cm pour des neutrons thermiques dans l'eau). Ce graphique permet également de justifier le fait que la réduction du nombre de cellules ne réduit pas les erreurs associées aux flux de neutrons. En effet, la réduction du nombre de cellules ne va pas réduire les déséquilibres spatiaux de la source de neutrons, mais simplement consister à moyenner sur de plus grandes dimensions les dispersions observées dans ce graphique.

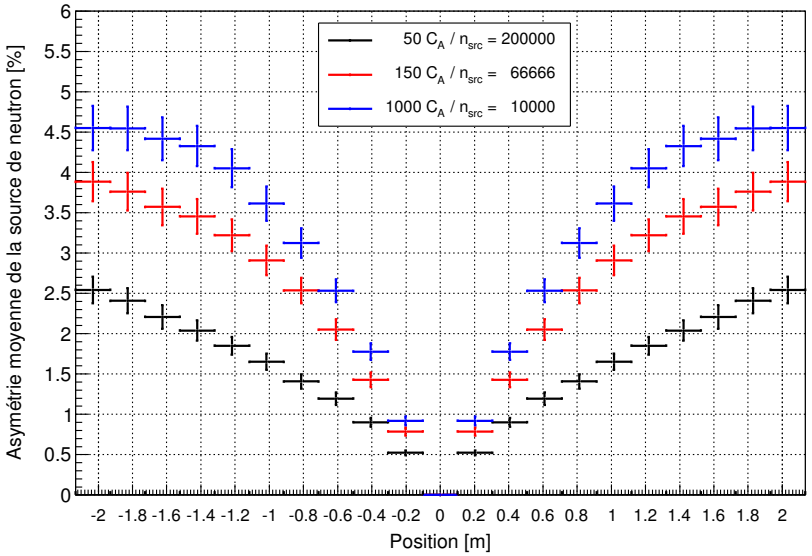


FIGURE 5.26 – Asymétrie moyenne par cellule des neutrons. Les barres d'erreurs associées aux asymétries moyennes ont été calculées comme étant $S^2/\sqrt{150}$ (cf. section 4.1.5).

Cas du crayon défini avec une seule cellule de combustible

Pour compléter cette étude, nous nous sommes intéressés au cas d'une simulation de crayon non discrétisée (1 seule cellule combustible) et nous avons cherché à vérifier que les incertitudes obtenues par ajustement gaussien sont équivalentes à celles estimées par MCNP. Compte tenu de l'importante réduction de l'erreur statistique dans ce cas et du nombre de chiffres significatifs donnés par MCNP sur les résultats de simulation, nous avons ici considéré un nombre de neutrons sources plus faible, à savoir $n_{tot} = 10^5$ et un nombre de simulations plus élevé, soit 300. Nous avons comme précédemment estimé la valeur moyenne du k_∞ et du flux ainsi que leurs écarts types via un ajustement gaussien de leurs distributions. Pour chacune des simulations, nous avons ensuite vérifié comment étaient distribués les écarts ($k_{eff,i}$ - $k_{eff,moy}$) et ($\phi_i - \phi_{moy}$) où $k_{eff,i}$ et ϕ_i sont respectivement le k_∞ et le flux estimé par MCNP pour la i^e simulation et $k_{eff,moy}$ et ϕ_{moy} sont les k_∞ et les flux moyens estimés par les ajustements gaussiens.

Pour le k_∞, 64% des simulations étaient comprises dans l'intervalle $[k_{eff,i} - \sigma_{k_{eff,i}}\ ,\ k_{eff,i} + \sigma_{k_{eff,i}}]$, 93,2% dans l'intervalle $[k_{eff,i} - 2\sigma_{k_{eff,i}}\ ,\ k_{eff,i} + 2\sigma_{k_{eff,i}}]$ et 99,2% dans l'intervalle $[k_{eff,i} - 3\sigma_{k_{eff,i}}\ ,\ k_{eff,i} + 3\sigma_{k_{eff,i}}]$ où $\sigma_{k_{eff,i}}$ est l'écart type estimé par MCNP sur le k_∞ de la i^e simulation. Pour le flux, ces pourcentages étaient respectivement de 72,8 %, 96,8% et 99,2%.

Nous pouvons donc ici conclure que les erreurs à 1σ estimées par MCNP sur le k_∞ et le flux sur une simulation utilisant une seule cellule combustible sont correctement estimées. En effet, les pourcentages obtenus ici sont également entachés d'une erreur statistique dans la mesure où les valeurs moyennes estimées par les ajustements gaussiens sont obtenues en utilisant uniquement 300 simulations et les pourcentages sont ensuite eux-mêmes réalisés en considérant uniquement 300 écarts. Ces deux effets expliquent alors les écarts obtenus par rapport aux valeurs attendues pour une distribution normale (respectivement 68,27%, 95,45% et 99,73%).

Conclusions

Les résultats de cette étude montrent que quels que soient les paramètres de source choisis, les erreurs statistiques estimées par MCNP sont fortement sous-estimées lorsque l'on s'intéresse à des résultats par cellule. Les importants écarts observés entre les erreurs estimées par MCNP et celles que nous avons obtenues par des ajustements gaussiens sont dûs au fonctionnement particulier du

mode KCODE utilisé pour la simulation des systèmes critiques. En effet, les erreurs estimées par MCNP ne prennent pas en compte les problèmes de convergence de sources pouvant apparaître dans les simulations. S'il est relativement simple de faire converger la source initiale de neutron en utilisant un nombre de cycles inactifs suffisamment important au regard des dimensions de la géométrie, il est en revanche beaucoup plus difficile pour une statistique donnée de prévoir l'impact de la répartition des neutrons sources entre les cycles actifs et le nombre de neutrons par source. En effet, nous avons pu observer que dans le cas de cette simulation de crayon présentant d'importantes variations axiales de la distribution du flux neutronique qu'il est préférable de privilégier un faible nombre de cycles actifs au profit d'un plus grand nombre de neutrons par cycle.

La conséquence directe des importantes incertitudes associées aux résultats de flux par cellule est l'introduction d'un important biais lors du calcul d'évolution. L'asymétrie spatiale de la source de neutrons entre la partie basse et la partie haute du crayon lors des calculs MCNP se traduit par une sur/sous-estimation des flux dans chacune des cellules symétriquement opposées. Lors du calcul d'évolution, une sur/sous consommation du combustible va alors se produire de part et d'autre du crayon et amener à des oscillations des flux par cellule entre chaque pas d'évolution. Pour une discrétisation donnée, l'amplitude de ces oscillations va dépendre de la finesse de la discrétisation temporelle utilisée. Nous avons vu que l'augmentation du nombre total de neutrons sources et l'optimisation des paramètres définissant la source de neutron peuvent aider à réduire cet effet. Toutefois, cet effet reste important quels que soient les paramètres choisis et va forcement avoir un impact sur les résultats de simulation lors d'un calcul d'évolution.

Au sein de la communauté scientifique, les problèmes de convergence des sources des codes Monte-Carlo font l'objet de nombreuses études. Nous mentionnerons notamment le rapport de la Nuclear Energy Agency (NEA) *« Source Convergence in Criticality Safety Analyses »* [179] regroupant les résultats obtenus par plusieurs codes Monte-Carlo sur des configurations fortement affectées par ces problèmes de convergence de sources. Pour tenter de palier à ces problèmes, certains codes Monte-Carlo tel que le code MORET [155] développé par l'IRSN dispose désormais de méthode de simulation alternative aux méthodes Monte-Carlo dites "naturelles" (la méthode utilisée dans le cas de nos calculs). Ces méthodes ont pour objectif d'accélérer la convergence des sources de neutrons et de limiter les risques de mauvais couplage neutronique entre les cellules.

5.2.3.1.2 Effet de la discrétisation axiale en évolution

Pour l'étude en évolution avec MURE, nous avons repris les trois niveaux de discrétisation envisagés : 5, 11 et 21 cellules de combustibles et nous avons considérés un cas supplémentaire : celui d'un crayon défini avec 42 cellules de combustible [19]. Toutefois, au vu des résultats précédents et compte tenu du fait que les cellules symétriquement opposées par rapport au centre du crayon sont parfaitement identiques du fait de la non-utilisation du module de thermohydraulique, nous avons considéré une évolution du combustible identique dans chacune des cellules symétriquement opposées. Pour cela, nous avons défini dans nos simulations respectivement 3, 6, 11 et 21 matériaux d'UO_2. Ce choix permet d'une part de fortement limiter l'impact des asymétries observées précédemment puisque dans ce cas, un unique tally de flux sera calculé par MCNP pour chacune des cellules symétriquement opposées et d'autre part de fortement réduire les temps de calcul. Une simulation utilisant une seule cellule de combustible a également été exécutée afin de servir de référence. Concernant la statistique, nous avons fait le choix d'utiliser le jeu de paramètres suivant : $n_{src} = 333\,333$, $C_A = 150$, $C_I = 200$, $n_{tot} = 5.10^7$. Un nombre important de cycles inactifs a été utilisé afin de correctement assurer la reconvergence des neutrons sources entre chaque pas d'évolution. Bien que nous ayons vu précédemment qu'il est préférable dans le cas de cette simulation d'utiliser un faible nombre de cycles actifs, nous avons fait le choix d'utiliser 150 cycles actifs afin de limiter les temps de calcul (l'alternative d'utiliser 50 cycles actifs et 10^6 neutrons source étant trop consommatrice en temps CPU). L'évolution du combustible a été

19. La hauteur des cellules de combustible de cette simulation est de 10,16 cm.

réalisée jusqu'à 50 000 MWj/t en considérant une puissance constante de 7,8529 kWth, soit la puissance moyenne dégagée par un crayon dans un cœur de REP-N4 à puissance nominale (4250 MW/(205×264)).

L'évolution des flux de neutron par cellule de la simulation utilisant 21 cellules de combustible (11 matériaux UO_2) est présentée en figure 5.27. Nous pouvons voir que l'utilisation d'un unique matériau pour chacune des cellules symétriquement opposées permet de très fortement contraindre les biais d'évolution observés précédemment en figure 5.22. La propagation des incertitudes associées aux flux de neutron par cellule reste toutefois présente et visible sur ce graphique avec la présence d'oscillations d'amplitude modérées des flux entre chaque pas d'évolution.

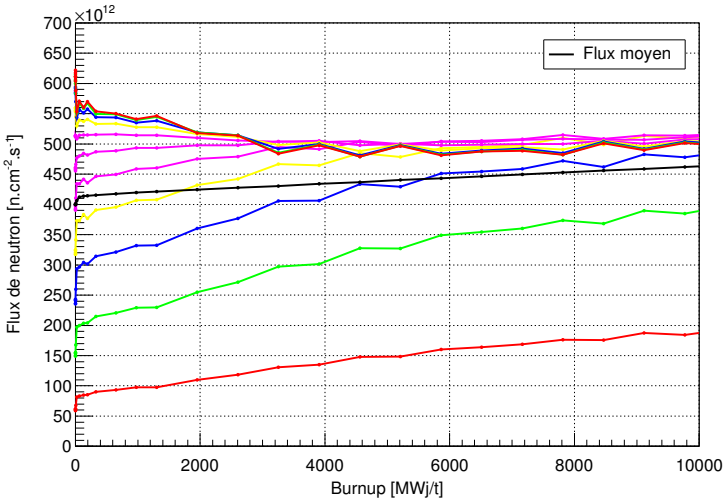


FIGURE 5.27 – Évolution des flux de neutrons par cellule d'une simulation de crayon discrétisée axialement en 21 cellules de combustible (11 matériaux UO_2) et utilisant les paramètres statistiques suivant : $n_{src} = 333\,333$, $C_A = 150$, $C_I = 200$.

Distribution axiale des observables

L'évolution de la distribution axiale du flux de neutron au cours de l'évolution est présentée figure 5.28 pour la simulation utilisant 21 cellules de combustible (11 matériaux UO_2). Au cours de l'évolution, le flux neutronique qui présente initialement une forme de cosinus va progressivement s'aplanir en raison des variations d'inventaire. En effet, avec un flux beaucoup plus important au centre du crayon par rapport aux bords, l'inventaire en ^{235}U va s'épuiser beaucoup plus rapidement dans les cellules centrales du crayon que dans les cellules situées aux extrémités et la production en ^{135}Xe y sera également beaucoup plus élevée. Il en résulte ainsi une diminution du flux au centre du crayon et une augmentation du flux aux extrémités au cours de l'évolution. Ces variations de la forme du flux sont extrêmement rapides puisque qu'il ne faut que quelques milliers de MWj/t pour que la distribution du flux se stabilise. Toutefois, compte tenu des fuites aux extrémités du crayon, les cellules situées aux extrémités vont présenter pendant toute l'évolution des valeurs de flux plus faibles que dans le reste du crayon.

L'évolution des distributions spatiales des taux de fission en fonction du burnup des isotopes d'uranium et de plutonium est présentée en figure 5.29 pour la simulation utilisant 21 cellules de combustible. Les distributions des taux de fission présentent des distributions axiales voisines de celle du flux de neutron (cf. figure 5.28). Les différences sont ici principalement dues aux variations d'inventaire différentes d'une cellule à l'autre. À 0 MWj/t, l'^{235}U, l'^{238}U et le ^{239}Pu (présent à l'état de trace) possèdent des distributions axiales identiques à celle du flux. Au cours de l'évolution, leurs distributions vont présenter

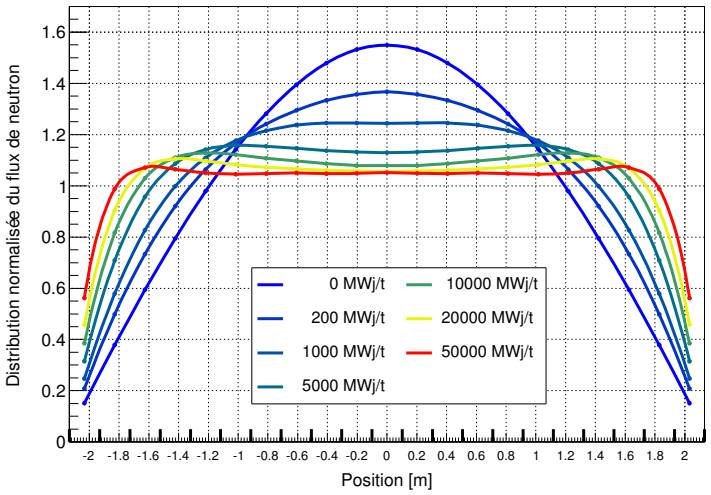


Figure 5.28 – Évolution de la distribution du flux de neutrons dans un crayon discrétisé en 21 cellules combustibles (11 matériaux UO_2) pour différents burnups. Les cellules symétriquement opposées présentent des valeurs identiques en raison de l'utilisation d'un matériau unique pour chaque cellule symétriquement opposée. La normalisation a été effectuée de sorte que la valeur 1 représente le flux de neutron moyen dans le combustible.

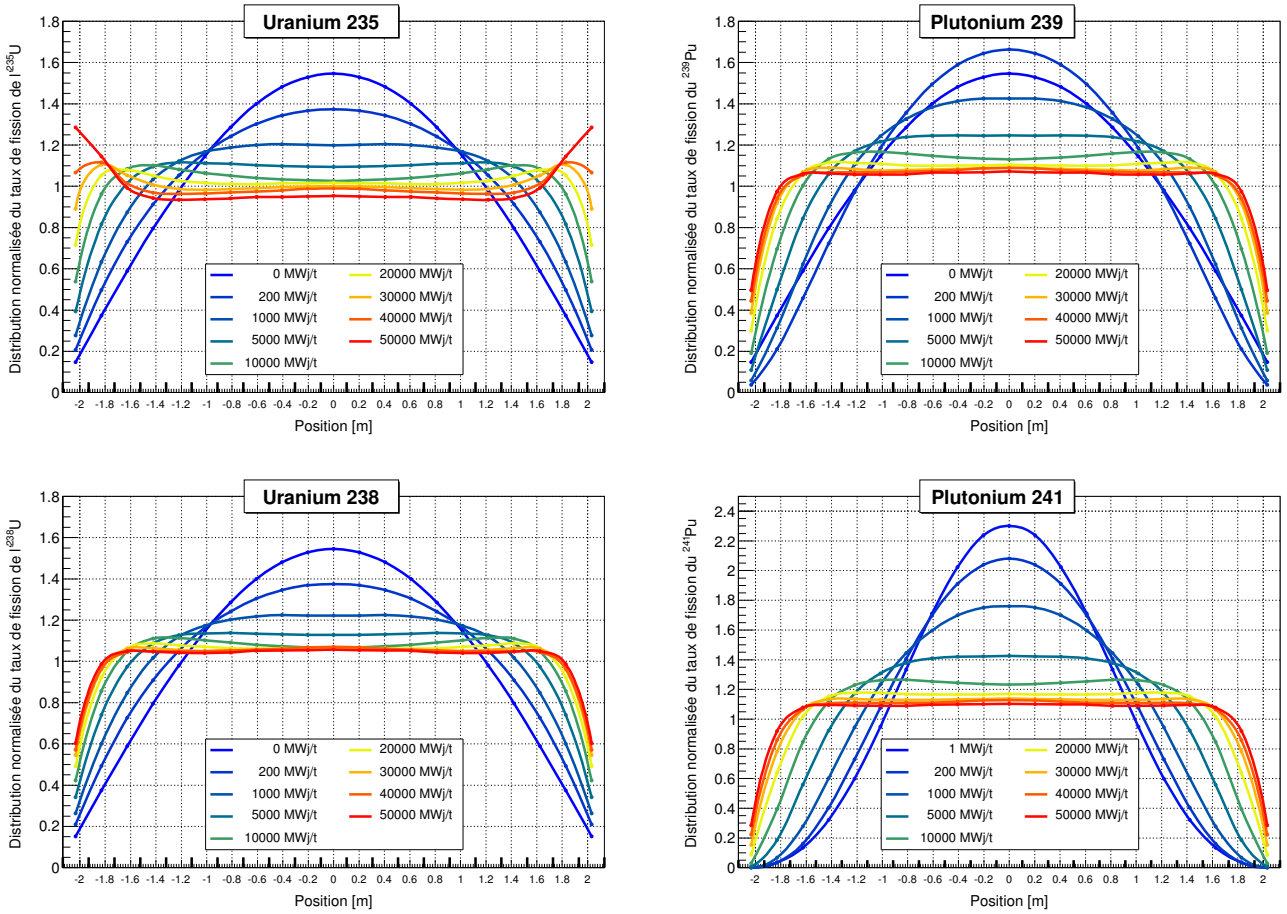


Figure 5.29 – Évolution de la distribution des taux de fissions dans un crayon discrétisé en 21 cellules combustibles (11 matériaux UO_2).

des différences en raison de la répartition inhomogène de leurs inventaires entre les différentes cellules. Ainsi, en raison de leurs apparitions plus rapides au centre du crayon, les taux de fission des deux isotopes de plutonium vont ainsi présenter des distributions plus piquées en début de l'évolution, mais conserver des distributions proches de celle du flux sur le reste de l'évolution. En raison de la diminution plus rapide de son inventaire au centre du crayon, l'^{235}U va progressivement voir son taux de fission aux extrémités du crayon dépasser celui de la partie centrale. L'^{238}U quant à lui conserve tout au long de l'évolution une distribution identique à celle du flux, car son inventaire initial est suffisamment élevé pour rendre négligeables les variations locales de son inventaire.

Impact de la discrétisation sur les inventaires et les taux de fission

Finalement, des comparaisons entre les inventaires totaux et les taux de fissions moyens du crayon des quatre niveaux de discrétisation sont respectivement présentés en figure 5.30 et 5.31. Les résultats de chacune des simulations ont été comparés aux résultats de la simulation de réference utilisant une seule cellule de combustible [20].

Pour les inventaires, nous pouvons observer que de manière générale, l'augmentation du nombre de cellules de combustible conduit à une réduction de la consommation en ^{235}U et a un inventaire plus faible en ^{239}Pu. Pour l'ensemble des différents niveaux de discrétisation testée, les différences avec l'inventaire en ^{235}U de la simulation utilisant une seule cellule de combustible vont fortement augmenter au cours de l'irradiation. Entre la simulation utilisant 1 cellule de combustible et celle utilisant 42 cellules de combustible, la différence atteint plus de 5,5% à 50 000 MWj/t. Pour l'inventaire en ^{239}Pu, un écart maximal inférieur à 2% est obtenu entre ces deux mêmes niveaux de discrétisation spatiale du combustible. Pour le ^{241}Pu, nous pouvons voir de très importantes différences en début d'évolution qui peuvent atteindre près de 40%. Ces importants écarts vont toutefois fortement être réduits avec l'accumulation du ^{241}Pu en inventaire. Au-delà de 18 000 MWj/t, les différences entre la simulation utilisant 42 cellules de combustible et celle utilisant 11 cellules de combustible reste comprise dans l'intervalle [-1,5% ; -1,5%].

Concernant les taux de fission, la première observation sur les graphiques de comparaison des simulations discrétisées spatialement par rapport à la simulation non discrétisée est la présence d'oscillations entre chaque pas d'évolution. Ces oscillations sont la conséquence directe des oscillations des flux par cellule entre chaque pas en temps observés en figure 5.27. Ces oscillations sont présentes sur l'ensemble des taux des réactions, mais restent malgré tout suffisamment faibles pour ne pas être visibles sur les inventaires totaux du crayon.

Pour les taux de fission de l'^{235}U et de l'^{238}U, les différences observées par rapport à la simulation utilisant une seule cellule de combustible augmentent rapidement en début de l'évolution. Au-delà de quelques milliers de MWj/t, la différence relative sur le taux de fission de l'^{238}U pour les deux cas extrêmes ici considérés (1 cellule et 42 cellules de combustible) se stabilise et reste de l'ordre du %. Pour l'^{235}U, la différence relative continue d'augmenter quasi-linéairement avec le burnup pour atteindre plus de 2% en fin d'évolution. Des différences particulièrement élevées sont observées en début d'évolution sur les taux de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu. Ces différences vont ensuite fortement diminuer au cours de l'irradiation. En début d'irradiation, le taux de fission de la simulation utilisant 42 cellules de combustible est supérieur de 14% à celui de la simulation une seule cellule de combustible. À partir de 8 000 MWj/t, cette différence devient inférieur à 3% et continue à diminuer pour passer en dessous de 1% vers 20 000 MWj/t. Pour le ^{241}Pu, bien que les différences peuvent atteindre plus de 70% pourcents en début d'évolution, il convient de considérer la faible contribution de ce noyau au nombre total de fissions en début d'irradiation. En effet, lorsque la contribution du ^{241}Pu atteint 1% du nombre total de fissions du crayon, soit vers environ 9000 MWj/t, la différence entre la simulation utilisant 1 cellule de

20. Les différences relatives ont été calculées comme étant : $Diff.\ [\%] = 100 \times (R_{Xcellule} - R_{1cellule})/R_{1cellule}$ où $R_{Xcellule}$ est le résultat d'inventaire ou de taux de fission de la simulation utilisant X cellule de combustible.

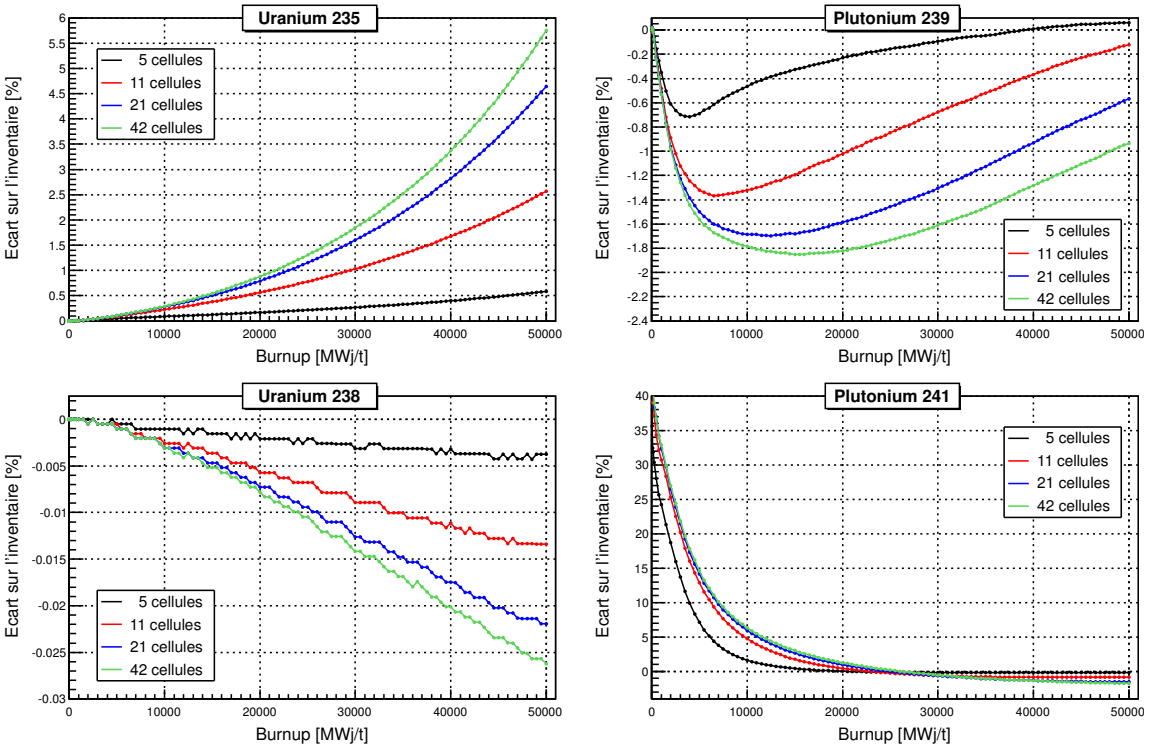


Figure 5.30 – Influence du niveau de discrétisation axiale sur les inventaires totaux du crayon. La simulation utilisant une seule cellule de combustible est utilisée comme référence pour la comparaison.

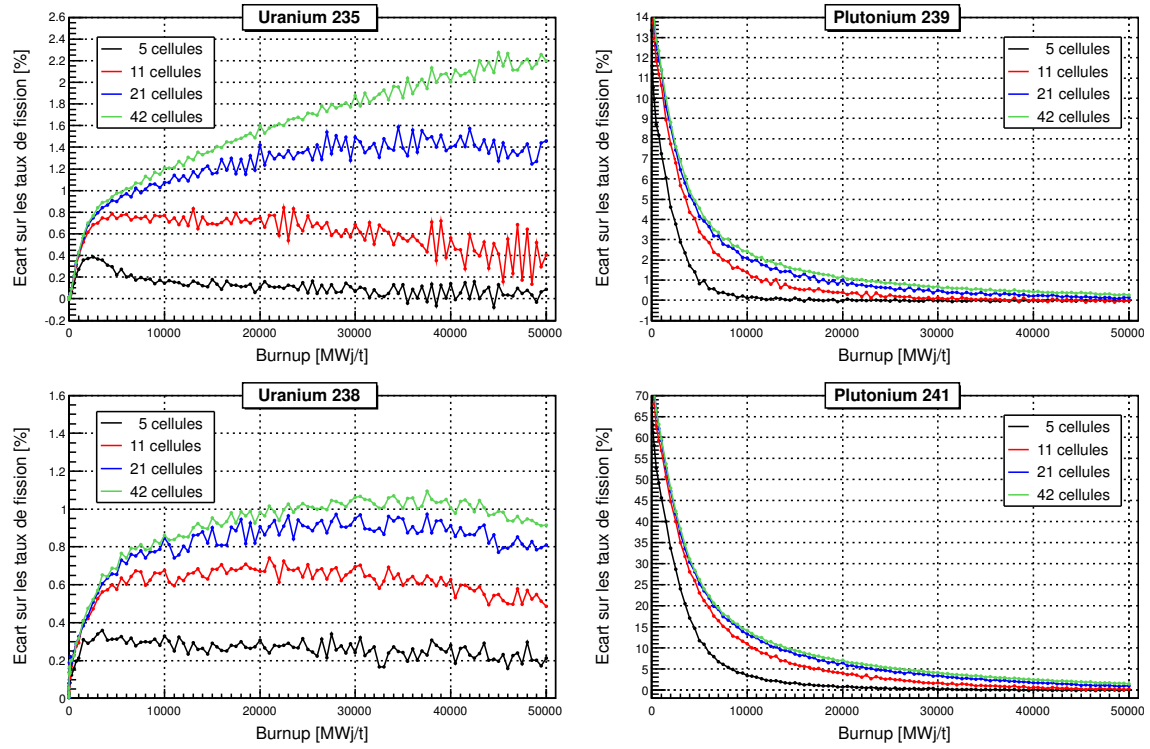


Figure 5.31 – Influence du niveau de discrétisation axiale sur les taux de fission moyens du crayon. La simulation utilisant une seule cellule de combustible est utilisée comme référence pour la comparaison.

combustible et celle utilisant 42 cellules de combustible n'est plus que de 15%. Lorsque la contribution de cet isotope atteint 5%, cette différence n'est plus que de 6%.

Impact de la discrétisation sur le k_∞

Une comparaison entre les k_∞ obtenus pour les différents niveaux de discrétisation testés a également été effectuée. Cette comparaison est présentée en figure 5.32. Des différences très importantes sont observées sur ce graphique. Par rapport à la simulation utilisant une seule cellule de combustible, des différences maximales de respectivement 570 pcm, 1060 pcm, 1300 pcm et 1400 pcm sont obtenues pour les simulations utilisant 3, 11, 21 et 42 cellules de combustible. Ces importants écarts s'expliquent d'une part par les importantes variations d'inventaires par rapport à la simulation utilisée comme référence, mais également par l'augmentation du nombre de neutrons s'échappant du crayon lorsque l'on augmente la discrétisation. En effet, pour la simulation utilisant une seule cellule de combustible, 0,344% des neutrons sources générés lors du calcul MCNP à $B = 0\,MWj/t$ s'échappent par le haut ou le bas du crayon. À $B = 50{,}000\,MWj/t$, ce pourcentage est de 0,338%. Pour la simulation utilisant 42 cellules de combustible, ce pourcentage évolue de 0,342% à $B = 0\,MWj/t$ à 1,4% à $B = 50\,000\,MWj/t$ du fait de l'aplatissement de la nappe de flux au cours de l'irradiation.

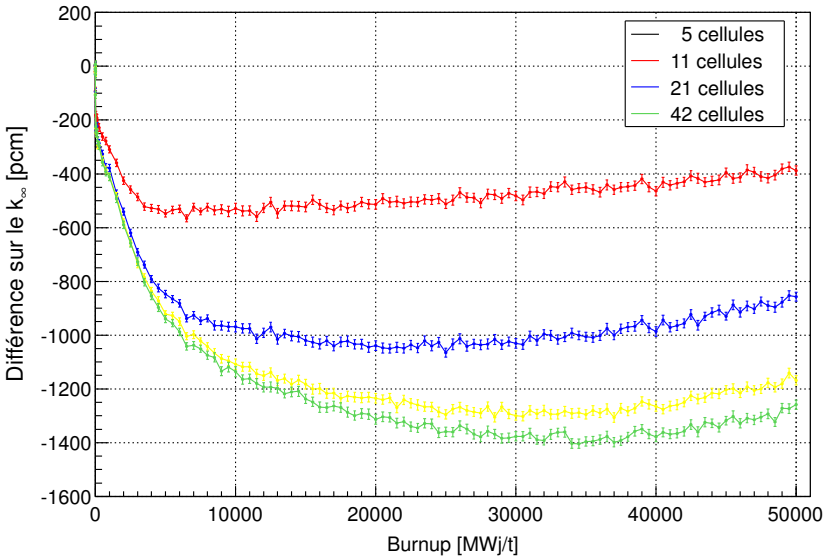


FIGURE 5.32 – Influence de la discrétisation axiale sur le k_∞. La simulation utilisant 1 cellule de combustible est utilisée comme référence pour la comparaison $\left(Diff.\ [pcm] = 1.10^7 \times (k_{\infty,Xcellule} - k_{\infty,1cellule})/k_{\infty,1cellule}\right)$.

Conclusions

Au cours de cette étude portant sur la discrétisation axiale de l'évolution du combustible d'un crayon, nous avons vu que les erreurs statistiques estimées par MCNP sur les flux de neutrons par cellule sont fortement sous-estimées. Dans un calcul d'évolution, la propagation de ces erreurs statistiques peut alors conduire à une évolution erratique des observables de simulation. Une optimisation des paramètres statistiques est alors nécessaire à la réalisation d'un calcul non biaisé.

La comparaison des résultats de simulation utilisant différents niveaux de discrétisation par rapport à ceux d'une simulation non discrétisée à montrer que le niveau de discrétisation induit d'importantes déviations des résultats moyens sur le crayon. Pour les différentes variables étudiées (inventaires totaux, taux de fission moyens et k_∞), nous pouvons pu observer que les augmentations des différences relatives

des résultats des simulations discrétisées par rapport à la simulation non discrétisée tendent à se stabiliser avec l'augmentation du nombre de cellules de combustible. Les résultats de cette étude seront utilisés au chapitre 7 pour le calcul des incertitudes systématiques totales associées à nos prédictions de taux de fission des cœurs de Chooz.

5.2.3.2 Discrétisation radiale du combustible

En complément de l'étude de la discrétisation axiale d'un crayon, nous nous sommes intéressés à l'impact de la discrétisation radiale du combustible. Cette étude a été réalisée sur l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et sur l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Nous avons ici cherché à faire évoluer individuellement chacun des 264 crayons constituant ces assemblages. Afin d'optimiser les temps de calcul, nous avons encore une fois profité des symétries géométriques des assemblages. En effet, pour cette étude nous avons de nouveau considéré des températures et des densités homogènes pour l'ensemble des cellules contenant du combustible ou du modérateur. Nos simulations d'assemblages étant réalisées en milieu semi-infini, les crayons symétriquement opposés par rapport à la cellule centrale de l'assemblage doivent en théorie présenter des flux et spectres en énergie de neutrons identiques et par conséquent évoluer de manière semblable. La prise en compte de ces symétries nous a amenés à définir 39 cellules de combustibles différentes, soit 12 cellules contenant 4 crayons et 27 cellules contenant 8 crayons. La discrétisation retenue est présentée en figure 5.33. Toujours dans l'optique de conserver des temps de calcul raisonnables, le nombre important de cellules nous a conduits à choisir un mode d'évolution MG_1 du flux plutôt que MG_{10}. En effet, en utilisant une discrétisation MG_10 du flux, l'augmentation du nombre de cellules est responsable d'une augmentation d'un facteur de l'ordre de 5 sur les temps de calcul. Pour cette étude, aucune discrétisation axiale du combustible n'a été considérée. À l'exception de la discrétisation spatiale du combustible, les paramètres des simulations de référence ont été utilisés.

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
1	6	14	21	25	30	33	36	38	39
2	5	13	20	24	29	32	35	37	38
3		12	19		28	31	34	35	36
4	4	11	18	23	27		31	32	33
5	3	10	17	22	26	27	28	29	30
6		9	16		22	23		24	25
7	2	8	15	16	17	18	19	20	21
8	1	7	8	9	10	11	12	13	14
9		1	2		3	4		5	6

Figure 5.33 – Schéma de la discrétisation spatiale en 39 groupes du combustible. Uniquement le quadrant supérieur droit de l'assemblage est représenté. Les cases en gris foncé correspondent aux cellules des tubes guides. La case noire correspond à la cellule centrale de l'assemblage (tube d'instrumentation). Les cases en gris clair correspondent aux crayons contenant du gadolinium dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3.

Distribution de puissance

À l'aide de MURE, nous avons extrait l'évolution de la distribution de puissance par crayon avec le burnup des deux assemblages simulés. Ces distributions sont présentées en figure 5.34. Bien que les distributions de puissance des deux types d'assemblages considérés soient différentes, nous pouvons observer différentes caractéristiques communes.

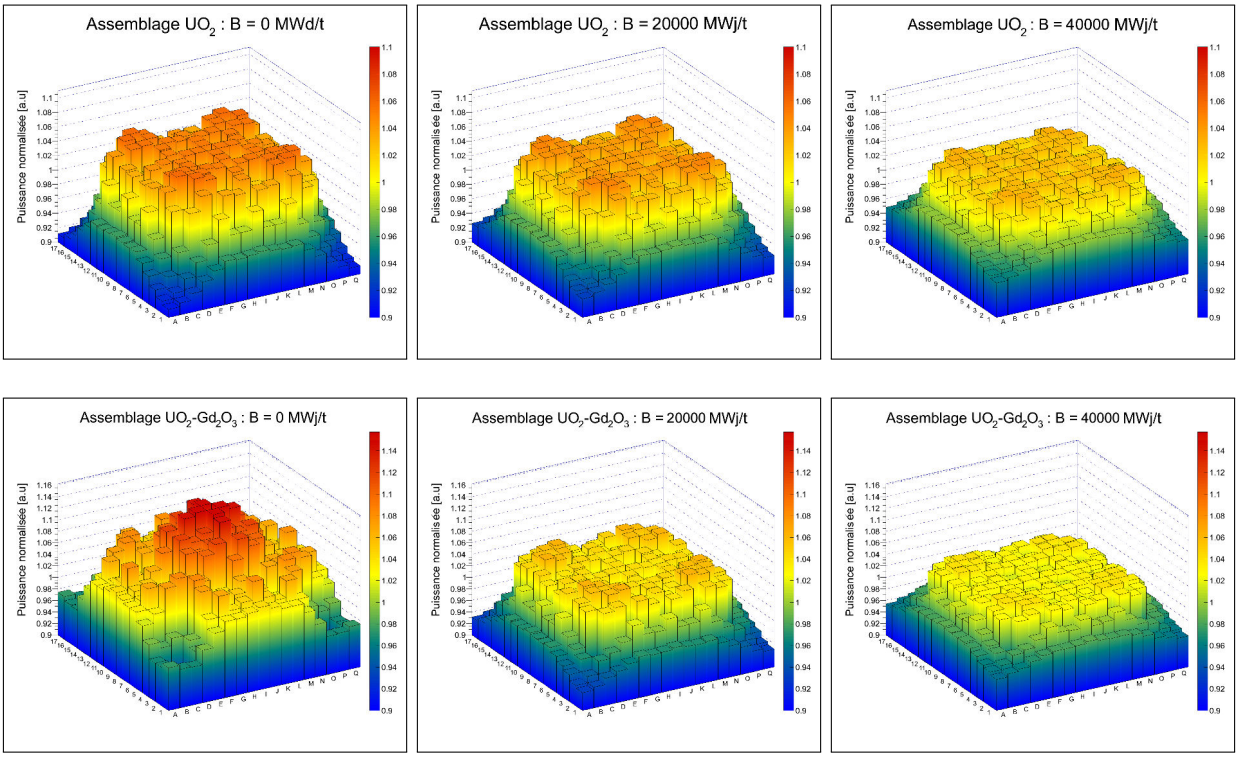


FIGURE 5.34 – Évolution de la distribution de puissance par crayon des assemblages en milieu semi-infini. En haut : assemblage UO_2. En bas : assemblage UO_2-Gd_2O_3. La normalisation est effectuée de sorte que la valeur 1 représente la puissance moyenne par crayon. Par souci de lisibilité des graphiques, dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 l'échelle n'a pas été adaptée aux faibles valeurs des crayons contenant du gadolinium.

Intéressons-nous tous d'abord au premier pas en temps. Nous pouvons ainsi observer que les crayons situés en région centrale des assemblages présentent des contributions à la puissance plus importantes que ceux situés aux bords des assemblages. Cet effet s'explique par la plus grande proximité des crayons centraux aux trous d'eau. En effet, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.35 présentant les distributions de flux de neutrons de ces deux assemblages à B = 0 MWj/t, au voisinage des trous d'eau, les flux de neutrons sont plus élevés en raison d'une meilleure modération des neutrons. Cette meilleure modération conduit à une augmentation du nombre de fissions dans les crayons à proximité. Au cours de l'évolution, les distributions de puissance par crayon vont progressivement s'aplatir en raison d'une plus grande consommation en ^{235}U dans les crayons centraux vis-à-vis de ceux situés en bordure des assemblages.

Dans le cas de l'assemblage UO_2, en raison de l'homogénéité du combustible au démarrage, la distribution de puissance par crayon va initialement présenter une faible amplitude. Le facteur de forme, c'est-à-dire le rapport du facteur local de point chaud à la puissance moyenne de l'assemblage va ainsi débuter à 1,06 en début d'évolution et progressivement diminuer à 1,03 en fin d'évolution (B = 60 000 MWj/t). Les crayons situés dans les angles de l'assemblage étant les plus éloignés des trous d'eau, leurs contributions à la puissance seront toujours les plus faibles durant l'évolution.

Pour le premier pas d'évolution de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, nous pouvons observer une plus grande disparité de la distribution de puissance que dans l'assemblage UO_2 avec une contribution plus importante des crayons centraux. En effet, pour ce premier pas en temps, les crayons contenant du gadolinium ont une contribution très faible à la puissance totale de l'assemblage (de l'ordre de 0,22) et ne sont donc pas visibles sur la figure 5.34. L'importance de la section efficace de capture du gadolinium est particulièrement visible sur le graphique de flux comme en témoignent les importants creux situés aux positions des crayons gadoliniés. Durant toute la période de consommation des isotopes

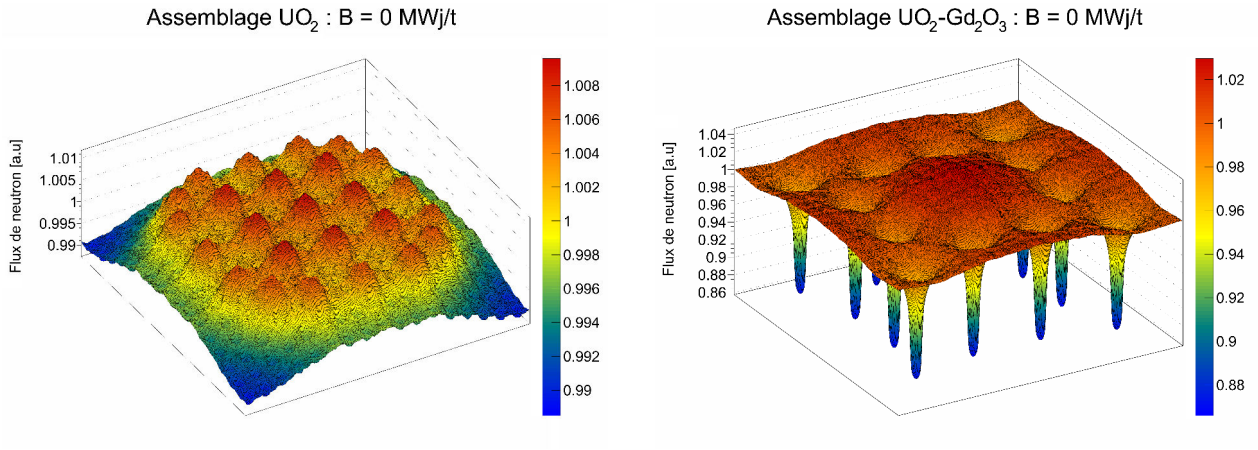


Figure 5.35 – Distribution normalisée du flux de neutron suivant le plan xy pour les assemblages UO_2 et UO_2-Gd_2O_3 contenant du combustible neuf. Les flux sont ici intégrés suivant l'axe z et normalisés de sorte que la valeur 1 représente le flux moyen dans l'assemblage. Ces graphiques sont issus des résultats de mesh tally de flux réalisés avec MCNP en utilisant 400 canaux suivant l'axe x et 400 canaux suivant l'axe y.

^{155}Gd et ^{157}Gd du gadolinium, la contribution de ces crayons à la puissance totale de l'assemblage va progressivement augmenter. Lorsque ces deux isotopes seront totalement consommés, soit pour B $\simeq$ 16 500 MWj/t, la contribution de ces crayons sera de l'ordre de 0,77. Pour des burnups supérieures, la contribution de ces crayons gadoliniés restera toujours plus faible que celle des autres crayons en raison de leur plus faible enrichissement initial en ^{235}U (E = 2,5%). Initialement de 1,16 au démarrage, le facteur de forme de l'assemblage ne sera plus que de 1,07 lors de la disparition du gadolinium et va continuer à diminuer jusqu'à atteindre 1,03 en fin d'évolution.

Notons que le graphique 5.35 permet également de voir que le flux au sein des crayons n'est pas homogène. Les côtés des crayons situés à proximité des trous d'eau présentent ainsi des flux plus élevés que les côtés qui y sont opposés. De même, dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, les cotés des crayons UO_2 situé à proximité d'un crayon contenant du gadolinium présentent des flux plus faibles que les côtés qui y sont opposés. Nous précisons que dans le cas de nos simulations, nous n'avons pas considéré de discrétisation suivant le rayon des crayons ; un flux moyen par crayon est considéré et une évolution homogène de chaque groupe de crayon est donc réalisée.

Évolution des inventaires des crayons

L'évolution des inventaires en uranium et en plutonium par crayon dans chacune des 39 cellules de combustible de l'assemblage UO_2 est présentée en figure 5.36. Compte tenu de l'évolution individuelle de chacune des cellules, d'importants écarts d'inventaire sont observés entre chacun des crayons. Sur la période en burnup ici considérée, les écarts maximums observés par rapport à l'inventaire moyen (courbe en bleu sur les figures) atteignent respectivement 30,1%, 12,2%, 0,2%, et 14,5% pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu.

Influence de la discrétisation sur les inventaires et les taux de fission de l'assemblage

Les inventaires par assemblage ainsi que les taux de fission moyens par assemblage obtenus pour les deux simulations utilisant 39 cellules de combustible ont ensuite été comparés aux résultats des simulations utilisant des paramètres de simulation identique, mais utilisant une seule cellule combustible dans le cas de l'assemblage UO_2 et deux cellules dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3. Ces résultats

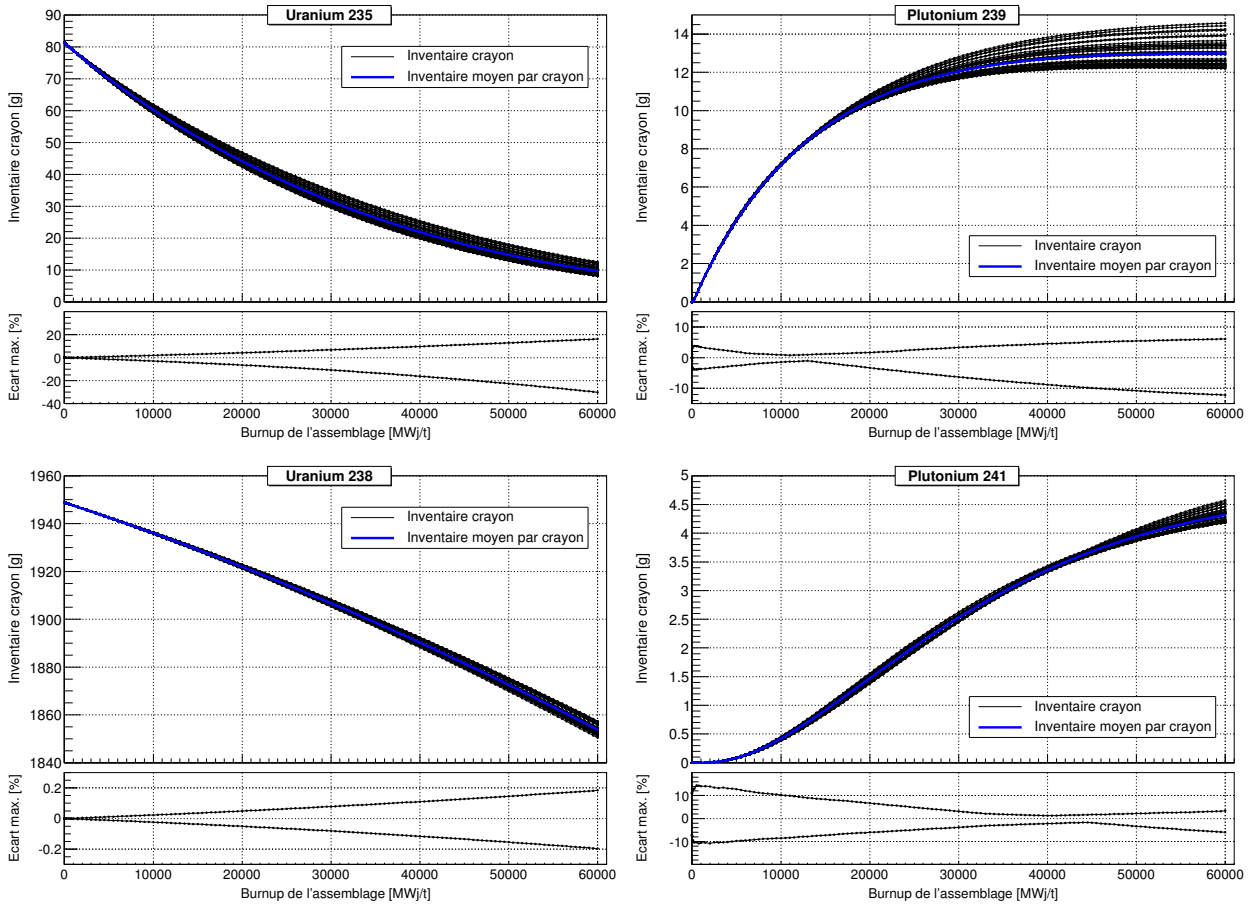


FIGURE 5.36 – Évolution des inventaires des crayons dans chacune des 39 cellules combustibles de l'assemblage UO_2. En encart de chacun des graphiques sont présentés les écarts d'inventaire maximums par rapport à l'inventaire moyen par crayon (courbe bleue).

sont respectivement présentés en figure 5.37 pour les inventaires et 5.38 pour les taux de fission. Par souci de lisibilité, les incertitudes statistiques ne sont pas représentées, mais peuvent être observées par la présence de fluctuation sur les courbes. Sur cette figure, nous pouvons voir que malgré les importantes disparités observées localement sur les inventaires des crayons, des écarts extrêmement faibles et inférieurs au % sont obtenues sur les inventaires moyens des assemblages et ce pour l'ensemble des noyaux considérés. Les écarts maximums atteignent ainsi respectivement 0,6%, 0,3%, 4.10^{-3}%, et 0,2% pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu.

Des ordres de grandeur équivalents peuvent également être observés pour les taux de fission des deux assemblages. Des écarts maximums de respectivement 0,3%, 0,1%, 0,3%, et 0,6% sont ainsi obtenus pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu sur la période en burnup considérée.

Une comparaison des k_∞ obtenues pour les deux niveaux de discrétisation spatiale du combustible a également été réalisée. Cette étude a permis de montrer un impact de la discrétisation similaire sur les deux types d'assemblages. Des écarts inférieurs à 80 pcm ont été obtenus sur toute la période en burnup considérée.

Conclusions

Compte tenu des faibles écarts que nous avons observé entre les simulations utilisant 39 cellules et celles utilisant 1 ou 2 cellules de combustible, nous pouvons supposer qu'une discrétisation plus fine du combustible suivant le plan xy (en subdivisant par exemple chaque crayon en plusieurs couronnes,

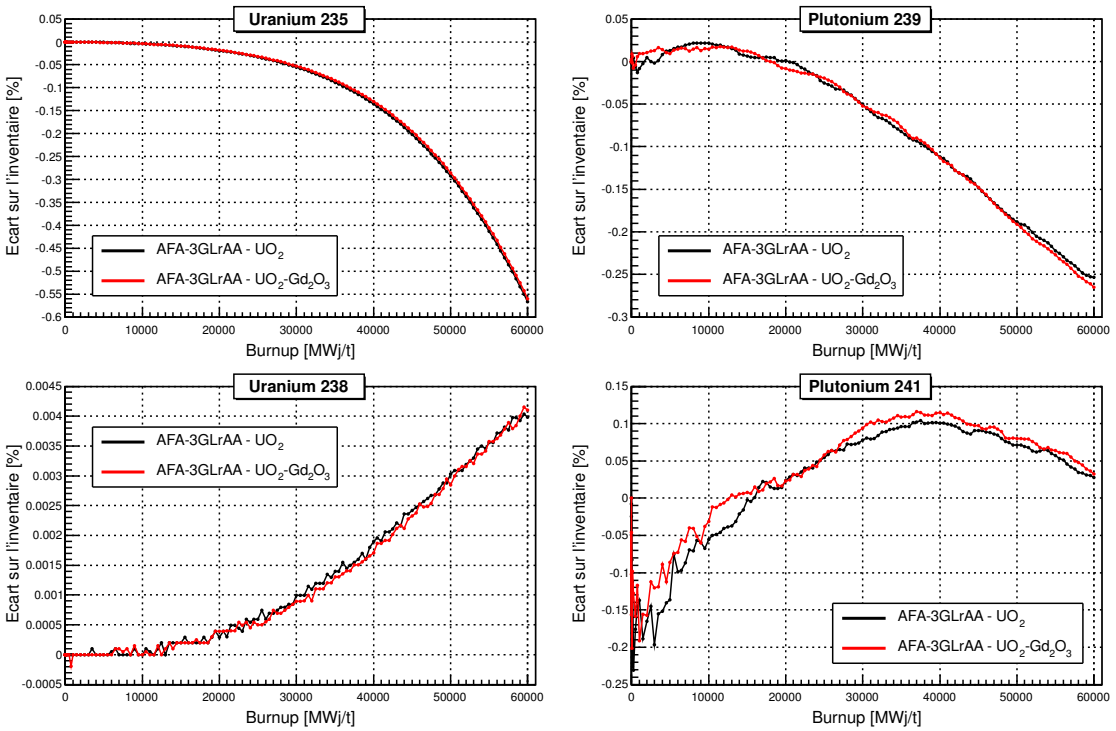


Figure 5.37 – Influence de la discrétisation spatiale du combustible sur les inventaires au niveau assemblage. La simulation utilisant 39 cellules combustibles est utilisée comme référence pour la comparaison.

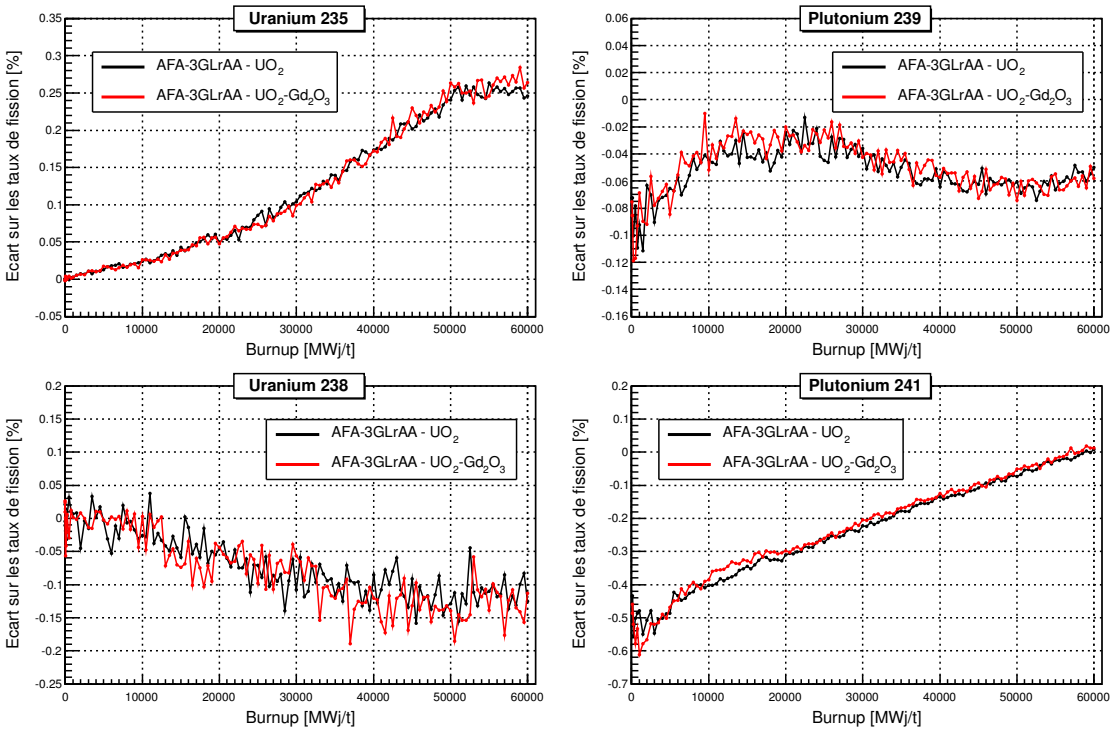


Figure 5.38 – Influence de la discrétisation spatiale du combustible sur les taux de fission au niveau assemblage. La simulation utilisant 39 cellules combustibles est utilisée comme référence pour la comparaison.

afin de pouvoir prendre en compte de manière plus fine la disparité du flux au sein de chaque crayon observée sur la figure 5.35) n'engendrerait que de très faibles différences des différentes observables par rapport aux résultats moyens sur l'assemblage.

Les faibles écarts que nous avons obtenus pour cette étude sur la discrétisation radiale du combustible des simulations d'assemblages sont à mettre en perspective des importants écarts observés dans l'étude de la discrétisation axiale d'un crayon UO_2 où des écarts de plusieurs pourcent ont été observés entre les deux niveaux extrêmes de discrétisation considérés en raison de la plus grande disparité du flux de neutron entre les différentes cellules de combustible. Nous noterons également qu'en raison de la plus faible disparité du flux de neutrons dans le plan xy des assemblages et de la plus faible dimension du système étudié par rapport au crayon discrétisé étudié précédemment, nous n'avons pas observé d'évolution erratique des flux de neutrons au sein des différentes cellules combustibles durant l'évolution lors de cette étude.

5.3 Benchmark MURE/APOLLO2-F

En complément des informations nécessaires à la réalisation de nos simulations d'assemblages, EDF nous a fourni les résultats de simulations réalisées par Framatome-ANP [21] avec le code déterministe APPOLO-2F [156] pour deux types d'assemblages utilisés à Chooz : l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Nous proposons dans cette partie de présenter les résultats issus de la comparaison des simulations MURE et APOLLO2-F. La comparaison des résultats de simulation a été effectuée pour les observables suivantes :

- les inventaires et les k_∞ des deux types d'assemblage ;
- la distribution radiale de puissance pour l'assemblage UO_2.

5.3.1 Paramètres de simulation

Les simulations APOLLO2-F ont été réalisées en milieu infini en considérant une évolution du combustible en symétrie huitième d'assemblage. La bibliothèque de données appelée CEA 93 a été utilisée. Cette bibliothèque a été élaborée par le CEA et est basée sur les évaluations JEF2. Une discrétisation en énergie à 99 groupes (47 dans le groupe thermique ($<$0,625 eV) et 52 dans le groupe rapide ($>$0,625 eV)) a été utilisée pour les calculs. Une concentration en bore constante et égale à 700 ppm a été utilisée.

L'évolution temporelle du combustible des simulations APOLLO2-F a été réalisée en utilisant une méthode d'évolution prédicteur-correcteur et l'évolution des inventaires et des k_∞ des deux types d'assemblages nous ont été fournis pour des burnups de 0, 150, 500, 1000, 2 000 MWj/t puis tout les 2 000 MWj/t.

Les caractéristiques géométriques et les compositions isotopiques des différents matériaux des assemblages sont identiques à ceux définis dans nos simulations de référence (cf. section 5.1.1). Toutefois, deux paramètres utilisés pour les simulations APOLLO2-F ne nous ont pas été fournis : la puissance thermique et la densité utilisée pour le modérateur.

Pour effectuer la comparaison des inventaires et des k_∞ obtenus par MURE et APOLLO2-F, nous avons choisi d'utiliser les simulations de référence définies avec respectivement 1 et 2 cellules de combustible pour les assemblages UO_2 et UO_2-Gd_2O_3 et avec l'option MG_{10}. Lors des études précédentes, nous avons vu que c'était la configuration la plus précise en comparaison d'une simulation utilisant une discrétisation en symétrie 1/8 d'assemblage et une option MG_1 (cf. figures 5.13 et 5.37). Toutefois, pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3, une discrétisation temporelle utilisant des pas en burnup de 50 MWj/t

21. Framatome ANP (Advanced Nuclear Power) est une entreprise de fourniture française pour l'industrie nucléaire. Elle a été fondée en 2001 par l'entreprise Framatome et l'entreprise allemande Siemens. Depuis 2006, Framatome ANP a été renommée en Areva NP (Nuclear Power) et est chargée de la conception et la construction de centrales nucléaires [180].

a été préférée à la discrétisation temporelle fournie par EDF puisqu'une évolution de type prédicteur-correcteur a été utilisée pour les simulations APOLLO2-F.

Nos simulations d'assemblages utilisant le mode d'évolution MG_1 et une évolution en symétrie huitième d'assemblage avec 39 cellules de combustible ont donc uniquement été utilisées pour la comparaison des distributions radiales de puissance.

Cas de la densité de l'eau

Dans nos simulations, une température et une densité moyenne sont utilisées pour l'eau. Que ce soient pour nos simulations d'assemblage ou de cœur qui seront présentés dans le prochain chapitre, nous avons utilisé les bases de données de section efficace de l'hydrogène et de l'oxygène à 600 K et considéré une densité de l'eau de 0,6967 g.cm^{-3}. Cette valeur de densité a été fixée dès le début de nos études et correspond à la densité de l'eau utilisée par EDF pour réaliser des simulations d'assemblages et de cœur d'EPR [181]. Cette densité correspond à un couple de température et pression de 313,4 °C et 155 bars.

Toutefois, dans un réacteur la densité de l'eau n'est pas homogène en raison du gradient axial de température induit par l'écoulement de l'eau entre la branche froide et la branche chaude. Le plus souvent, une densité moyenne de l'eau est considérée pour les simulations. Cette densité est considérée pour la pression moyenne et la température moyenne du modérateur à puissance nominale. La température moyenne du modérateur est quant a elle calculée comme étant : $T_{moy} = (T_{froide} + T_{chaude})/2$. Cette valeur va donc être légèrement différente entre les différents paliers de REP. Pour un REP-N4, les valeurs que l'on retrouve dans la littérature [136] conduisent par ce calcul et en utilisant les bases de données thermodynamiques de l'eau issues de [182] à une température de $T_{moy} = 310,9\,°C$ pour une pression de 155 bars. Pour ce jeu de paramètres, la densité de l'eau est de 0,70254 soit une différence de 0,84% avec la densité que nous avons utilisée [22].

En toute logique, nous pouvons considérer qu'une valeur proche de ces deux densités a été utilisée par EDF pour réaliser les simulations dont ils nous ont fourni les résultats. Toutefois, la densité de l'eau est un paramètre extrêmement important dans les simulations de combustible de REP et qui influe fortement sur les résultats. Par conséquent, dans les résultats que nous allons présenter, nous avons considéré trois densités différentes pour nos simulations : 0,68973 g.cm^{-3}, 0,6967 g.cm^{-3} et 0,70367 g.cm^{-3}. La première et la dernière densité correspondent respectivement à des densités inférieures et supérieures de 1% de notre densité de référence. Pour les différents graphiques que nous allons présenter, les courbes correspondent aux simulations utilisant la densité de 0,6967 g.cm^{-3}. Les zones hachurées autour des courbes correspondent aux gammes de valeurs atteignables par des variations de ±1% de la densité de l'eau.

5.3.2 Comparaison des inventaires et k_∞

Les résultats de comparaison des inventaires et des k_∞ des simulations MURE et APPOLO2-F pour les deux types d'assemblages simulés sont respectivement présentés en figures 5.39 et 5.40.

Pour les inventaires, nous pouvons observer que des différences faibles sont obtenues pour les deux isotopes d'uranium. Les différences les plus importantes sont obtenues pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 et atteignent au maximum respectivement 0,45% et 0,04% pour l'^{235}U et l'^{238}U. Nous pouvons voir que le choix que nous avons effectué pour la densité du modérateur pourrait à lui seul justifier les écarts que nous obtenons par rapport à APOLLO2-F.

Des différences plus importantes sont obtenues pour les inventaires en ^{239}Pu et ^{241}Pu. Pour les deux assemblages, les inventaires en ^{239}Pu prédits en début d'évolution par les simulations MURE sont beaucoup plus faibles que ceux prédits par les simulations APOLLO2-F. À 2 000 MWj/t, des différences respectivement de l'ordre de 7% et 9% sont obtenues pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 et l'assemblage

22. L'évolution de la densité de l'eau en fonction de la température est présentée en figure C.1 de l'annexe C.

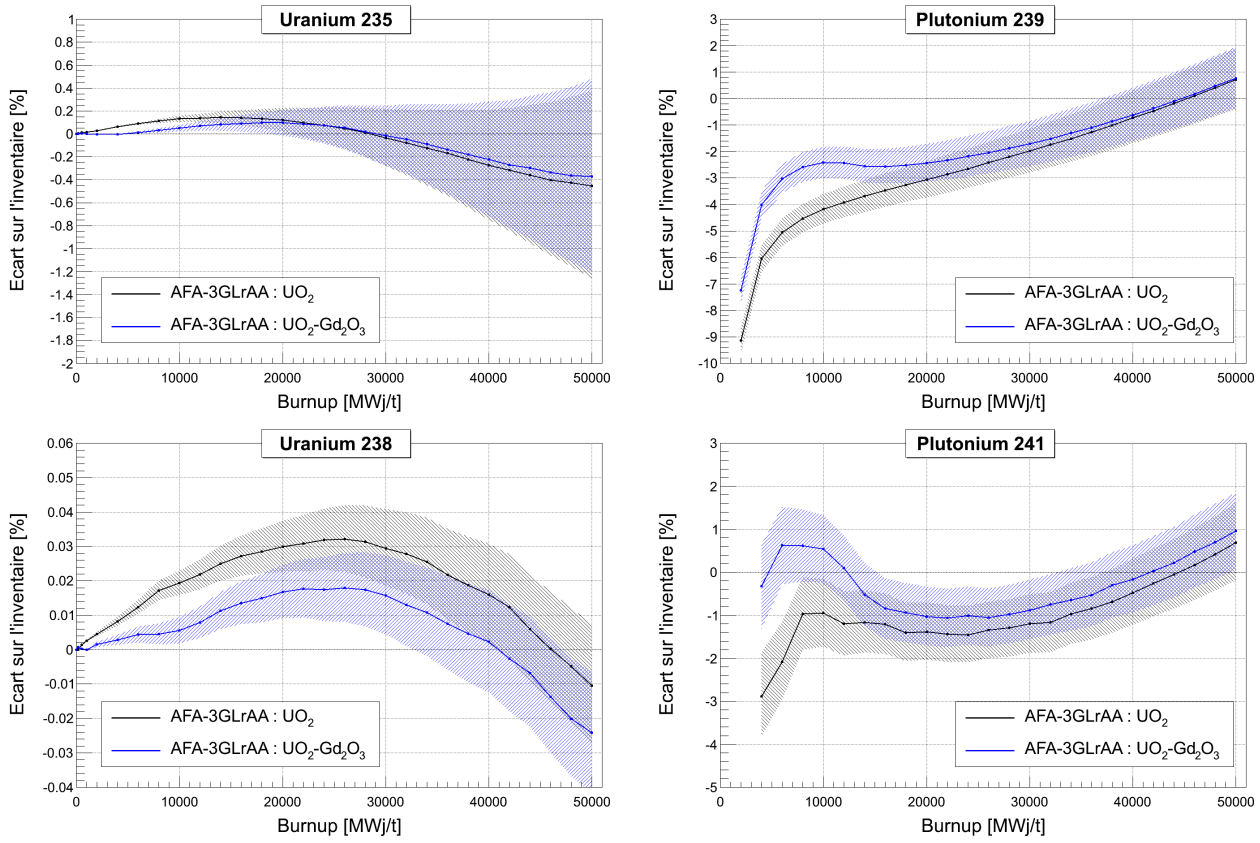


FIGURE 5.39 – Comparaison des inventaires estimés par MURE avec ceux estimés par APOLLO2-F pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Les résultats des simulations APOLLO2-F sont utilisés comme référence pour la comparaison. Pour les inventaires en ^{239}Pu et ^{241}Pu, les valeurs d'inventaire présentant une incertitude supérieure à 1% en raison du nombre de chiffres significatifs fournis par EDF ne sont pas représentées.

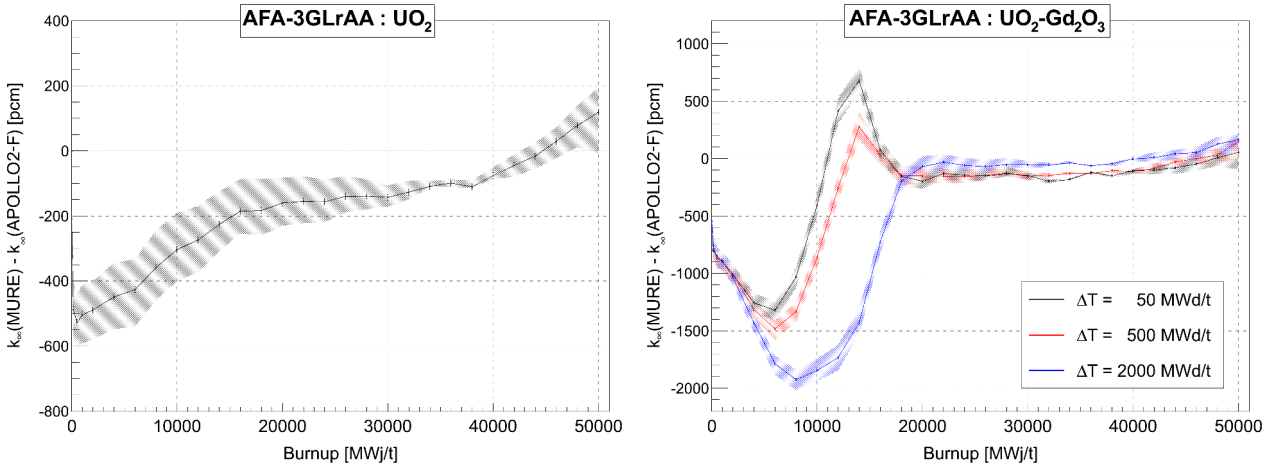


FIGURE 5.40 – Comparaison des k_∞ estimés par MURE avec ceux estimés par APOLLO2-F pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Les barres d'erreur associées aux points correspondant aux incertitudes statistiques des calculs MURE.

UO_2. Ces différences tendent ensuite à fortement diminuer avec l'évolution et l'accumulation du ^{239}Pu en inventaire. La densité de l'eau ne peut pas à elle seule suffire à expliquer les différences que nous observons ici. Des différences beaucoup plus faibles sont obtenues pour l'inventaire en ^{241}Pu. Dès 8 000 MWj/t, ces différences restent contenues dans l'intervalle [-2% ; 1%] pour les deux types d'assemblages.

En ce qui concerne les k_∞, des écarts compris entre -540 pcm et 130 pcm sont obtenus pour l'assemblage UO_2. Des écarts beaucoup plus élevés sont obtenus pour l'assemblage UO_2-Gd_2O_3. Pour ce dernier, dans la mesure où nous ne connaissons pas la précision de la méthode prédicteur-correcteur utilisée par APOLLO2-F, la simulation APOLLO2-F a été comparée à 3 simulations MURE utilisant différentes discrétisations temporelles de l'évolution (50 MWj/t, 500 MWj/t et 2 000 MWj/t). Quelle que soit la discrétisation temporelle utilisée pour l'évolution de la simulation MURE, d'importants écarts sont observés entre MURE et APPOLO2-F durant toute la durée de présence du gadolinium en inventaire. Pour la discrétisation temporelle MURE la plus précise ($\Delta T = 50$ MWj/t), des écarts maximum compris entre -1350 pcm et 750 pcm sont obtenus entre 0 et 20 000 MWj/t. Après 20 000 MWj/t, soit lorsque l'intégralité du gadolinium est consommée, de faibles différences sont obtenues puisque celles-ci reste comprises dans l'intervalle en pcm [-200 ; 100].

Dans la mesure où la densité de l'eau et le mode d'évolution du combustible ne suffisent pas à expliquer les importants écarts observés sur le k_∞ de l'assemblage gadolinié, nous nous sommes intéressés à l'impact de deux paramètres de simulation supplémentaires :

- le mode de réflexion des neutrons utilisé sur les parois des assemblages ;
- la puissance définie en paramètre d'entrée.

Impact de la réflexion et du niveau de puissance

Nos simulations sont réalisées en utilisant une réflexion de type spéculaire sur les parois latérales de l'assemblage et en laissant ouvertes les parois supérieures. Nous avons donc cherché à quantifier :

- l'impact de l'utilisation d'une réflexion de type spéculaire plutôt que de type blanche ;
- l'impact de l'utilisation de surfaces réfléchissantes sur l'ensemble des parois de nos simulations d'assemblages plutôt qu'uniquement sur les parois latérales.

Les graphiques de résultats sur le k_∞ de ces deux paramètres concernant la réflexion sont présentés en figure D.3 de l'annexe D.

L'utilisation d'une réflexion de type spéculaire plutôt qu'une réflexion de type blanche engendre une différence sur le k_∞ quasiment constante et d'une valeur moyenne de $42^{\pm 2(1\sigma)}$ pcm entre 0 et 50 000 MWj/t. Des différences inférieures à 0,1% sur les inventaires et les taux de fission des quatre noyaux d'intérêt sont obtenues entre les deux types de réflexion.

L'utilisation de parois réfléchissantes sur l'ensemble des parois de l'assemblage engendre une importante augmentation du k_∞. Cette augmentation est comprise dans l'intervalle [120 pcm ; 410 pcm] pour une évolution entre 0 et 50 000 MWj/t. Ces différences vont dans le sens contraire des différences observées entre MURE et APPOLO2-F. Des écarts ne dépassant pas 0,1% sont obtenus pour l'ensemble des inventaires. Des écarts maximaux inférieurs à 0,1% sont obtenus pour les taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu et du ^{241}Pu. Les taux de fission de l'^{238}U présentent alors des différences légèrement plus importantes, mais ne dépassant pas 0,2%.

Pour étudier l'effet du niveau de puissance, nous avons comparé les résultats de 5 simulations de l'assemblage UO_2 utilisant des puissances thermiques comprises entre 80% et 120% de notre puissance de référence. Les résultats de l'évolution des inventaires et du k_∞ sont présentés en figure D.1 et D.2 de l'annexe D.

Plus la puissance définie en paramètre d'entrée est élevée et plus le k_∞ va être faible. Pour une augmentation de 10% de la puissance, une différence diminuant d'environ -130 pcm à -50 pcm est obtenu entre 0 et 50 000 MWj/t. L'augmentation ou la réduction du k_∞ avec respectivement la diminution ou l'augmentation de la puissance est principalement dû à une modification de l'inventaire en ^{135}Xe.

En ce qui concerne les inventaires de nos quatre isotopes d'intérêt, le niveau de puissance va essentiellement avoir un effet sur les deux isotopes de plutonium en début d'évolution dans la mesure où leur accumulation en inventaire résulte du nombre de captures sur l'^{238}U mais également des périodes de décroissance radioactive des différents isotopes impliqués dans leur chaine de production. Des différences pouvant atteindre de l'ordre de la dizaine de pourcents en début d'évolution peuvent être observés pour une variation de 10% de la puissance. Ces différences diminuent ensuite rapidement après seulement quelques milliers de MWj/t. Pour une variation de 10% de la puissance, des différences maximales de respectivement 0,1% et 0,4% sont observés sur les inventaires en ^{239}Pu et ^{241}Pu après 10 000 MWj/t.

5.3.3 Comparaison des distributions de puissance

Les résultats de distribution de puissance radiale de la simulation MURE de l'assemblage UO_2 à 0, 20 000 et 40 000 MWj/t sont présentés en figure D.4 de l'annexe D. Les comparaisons de ces distributions de puissance radiale avec celles de la simulation APOLLO2-F sont présentées en figure D.5 de l'annexe D.

De manière générale, pour tout les burnups, la distribution de puissance par crayon de la simulation MURE présente des valeurs plus faibles en bordure d'assemblage et plus élevées au centre de l'assemblage. L'écart maximal avec APOLLO2-F se situe ainsi toujours pour les 4 crayons situés dans les angles de l'assemblage et atteint au maximum 7% en début d'évolution.

Le facteur de forme (cf. section 5.2.3.2) est de 1,045 dans la simulation APOLLO2-F et de 1,060 dans la simulation MURE. Nous noterons que malgré cette différence, il s'agit des mêmes crayons qui dans les simulations MURE et APPOLO2-F présentent la contribution la plus élevée à la puissance. Ces crayons possèdent deux cellules d'eau en voisinage direct et se situent en positions N5 et M4 (cf. figure 5.33).

Dans la mesure où d'importants temps de calcul sont nécessaires pour réaliser une simulation d'assemblage avec évolution en symétrie huitième d'assemblage avec MURE, nous n'avons pas testé l'influence de l'utilisation du mode MG_{10} plutôt que MG_1 ni l'influence de l'utilisation d'une réflexion de type infini plutôt que semi-infini sur la distribution radiale de puissance de la simulation MURE. Nous avons toutefois vérifié l'impact de ces 2 paramètres pour le premier pas d'évolution. Pour ces deux paramètres, des différences très faibles et strictement inférieures à 0,3% sur les distributions de puissance par crayon présentées en figure D.4 de l'annexe D ont été obtenues.

5.3.4 Conclusions du benchmarck

La comparaison des inventaires obtenus avec MURE et APPOLO-2F a montré des tendances similaires entre les deux types d'assemblages étudiés. Pour les noyaux lourds initialement présents en inventaire, soit l'^{235}U et l'^{238}U, un bon accord a été obtenu entre les deux codes. Pour ces deux noyaux, des différences maximales respectivement inférieures à 0,5% et 0,04% ont été obtenues pour toute la période d'évolution étudiée. Pour les deux isotopes de plutonium initialement non présent en inventaire, des différences plus importantes ont été observées ; ces différences pouvant atteindre plusieurs pourcents en début d'évolution. Comme nous avons déjà pu l'observer dans les études de sensibilités présentées précédemment, les inventaires de ces deux isotopes sont très sensibles aux paramètres d'entrée des simulations puisqu'ils dépendent à la fois de leur taux de production et de disparition. L'importante sensibilité des taux de fission de ces deux isotopes à l'ensemble des paramètres de simulation pourra notamment être observée lors des études présentées au chapitre 7. Les différences obtenues entre MURE et APPOLO2-F sur ces deux isotopes doivent toutefois être mises en perspective des paramètres de simulation APPOLO-2F qui nous étaient inconnus. Nous avons ainsi pu voir que la

puissance thermique et la densité du modérateur pourraient justifier - au moins en partie - les différences observées. La divergence rapide des k_∞ prédits par MURE et APOLLO2-F durant la première centaine de MWj/t est en effet une indication qu'une puissance différente a été utilisée pour chacun des codes.

Finalement, les différences de résultats les plus importantes ont été obtenues sur le k_∞ de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3. Étant donnée que ces différences apparaissent uniquement entre 0 et 20 000 MWj/t et que des différences d'inventaires proches de celles obtenues pour l'assemblage UO_2 ont été observées, nous pouvons en conclure que ces différences sont induites par une évolution différente de l'inventaire en gadolinium dans les simulations MURE et APPOLO-2F. Celle-ci peut être induite par les paramètres d'évolution du combustible (discrétisation temporelle, évolution *Multrigroupes*, traitement de l'autoprotection, méthode prédicteur-correcteur) mais également par les bases de données de sections efficaces et de traitement $S(\alpha,\beta)$ des neutrons thermiques utilisées par chacun des deux codes.

En conclusion, la réalisation de ce benchmark a constitué une étape de travail importante lors de la définition de nos paramètres de simulation de référence. Dans la mesure où certains des paramètres de simulation utilisés pour la simulation APOLLO2-F nous étaient inconnus, nous n'avons pas cherché à tout prix à quantifier l'impact de l'utilisation d'un code par rapport à un autre, mais plutôt à définir les paramètres de simulation optimaux pour nos simulations de référence. Les trois études présentées précédemment concernant l'effet du mode d'évolution *Multigroupes*, de la discrétisation temporelle et spatiale de l'évolution du combustible ont initialement été réalisées dans le cadre de ce benchmark.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les simulations développées avec le code MURE pour les quatre types d'assemblages utilisés dans les cœurs de Chooz.

Dans une première partie, nous avons présenté les résultats obtenus pour les différentes observables (flux, k_∞, inventaires, taux de fission) et ainsi mis en évidence l'influence de l'enrichissement initial en ^{235}U et du gadolinium sur l'évolution des observables. Nous avons montré que dans le cas de ces simulations homogénéisées consistant en une seule cellule de combustible évoluant (deux dans le cas de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3), les incertitudes statistiques associées aux observables peuvent être maintenues à des niveaux négligeables. Dans le cas de nos simulations d'assemblage et pour les paramètres statistiques retenus ($n_{src} = 300\,000$, $CA = 150$, $CI = 30$.), les incertitudes statistiques ont été estimées comme étant inférieures à 0,03% pour les taux de fission et les inventaires des quatre isotopes d'intérêt pour Double Chooz.

Dans une seconde section, nous avons étudié l'influence des paramètres de simulation dont l'utilisateur à la charge, et qui peuvent influer de manière significative sur les résultats de simulations. De manière générale, nous avons ainsi pu voir que chaque paramètre de simulation a un effet différent suivant l'observable étudiée et que cet effet est susceptible de fortement varier au cours de l'évolution.

En ce qui concerne le mode d'évolution Multigroupes du combustible, nous avons pu observer qu'en dépit d'apporter un gain très significatif sur les temps de calcul (pouvant atteindre un facteur 30), la discrétisation en énergie du flux de neutrons définie par défaut dans MURE engendre un biais pouvant atteindre plusieurs pourcents sur l'évolution des inventaires et des taux de fission. Nous avons également vu qu'une augmentation d'un facteur 10 de cette discrétisation définie par défaut permet de fortement contraindre les biais engendrés par ce mode d'évolution sans toutefois augmenter significativement les temps de calcul. Ainsi, en utilisant une évolution MG_{10} et pour une période d'évolution typique d'un assemblage en cœur, des biais inférieurs à 0,1% sur les taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu et de l'^{238}U et inférieurs à 0,4% sur celui du ^{241}Pu sont obtenus par rapport à une simulation utilisant une évolution non Multigroupes du combustible.

Le niveau de discrétisation temporelle de l'évolution a été estimé comme ayant un effet négligeable pour des assemblages à base de combustible UO_2 mais pouvant présenter un effet important, particulièrement sur le k_∞, des assemblages à base de combustible UO_2-Gd_2O_3. En utilisant des pas d'évolution de 500 MWj/t comme nous l'avons fait pour nos simulations d'assemblage, les biais engendrés par la discrétisation temporelle sont fortement contraints tout en conservant des temps de calcul raisonnables. La comparaison de simulation utilisant des pas d'évolution de 500 MWj/t avec des simulations utilisant des pas très fins de 25 MWj/t a montré des différences relatives maximales de l'ordre de 0,2% pour les inventaires et les taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu et de l'^{238}U et de l'ordre de 0,9% pour l'inventaire et le taux de fission du ^{241}Pu ; ces valeurs maximales n'étant atteintes que pour de courtes périodes d'évolution lorsque du gadolinium est encore présent en inventaire.

L'effet de l'homogénéisation du combustible a été testé sur le cas d'un crayon discrétisé axialement et d'un assemblage discrétisé radialement. Pour l'assemblage, le niveau de discrétisation radiale a été estimé comme ayant un faible effet sur les résultats moyens de l'assemblage. Ainsi, la comparaison des résultats d'une simulation d'assemblage utilisant 39 cellules de combustible avec ceux d'une simulation n'en utilisant qu'une seule a montré que pour une période d'évolution typique d'un assemblage en cœur des différences inférieures à 0,2% pour les inventaires des quatre isotopes d'intérêt et inférieures à 0,3% pour les taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu et de l'^{238}U et inférieures à 0,6% pour celui du ^{241}Pu. En revanche, pour le cas du crayon discrétisé axialement, des déviations beaucoup plus importantes ont été observées en raison de la forme cosinusoïdale du flux de neutrons entre les deux extrémités laissées ouvertes du crayon. Nous avons ainsi observé que les inventaires et les taux de fission moyens d'une simulation de crayon discrétisée dévient d'autant plus de ceux obtenus pour une simulation utilisant une seule cellule de combustible que la discrétisation choisie est importante. Pour la discrétisation maximale qu'il nous a été possible de tester, soit 42 cellules, des déviations d'inventaires atteignant jusqu'à 4,5%, 1,9%, 2,2% et ∼40% (en début d'évolution) pour les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U et ^{241}Pu ont été observées. Cette étude a également été l'occasion d'observer concrètement les biais pouvant apparaitre dans les simulations Monte-Carlo multicellules de grande dimension. Dans le cas de cette simulation de crayon, nous avons pu voir que les problèmes de convergence des neutrons sources peuvent fortement affecter les résultats de simulation et conduire à une très forte sous-estimation des incertitudes statistiques retournées par MCNP. Ces biais de simulation sont d'autant plus importants lorsque l'on souhaite réaliser une simulation avec évolution du combustible puisqu'ils vont se propager de manière incontrôlable tous au long de l'évolution. Une attention particulière au choix de la discrétisation, mais également à la répartition des neutrons entre le nombre de particules par cycle et le nombre de cycles doit donc être apportée afin, dans une certaine limite, de contraindre l'influence de ces biais sur les résultats de simulation. Les problèmes de convergence de source sont donc un facteur limitant lorsque l'on souhaite développer une simulation de cœur complet comme celle que nous allons présenter dans le chapitre suivant. Toutefois dans le cadre de Double Chooz, on cherche à être le plus précis possible sur l'émission globale en $\bar{\nu}_e$ des cœurs et non sur les émissions locales puisque les cœurs sont situés à de grandes distances des détecteurs, ce qui comme on le verra, permet de restreindre le nombre total de cellules défini dans nos simulations de cœur.

Enfin dans une dernière section, nous avons présenté les résultats d'un benchmark réalisé entre le code MURE et le code APPOLO-2F sur deux types d'assemblage utilisés dans les cœurs de Chooz. Cette comparaison a montré un accord satisfaisant dans la mesure ou certains des paramètres utilisés par EDF pour réaliser les simulations APPOLO-2F nous étaient inconnus. Ce benchmark a ainsi été l'occasion de mettre en évidence l'influence d'autres paramètres de simulation tels que la densité de l'eau, la densité de puissance ou encore le mode de réflexion des neutrons sur les parois de simulations réalisées en milieu infini.

Chapitre 6

Prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz

Sommaire

6.1 Développement des simulations des cœurs de Chooz . . . 192
6.1.1 Généralités sur les simulations de cœur . . . 192
6.1.2 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible . . . 193
6.1.3 Prédiction des inventaires initiaux . . . 195
6.1.4 Le suivi des paramètres d'exploitation . . . 196
6.1.5 Paramètres de simulation . . . 200
6.1.6 Convergence de la source de neutron . . . 200
6.1.7 Résultats de simulation pour les α_k . . . 203
6.2 Etude de sensibilité . . . 206
6.2.1 Incertitudes statistiques . . . 207
6.2.2 Incertitudes sur les burnups de chargement des assemblages . . . 210
6.2.3 Problématique de la gestion du refroidissement et de la concentration en bore dans les simulations d'assemblage . . . 211
6.3 Prédiction *"à la Chooz"* des taux de fission de cœur . . . 218
6.3.1 Méthodologie . . . 219
6.3.2 Résultats pour les α_k . . . 221
6.3.3 Résultats pour le flux d'antineutrinos . . . 222
6.4 Conclusions . . . 223

Afin de prédire les taux de fission des réacteurs de Chooz, nous avons développé une simulation générique de cœur de REP-N4 avec MURE. Cette simulation a été utilisée pour simuler les deux réacteurs depuis le début de la prise de données de l'expérience. Lorsque la prise de données avec le détecteur lointain a débuté en avril 2011, les deux réacteurs étaient en train d'effectuer leurs 12^{e} campagne d'irradiation. Pour la première publication de Double Chooz [44] correspondant à une période de 158 jours de prise de données, deux simulations de cœurs ont été développées : une pour le cycle 12 du réacteur B1 et une pour le cycle 12 du cœur B2. Pour la seconde publication [47], portant à 337 le nombre de jours de prise de données, une troisième simulation de cœur correspondant au cycle 13 du cœur B1 a été développée.

Dans une première partie de ce chapitre, nous présenterons la méthode utilisée pour simuler les réacteurs de Chooz ainsi que les résultats obtenus pour les taux de fission des trois simulations de cœur. Dans une seconde partie, nous présenterons les résultats de plusieurs études de sensibilités. Nous nous intéresserons tous d'abord à l'influence des paramètres statistiques sur nos résultats de simulation

puis à l'influence des approximations utilisées pour prédire les inventaires initiaux des simulations de cœurs. Dans une troisième partie, nous présenterons une méthode de calcul alternative de prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz basée sur l'utilisation de résultats de simulations d'assemblage. Ces résultats seront comparés aux résultats de taux de fission obtenus à partir de nos simulations de cœurs.

6.1 Développement des simulations des cœurs de Chooz

6.1.1 Généralités sur les simulations de cœur

La simulation de cœur a été développée dans l'optique de pouvoir être adaptée à n'importe quelle campagne d'irradiation des réacteurs de Chooz. Nous parlons ici de simulation générique dans la mesure où la simulation comporte une partie invariante quel que soit la campagne simulée et une partie à adapter à la campagne de cœur étudiée. Pour la partie invariante, il s'agit des paramètres propres à l'ensemble des réacteurs de type N4, à savoir :

- la géométrie générale du cœur (dimension et matériaux des réflecteurs et de la cuve) ;
- la géométrie générale des quatre types d'assemblage utilisés dans les réacteurs de Chooz ;
- la matrice de positionnement des assemblages dans la cuve ;
- l'ensemble des paramètres de simulation telle que la statistique, les options d'évolution, les bases de données...

La partie variable des simulations concerne donc :

- les types d'assemblages utilisés et leurs positions respectives dans le cœur ;
- la composition isotopique initiale des cellules de combustible ;
- le suivi des paramètres d'exploitation des cœurs (puissance thermique et contrôle de la réactivité) ainsi que la discrétisation temporelle de l'évolution.

La partie variable de la simulation permet donc de prendre en compte les spécificités de rechargement des cœurs à chaque nouvelle campagne. En effet, la réalisation des plans de chargement des cœurs résulte d'une optimisation complexe visant à respecter les limites de sécurité des cœurs. Le positionnement des assemblages neufs et usés est réalisé de sorte à aplatir la nappe de flux dans le cœur et à respecter les contraintes limites fixées sur la fluence cuve. Les rechargements des cœurs sont donc dépendants des assemblages usés disponibles. Ils doivent par conséquent prendre en compte les hétérogénéités d'irradiation des assemblages usés et les contraintes supplémentaires liées aux assemblages contenant les groupes de contrôles. En raison de ces différentes contraintes, les plans de chargement de différentes campagnes d'un même réacteur peuvent présenter d'importantes différences. Un récapitulatif des différents types d'assemblage chargés en cœur au démarrage des trois campagnes simulées est présenté dans le tableau 6.1.

Assemblage \ Campagne	B1 - Cycle 12	B2 - Cycle 12	B1 - Cycle 13
AFA-XL - 1,8%	5 (0)	1 (0)	13 (0)
AFA-3GRLrAA - 3,4%	40 (8)	40 (0)	12 (0)
AFA-3GRLrAA - 4%	56 (20)	60 (28)	72 (28)
AFA-3GRLrAA - 3,94%	104 (40)	104 (40)	108 (40)

TABLE 6.1 – Compositions des cœurs de Chooz au démarrage des campagnes 12 et 13. Les valeurs données entre parenthèses correspondent au nombre d'assemblages neuf chargé en cœur.

La géométrie de la simulation de cœur développée avec MURE est présentée en figure 6.1. L'ensemble des paramètres géométriques ainsi que les compositions des matériaux inertes nous ont été fournis

par EDF.

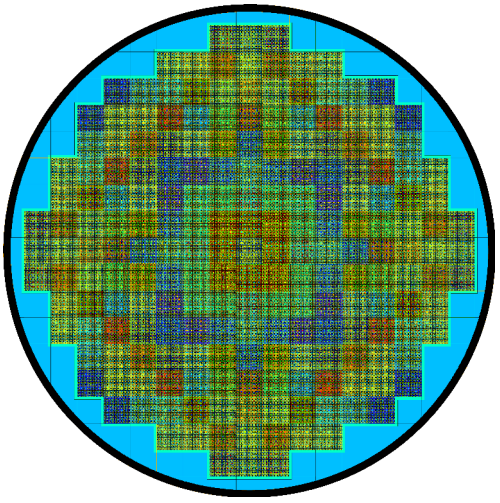


Figure 6.1 – Vue en coupe suivant le plan xy de la géométrie de cœur réalisée en utilisant l'interface de MCNP. Les assemblages sont entourés d'un réflecteur de neutron en acier (en beige) et immergés dans de l'eau légère (en bleu). La première paroi de la cuve du réacteur est représentée en noir.

6.1.2 Discrétisation spatiale de l'évolution du combustible

Une des principales difficultés à la réalisation d'une simulation de cœur dont l'objectif est de simuler des campagnes de cœur réel est le choix du niveau de discrétisation spatiale du combustible. En effet, dans les simulations de crayon, nous avons pu observer que si le flux de neutron présente une importante disparité de distribution dans le système alors l'utilisation d'une discrétisation spatiale importante peut engendrer une évolution erratique des flux de neutrons par cellule et par conséquent du combustible. Le seul moyen de s'affranchir de cet effet indésirable consiste alors à augmenter la statistique ou bien à réduire le nombre de cellules afin que les flux et les spectres en énergie des neutrons dans chacune des cellules soient estimés de façon suffisamment précise pour ne pas biaiser l'évolution du combustible.

Toutefois, contrairement aux simulations de crayon et d'assemblage réalisées au chapitre précédent, le nombre de cellules de la simulation de cœur ne peut pas être fixé de manière arbitraire. En effet dans les simulations réalisées jusqu'à présent, le combustible initial était neuf et donc homogène dans l'ensemble du combustible au démarrage des simulations. Ceci n'est plus le cas dans une simulation de cœur puisqu'au démarrage de chaque nouvelle campagne, les cœurs sont constitués d'assemblage ayant pour certains déjà effectué des cycles d'irradiation en cœur. Cela signifie qu'à l'exception des assemblages neufs et de même type, chaque assemblage possède une composition isotopique qui lui est propre. Par conséquent, les cellules de combustible définies dans la simulation de cœur doivent contenir uniquement des assemblages qui possèdent au moment de leur chargement en cœur des inventaires identiques ou très proches. Considérant cela et les difficultés rencontrées lors de l'étude de la discrétisation spatiale d'un crayon, nous avons décidé de ne pas considérer de discrétisation axiale du combustible et d'envisager uniquement une discrétisation spatiale suivant le plan radial du cœur. Ce choix nous a paru judicieux dans la mesure où des évolutions erratiques du combustible apparaissent lorsque les niveaux de puissance diffèrent de manière significative d'une cellule à l'autre et que les dimensions du système étudié sont importantes. Ce qui n'est pas censé être le cas dans un cœur puisque les plans de chargements en combustible sont effectués de sorte à assurer une nappe de flux radialement homogène dans le cœur.

Nous avons donc décidé de définir les cellules de combustible en constituant des groupes d'assemblages. Les conditions suivantes sur les assemblages sont utilisées pour former les différents groupes :

– assemblage de type identique, c'est-à-dire possédant un combustible neuf identique avant irradiation et une géométrie similaire ;
– invariance par symétrie 1/8 par rapport au centre du cœur ou 1/4 lorsque les assemblages sont situés sur une des diagonales du cœur ;
– burnup de chargement en cœur proche.

La méthode utilisée pour développer les simulations de cœur nécessite donc au préalable d'étudier les plans de chargement en cœur et par conséquent de développer une simulation unique pour chaque nouvelle campagne d'irradiation des cœurs. Les plans de chargement en combustible des cœurs ainsi que les burnups de chargement des assemblages en cœur des assemblages nous ont été fournis par EDF [183].

En suivant cette méthode pour former les groupes d'assemblages, chaque groupe contient 1, 4 ou 8 assemblages : 1 assemblage pour le groupe situé au centre du cœur, 4 assemblages pour les groupes contenant des assemblages situés sur les diagonales du cœur (ligne 9 ou colonne J sur la figure 6.2), et 8 assemblages pour les autres groupes. Dans le cas des groupes contenant des assemblages constitués uniquement de crayons UO_2, 1 seule cellule combustible est définie. Dans le cas des assemblages contenant des crayons gadolinium, 2 cellules sont définies : 1 cellule pour l'ensemble des crayons UO_2 et une cellule pour le reste des crayons contenant du combustible UO_2-Gd_2O_3.

L'étude des plans de chargement des différents cycles réacteurs simulés à ce jour a conduit à utiliser respectivement 33, 37 et 33 groupes d'assemblages pour les simulations B1/C12, B2/C12 et B1/C13 [1] soit respectivement 50, 54 et 50 cellules combustibles. En figure 6.2 sont présentés les groupements d'assemblages réalisés pour la simulation du cycle 13 du cœur B1 ainsi que les burnups de chargement des assemblages situés dans le quadrant supérieur droit du cœur.

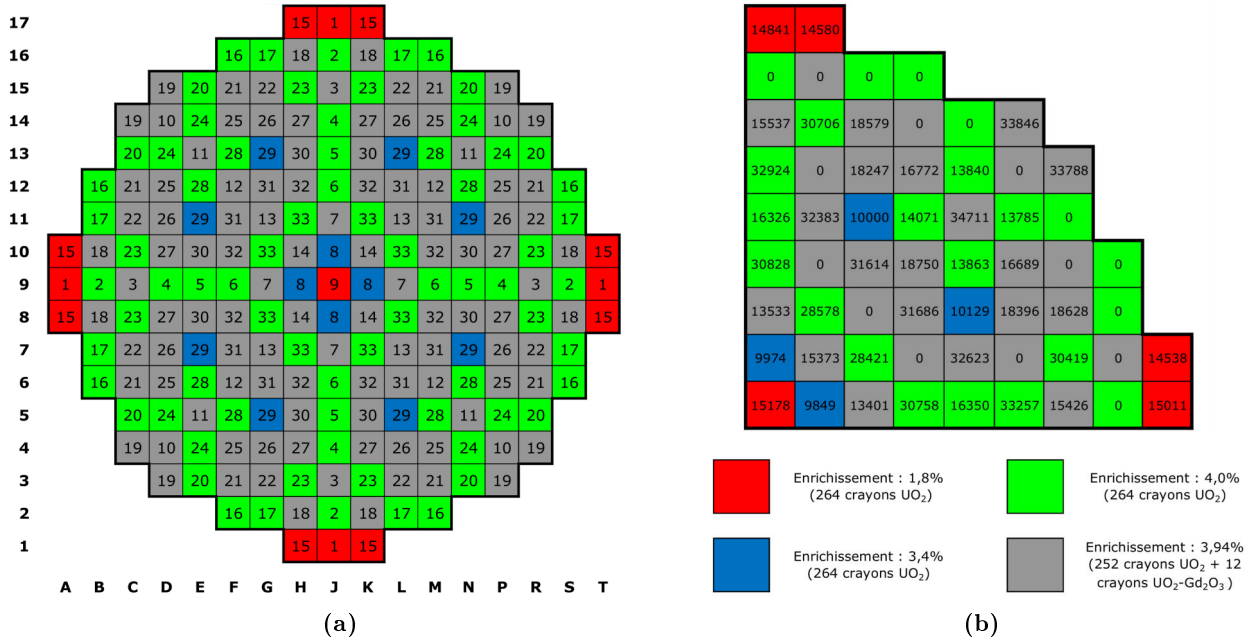


FIGURE 6.2 – (a) Schéma de cœur représentant les groupements d'assemblages réalisés pour le cycle 13 du cœur B1. Les numéros identiques désignent les assemblages d'un même groupe. Les assemblages d'un même groupe possèdent une composition isotopique initiale identique et évoluent de la même manière dans la simulation de cœur. (b) Burnup de chargement en MWj/t des assemblages situés dans le quadrant supérieur droit du cœur.

1. Cette notation sera par la suite utilisée. B1/C12 désigne ici le cycle 12 du réacteur B1.

6.1.3 Prédiction des inventaires initiaux

Les inventaires initiaux des groupes d'assemblages constituant les simulations de cœur sont prédits à partir de simulations d'assemblage. Pour cela, une simulation de chacun des quatre types d'assemblages constituant le cœur est réalisée. Les pas d'évolution de ces simulations sont adaptés aux burnups de chargement en cœur des assemblages. Une fois les simulations terminées, les inventaires correspondant aux burnups de chargement en cœur sont extraits afin de servir d'inventaires initiaux à de nouvelles simulations d'assemblages. L'objectif de ces nouvelles simulations est de simuler pour chacun des assemblages la période d'arrêt intervenue depuis leurs derniers cycles d'irradiation en cœur. Pour les assemblages effectuant deux cycles d'irradiation consécutifs, il s'agit de la période d'arrêt des réacteurs. Pour les assemblages provenant d'un cycle d'irradiation ultérieur, il s'agit de leur durée passée en piscine de refroidissement. Pour ces simulations, une puissance nulle est donc considérée. Cette période de refroidissement est extrêmement importante dans la mesure où elle permet de prendre en compte les variations d'inventaire dues aux décroissances radioactives. Celles-ci concernent d'une part les produits de fission à vie courte, mais également le ^{241}Pu qui possède une période de décroissance radioactive de 14,325 ans [184]. En effet, une diminution de 0,8% (1,2%) de l'inventaire en ^{241}Pu se produit lors d'une période d'arrêt de 2 mois (3 mois) d'un réacteur. L'impact peut être beaucoup plus important lorsque les assemblages proviennent de cycles d'irradiation antérieurs. Par exemple, pour les cycles 13 des deux réacteurs, une dizaine d'assemblages provenant des premiers cycles d'irradiation des cœurs a été utilisée. Pour ces assemblages ayant passé environ 14 ans en piscine de refroidissement, une diminution de l'ordre de 50% de leurs inventaires en ^{241}Pu s'est produite depuis la fin de leur dernier cycle d'irradiation. Nous mentionnons ici que dans les cas de nos simulations de cœur, uniquement la dernière phase de refroidissement est considérée. Les périodes de refroidissement intervenues entre les cycles d'irradiation antérieurs ne sont pas prises en compte. L'impact de cette approximation sur les inventaires initiaux des groupes d'assemblages sera présenté par la suite en section 6.2.3.

A l'issue des simulations de refroidissement, les inventaires des assemblages constituant les groupes définis dans la simulation de cœur sont moyennés afin de constituer les inventaires initiaux de ces groupes au démarrage de la simulation de cœur. Pour ces simulations d'assemblages, nous avons considéré une seule cellule combustible dans le cas des assemblages contenant uniquement des crayons UO_2 et deux cellules dans le cas des assemblages contenant des crayons gadoliniés. Nous avons en effet considéré qu'il n'était pas judicieux d'utiliser une discrétisation spatiale plus fine du combustible étant donné que nous ne prenons pas en compte de discrétisation axiale du combustible dans nos simulations de cœur. Pour l'ensemble des autres paramètres de simulation, nous avons utilisé les paramètres de référence définis en section 5.1.1.

Les inventaires initiaux obtenus pour les trois simulations de cœur développées sont présentés dans le tableau 6.2. Nous pouvons observer qu'en raison de leur plan de rechargement très proche, des inventaires initiaux très proches sont obtenus pour les cycles 12 des deux cœurs. Des écarts plus importants sont obtenus pour le cycle 13 du cœur B1. Ces écarts s'expliquent par les différences de rechargement importantes par rapport aux deux cycles 12. Nous pouvons ainsi noter un inventaire en ^{241}Pu plus faible d'environ 16,6% en raison de l'utilisation d'une dizaine d'assemblages ayant passé près de 14 ans en piscine de refroidissement.

À titre d'exemple, un récapitulatif des groupes d'assemblages formés pour le cycle 13 du cœur B1 est présenté dans le tableau 6.3. Comme nous pouvons le voir, l'utilisation de la symétrie 1/8 du cœur pour réaliser les groupements d'assemblages permet bien de grouper ensemble des assemblages de même type et ayant des burnups de chargement très proches. Dans le cas du cycle 13 du cœur B1, les écarts types des burnups des assemblages des groupes au burnup moyen du groupe sont compris dans l'intervalle [0,13% ; 1,33%]. En raison des burnups très proches des différents assemblages constituant chaque groupe, des écarts types faibles sont également obtenus pour les inventaires de chacun des groupes. Des écarts type maximums de respectivement 1,41%, 0,56% et 1,93% sont obtenus pour les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu. Le point important est que malgré les déviations observées, les

	Inventaire initiaux [kg]			Différences [%]	
	C12-B1	C12-B2	C13-B1	C12-B2	C13-B1
^{235}U	$2{,}774.10^3$	$2{,}752.10^3$	$2{,}834.10^3$	-0,77%	2,19%
^{239}Pu	$3{,}890.10^2$	$3{,}880.10^2$	$3{,}746.10^2$	-0,27%	-3,72%
^{238}U	$1{,}041.10^5$	$1{,}042.10^5$	$1{,}043.10^5$	0,06%	0,21%
^{241}Pu	$6{,}744.10^1$	$6{,}733.10^1$	$5{,}622.10^1$	-0,16%	-16,63%

TABLE 6.2 – Inventaires initiaux obtenus pour les trois simulations de cœurs développées. Une comparaison par rapport aux inventaires obtenus pour le cycle C12 du cœur B1 est également présentée.

inventaires initiaux utilisés pour chacun des groupes sont bien la moyenne des inventaires de chacun des assemblages les constituant et non l'inventaire d'un assemblage ayant évolué jusqu'au burnup moyen du groupe.

6.1.4 Le suivi des paramètres d'exploitation

Dans nos simulations de cœur, nous avons fait le choix de suivre deux paramètres d'exploitation des cœurs, à savoir : la puissance thermique et la concentration en bore du modérateur. Le suivi de la concentration en bore du modérateur est particulièrement important puisque son niveau de concentration va fortement influer sur les taux de fission simulés. En raison de l'importante section efficace d'absorption à basse énergie du ^{10}B, si la concentration en bore est élevée, le nombre de neutrons thermiques diminue et favorise ainsi les réactions à haute énergie dont notamment la fission de l'^{238}U. Au contraire, si la concentration en bore est faible, les réactions intervenant à basse énergie telles que la fission de l'^{235}U et du ^{239}Pu vont être favorisées au détriment de celles intervenant à plus haute énergie. Une étude visant à montrer l'influence de la concentration en bore sur les résultats de simulation sera présentée par la suite en section 6.2.3.

Pour les besoins des simulations, EDF a mis à disposition de la collaboration un ordinateur situé sur le site de Chooz permettant d'accéder à une de ses bases de données nommée EXALT. Dans cette base de données est stocké l'ensemble des variables constituant les différents systèmes élémentaires des deux réacteurs. Pour n'en mentionner que quelques-uns, nous citerons : le système de contrôle chimique et volumétrique (RCV), le système du circuit primaire (RCP), le système d'instrumentation interne du cœur (RIC) et le système de mesure de puissance nucléaire (RPN). Depuis le début de la prise de données de l'expérience, les données réacteurs des deux cœurs sont régulièrement récupérées sur le site et ensuite mises à disposition de la collaboration dans une base de données MySQL au CC-IN2P3. Nous avons sélectionné les variables pertinentes à télécharger. Il s'agit de la puissance thermique du cœur, la concentration en bore du modérateur, le niveau d'insertion des différents groupes de barres de contrôle, la température moyenne du modérateur dans le circuit primaire et les puissances neutroniques par quadrant. Une fois les valeurs enregistrées depuis le serveur EDF et avant leur mise à disposition pour la collaboration, une étape de vérification et parfois de correction des données est nécessaire. En effet, il arrive parfois que les données de puissance ou de bore ne soient pas disponibles en raison d'une défaillance d'acquisition des capteurs ou que les données stockées soient corrompues ; cette corruption affecte principalement la concentration en bore et se manifeste par la présence de pics parasites dans les données. Les périodes pour lesquelles aucune donnée de puissance n'est disponible sont par la suite exclues de l'analyse de θ_{13}. Cette étape de correction des données reste malgré tout extrêmement importante, car dans les simulations, il n'est évidemment pas possible d'exclure une période d'évolution. Les corrections effectuées doivent donc permettre de ne pas biaiser l'évolution du combustible.

n° du groupe	N_{ass}	$\langle Burnup \rangle$ [MWj/t]	σ_{Burnup} [MWj/t]	σ_{Burnup} [%]	$\sigma_{Inv}(^{235}U)$ [%]	$\sigma_{Inv}(^{239}Pu)$ [%]	$\sigma_{Inv}(^{241}Pu)$ [%]
1	4	14 935	89	0,59	0,52	0,20	0,71
2	4	0	-	-	-	-	-
3	4	15 395	87	0,56	0,30	0,30	0,99
4	4	33 364	312	0,93	1,41	0,23	1,16
5	4	16 353	46	0,28	0,18	0,18	0,57
6	4	30 854	147	0,48	0,63	0,14	0,61
7	4	13 525	90	0,67	0,34	0,43	1,36
8	4	9 870	52	0,53	0,21	0,39	1,19
9	1	15 178	-	-	-	-	-
10	4	0	-	-	-	-	-
11	4	34 528	200	0,58	0,74	0,09	0,54
12	4	18 598	165	0,89	0,56	0,37	1,35
13	4	0	-	-	-	-	-
14	4	15 391	47	0,30	0,18	0,18	0,58
15	8	14 529	73	0,51	1,35	0,56	1,92
16	8	0	-	-	-	-	-
17	8	0	-	-	-	-	-
18	8	0	-	-	-	-	-
19	8	33 749	115	0,34	0,65	0,09	0,49
20	8	0	-	-	-	-	-
21	8	0	-	-	-	-	-
22	8	18 549	114	0,62	0,46	0,31	1,12
23	8	30 510	84	0,27	0,65	0,15	0,64
24	8	13 623	122	0,89	0,37	0,50	1,52
25	8	16 903	110	0,65	0,40	0,32	1,12
26	8	18 514	247	1,33	0,79	0,53	1,93
27	8	0	-	-	-	-	-
28	8	14 143	141	1,00	0,41	0,53	1,62
29	8	10 071	44	0,43	0,16	0,29	0,87
30	8	32 611	149	0,46	0,60	0,09	0,49
31	8	31 616	41	0,13	0,61	0,11	0,53
32	8	0	-	-	-	-	-
33	8	28 399	75	0,26	0,45	0,13	0,51

Table 6.3 – Groupements d'assemblages utilisés pour la simulation du cycle 13 du cœur B1. N_{ass} et $\langle Burnup \rangle$ représentent respectivement le nombre d'assemblages composant le groupe et le burnup moyen des assemblages du groupe. σ_{Burnup} correspond à l'écart type des burnups des assemblages du groupe au burnup moyen du groupe. σ_{Inv} représente l'écart type des inventaires des assemblages du groupe à l'inventaire moyen par assemblage du groupe pour un isotope donné.

Les données de concentration en bore et de puissance thermique pour les cycles 12 et 13 des 2 réacteurs sont présentées en figure 6.3. Nous pouvons voir que pour les différents cycles présentés sur ces graphiques, les deux réacteurs fonctionnent en grande majorité à des valeurs proches de leur puissance nominale. Entre le début et la fin des cycles, des puissances moyennes (aussi appelée facteur de charge) de respectivement 95,83%, 94,12%, 88,89% sont obtenues pour les cycles 12 et 13 du réacteur B1 et le cycle 12 du réacteur B2 ; la durée de ces trois cycles étant respectivement 432 j, 393 j et 456 j. Nous pouvons également observer un certain nombre de courtes baisses de la puissance des réacteurs à des

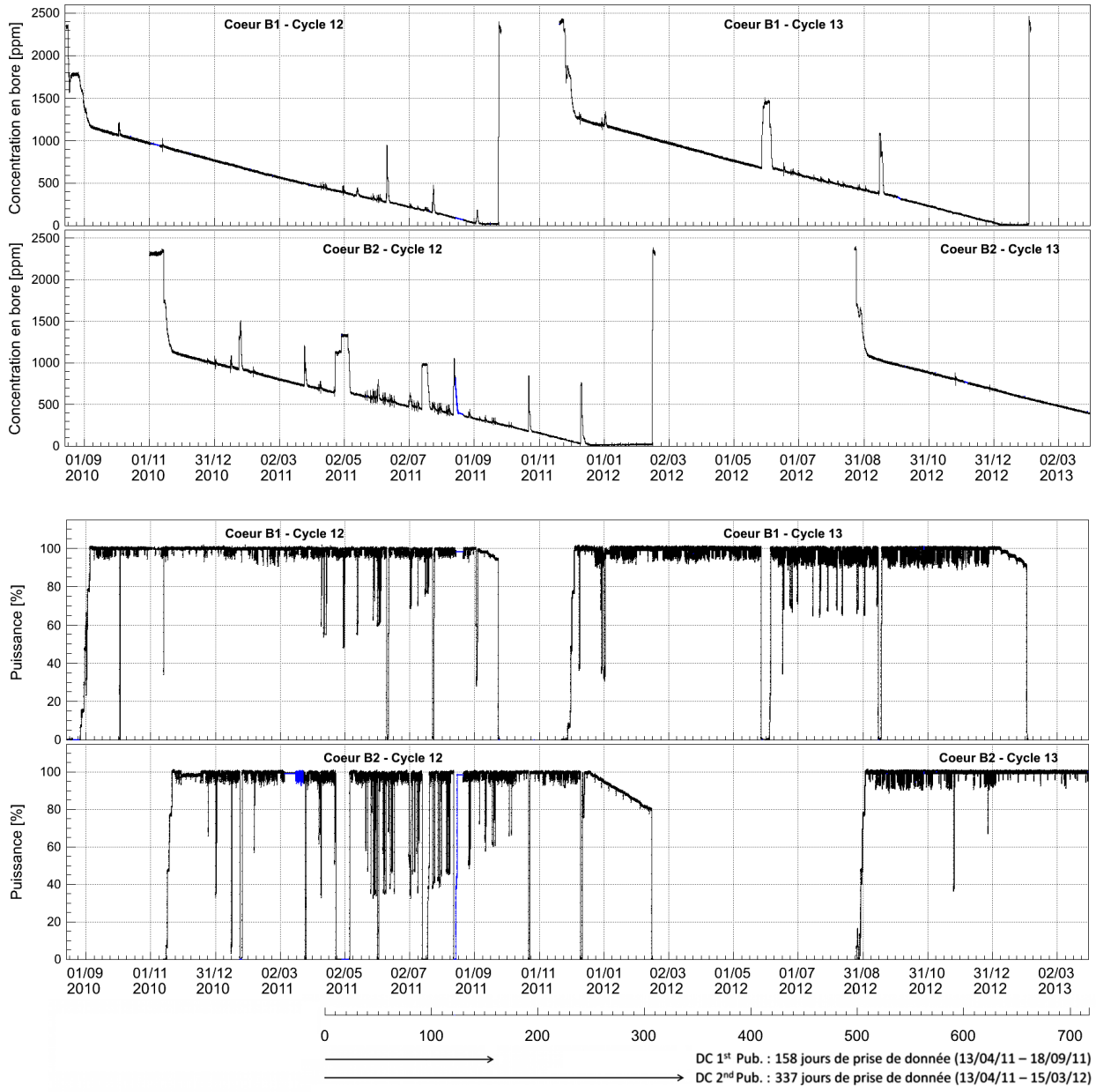


FIGURE 6.3 – Historique de la puissance thermique (en pourcentage de la puissance nominale) et de la concentration en bore des deux réacteurs depuis le début de leur cycle 12. En bleu sont représentées les données qui ont été corrigées (données corrompues ou non disponibles dans la base EXALT).

valeurs de l'ordre de 40-60%. Ces baisses, qui ne durent que quelques heures, interviennent principalement durant les nuits d'été lorsque la demande en électricité est au plus bas. Des périodes d'arrêt des réacteurs durant les cycles peuvent également être observées. Sur ce graphique, nous retrouvons également les deux périodes utilisées pour l'analyse des bruits de fond avec les deux réacteurs simultanément à l'arrêt, à savoir : le 22 octobre 2011 lorsque le réacteur B2 a été arrêté pendant environ 24 h durant le rechargement du réacteur B1 et la période du 27 mai 2012 au 4 juin 2012 lorsque le cœur B1 a été arrêté pendant environ une semaine durant le rechargement du cœur B2.

Concernant le bore, nous pouvons voir qu'au démarrage des campagnes, la concentration en bore est de l'ordre de 1700-1800 ppm. Durant la phase de montée en puissance, la concentration diminue rapidement pour atteindre environ 1500 ppm lorsque le réacteur atteint la puissance nominale. La con-

centration en bore diminue encore rapidement durant les jours qui suivent pour atteindre une valeur de l'ordre de 1200-1300 ppm[2]. À partir de là, la concentration en bore diminue de manière linéaire en fonction du burnup du cœur jusqu'à atteindre 0 ppm à la fin du cycle. À la fin des trois cycles de ces graphiques, nous pouvons observer des périodes de prolongation de cycle. Ces prolongations commencent lorsque la concentration en bore des cœurs est voisine de 0. À ce niveau du cycle correspondant normalement à la fin de campagne naturelle des réacteurs, l'exploitation des cœurs est assurée en apportant un surcroit de réactivité en abaissant la température du modérateur. L'abaissement progressif de la puissance permet également d'apporter un surcroit de réactivité (coefficient de puissance négatif). Les cycles sont alors prolongés jusqu'à l'épuisement des réserves de réactivité des cœurs [141].

Sur ces graphiques de bore et de puissance, les données représentées en bleu correspondent aux données qui ont été corrigées. La validation des données récupérées sur la base EXALT est effectuée en utilisant les corrélations entre les différentes variables. Nous pouvons par exemple noter l'importante anticorrélation entre la concentration en bore et la puissance lors des baisses de charge importantes. Lorsque les données d'une période en temps ne sont pas disponibles, le bore est corrigé en considérant une décroissance linéaire de sa concentration sur la période manquante. Les coefficients de l'ajustement sont calculés à partir des données disponibles avant et après l'arrêt. Pour la puissance :

- si les données de puissance par quadrant sont disponibles, nous utilisons la valeur moyenne de ces quatre variables. Cette valeur moyenne est toutefois corrigée d'un facteur correctif δ calculé comme étant : $\delta = \langle P_{quadrant} \rangle / \langle P_{therm} \rangle$, où $\langle P_{quadrant} \rangle$ et $\langle P_{therm} \rangle$ sont respectivement la puissance neutronique moyenne par quadrant et la puissance thermique moyenne. Les moyennes de ces deux variables sont calculées sur une courte période en temps précédant et suivant la période où les données ne sont pas disponibles ;
- si aucune autre variable n'est disponible, nous utilisons une puissance moyenne constante calculée à partir des données disponibles avant et après la période manquante.

Sur le graphique 6.3, nous pouvons observer autour du 15 aout 2011 pour le cycle 12 du réacteur B2 une période pour laquelle aucune donnée n'était disponible. Cette absence de donnée était particulièrement problématique puisqu'elle intervenait lors du redémarrage du cœur suite à un arrêt. Pour cette période, nous avons corrigé les données de bore et de puissance en considérant l'historique observé au précédent redémarrage du réacteur.

Dans la base de données EXALT, les données de puissance et de bore sont respectivement disponibles avec des fréquences moyennes d'environ 6 secondes pour la puissance et d'environ 1 minute pour la concentration en bore. Pour nos simulations, les données de puissance et de bore ont été moyennées sur des périodes en temps comprises entre 6h et 48h ; une durée de 48h ayant été estimée comme suffisamment courte pour ne pas affecter les résultats de simulations et permettre un suivi précis de l'historique des réacteurs. Afin de pouvoir utiliser un historique de puissance et de concentration en bore dans nos simulations, une modification du code MURE a été effectuée. Au final, pour les cycles B1/C12, B1/C13 et B2/C12, nous avons respectivement utilisé 216, 283 et 266 pas d'évolution.

Dans nos simulations, nous avons fait le choix de ne pas suivre l'historique d'insertion des groupes de barres de contrôle. Plusieurs raisons ont motivé ce choix :

- grâce aux données disponibles dans les bases de données d'EDF, nous avons pu constater qu'à l'exception des phases de démarrage, d'arrêt ou d'importantes baisses de puissance de cœur, les barres de contrôles sont peu utilisées. Le pilotage des cœurs est principalement assuré via la modification de la concentration en bore du modérateur. L'historique d'insertion des groupes de barres de contrôle pour le cycle 13 du cœur B1 est présenté figure E.1 de l'annexe E ;
- dans nos simulations, nous avons fait le choix d'utiliser les symétries géométriques des cœurs pour discrétiser l'évolution du combustible. Les groupements d'assemblages réalisés engendrent une évolution identique dans chacun des assemblages en position invariant par symétrie 1/8 par

2. Les valeurs présentées ici sont données à titre indicatif. En effet, des valeurs légèrement différentes peuvent être observées d'un cycle à l'autre.

rapport au centre du cœur. Ce choix, nécessaire à la réalisation de notre simulation de cœur, est incompatible avec une gestion de l'historique d'insertion des groupes de barres de contrôle, car les barres des groupes ne sont pas disposées de manière symétrique dans le cœur. Pour intégrer leurs suivis dans nos simulations, il aurait fallu envisager une discrétisation spatiale beaucoup plus fine du combustible. Ce qui n'était pas envisageable en raison des temps de calcul déjà très importants ;

– la conséquence d'une insertion des barres de contrôle est la modification de la distribution axiale du flux de neutrons. Or dans nos simulations, nous n'avons pas considéré de discrétisation axiale du combustible. Même en suivant l'historique d'insertion des groupes de barre de contrôle, l'impact sur l'évolution axiale du combustible n'aurait pas été pris en compte.

Étant donné que nous avons fait le choix de ne pas suivre ce paramètre d'exploitation dans nos simulations, nous avons décidé de prendre en compte une erreur systématique supplémentaire lors du calcul d'erreurs associées aux taux de fission simulés. Cette étude sera présentée dans le prochain chapitre.

6.1.5 Paramètres de simulation

Pour l'ensemble des simulations de cœurs, nous avons utilisé les bases de données issues de JEFF-3.1 [86]. Des températures constantes et respectivement de 600 K et 900 K pour le modérateur et le combustible ont été utilisés. La densité de l'eau a été fixée à 0,6967 g.cm^{-3} (cf. section 5.3.1).

Le mode d'évolution *Multigroupes* MG_{10} a été utilisé. Concernant la statistique, chaque calcul MCNP a été réalisé en utilisant 200 000 neutrons par cycle avec 120 cycles actifs et 30 cycles inactifs. Au démarrage des simulations, une source convergée a été utilisée. Deux études portant sur la convergence de la source initiale de neutrons des simulations et sur le choix du nombre de cycles inactifs seront présentées dans les deux prochains paragraphes. L'impact des paramètres de statistique sur les résultats de simulation sera également présenté par la suite.

Nos simulations de cœur ont été réalisées en utilisant la version parallélisée de MCNP5 [160] avec 12 processeurs par simulation. Avec la statistique choisie, un temps moyen d'environ 3 h par pas d'évolution (temps de calcul MCNP + temps de calcul d'évolution du combustible par MURE) a pu être observé. Compte tenu de la complexité de la simulation, il n'a pas été possible de plus augmenter le nombre de processeurs par simulation. En effet, nous avons pu constater une forte réduction des temps de calcul avec le nombre de processeurs lorsque celui-ci ne dépassait pas 10. Au-delà, en raison d'une forte diminution de l'efficacité par processeur, l'augmentation du nombre de processeurs n'apportait plus de gain significatif sur les temps de calcul.

6.1.6 Convergence de la source de neutron

Convergence de la source initiale

Afin de déterminer le nombre de cycles nécessaire pour distribuer la source de neutrons initiale des simulations de cœur, nous nous sommes intéressés à l'évolution de l'entropie de Shannon estimée par MCNP. Cette étude a été réalisée sur la première simulation de cœur développée, à savoir celle du cycle 12 du réacteur B1. L'évolution de l'entropie de la source de neutrons en fonction du nombre de cycles pour le 1er pas d'évolution est présentée en figure 6.4. Pour ce graphique, deux cas sont considérés :

– 1er cas : la source de neutrons est initialement placée au centre du cœur en position (0,0,0) ;

– 2nd cas : la source de neutrons est définie en utilisant une discrétisation spatiale discrète répartie en 205 points situés au centre de chacun des assemblages.

Pour ces deux calculs utilisant 200 000 neutrons par cycle et un nombre total de 1000 cycles, les nombres de cycles inactifs minimaux à utiliser et estimés par MCNP sont respectivement de 203 pour le 1er cas et de 163 pour le 2nd cas.

Nous rappelons que l'estimation effectuée par MCNP est fortement dépendante des paramètres statistiques choisis. En effet, en utilisant un nombre de cycles ou un nombre de neutrons par cycle plus important, le nombre de cycles inactifs estimé par MCNP aurait été supérieur en raison d'une

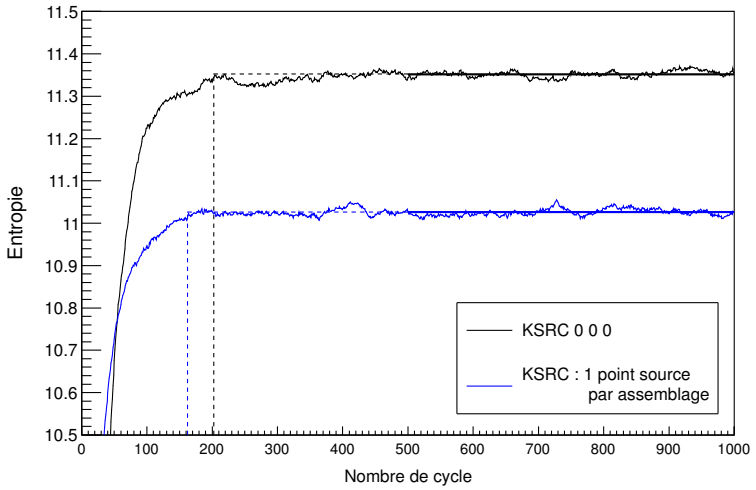


Figure 6.4 – Évolution de l'entropie de Shannon pour deux distributions spatiales initiales différentes de la source de neutrons. La courbe noire représente le cas où la source est positionnée au centre du cœur. La courbe bleue représente le cas où la source est répartie suivant 205 points sources positionnés au centre de chaque assemblage.

estimation plus précise de l'entropie. Nous pouvons en effet observer les fluctuations de l'entropie estimée due à la statistique sur le graphique 6.4. L'effet de la statistique peut notamment être vérifié en changeant le germe du tirage aléatoire. Ainsi, en testant 5 valeurs différentes de germe aléatoire dans le cas où la position initiale de la source est située en (0,0,0), les nombres de cycles inactifs minimaux à utiliser étaient compris dans l'intervalle [160 ; 203].

Au vu des dimensions importantes de notre géométrie, nous nous attendions à ce que le nombre de cycles nécessaires pour assurer la convergence de la source soit supérieur aux nombres estimés par MCNP. Nous avons donc cherché à vérifier que les estimations effectuées par MCNP étaient correctes. Pour cela, nous avons étudié l'évolution de la distribution de la source dans le plan radial du cœur en fonction du nombre de cycles dans le cas où la source de neutrons est initialement placée au centre du cœur (cas n°1). Nous avons donc lancé plusieurs calculs utilisant un nombre de cycles différents (de 1 à 1000). Pour ces différentes simulations, un germe aléatoire identique a été utilisé. À l'issue des calculs et pour chaque cas considéré, nous avons extrait le nombre de neutrons générés dans chacune des cellules de combustible lors du dernier cycle. Les résultats obtenus pour la distribution de la source à l'issue du dernier cycle et pour quatre des cas considérés sont présentés en figure 6.5. Nous avons ainsi pu vérifier que la stabilisation de la distribution de la source intervient aux alentours d'environ 150-200 cycles. En effet, pour les différents cas testés utilisant un nombre de cycles plus important (400, 600, 800 et 1000 cycles), nous n'avons pas observé de variation de cette distribution. Ces résultats permettent donc de valider l'estimation effectuée par MCNP. Notons toutefois qu'étant donné que nous avons utilisé les résultats MCNP par cellule de combustible pour réaliser cette étude, cela signifie que sur les graphiques, chaque assemblage en position invariante par rotation 1/8 par rapport au centre du cœur présente une valeur identique. Cette valeur correspond en réalité à la moyenne des contributions de chacun des assemblages constituant la cellule de combustible.

Une fois la convergence atteinte, nous pouvons observer l'importante disparité de la distribution de la source entre le centre et le bord du cœur. Cet effet témoigne d'une importante réduction de la réactivité lorsque l'on s'éloigne du centre du cœur. Cette diminution du nombre de neutrons générée par assemblage lorsque l'on se rapproche du bord du cœur est probablement accentuée du fait que nous ne suivons pas l'historique d'insertion des barres de contrôle dans nos simulations. Considérant les résultats de cette étude et compte tenu des possibles écarts d'inventaires entre les différentes simulations de cœur, nous avons décidé d'utiliser un nombre de 400 cycles pour distribuer la source de neutrons initiale de

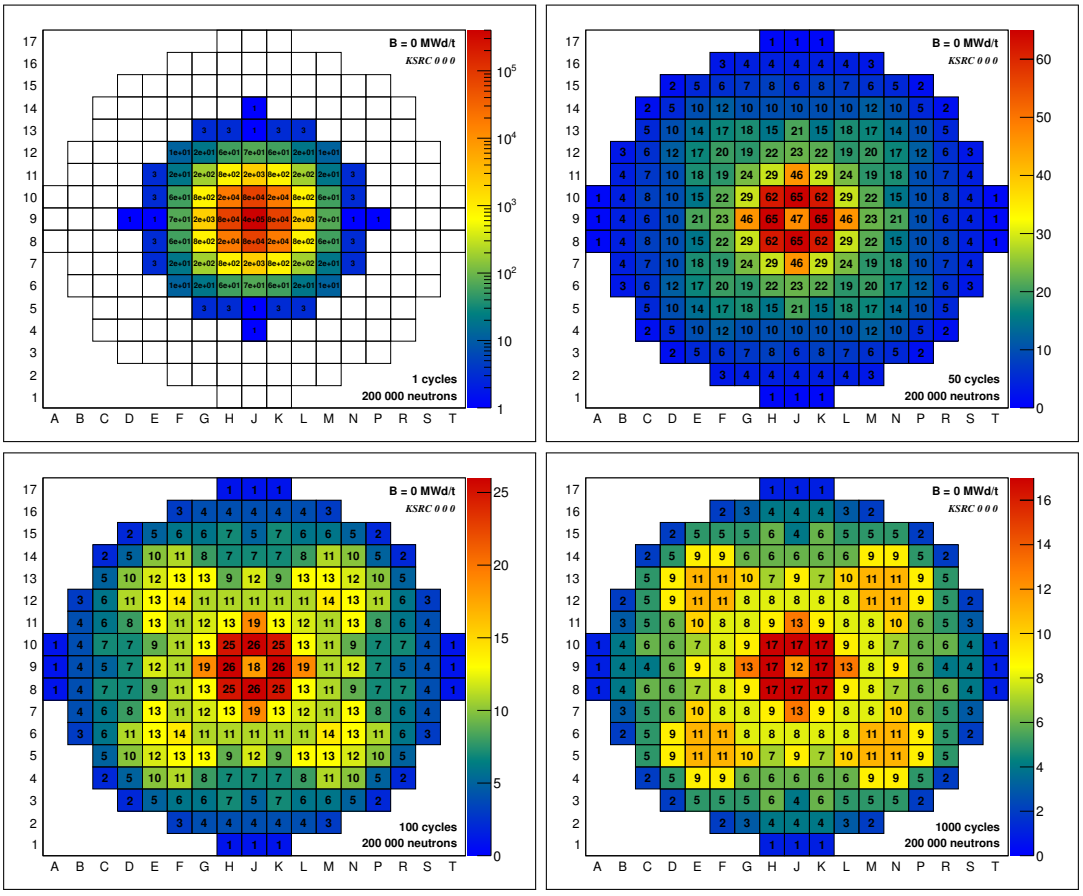


FIGURE 6.5 – Évolution de la distribution d'une source de neutrons initialement située au centre du cœur après différents nombres de cycles. Les distributions sont normalisées de sorte que l'assemblage présentant le nombre de neutrons le plus faible ait une contribution de 1.

chacune des simulations de cœur.

Convergence de la source durant l'évolution

Le nombre de cycles inactifs à utiliser pour redistribuer la source de neutrons entre chaque pas MCNP a été déterminé en étudiant l'évolution de la distribution de la source convergée en fonction du burnup du cœur. L'objectif était de pouvoir déterminer un nombre de cycles inactifs qui soit suffisant pour tout burnup du cœur. En figure 6.6 est présentée la distribution de la source de neutrons après convergence à différents burnups. Au fur et à mesure de l'évolution, la perte de réactivité des assemblages par consommation de l'^{235}U et par apparition des noyaux neutrophages va fortement influencer la distribution de la source. Au premier pas d'évolution, le ratio entre l'assemblage ayant la contribution la plus importante à la source et celui ayant la contribution la plus faible est de 17. Nous pouvons observer que ce ratio va fortement diminuer au cours de l'évolution. Ainsi, il ne sera plus que de 7 lorsque le burnup du cœur atteindra 5 000 MWj/t et il continuera à diminuer pour finalement atteindre 4 en fin d'évolution à 15 000 MWj/t. Bien que cela ne soit pas visible sur ces graphiques, nous précisons que la variation la plus rapide de la distribution intervient durant les premières centaines de MWj/t. A 500 MWj/t, ce ratio n'est en effet plus que de 12. Cette variation très rapide est due à l'importante diminution de plusieurs centaines de ppm de la concentration en bore durant les premiers jours d'évolution du cœur. En effet, un grand nombre d'assemblages neufs est placé sur la couronne extérieure du cœur. L'importante concentration en bore au démarrage du cœur est ainsi responsable de la diminution de la réactivité de ces assemblages et donc de leur faible contribution au nombre de

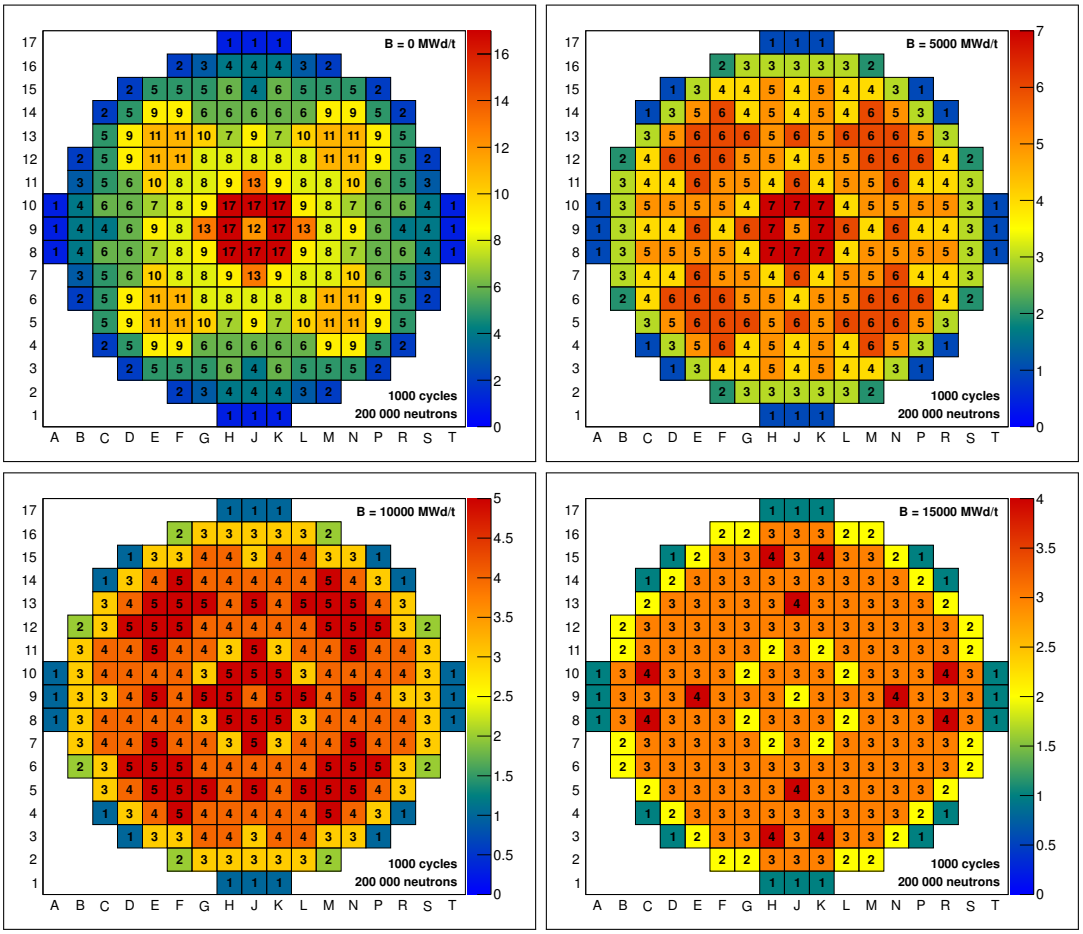


Figure 6.6 – Distribution de la source de neutrons après convergence pour différents burnups du cœur.

neutrons total généré dans le cœur.

Afin d'estimer le nombre de cycles inactifs minimaux à utiliser entre deux pas MCNP, nous avons restreint notre étude à 3 burnups différents : 0, 5 000 et 10 000 MWj/t. Pour ces différents burnups, nous avons cherché à estimer le nombre de cycles nécessaire pour redistribuer la source après un pas d'évolution. Pour ce pas d'évolution, nous avons considéré une durée de 2 jours à puissance nominale du cœur ; ce qui correspond au cas le plus défavorable dans nos simulations. Nous avons ensuite étudié la variation de la distribution de la source pour différent nombre de cycles inactifs compris entre 0 et 200. Compte tenu de cette durée d'évolution très courte, nous n'avons pas été en mesure d'observer de variation significative de la distribution de la source pour les différents cas testés. Les faibles fluctuations de la distribution que nous avons pu observer entre ces deux pas d'évolution n'étaient pas dissociables des incertitudes dues à la statistique. Au vu de ces résultats et par mesure de précaution, nous avons décidé d'utiliser 30 cycles inactifs pour chaque calcul MCNP. La validité de ce choix a pu être confirmée par la suite puisque dans nos simulations de cœur, pour la majorité des pas en temps, MCNP a estimé que la convergence de la source était assurée dès le premier cycle inactif.

6.1.7 Résultats de simulation pour les α_k

Les résultats de simulations obtenus pour les taux de fission des cycles 12 de deux réacteurs sont présentés en figure 6.7. Sur ces graphiques, nous pouvons observer les fluctuations des taux de fission dues aux variations de la puissance thermique utilisée en paramètre d'entrée. Nous pouvons également observer les périodes d'arrêt des réacteurs lorsque l'ensemble des taux de fission est nul.

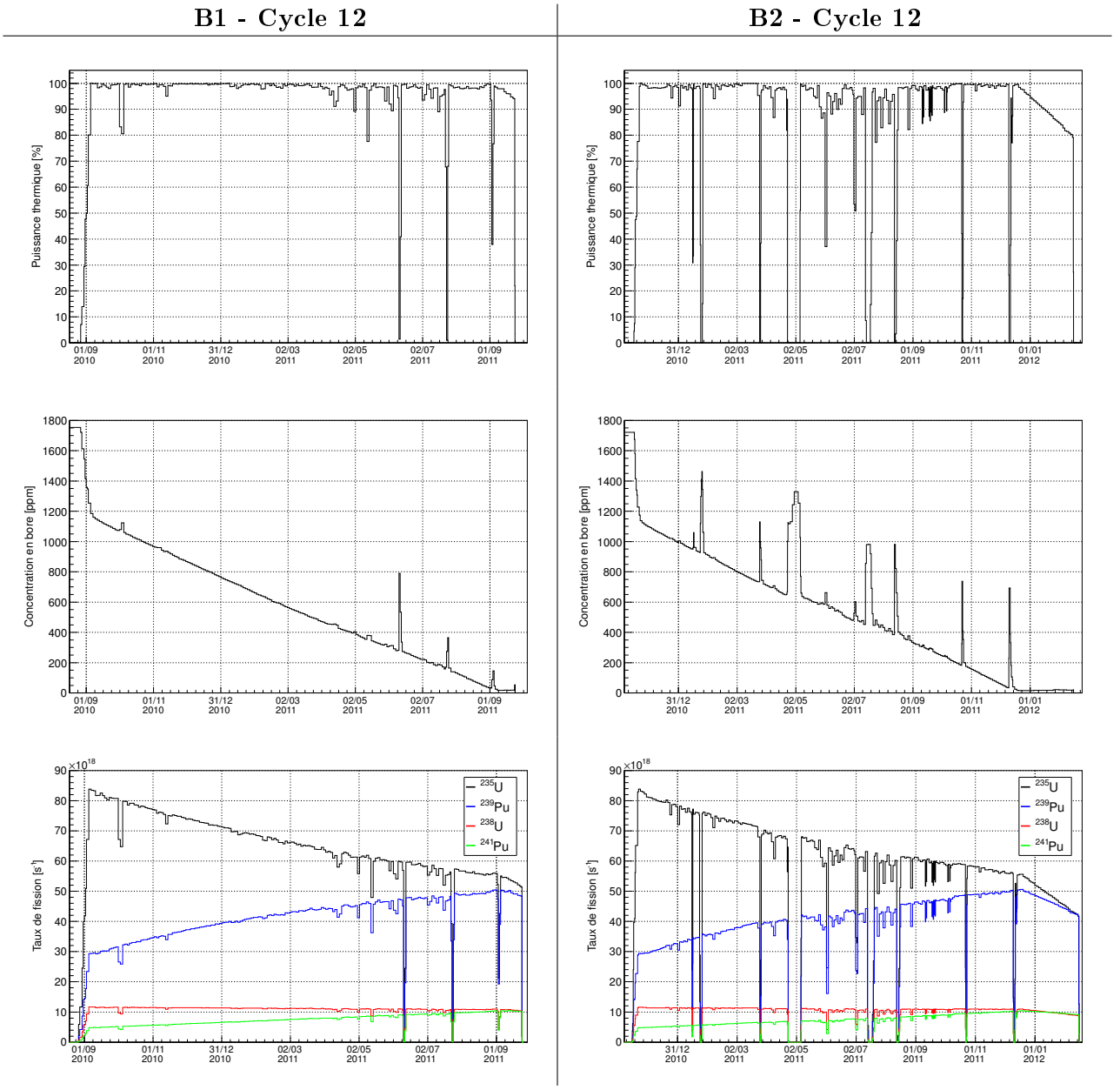


FIGURE 6.7 – Résultats des taux de fission simulés pour les cycles 12 des réacteurs B1 et B2. Les historiques de puissance thermique et de concentration en bore utilisés en paramètre d'entrée des simulations sont également présentés.

Afin de pouvoir comparer les résultats des simulations réalisées pour les différents cycles, il est nécessaire de s'affranchir de la dépendance temporelle de l'évolution des réacteurs ainsi que de la dépendance au niveau de puissance des taux de fission. Pour cela, il suffit de s'intéresser à l'évolution des fractions de fission α_k en fonction des burnups des cœurs. L'évolution des α_k des isotopes d'uranium et de plutonium pour le cycle 13 du cœur B1 est présentée en figure 6.8. Nous pouvons observer que les α_k des différents noyaux présentent des allures voisines de celles observées pour les simulations d'assemblages pour une période en burnup comprise entre ∼15 000 MWj/t et ∼30 000 MWj/t (cf. figure 5.4). Cette similarité témoigne de l'utilisation d'assemblages ayant déjà effectué des cycles d'irradiation en cœur et possédant donc un inventaire non négligeable de plutonium au démarrage de la campagne. Pour ce cycle, des fractions de fission respectivement d'environ 64,9%, 22,5%, 9,1% et 3,3% sont obtenues pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu au démarrage du cœur. Au cours de l'évolution, en raison de

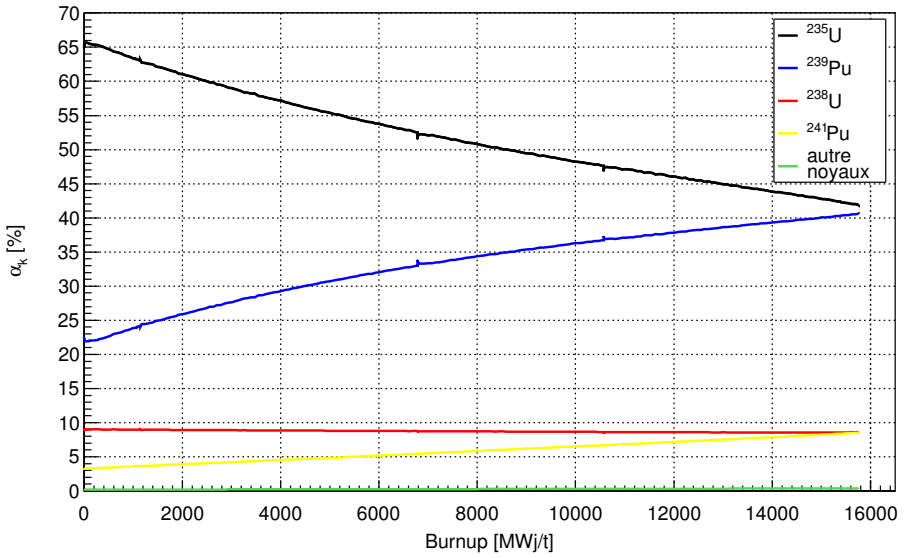


Figure 6.8 – Évolution des fractions de fissions pour la simulation du cycle 13 du cœur B1.

sa disparition progressive, la contribution de l'^{235}U va diminuer pour atteindre environ 41,8% en fin de cycle. À l'inverse, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu dont les inventaires augmentent au cours de l'irradiation, vont voir leurs contributions augmenter durant l'évolution et atteindre respectivement 40,6% et 8,5% en fin d'évolution. L'^{238}U dont l'inventaire varie peu au cours de l'évolution va avoir une contribution quasi-constante en première approximation durant l'évolution et sa contribution sera de 8,7% en fin d'évolution. Une faible contribution des autres noyaux pouvant fissionner est également présente. Cette contribution initialement de 0,17% va augmenter linéairement avec le burnup du cœur pour atteindre 0,37% en fin d'évolution.

Une comparaison des α_k obtenus pour les différentes simulations est présentée en figure 6.9. Nous pouvons observer que les résultats obtenus pour les différents cycles sont vraiment très proches, en particulier pour les cycles C12 des deux réacteurs. Des différences légèrement plus importantes sont observées pour le cycle 13 du réacteur B1. Les différences observées entre les différents cycles sont toutefois cohérentes avec les différences d'inventaires initiaux des différentes simulations. Nous avons en effet vu que les simulations des cycles 12 des deux réacteurs présentent initialement des inventaires très proches. En comparaison, la simulation du cycle 13 du cœur B1 présente initialement des inventaires respectivement plus élevés et plus faibles pour les inventaires en uranium et en plutonium ; ce qui justifie des fractions de fission légèrement plus élevées en ^{235}U et ^{238}U et plus faibles en ^{239}Pu et ^{241}Pu pour cette simulation. Pour chacune des courbes, nous pouvons observer à différents burnups, la présence de pics sur les courbes des coefficients α_k. Les burnups pour lesquels apparaissent ces pics correspondent dans les historiques de simulations aux pas d'évolution pour lesquels les réacteurs ont subi une baisse importante de puissance et pour lesquels une importante augmentation de la concentration en bore a donc été effectuée. Ces brusques variations des coefficients sont visibles en raison du suivi plus fin de l'historique des cœurs qui est effectué durant les périodes où les réacteurs subissent de fortes baisses de leurs puissances thermiques.

L'importance du suivi de la concentration en bore peut également être observée sur l'^{238}U. Dans les simulations d'assemblages, réalisées en utilisant une concentration en bore constante, nous avions pu observer une augmentation de la contribution de l'^{238}U au cours de l'évolution ; cette légère augmentation du nombre de fissions de l'^{238}U vis-à-vis des autres noyaux traduisant un durcissement du spectre neutronique avec l'évolution du combustible. Dans le cas de ces simulations de cœur, où un suivi de la concentration en bore est effectué, ce durcissement du spectre n'est plus présent en raison de

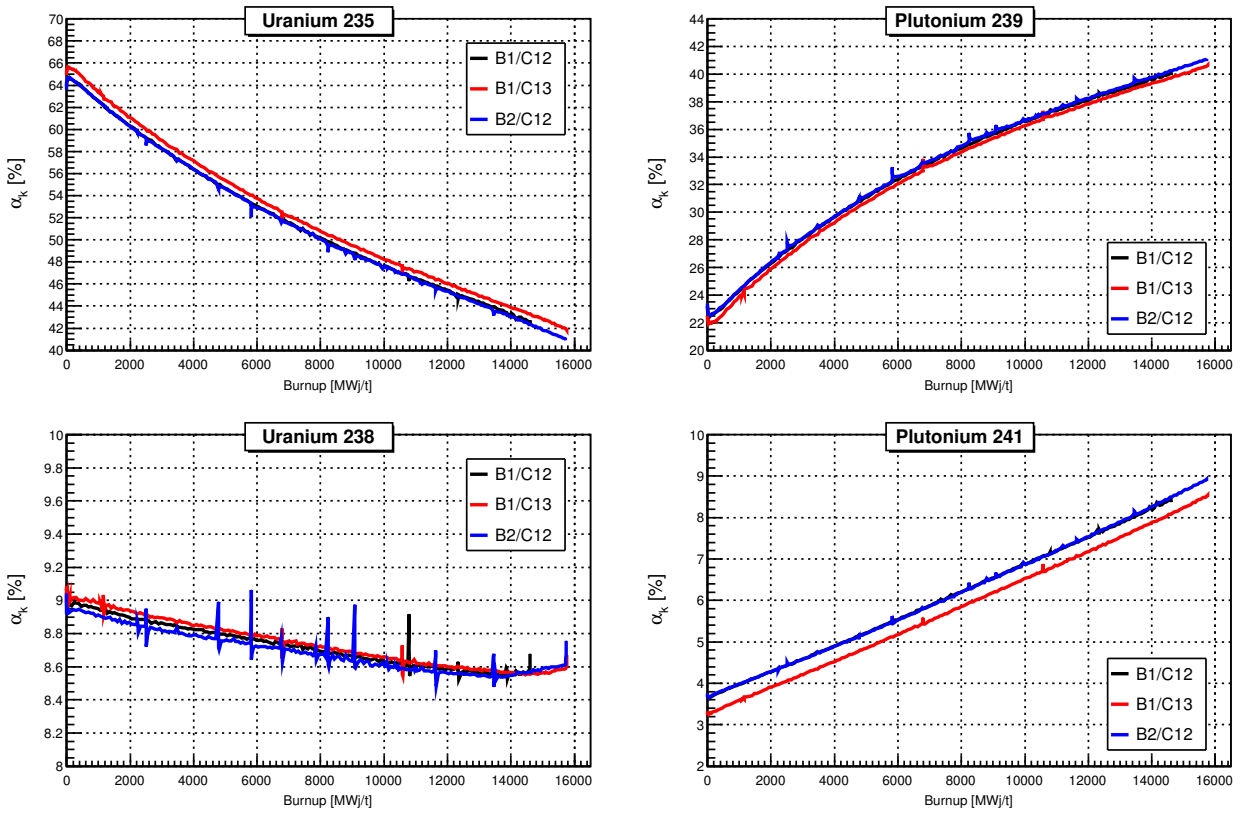


FIGURE 6.9 – Évolution des fractions de fissions pour les trois campagnes de cœur simulées.

l'importante diminution de la concentration en bore au cours de l'évolution. Pour les différents cycles simulés, nous pouvons ainsi observer une faible décroissance de la contribution de l'^{238}U entre 0 et 14 000 MWj/t qui correspond à la longueur de la campagne naturelle des cœurs. Une légère augmentation de la contribution de l'^{238}U est ensuite observée jusqu'à la fin des cycles, c'est-à-dire lorsque les cœurs passent en prolongation de campagne et que la concentration en bore est alors constante et voisine de 0 ppm. Un autre effet du suivi de la concentration en bore peut-être observé durant les premières dizaines de MWj/t lors de l'importante réduction de la concentration en bore comme en témoigne l'augmentation de la contribution de l'^{235}U et la diminution de la contribution du ^{239}Pu.

Finalement, les fractions de fissions moyennes obtenues pour les trois cycles simulés sont présentées dans le tableau 6.4. Ces valeurs sont comparées aux valeurs issues de l'expérience Bugey [99] utilisées lors de la normalisation du flux d'antineutrinos (cf. section 2.2.3.1 du chapitre 2).

Des coefficients moyens très proches sont donc obtenus pour les différents cycles. Les écarts observés sont dus aux plans de chargement initiaux et aux durées d'irradiation qui diffèrent d'un cycle à l'autre. Les différences observées avec les valeurs reportées dans la publication Bugey s'expliquent d'une part par la différence entre les réacteurs de Chooz et celui de Bugey et d'autre part dans le cas de Bugey, il s'agit de valeurs moyennes correspondant aux périodes de prises de données de l'expérience.

6.2 Etude de sensibilité

Dans cette section, nous présentons les résultats de plusieurs études de sensibilités. Dans une première partie, nous présentons les résultats d'une étude portant sur l'influence des paramètres statistiques choisis pour nos simulations de cœur. Dans une seconde partie, les résultats d'une étude concernant l'influence de l'incertitude des burnups de chargement en cœur des assemblages sont présentés.

	C12-B1	C12-B2	C13-B1	Bugey
^{235}U	52,00	51,19	51,96	53,8
^{238}U	8,73	8,70	33,20	7,8
^{239}Pu	32,99	33,65	8,74	32,8
^{241}Pu	6,00	6,19	5,83	5,6
autre noyaux	0,27	0,27	0,27	0

Table 6.4 – Fractions de fission moyennes obtenues pour les différents cycles simulés. Les valeurs des coefficients utilisés dans la publication de Bugey [99] sont reproduites dans la dernière colonne.

Dans une troisième partie, nous nous intéressons à l'impact de deux approximations utilisées dans nos simulations d'assemblage visant à prédire les inventaires initiaux de nos simulations de cœur : l'utilisation d'une concentration en bore constante et la non-gestion des phases intermédiaires de refroidissement des assemblages (cf. section 6.1.3).

6.2.1 Incertitudes statistiques

L'impact de la statistique sur les résultats de simulation de cœur a été étudié en utilisant la simulation développée pour le cycle 12 du réacteur B1. Pour cela, nous avons lancé 120 simulations identiques à l'exception du germe aléatoire utilisé par MCNP. Les erreurs statistiques associées aux différentes observables ont été obtenues en ajustant par des gaussiennes leur distribution à chaque pas d'évolution et en récupérant ensuite leurs écarts types estimés. Pour chacune des simulations, une statistique identique à celle utilisée pour les simulations visant à prédire les taux de fission a été utilisée. Toutefois, afin de limiter les temps de calcul, nous avons défini une discrétisation temporelle de l'évolution moins fine que celle utilisée pour prédire les taux de fission de l'expérience. Les données d'entrée de puissance et de bore ont ainsi été moyennées en considérant des pas en temps fixes de 10 jours, soient des pas en burnup de 390 MWj/t à puissance nominale. Compte tenu de l'utilisation de pas en temps plus larges, le nombre de cycles inactifs a été augmenté d'un facteur 2 et ainsi porté à un total de 60 cycles. Nous avons vu précédemment que la statistique utilisée pour les simulations d'assemblages visant à prédire les inventaires initiaux des simulations de cœur permet d'estimer les inventaires avec des erreurs statistiques négligeables (cf. section 5.1.3). Pour cette étude, nous avons donc uniquement considéré la propagation des erreurs statistiques durant la simulation de cœur en utilisant des inventaires initiaux identiques pour chacune des 120 simulations.

Les résultats obtenus pour les taux de fissions et les inventaires au niveau cœur sont présentés en figure 6.10. Comme nous pouvons le voir, la statistique définie permet de fortement contraindre les incertitudes statistiques à la fois sur les taux de fission et les inventaires. En ce qui concerne les taux de fissions, nous retrouvons les mêmes tendances que celles observées lors de l'étude de la propagation des incertitudes statistiques dans les simulations d'assemblage (cf. section 5.1.3). Les incertitudes statistiques associées aux taux de fission de l'^{235}U et du ^{239}Pu respectivement augmentent et diminuent avec le burnup, c'est-à-dire avec leur disparition ou leur apparition en inventaire. Par opposition à ces deux noyaux, l'^{238}U et le ^{241}Pu présentent des incertitudes statistiques quasi constantes durant toute l'évolution. Des incertitudes statistiques inférieures à 0,2% sont ainsi obtenues pour l'ensemble des quatre noyaux considérés. Nous pouvons également noter que les incertitudes obtenues par les ajustements gaussiens sont de 2 à 4 fois supérieures aux erreurs reportées par MUREGui. Les incertitudes statistiques obtenues pour les inventaires sont encore plus faibles et ne dépassent pas 0,015% durant toute l'évolution. De la même manière, l'erreur statistique moyenne associée au flux moyen de neutrons au niveau cœur a été estimée comme étant de 0,037% (0,017% reporté par MUREGui).

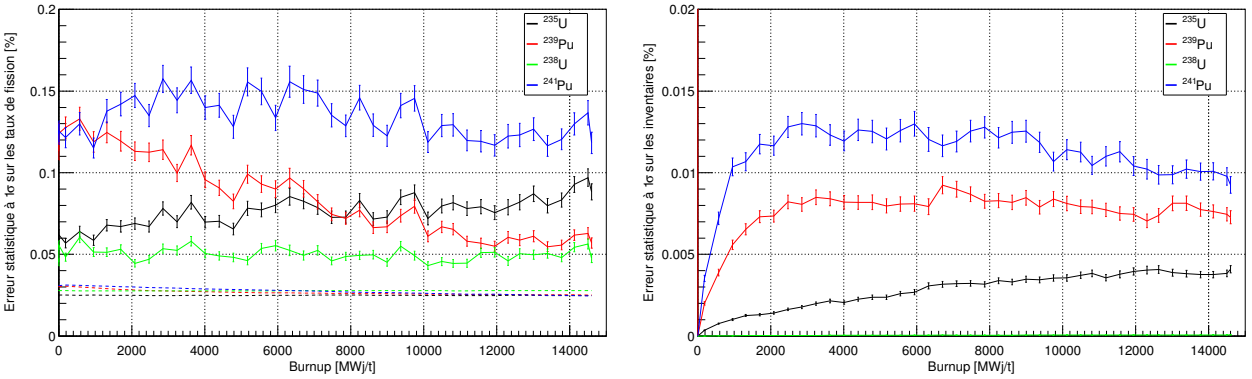


FIGURE 6.10 – Erreurs statistiques associées aux taux de fissions et aux inventaires au niveau cœur. Les incertitudes estimées par les ajustements gaussiens sont représentées en trait continu tandis que les incertitudes reportées par MUREGui sont représentées en trait pointillé.

Nous avons également cherché à quantifier les incertitudes statistiques obtenues dans chacun des 33 groupes d'assemblages définis dans la simulation. Les résultats obtenus pour les flux sont présentés en figure 6.11. Au niveau groupe, les erreurs statistiques sont beaucoup plus élevées que celles obtenues au niveau cœur. Pour le groupe d'assemblages le plus affecté, une erreur statistique de l'ordre de 2% sur le flux est obtenue en moyenne sur le cycle. Comme nous pouvons le voir sur ce graphique, les erreurs statistiques par groupe sont le plus souvent d'autant plus élevées que le nombre d'assemblages contenu dans le groupe est faible. Nous pouvons toutefois voir qu'un certain nombre de groupes contenant 8 assemblages présentent des incertitudes statistiques supérieures à des groupes n'en contenant que 4. En effet, le flux estimé par MCNP est d'autant plus précis que le nombre de neutrons parcourant le groupe est élevé. L'augmentation du volume d'un groupe, c'est-à-dire le nombre d'assemblages le composant, est une manière de pouvoir augmenter la statistique. Toutefois, en raison de l'inhomogénéité de la distribution radiale du flux dans la simulation de cœur, il arrive que des groupes contenant 8 assemblages soient traversés par un nombre plus faible de neutrons que des groupes n'en contenant que 4. Par conséquent, ces groupes présentent des incertitudes statistiques plus élevées. Nous noterons que pour l'ensemble des groupes, l'incertitude statistique sur le flux de neutron est quasi-constante durant toute l'évolution, mettant ainsi en évidence l'absence de biais du aux paramètres statistiques choisis pour nos simulations de cœur.

De la même manière, les incertitudes statistiques par groupe associées aux taux de fission et aux inventaires des isotopes d'uranium et de plutonium ont été estimées. Les résultats obtenus pour les inventaires sont présentés en figure 6.12. Au même titre que les flux, des erreurs statistiques plus importantes qu'au niveau cœur sont obtenues pour les inventaires. Pour l'^{235}U et l'^{238}U, les incertitudes restent faibles sur l'ensemble de l'évolution et respectivement inférieures à 0,15% et 0,003% pour ces deux noyaux. Pour les deux isotopes de plutonium, nous pouvons observer qu'un certain nombre de groupes présentent en début d'évolution des erreurs statistiques élevées (de l'ordre de 1% pour le ^{239}Pu et de 3,5% pour le ^{241}Pu). Il s'agit des groupes d'assemblages contenant du combustible neuf effectuant leur premier cycle d'irradiation en cœur. Au cours de l'évolution, et donc de l'apparition de ces deux isotopes en inventaire, les erreurs statistiques associées à leurs inventaires vont fortement diminuer et progressivement rejoindre un niveau comparable à celles des groupes effectuant leur 2nd ou leur 3^{e} cycle d'irradiation. A 5 000 MWj/t, les erreurs statistiques maximales observées par groupe pour le ^{239}Pu et le ^{241}Pu sont ainsi respectivement de 0,2% et 0,5%. Compte tenu des erreurs statistiques faibles sur les inventaires, des incertitudes statistiques très proches de celles obtenues pour les flux ont été obtenues pour ces les taux de fissions.

En conclusion, l'utilisation d'un nombre relativement faible de cellules de combustible en comparaison des dimensions du cœur couplé au fait de ne pas avoir considéré de discrétisation axiale permet de se prémunir des évolutions erratiques du combustible due aux incertitudes sur les flux par cellule. En effet, malgré la statistique que nous avons utilisée et qui peut au premier abord sembler faible au regard des dimensions du système simulé, nous n'avons pas été confrontés à des oscillations non physiques des flux de neutrons par cellule tels que celles que nous avions pu observer lors de l'étude de la discrétisation axiale d'un crayon (cf. section 5.2.3.1).

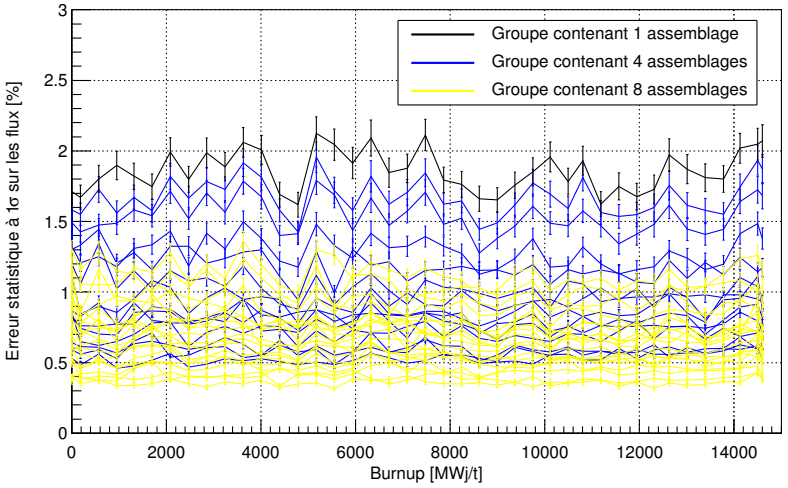


Figure 6.11 – Erreurs statistiques associées aux flux de neutrons estimés dans chacun des 33 groupes d'assemblages de la simulation B1/C12.

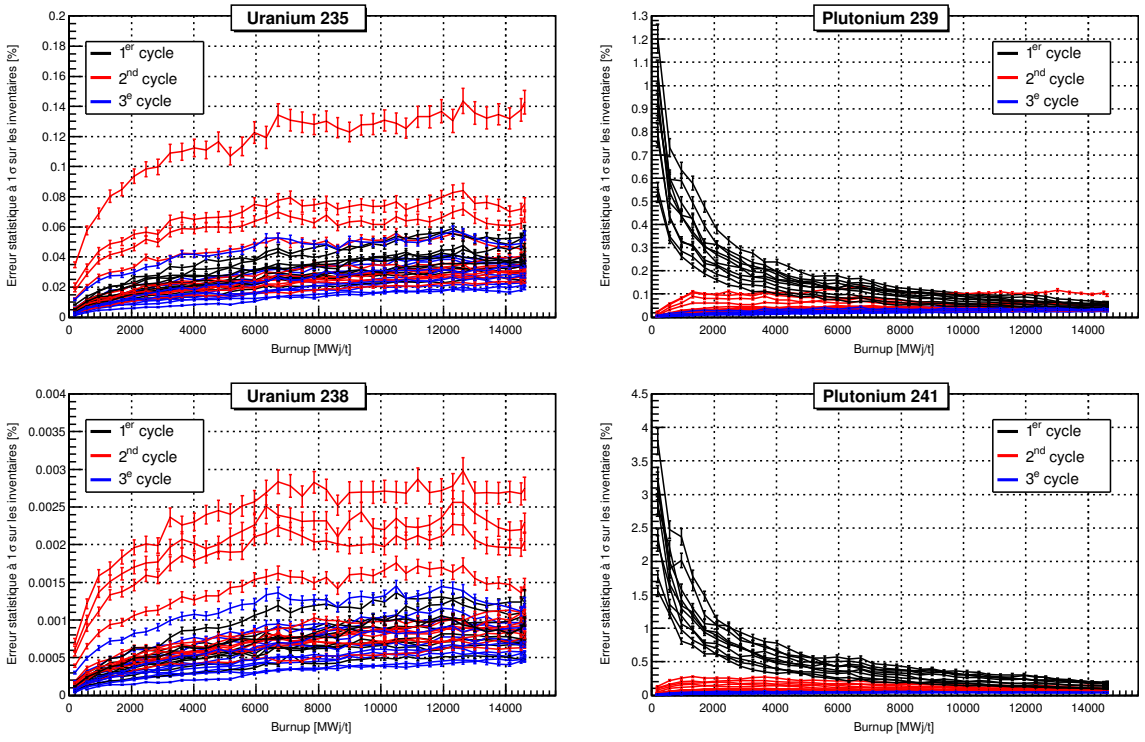


Figure 6.12 – Erreurs statistiques associées aux inventaires estimés dans chacun des 33 groupes d'assemblages de la simulation B1/C12.

6.2.2 Incertitudes sur les burnups de chargement des assemblages

Les burnups de chargement en cœur des assemblages usés sont estimés par EDF avec une erreur systématique de 5%. Cette incertitude provient des incertitudes liées aux reconstructions d'activité des assemblages à partir des cartes de flux des cœurs [3]. Cette incertitude va donc affecter les prédictions des inventaires initiaux des simulations de cœur. Afin d'étudier l'impact de ces erreurs sur les taux de fissions des simulations de cœur, nous avons comparé les résultats de 3 simulations basées sur la simulation de cœur développée pour le cycle 12 du cœur B1. Pour deux de ces simulations, nous avons respectivement considéré que l'ensemble des burnups des assemblages était supérieur ou inférieur de 5% aux estimations effectuées par EDF. Les inventaires initiaux de ces simulations de cœur ont donc été générés en utilisant ces nouveaux burnups. Pour la troisième simulation qui a servi de référence, nous avons utilisé les burnups estimés par EDF. Pour ces trois simulations, nous avons considéré un historique de puissance et de bore générique basé sur les données du cycle 12 du cœur B1. Nous avons utilisé une puissance constante de 4250 MW et une concentration en bore diminuant de manière linéaire avec le burnup du cœur de 1200 ppm à 0 ppm. Cet ajustement linéaire a été réalisé à partir des données EDF de ce cycle. De même que pour l'étude sur la statistique, nous avons utilisé des pas d'évolution plus importants afin de réduire les temps de calcul. Nous avons ainsi considéré une durée de 400 MWj/t (12,9 jours) entre chaque pas d'évolution. L'ajustement linéaire réalisé sur le bore a conduit à considérer une diminution de 37,5 ppm entre chaque pas d'évolution, soit une diminution de 2,9 ppm de la concentration en bore par jour à pleine puissance. Une période de refroidissement du combustible identique à celle du cycle 12 du réacteur B1 a également été considérée en début d'évolution. Pour chacune des simulations, les paramètres statistiques suivants ont été utilisés : $n_{src} = 600\,000$, $C_A = 220$, $C_I = 70$. Un nombre total de neutrons 5 fois supérieur à celui des simulations visant à prédire les taux de fission a donc été utilisé.

L'impact des variations de ±5% des burnups de chargement des assemblages sur les inventaires initiaux des simulations de cœur est présenté dans le tableau 6.5. Nous pouvons observer que les isotopes dont l'inventaire diminue durant l'irradiation, à savoir l'^{235}U et l'^{238}U, présentent des inventaires supérieurs à ceux du cas de référence lorsque l'on considère une réduction de 5% des burnups de chargement. Par opposition, les isotopes de ^{239}Pu et de ^{241}Pu qui ont un inventaire qui augmente durant l'irradiation vont alors avoir des inventaires inférieurs à ceux du cas de référence. Des écarts relatifs de l'ordre de 1,5-2% sont ainsi obtenus sur les inventaires initiaux en ^{235}U et ^{239}Pu. Compte tenu des variations plus rapides de l'inventaire en ^{241}Pu durant l'évolution, des écarts relatifs de l'ordre de 5% sont observés pour ce noyau. En raison de son inventaire quasi constant au cours de l'irradiation, des différences négligeables sont observées pour l'^{238}U. Nous pouvons noter que les écarts d'inventaires sont localement beaucoup plus importants. Au niveau des groupes formés dans la simulation de cœur, des écarts relatifs absolus maximums de 9,4%, 3,3%, 0,2% et 10,3% sont respectivement atteints pour les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U et ^{241}Pu.

	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
B_i -5%	1,82%	-1,64%	0,07%	-5,76%
B_i +5%	-1,76%	1,49%	-0,07%	5,58%

TABLE 6.5 – Variations relatives de l'inventaire initial total de la simulation du cycle 13 du cœur B1 en considérant des variations de ±5% des burnups de chargement des assemblages non neufs.

A l'issue des calculs, les taux de fission obtenus pour les deux cas considérés ont été comparés à ceux de la simulation de référence. Les résultats obtenus sont présentés en figure 6.13. Sur ce graphique, les barres d'erreurs associées aux écarts relatifs ont été calculées en utilisant la propagation des incertitudes.

3. Les cartes de flux sont réalisées périodiquement à partir de l'instrumentation des cœurs (chambres à fission mobiles et thermocouples positionnés dans certains assemblages des cœurs).

Les valeurs d'incertitudes statistiques associées aux taux de fissions estimées en section 6.2.1 ont été utilisées. Ces valeurs ont préalablement été normalisées à la statistique différente utilisée pour cette étude. Pour l'ensemble des noyaux considérés, les taux de fissions des deux cas considérés présentent des variations quasi symétriques par rapport à ceux de la simulation de référence. Logiquement, lorsque les inventaires initiaux d'un isotope donné sont supérieurs à ceux du cas de référence, des différences positives sont observées et inversement. Ainsi, le taux de fission de l'^{235}U présente un écart absolu moyen de l'ordre de 1,1% sur l'ensemble de l'évolution. Le ^{239}Pu et le ^{241}Pu présentent initialement des écarts plus importants et respectivement de 2,3% et 6,7%. Au cours de l'évolution, ces écarts importants vont diminuer pour atteindre respectivement des valeurs de l'ordre de 0,7% et 2% à 15 000 MWj/t.

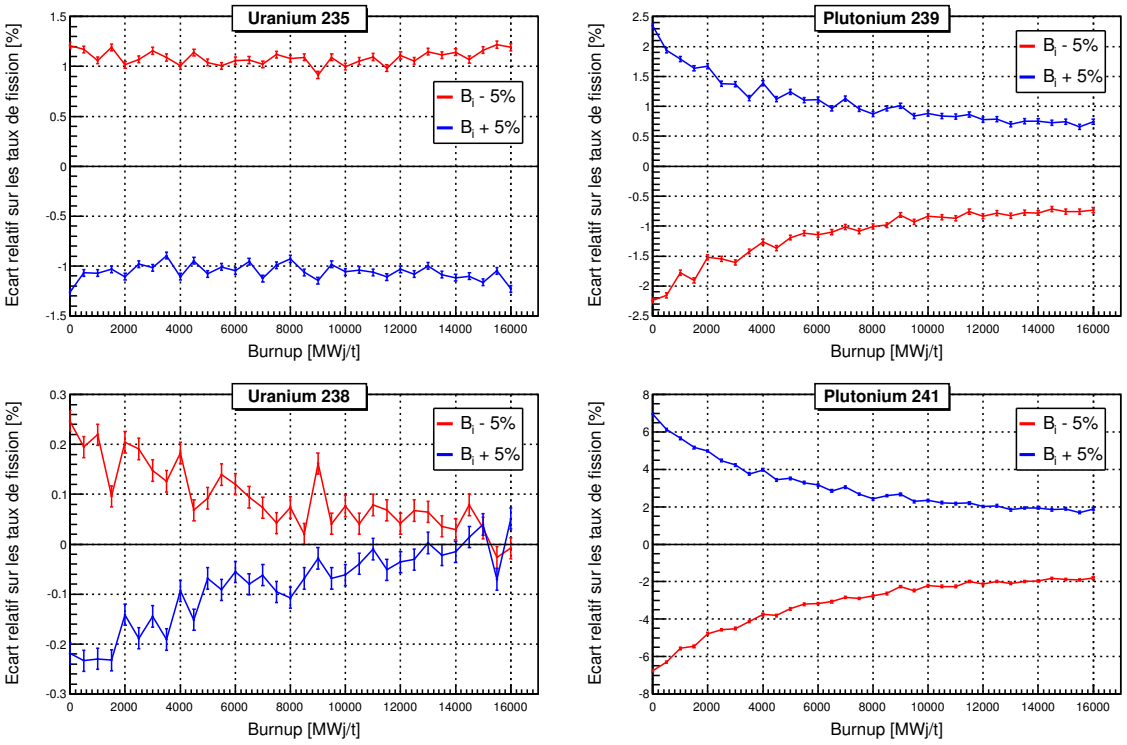


Figure 6.13 – Influence de l'incertitude de 5% associée aux burnups initiaux de chargement des assemblages sur les taux de fissions au niveau cœur.

6.2.3 Problématique de la gestion du refroidissement et de la concentration en bore dans les simulations d'assemblage

Dans les simulations d'assemblages réalisées pour prédire les inventaires initiaux des simulations de cœur, les paramètres d'exploitation des cœurs pouvant influer sur l'évolution individuelle des assemblages ne sont pas pris en compte. Les approximations réalisées sur nos simulations et liées aux paramètres d'exploitation sont principalement les suivantes :

- l'utilisation d'une puissance constante et identique pour toutes nos simulations d'assemblage. En réalité, durant leurs différentes phases d'irradiation en cœurs, les assemblages sont susceptibles d'évoluer à des vitesses différentes. Ces différences étant dues d'une part à leur position dans le cœur, car la distribution de puissance dans le cœur n'est pas homogène et d'autre part aux variations de la puissance totale du cœur. De plus, entre chaque cycle d'irradiation, les assemblages subissent une période à puissance nulle correspondant à la durée de rechargement du cœur. Cette phase de refroidissement est alors susceptible de faire varier les inventaires des noyaux à courte durée de vie avant le début du cycle d'irradiation suivant ;

- l'utilisation d'une concentration en bore constante alors que la concentration en bore du modérateur est continuellement ajustée afin de maintenir la criticité du cœur ;
- nos simulations d'assemblages sont réalisées en milieu semi-infini. L'utilisation de miroir réfléchissant sur les parois latérales des assemblages revient à considérer que le flux et le spectre en énergie des neutrons sortant de l'assemblage sont identiques à ceux entrants. En réalité, l'optimisation des plans de chargement des cœurs conduit au contraire à placer comme voisin des assemblages ayant passé des nombres de cycles différents en cœur afin d'homogénéiser la nappe de flux dans le cœur ;
- nos simulations d'assemblages sont effectuées en ne prenant pas en compte la distribution spatiale du flux au sein du combustible, car nous réalisons une évolution homogène du combustible ;
- nous ne prenons pas en compte l'effet de l'insertion des barres de contrôle sur certains assemblages durant leurs différents cycles d'irradiation.

Si en première approche, il est nécessaire et semble raisonnable de négliger l'impact de ces facteurs dans nos simulations d'assemblage, nous avons toutefois cherché à quantifier leurs impacts sur nos estimations d'inventaire. L'influence du niveau de discrétisation spatiale de l'évolution du combustible et de la puissance thermique ayant déjà été abordée dans le chapitre 5 (cf. section 5.2.3 et annexe D.1), nous nous intéressons donc ici à l'impact de l'utilisation d'une concentration en bore constante et à la non-gestion des périodes de refroidissement intermédiaire dans les simulations d'assemblage. L'objectif de ces deux études est donc de quantifier l'impact de ces deux paramètres sur les prédictions d'inventaires des assemblages que nous utilisons dans nos simulations de cœur.

Ces deux paramètres sont étudiés dans le cas de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% dans les paragraphes ci-dessous. Pour les simulations liées à ces deux études, il était nécessaire de convenir d'une durée d'irradiation moyenne typique des assemblages en cœur. En première approximation, nous avons pour cette étude considéré qu'un assemblage effectue en moyenne trois cycles d'irradiation de 15 000 MWj/t en cœur.

Influence de la concentration en bore

Dans nos simulations assemblages, nous avons considéré une concentration en bore constante d'une valeur de 700 ppm. Ce choix a été motivé par l'utilisation de cette valeur par EDF lors de ces simulations d'assemblage avec APPOLO2-F (cf. section 5.3).

Comme nous avons pu le voir précédemment (cf. section 6.1.4), au démarrage d'un cœur, la concentration en bore est de l'ordre de 1800 ppm. Durant la phase de montée en puissance, la concentration diminue rapidement pour atteindre environ 1500 ppm lorsque le réacteur atteint la puissance nominale. La concentration en bore diminue encore rapidement durant les jours qui suivent pour atteindre une valeur de l'ordre de 1200-1300 ppm [4]. À partir de là, la concentration en bore diminue de manière linéaire en fonction du burnup du cœur jusqu'à atteindre 0 ppm à la fin du cycle.

Pour étudier l'impact de la concentration en bore, nous avons comparé les résultats de quatre simulations d'assemblage utilisant différentes concentrations en bore. Pour les trois premiers cas, nous avons considéré des concentrations en bore constantes pendant l'évolution et respectivement de 600 ppm, 700 ppm et 800 ppm. Ces trois premiers cas ont pour objectif de mettre en évidence l'impact de la valeur moyenne choisie pour la concentration en bore. Un écart de $\pm$ 100 ppm par rapport à notre référence a ici été considéré, car il s'agit de l'ordre de magnitude typique sur ce paramètre que l'on trouve dans la littérature pour les benchmarks de REP [185, 107, 186]. Pour le quatrième cas, nous avons utilisé une concentration en bore variable au cours de l'évolution. Pour ce cas, censé représenter de manière plus réaliste la variation du bore pendant les différents cycles d'irradiation, nous avons considéré une décroissance linéaire du bore de 1400 ppm à 0 ppm sur chacune des trois phases d'irradiation : 0 à 15 000 MWj/t, 15 000 MWj/t à 30 000 MWj/t et 30 000 MWj/t à 45 000 MWj/t. Le choix de

4. Les valeurs présentées ici sont données à titre indicatif. En effet, des valeurs légèrement différentes peuvent être observées pour différents cycles suivant le plan de chargement du combustible.

la valeur initiale de 1400 ppm du quatrième cas a ici été effectué afin que la valeur moyenne de la concentration en bore sur la période d'irradiation soit de 700 ppm. Les inventaires de chacun de ces quatre cas ont ensuite été comparés en utilisant comme référence la simulation utilisant une concentration en bore constante de 700 ppm.

L'effet de la concentration en bore sur le flux neutronique est présenté en figure 6.14 pour un combustible UO_2 neuf et pour trois concentrations en bore différentes : 0 ppm, 700 ppm et 1400 ppm. Pour mieux comprendre son effet, deux graphiques sont présentés. Le premier graphique correspond aux résultats des flux obtenus par MCNP. Ces flux sont normalisés par particule source. Dans le second graphique, les flux ont été normalisés par l'énergie moyenne libérée par fission par particule source. Il s'agit donc des spectres tels qu'ils seront utilisés par MURE pour réaliser l'évolution du combustible.

Comme nous pouvons le voir dans le graphique de gauche, uniquement la partie à basse énergie du spectre est affectée par la concentration en bore (décroissance en 1/v de la section efficace d'absorption du ^{10}B). Logiquement, plus la concentration en bore est importante et plus le flux est diminué. À partir de 10^{-5} MeV et pour les concentrations testées ici, l'effet n'est plus différentiable des erreurs statistiques sur ce graphique.

Une fois normalisée, chaque courbe de flux est pondérée de sorte que l'énergie moyenne libérée par fission par particule source soit identique. La modification de la concentration en bore induisant d'importantes variations du nombre de fissions par particule source de l'^{235}U, la normalisation va ainsi permettre d'ajuster les proportions de fission de l'^{235}U vis-à-vis de celles de l'^{238}U pour que l'énergie moyenne libérée par fission par particule source de chacun des trois cas soit équivalente. Comme nous pouvons le voir sur le second graphique, l'augmentation de la concentration en bore engendre une augmentation du flux à haute énergie afin de compenser la diminution du nombre de fissions de l'^{235}U par une augmentation du nombre de fissions de l'^{238}U qui fissionne majoritairement à haute énergie. A contrario, une diminution de la concentration en bore est responsable d'une augmentation du flux à basse énergie et d'une diminution du flux à haute énergie ; ce qui va se traduire par une augmentation du nombre de fissions de l'^{235}U et une diminution du nombre de fissions de l'^{238}U. Nous noterons donc que de manière générale, une augmentation de la concentration en bore se traduira par une favorisation des réactions présentant des sections efficaces élevées à haute énergie et qu'au contraire une diminution de la concentration en bore se traduira par une favorisation des réactions présentant des sections efficaces élevées à basse énergie.

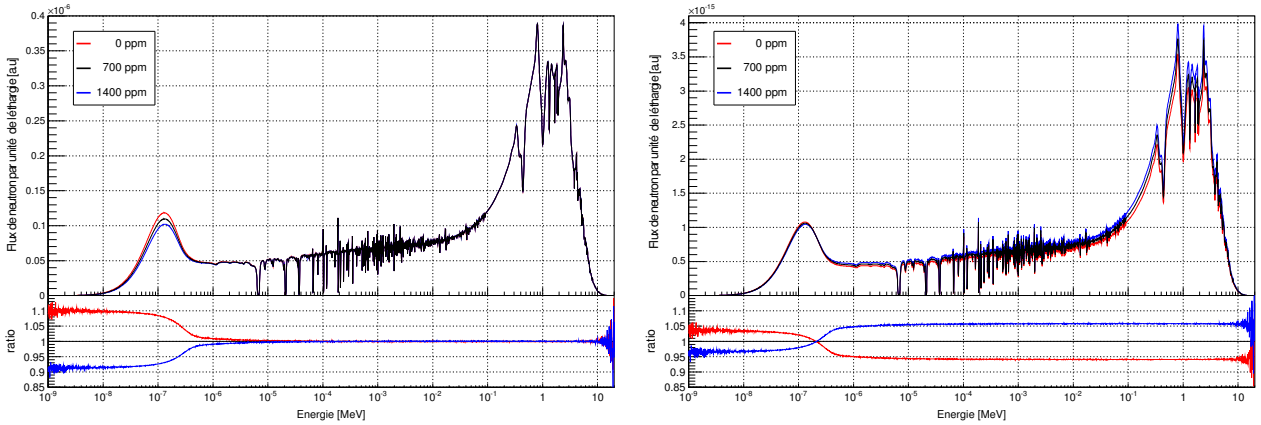


Figure 6.14 – Impact de la concentration en bore sur le spectre en énergie des neutrons pour un combustible UO_2 neuf enrichi à 4%. À gauche : les spectres sont normalisés par particule source. À droite : les spectres sont normalisés en MeV par fission par particule source. Pour les courbes de ratio, la simulation à 700 ppm est utilisée comme référence.

L'effet de la concentration en bore sur l'évolution des inventaires est présenté dans le graphique 6.15. Intéressons-nous tout d'abord aux simulations utilisant 600 ppm et 800 ppm.

Pour chacun des noyaux, nous pouvons observer que les écarts d'inventaires obtenus par rapport à la référence de 700 ppm évoluent de manière quasi-symétrique. À 600 ppm, la diminution des captures à basse énergie engendre une augmentation des fissions de l'^{235}U, du ^{239}Pu et du ^{241}Pu. Ce qui au niveau des inventaires se traduit par une surconsommation de ces noyaux et donc par des écarts négatifs. En revanche, l'^{238}U qui fissionne et capture principalement dans la zone épithermique présente alors des taux de fission et de capture légèrement inférieurs à ceux du cas de référence. Par conséquent, son inventaire va alors diminuer moins rapidement. À 800 ppm, des effets inverses se produisent. L'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu sont consommés plus rapidement et l'^{238}U consommé moins rapidement.

Concernant la simulation à bore variable, pour chacun des noyaux considérés, les écarts relatifs par rapport à la simulation utilisant une concentration constante de 700 ppm vont suivre des tendances identiques sur chacun des trois cycles. Durant la première moitié de chaque cycle, c'est-à-dire lorsque la concentration en bore est supérieure à celle du cas de référence de 700 ppm, nous pouvons observer sur l'^{235}U et sur l'^{238}U des déviations consistantes à celles constatées dans le cas d'une augmentation de la concentration en bore et observées avec le cas 800 ppm : une surconconsommation de l'^{238}U et une sous-consommation de l'^{235}U. Environ à la moitié de chaque cycle, des effets contraires vont se produire. Durant cette seconde phase, les écarts entre cette simulation et le cas de référence vont alors diminuer. Nous noterons toutefois que les points d'inflexion des écarts ne se situent pas exactement au moment où la concentration en bore passe en dessous de 700 ppm, car les déviations d'inventaire intervenues pendant la première phase de chaque cycle sont suffisamment importantes pour influencer le reste de l'évolution. Pour les deux noyaux de plutonium, non présents initialement dans l'inventaire, d'importants écarts sont observés durant le premier cycle en raison de l'importante réduction de la production de ces noyaux par capture sur l'^{238}U et une forte réduction de leur taux de fissions. Si au démarrage leurs inventaires présentent des écarts importants et respectivement de 4% et 10% pour le ^{239}Pu et le ^{241}Pu, ces écarts vont rapidement décroître au fur et à mesure de leurs productions. À la fin du premier cycle, ces écarts seront alors inférieurs 1% en valeur absolue. Au cours des deux cycles suivants, les deux isotopes de plutonium vont présenter des variations similaires à celles observées sur l'^{235}U. Durant le début de chaque cycle, leurs écarts en inventaire par rapport à la simulation de référence vont avoir tendance à augmenter et dans une seconde phase à diminuer par compensation.

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons principalement aux déviations relatives d'inventaire obtenues à la fin de chacun des cycles, c'est-à-dire lorsque ces inventaires sont extraits de nos simulations d'assemblage pour être utilisés en paramètre d'entrée de nos simulations de cœur. Les écarts relatifs d'inventaires des simulations à 600 ppm, 800 ppm et de celle utilisant une concentration en bore variable par rapport à la simulation à 700 ppm sont présentés dans le tableau 6.6.

	± 100 ppm			1400 ppm → 0 ppm		
	fin cycle 1 (15 GWj/t)	fin cycle 2 (30 GWj/t)	fin cycle 3 (45 GWj/t)	fin cycle 1 (15 GWj/t)	fin cycle 2 (30 GWj/t)	fin cycle 3 (45 GWj/t)
^{235}U	0,07%	0,27%	0,68%	0,11%	0,22%	0,36%
^{238}U	0,01%	0,01%	0,02%	$< 0,01\%$	$< 0,01\%$	$< 0,01\%$
^{239}Pu	0,62%	0,77%	0,97%	0,73%	0,80%	0,91%
^{241}Pu	0,81%	0,76%	0,86%	0,54%	0,76%	0,90%

TABLE 6.6 – Écarts relatifs absolues d'inventaire obtenus par rapport à la simulation d'assemblage à 700 ppm à la fin de chacun des cycles d'irradiation. Pour les simulations à 600 ppm et 800 ppm, les valeurs moyennes de ces deux cas sont considérés et reportées dans la colonne "± 100 ppm".

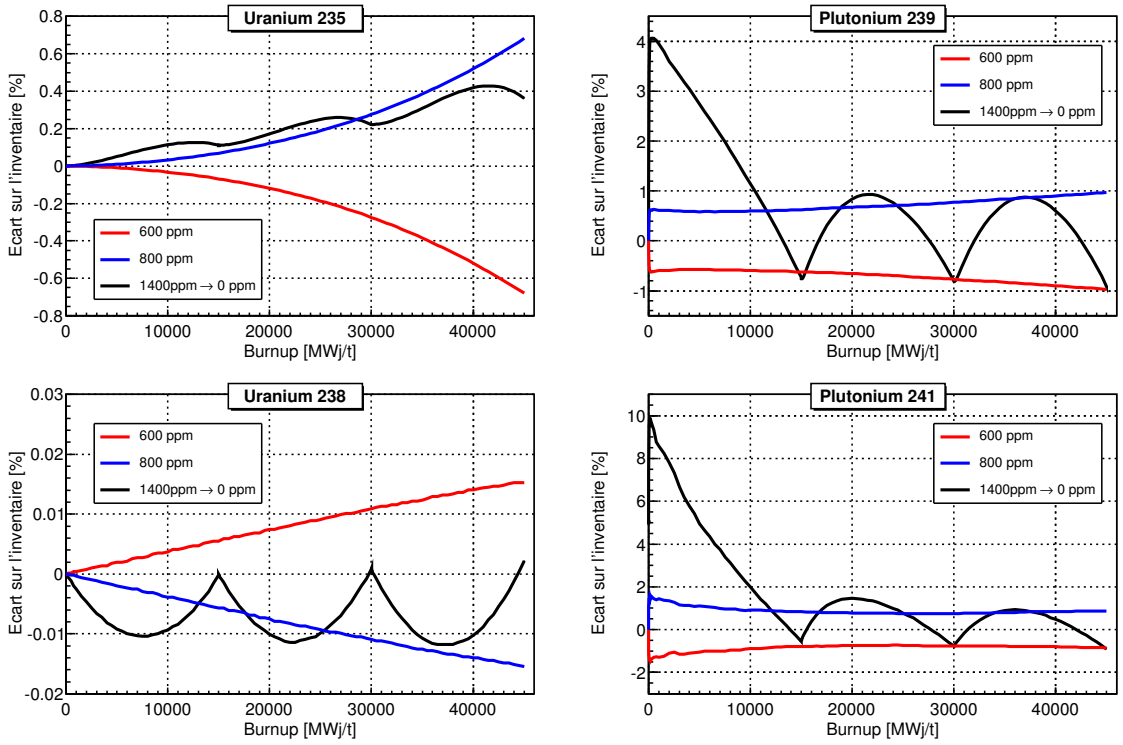


Figure 6.15 – Impact de la concentration en bore sur l'évolution des inventaires pour un combustible UO_2 enrichi à 4%. La simulation à 700 ppm est utilisée comme référence pour la comparaison.

En conclusion, l'utilisation d'une concentration en bore constante dans nos simulations d'assemblage implique forcément un biais sur les inventaires prédits. Ainsi :

- la simulation utilisant une concentration en bore constante de 800 ppm est celle qui permet d'obtenir les inventaires en ^{235}U les plus proches de ceux de la simulation à bore variable à l'issue de chacun des cycles ;
- la simulation utilisant une concentration en bore constante de 600 ppm est celle qui permet d'obtenir les inventaires en ^{239}Pu et le ^{241}Pu les plus proches de ceux de la simulation à bore variable à l'issue de chacun des cycles ;
- la simulation utilisant une concentration en bore constante de 700 ppm est celle qui permet d'obtenir les inventaires en ^{238}U les plus proches de ceux de la simulation à bore variable à l'issue de chacun des cycles.

Dans la mesure où aucune des trois concentrations constantes ici testées ne permet de reproduire parfaitement l'ensemble des inventaires d'uranium et de plutonium obtenus à la fin de chacun des cycles d'irradiation par la simulation utilisant une concentration en bore variable, l'utilisation d'une concentration en bore de 700 ppm dans nos simulations d'assemblage constitue un bon compromis. Ainsi à la fin du second cycle d'irradiation, des écarts relatifs absolus maximums de 0,22%, 0,80% et 0,76% sont respectivement obtenus sur les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu entre la simulation d'assemblage utilisant une concentration en bore constant de 700 ppm et celle utilisant une concentration en bore variable (cf. tableau 6.6).

En première approximation [5], nous estimons que l'utilisation d'une concentration en bore constante de 700 ppm plutôt qu'à une concentration en bore variable dans nos simulations d'assemblages engendre un biais systématique respectivement de 0,08%, 0,77% et 0,70% sur les inventaires initiaux totaux de nos

5. Pour ce calcul, nous considérons le cas d'un cœur chargé avec 1/3 d'assemblage neuf, 1/3 d'assemblage ayant effectué un cycle d'irradiation en cœur et 1/3 d'assemblage ayant effectué deux cycles d'irradiation en cœur. Les différences relatives obtenues sur les inventaires entre le cas $C_B = 700\,ppm$ et $C_B = 1400\,ppm \rightarrow 0\,ppm$ du tableau 6.6 sont utilisées et pondérées par les résultats d'inventaire de simulations d'assemblage à 0 MWj/t, 15 000 MWj/t et 30 000 MWj/t.

simulations de cœur en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu de nos simulations de cœur. Nous estimons que ces faibles différences permettent de valider l'approximation faite en utilisant une concentration en bore constante dans nos simulations d'assemblage. Nous noterons qu'il apparait difficile sans études complémentaires de pouvoir estimer l'influence de cette approximation sur les taux de fission. Toutefois, au regard des résultats d'inventaires et de taux de fission obtenus dans la section précédente pour l'étude portant sur les incertitudes des burnups de chargement des assemblages en cœur, il semble raisonnable de penser que cette l'influence de cette approximation reste inférieure à quelques dixièmes de pourcent pour le taux de fission de l'^{235}U et inférieur au pourcent pour ceux du ^{239}Pu et du ^{241}Pu.

Effet du refroidissement

Comme nous l'avons vu précédemment, les inventaires initiaux des assemblages chargés en cœur sont obtenus en effectuant des simulations individuelles des assemblages ; l'évolution de chacun des assemblages étant réalisés jusqu'à leurs burnups de chargement en cœur. À l'issue de l'évolution et pour les assemblages ayant déjà effectué au moins un cycle d'irradiation en cœur, une phase de refroidissement à puissance nulle est ajoutée. La durée de cette phase est calculée comme étant la période écoulée entre la fin du cycle réacteur précédent et le début du nouveau cycle réacteur considéré. Dans nos simulations d'assemblages, seule la phase de refroidissement précédent le nouveau chargement en cœur est donc considérée. Les phases de refroidissement intervenues entre les cycles d'irradiation précédents ne sont pas prises en compte. Cette approximation a été réalisée, car lors de la préparation des 2 premières simulations de cœur, à savoir B1/C12 et B2/C12, nous n'avions pas pu avoir accès à l'historique de chargement en cœur des assemblages usés. Pour les assemblages s'apprêtant à effectuer leurs 1$^{\text{er}}$ ou 2$^{\text{nd}}$ cycle d'irradiation en cœur, aucune approximation n'est donc introduite. En revanche, dans le cas des assemblages s'apprêtant à effectuer leur 3$^{\text{e}}$ cycle d'irradiation, cela signifie que nous négligeons une phase de refroidissement. Dans le cas des rares assemblages effectuant leur 4$^{\text{e}}$ cycle d'irradiation, deux phases de refroidissement sont négligées. Lors de la préparation des simulations de cœurs suivantes (B1/C13 et B2/C13), nous avons pu avoir accès aux historiques de chargement des assemblages. Toutefois, nous avons fait le choix de conserver cette approximation afin de simplifier la génération des inventaires initiaux. En effet, pour prendre en compte les phases de refroidissement intermédiaires, il aurait été nécessaire de simuler individuellement chaque assemblage. Avec l'approximation adoptée, une unique simulation pour chacun des quatre types d'assemblage est nécessaire pour prédire l'intégralité des inventaires des assemblages chargés en cœur.

Le rechargement des cœurs étant effectué par tiers, cette approximation va affecter un tiers des inventaires initiaux simulés. L'objectif de cette étude est donc de valider cette approximation et de quantifier l'impact de la non-gestion de la 1$^{\text{ère}}$ (1$^{\text{ère}}$ et 2$^{\text{nde}}$) phases de refroidissement sur les inventaires estimés des assemblages s'apprêtant à effectuer leurs 3$^{\text{e}}$ (4$^{\text{e}}$) cycle d'irradiation en cœur.

Pour cette étude, nous avons comparé les résultats de quatre simulations d'assemblage. Pour la première simulation servant de référence, nous avons réalisé l'évolution du combustible jusqu'à un burnup de 45 000 MWj/t sans tenir compte de périodes d'arrêt entre chaque cycle. Il s'agit de l'approximation réalisée pour prédire les inventaires initiaux de nos simulations de cœur. Pour les trois autres simulations, nous avons simulé une période à puissance nulle tous les 15 000 MWj/t. Pour ces trois cas, nous avons considéré des périodes d'arrêt respectivement de 3 mois, 18 mois et 33 mois :

- une période d'arrêt de trois mois entre chaque cycle correspond au cas d'un assemblage qui effectue consécutivement ses trois cycles d'irradiation en cœur. Il s'agit du cas le plus pertinent pour notre étude. Une durée de 3 mois représente typiquement la durée d'arrêt nécessaire au rechargement en combustible des cœurs entre deux campagnes ;
- une période d'arrêt de 18 mois correspond au cas d'un assemblage qui effectue ses trois cycles d'irradiation une campagne cœur sur deux (nous considérons qu'une campagne cœur dure 12 mois) ;

– une période d'arrêt de 33 mois correspond au cas d'un assemblage qui effectue ses trois cycles d'irradiation une campagne cœur sur trois ;

Les simulations utilisant des périodes d'arrêt de 18 mois et 33 mois ont été réalisées afin d'envisager ce qui pourrait se produire dans des cas plus défavorables.

Les résultats d'inventaires des trois simulations utilisant des périodes de refroidissement entre chaque cycle ont ensuite été comparés à ceux de la simulation n'utilisant pas de période de refroidissement. Ces résultats sont présentés en figure 6.16. Un récapitulatif des écarts relatifs obtenus à l'issue des 2nd et 3^{e} cycle d'irradiation, correspondant au cas des assemblages s'apprêtant à effectuer leur 3^{e} ou 4^{e} cycle d'irradiation en cœur est présenté en tableau 6.7

Durant les phases de refroidissement, les inventaires des noyaux à vie courte sont susceptibles de fortement varier. Ces variations d'inventaires vont non seulement concerner les produits de fissions (^{135}Xe, ^{149}Sm...) mais également les inventaires des noyaux pouvant fissionner.

Comme nous pouvons le voir sur le graphique 6.16, uniquement les inventaires du ^{239}Pu et du ^{241}Pu varient durant les phases de refroidissement. Quelle que soit la durée de la période de refroidissement considérée, l'inventaire en ^{239}Pu augmente respectivement de ∼1,8% et ∼1,5% à l'issue de la 1ère et de la 2nde phase de refroidissement. Cette augmentation est due aux décroissances du ^{239}Np et de l'^{239}U dont les périodes radioactives sont très courtes devant les périodes de refroidissement ici considérées ($T_{1/2\ (\beta^-,{}^{239}Np\rightarrow{}^{239}Pu)} = 23,45\,\text{min}$, $T_{1/2\ (\beta^-,{}^{239}U\rightarrow{}^{239}Np)} = 2,36\,\text{j}$ [184]). La variation de l'inventaire en ^{241}Pu est quant à elle due à sa décroissance vers l'^{241}Am ($T_{1/2\ (\alpha,{}^{241}Pu\rightarrow{}^{241}Am)} = 14,35\,\text{ans}$). En raison de sa durée de vie plus importante, la variation de l'inventaire en ^{241}Pu va être dépendante de la durée de la phase refroidissement. Pour les trois périodes considérées, on assiste ainsi à une diminution de son inventaire respectivement de l'ordre de 1%, 7% et 12% à l'issue de deux premières phases de refroidissement. Sur les graphiques, l'évolution des inventaires est représentée en fonction du burnup. Par conséquent, durant les périodes de refroidissement où la puissance est nulle, un même burnup correspond à différentes valeurs en temps.

Au démarrage du second cycle, en raison de la variation de leurs inventaires, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu des simulations utilisant une période de refroidissement vont respectivement avoir des taux de fission et de capture supérieurs et inférieurs au cas de référence. Compte tenu de l'importante section efficace microscopique de fission du ^{239}Pu, il suffit de moins de 500 MWj/t pour que son inventaire revienne à un niveau équivalent au cas de référence. L'importante diminution de l'inventaire en ^{241}Pu pendant les périodes de refroidissement va engendrer une diminution de son taux de fission au début des cycles suivant. Cette diminution va alors être compensée par une augmentation du taux de fission des autres noyaux en inventaire. On va donc au cours du second cycle d'irradiation assister à une diminution plus rapide de l'inventaire en ^{235}U et en ^{238}U. Pour l'^{238}U, ces variations sont négligeables compte tenu de l'important nombre de noyaux mis en jeux. Avec un inventaire plus faible, le ^{241}Pu est alors moins soumis à la fission que dans le cas de référence, ce qui explique que pendant tout ce second cycle d'irradiation, son inventaire va progressivement converger vers l'inventaire du cas de référence. Durant le troisième cycle d'irradiation, des tendances identiques à celles décrites pour le second cycle peuvent être observées.

En conclusion, pour le cas le plus représentatif de l'approximation réalisée lors de nos prédictions d'inventaires, c'est-à-dire celui d'un assemblage s'apprêtant à effectuer son 3^{e} cycle d'irradiation en cœur et en considérant une période d'arrêt de 3 mois entre chaque rechargement, des biais de respectivement 0,02%, 0,04% et 0,012% sont obtenus sur les inventaires en ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu. Ces écarts négligeables permettent de valider l'approximation réalisée pour estimer les inventaires initiaux des assemblages de nos simulations de cœur.

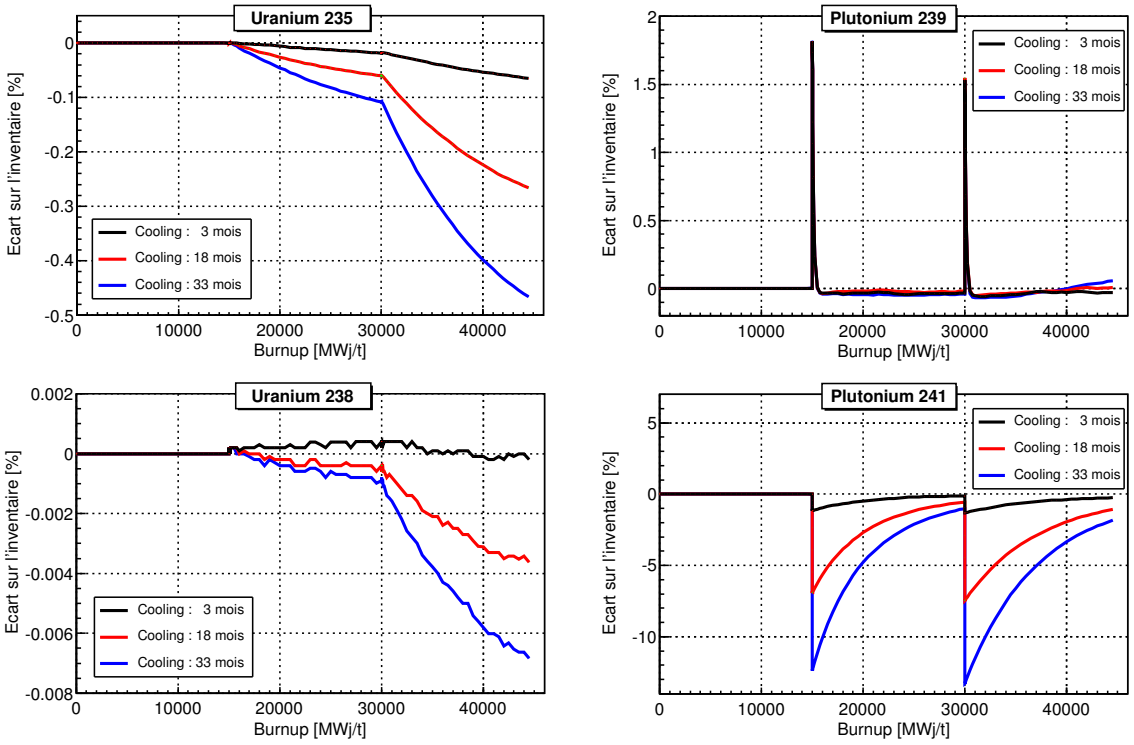


FIGURE 6.16 – Impact de la durée de refroidissement entre chaque cycle d'irradiation sur les inventaires. Les inventaires des simulations utilisant des périodes de refroidissement intermédiaires entre chaque cycle sont comparés à ceux de la simulation n'en utilisant pas.

	3e cycle d'irradiation			4e cycle d'irradiation		
	3 mois	18 mois	33 mois	3 mois	18 mois	33 mois
^{235}U	-0,02%	-0,06%	-0,11%	-0,07%	-0,27%	-0,47%
^{238}U	$<$ 0,01%	$<$ 0,01%	$<$ 0,01%	$<$ 0,01%	$<$ 0,01%	$<$ 0,01%
^{239}Pu	-0,03%	-0,02%	-0,04%	-0,03%	0,01%	0,06%
^{241}Pu	-0,12%	-0,55%	-1,02%	-0,23%	-0,98%	-1,67%

TABLE 6.7 – Impact de la non-gestion des phases intermédiaires de refroidissement sur l'estimation des inventaires initiaux des assemblages s'apprêtant à effectuer leur 3e ou leur 4e cycle d'irradiation en cœur.

6.3 Prédiction *"à la Chooz"* des taux de fission de cœur

En section 6.1, nous avons présenté la méthode employée dans Double Chooz afin de prédire les taux de fission des cœurs à partir d'une simulation du cœur complet. Nous présentons maintenant les résultats d'une méthode de prédiction alternative des taux de fission de cœur. Il s'agit de la méthode qui a été employée lors de la première expérience Chooz [40]. Cette méthode consiste à reconstruire l'évolution des taux de fission des cœurs à partir des résultats de taux de fission de simulations d'assemblage. En effet, pour tous burnup B du cœur, le taux de fission d'un isotope k du cœur peut-être considéré comme étant la somme des taux de fission des 205 assemblages constituant le cœur :

$$TF^{cœur,k}(B) = \sum_{i=0}^{205} TF^{ass,k}(B) \tag{6.1}$$

Pour pouvoir réaliser ce calcul, un certain nombre d'étapes de calcul sont nécessaires. En effet, à chaque nouvelle campagne, les cœurs sont composés d'assemblages présentant des enrichissements initiaux et des burnups de chargement différents. Au cours de l'irradiation, le burnup de chaque assemblage va évoluer en fonction de sa contribution à la puissance du cœur. À partir d'une simulation d'assemblage, il est possible de prédire l'évolution des fractions de fission en fonction du burnup de l'assemblage. Cependant, pour pouvoir prédire les taux de fission du cœur à partir de simulation d'assemblage, il est nécessaire de connaitre l'évolution des burnups de chaque assemblage en fonction du burnup du cœur ainsi que la contribution de chaque assemblage aux taux de fission du cœur.

6.3.1 Méthodologie

Notre étude a été réalisée pour la campagne d'irradiation B1/C12. Nous allons maintenant présenter la méthode de calcul employée pour calculer les taux de fission du cœur durant cette campagne.

Évolution des burnups des assemblages

L'évolution des burnups des 205 assemblages constituant le cœur en fonction du burnup du cœur a été calculée comme étant :

$$B_i^{ass}(B^{cœur}) = B_i^{ass,chargement} + \frac{M_{HM_{cœur}}}{M_{HM_{ass,i}}} \int_0^{B_{cœur}} C_{P_{th}}^{cœur,i}(B) \tag{6.2}$$

où :
- $B_i^{ass}(B^{cœur})$ est le burnup en MWj/t de l'assemblage i au burnup $B^{cœur}$ du cœur ;
- $B_i^{ass,chargement}$ est le burnup de chargement en cœur de l'assemblage i au début de la campagne d'irradiation en MWj/t ;
- $C_{P_{th}}^{cœur,i}(B)$ est la contribution de l'assemblage i à la puissance thermique du cœur pour un burnup B du cœur ;
- $M_{HM_{ass,i}}$ et $M_{HM_{cœur}}$ sont respectivement les masses initiales en noyaux lourds de l'assemblage i et du cœur en tonnes.

Pour réaliser ce calcul, les burnups de chargement des assemblages en cœur ont été extraits des plans de chargement du cœur fournis par EDF comme nous l'avions déjà effectué pour la simulation de cœur. L'évolution des contributions des assemblages à la puissance thermique du cœur nous a également été fournie par EDF. Ces contributions sont calculées à partir des cartes de flux [187] régulièrement effectuées durant les campagnes d'irradiation. Ces distributions nous ont été fournies à différentes dates. La conversion "$temps_{cœur} \rightarrow burnup_{cœur}$" a été calculée à partir des données de puissance du cœur issues des bases de données EXALT comme nous l'avions déjà effectué pour nos simulations de cœurs. Les évolutions des burnups des 205 assemblages en fonction du burnup du cœur sont présentées en figure 6.17. Sur ce graphique, seule l'évolution d'une partie des assemblages est visible, car les assemblages en position symétrique dans le cœur présentent des burnups de chargement et des contributions à la puissance thermique du cœur proche durant toute la campagne d'irradiation. Sur ce graphique, les différentes vitesses d'évolution des burnups des assemblages en fonction du burnup du cœur reflètent leur plus ou moins grande contribution à la puissance thermique du cœur.

Contribution des isotopes à la puissance

Pour déterminer les contributions à la puissance thermique des isotopes de chaque assemblage, nous avons utilisé les résultats des simulations de référence des quatre types d'assemblage utilisés dans les cœurs de Chooz. Pour chacune de ces quatre simulations, nous avons ainsi calculé les contributions de chaque isotope k à la puissance des assemblages comme étant :

$$\mathscr{C}_{P_{th}}^{ass,k}(B^{ass}) = \frac{TF^k(B^{ass}) \times e_k \times N_{MeV \rightarrow J.s^{-1}}}{P_{ass}} \tag{6.3}$$

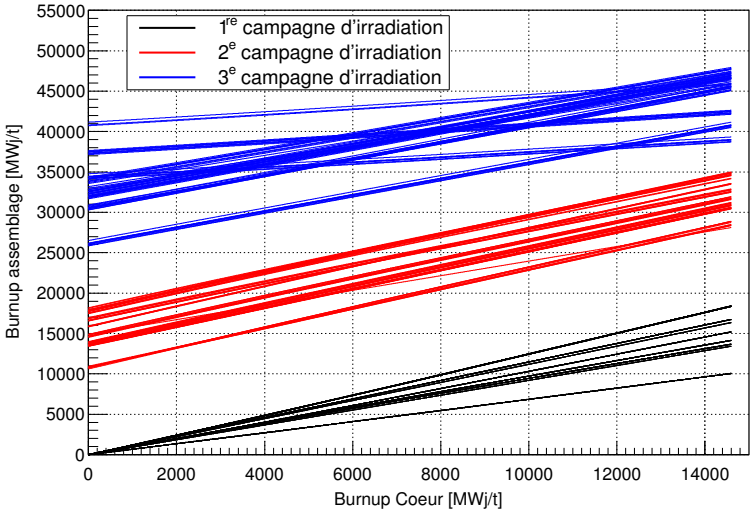


FIGURE 6.17 – Évolution des burnups des 205 assemblages en fonction du burnup du cœur pour la campagne B1/C12. Une couleur différente a été utilisée suivant le nombre de cycles d'irradiation en cœur effectué par l'assemblage.

où : – $TF^k(B^{ass})$ est le taux de fission en s^{-1} de l'isotope k dans la simulation d'assemblage au burnup B^{ass} ;
– e_k et $N_{MeV \to J.s^{-1}}$ sont respectivement l'énergie moyenne libérée par fission pour l'isotope k en MeV [95] et le facteur de conversion $MeV \to J.s^{-1}$ de $1,6022.10^{-13}$;
– P_{ass} est la puissance thermique en MW utilisée dans la simulation d'assemblage.

Ce calcul a été effectué pour chaque isotope et pour les quatre types d'assemblage. Afin de ne pas négliger les isotopes contribuant minoritairement à la puissance thermique, ce calcul ainsi que les suivants ont été réalisés pour l'ensemble des 42 isotopes pouvant fissionner pris en compte dans nos simulations.

Les contributions de chaque isotope k à la puissance thermique du cœur ont ensuite été calculées comme étant :

$$\mathscr{C}_{P_{th}}^{cœur,k}(B^{cœur}) = \sum_{i=0}^{205} C_{P_{th}}^{cœur,i}(B^{cœur}) \times \mathscr{C}_{P_{th}}^{ass,k}(B_i^{ass}) \tag{6.4}$$

Pour ce calcul, les correspondances entre les burnups individuels des assemblages (B_i^{ass}) et le burnup du cœur ($B^{cœur}$) ont été déterminées à partir de la formule 6.2. Les contributions individuelles des isotopes à la puissance de chaque assemblage ont été déterminées à partir de la formule 6.3 en sélectionnant la simulation de référence correspondant au type de l'assemblage considéré.

Fraction de fission α_k

Étant donné que l'énergie libérée par fission est dépendante de l'isotope considéré, une étape de normalisation est nécessaire pour pouvoir passer des contributions des isotopes à la puissance thermique du cœur aux contributions des isotopes aux taux de fissions du cœur. Les fractions de fission α_k de chacun des isotopes k du cœur ont été calculées comme étant :

$$\alpha_k^{cœur}(B^{cœur}) = \frac{\mathscr{C}_{P_{th}}^{cœur,k}(B^{cœur})/e_k}{\sum_{k=0}^{42} \mathscr{C}_{P_{th}}^{cœur,k}(B^{cœur})/e_k} \tag{6.5}$$

6.3.2 Résultats pour les α_k

Les résultats obtenus pour les coefficients α_k des quatre isotopes d'uranium et de plutonium sont présentés en figure 6.18. Les résultats obtenus par cette méthode sont comparés avec ceux obtenus avec la simulation de cœur complet.

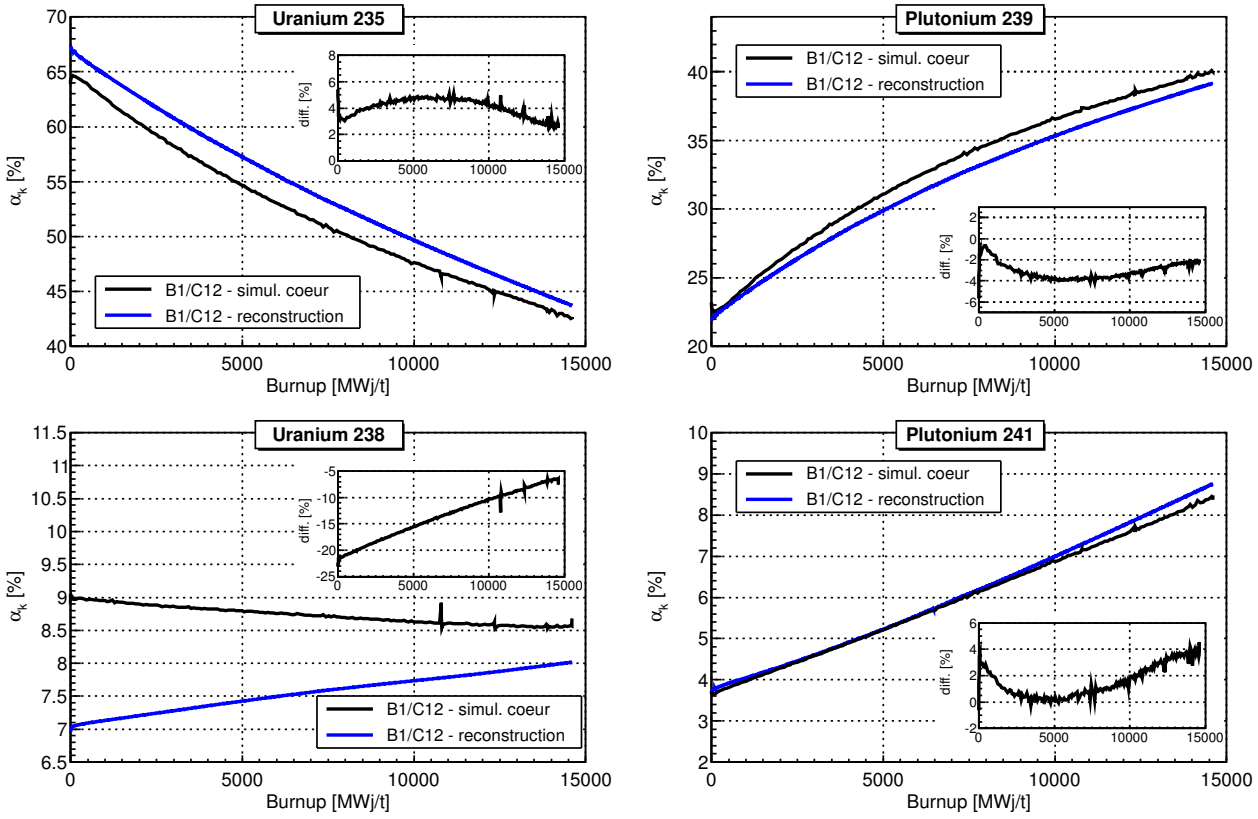


Figure 6.18 – Évolution des fractions de fission pour la campagne B1/C12. Les courbes noires correspondent aux résultats obtenus avec la simulation de cœur et les courbes bleues aux résultats obtenus en reconstruisant les taux de fission du cœur à partir de simulations d'assemblage. En encarts sont présentées les différences relatives en pourcents obtenues entre les deux méthodes. Ces différences ont été calculées avec la formule : $diff.\ [\%] = 100 \times (TF_{reconstr} - TF_{sim.\ cœur})/TF_{sim.\ cœur}$.

En utilisant cette méthode, des contributions aux fissions plus importantes sont observées pour l'^{235}U et le ^{241}Pu et plus faibles pour le ^{239}Pu et l'^{238}U par rapport à celles obtenues avec notre simulation de cœur. Pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu, ces différences sont au maximum de l'ordre de 4%-5% sur toute la campagne d'irradiation. En revanche, des différences très élevées sont observées pour l'^{238}U avec des écarts relatifs atteignant plus de 20% en début d'irradiation. De faibles écarts sont obtenus pour les isotopes contribuant minoritairement à la puissance. Dans le cas de la simulation de cœur, la contribution des autres noyaux pouvant fissionner augmente de 0,183% à 0,368% entre le début et la fin de la campagne. Dans le cas de cette méthode, cette contribution évolue de 0,147% à 0,368%. En intégrant le nombre de fissions de chaque isotope sur tout le cycle pour chacune des deux méthodes, nous obtenons des différences relatives sur les α_k moyens respectivement de 4,1%, -3,1%, -13,4% et 1,7% pour les isotopes d'^{235}U, de ^{239}Pu, d'^{238}U et de ^{241}Pu ($diff.\ [\%] = 100 \times (TF_{reconstr} - TF_{sim.\ cœur})/TF_{sim.\ cœur}$).

Les écarts observés pour les différents isotopes entre les deux méthodes peuvent s'expliquer par les approximations engendrées par l'utilisation de simulations d'assemblage pour reconstruire les taux de fission du cœur. En effet, en utilisant la méthode de prédiction *"à la Chooz"*, des simulations d'assem-

blages en milieu semi-infini ont été utilisées. Les contributions de flux entre les différents assemblages ne sont donc pas prises en compte comme elles peuvent l'être dans la simulation de cœur. L'évolution de la concentration en bore du modérateur au cours de l'irradiation n'est également pas prise en compte. Dans le cas de nos simulations d'assemblages, une concentration constante de 700 ppm est utilisée, alors que durant une campagne de cœur, la concentration en bore du modérateur diminue typiquement entre 1200 ppm et 0 ppm entre le début et la fin de campagne. En début d'irradiation, cette approximation va se traduire par une sous-estimation du taux de fission de l'^{238}U qui fissionne majoritairement par des neutrons épithermiques. Au cours de l'évolution, cette approximation va ensuite se propager durant l'évolution en engendrant un biais sur l'évolution des inventaires et donc des taux de fission d'assemblage utilisés pour le calcul. Pour s'affranchir de cette approximation, il serait nécessaire de réaliser une simulation de chacun des assemblages chargés en cœur avec un burnup non nul en prenant en compte les variations de bore intervenant durant la période d'irradiation en cœur.

La troisième approximation introduite par cette méthode est l'absence de prise en compte du refroidissement des assemblages ayant déjà été irradié avant leur chargement en cœur. Cette approximation va conduire à une surestimation du taux de fission du ^{241}Pu en raison de la non prise en compte de sa décroissance durant les périodes de refroidissement. Dans le cas du cycle B1/C12 ici étudié, nous pouvons supposer que l'influence de cette approximation reste faible dans la mesure où un seul assemblage provenant d'une des premières campagnes d'irradiation est utilisé. En utilisant cette méthode sur une campagne telle que B1/C13, pour laquelle un plus grand nombre d'assemblages provenant des premières campagnes d'irradiation des cœurs est utilisé, nous pouvons supposer que des différences beaucoup plus importantes sur le taux de fission du ^{241}Pu que celles observées ici seraient obtenues. En effet, nous avons pu voir qu'un inventaire initial en ^{241}Pu inférieur de 16,6% à celui de la simulation B1/C12 a été obtenu pour notre simulation de cœur de la campagne B1/C13 (cf. tableau 6.2) ; cette importante différence étant le résultat de l'utilisation d'un nombre plus élevé d'assemblages provenant du 1er cycle d'irradiation et de la prise en compte des périodes de refroidissement dans nos simulations de cœur. Entre les deux simulations de cœur B1/C12 et B1/C13, des différences relatives comprises dans l'intervalle [-11% ;-4%] ont été obtenues sur le taux de fission du ^{241}Pu (cf. figure 6.9).

6.3.3 Résultats pour le flux d'antineutrinos

L'évolution du flux d'antineutrinos émis par le cœur B1 pendant la campagne d'irradiation C12 est présentée en figure 6.19. Sur ce graphique sont présentés les flux d'antineutrinos obtenus en utilisant les taux de fission de la simulation de cœur et de la méthode *"à la Chooz"*. Les nombres moyens d'antineutrinos émis par fission et d'énergie supérieure à 1,875 MeV issus de [87] ont été utilisés pour l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu. Pour l'^{238}U, les valeurs issues de [57] ont été utilisés. Pour ce calcul, les effets hors équilibre n'ont pas été pris en compte.

Pour les deux cas considérés, nous pouvons observer la diminution du flux d'antineutrinos avec le burnup du cœur. Cette diminution témoigne de l'usure du combustible. Malgré les différences de taux de fission observées précédemment entre les deux méthodes, de faibles différences sont obtenues sur le flux d'antineutrinos. La différence relative absolue maximale entre les deux cas est obtenue en début d'irradiation ($\Delta_{N_{\bar{\nu}_e}} \sim 0,6\%$). Cet écart diminue au cours de l'évolution et au-delà de 6 000 MWj/t, une différence relative absolue inférieure à 0,1% est obtenue entre les deux cas.

En conclusion, malgré les différences importantes obtenues sur les taux de fission entre les deux méthodes, un accord satisfaisant est obtenu sur les flux d'antineutrinos obtenus avec chacune des méthodes. Cet accord résulte des effets de compensation dus au nombre d'antineutrinos émis par fission différent de chacun des isotopes.

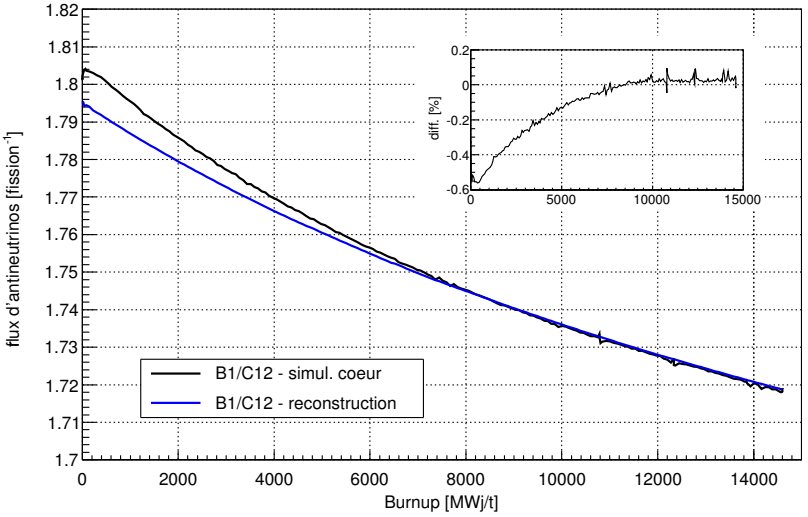


Figure 6.19 – Évolution du nombre moyen d'antineutrinos émis par fission pour la campagne B1/C12. La courbe noire correspond aux résultats obtenus avec la simulation de cœur et la courbe bleue aux résultats obtenus en reconstruisant les taux de fission du cœur à partir de simulations d'assemblage. En encart sont présentées les différences relatives en pourcent entre les deux méthodes. Ces différences ont été calculées avec la formule : $diff.\ [\%] = 100 \times (\phi_{\bar{\nu}_e,reconstr} - \phi_{\bar{\nu}_e,sim.cœur})/\phi_{\bar{\nu}_e,sim.cœur}$.

6.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les simulations des cœurs développées en vue de prédire les taux de fission des cœurs de Chooz durant les périodes de prises de données de Double Chooz avec le détecteur lointain.

Le développement de ces simulations, basées sur les plans de rechargement réels des cœurs et effectuant un suivi temporel de la puissance thermique et de la concentration en bore du modérateur, a été rendu possible grâce aux nombreuses informations fournies par EDF. Grâce à ces simulations, nous avons pu prédire l'évolution des taux de fission des deux cœurs de Chooz durant les différentes campagnes d'irradiation survenues depuis le début de la prise de données de Double Chooz. En physique des réacteurs, la réalisation de simulation de cœur complet en utilisant la méthode Monte-Carlo représente un véritable défi en raison de la difficulté à optimiser simultanément la précision des résultats et les temps de calcul. Dans nos simulations, les choix effectués concernant l'homogénéisation des cellules de combustible, les paramètres statistiques et les pas d'évolution temporelle ont permis de fortement contraindre les biais pouvant apparaitre dans les simulations Monte-Carlo de grande dimension que nous avons évoquées dans le chapitre précédent. Les incertitudes statistiques moyennes au niveau cœur ont ainsi été estimées comme étant inférieures à 0,2% pour l'ensemble des taux de fission des isotopes d'intérêt. De manière indirecte, l'absence de biais de simulation a également été confirmée par les résultats de taux de fission très proches obtenus pour les différentes campagnes de cœur simulées.

Dans une seconde partie, nous avons cherché à déterminer l'influence des différentes approximations utilisées dans les simulations d'assemblage servant à prédire les inventaires initiaux des simulations de cœur. Nous avons estimé que l'incertitude de ±5% sur les burnups de chargement des assemblages en cœur engendre des biais maximums de respectivement 1,3%, 2,4%, 0,3% et 6,7% pour les taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu, de l'^{238}U et du ^{241}Pu. La non-gestion des phases de refroidissement intermédiaires pour les assemblages s'apprêtant à effectuer leur troisième cycle d'irradiation en cœur a été estimée comme étant négligeable. L'utilisation d'une concentration en bore constante de 700 ppm dans les simulations d'assemblage, alors qu'en réalité la concentration en bore varie lors de l'irradiation en cœur, a également été estimée comme faible avec un impact potentiel maximal de respectivement

0,1%, 0,8%, 0,01% et 0,7% sur les inventaires initiaux en ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U et ^{241}Pu de nos simulations de cœur.

Finalement, un calcul alternatif de prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz basés sur l'utilisation de simulations d'assemblage a été présenté. La comparaison des taux de fission obtenus par ce calcul à ceux obtenus avec une simulation de cœur a montré des biais importants et atteignant au maximum 4,1%, 3,1%, 13,4% et 1,7% pour les isotopes d'^{235}U, de ^{239}Pu, d'^{238}U et de ^{241}Pu. Par effet de compensation dû au nombre d'antineutrinos émis par fission différents entre chacun des isotopes, un effet faible, mais non négligeable, a été obtenu sur le flux moyen d'antineutrinos par fission entre les deux cas ; la différence relative absolue obtenue maximale étant de $\sim 0,6\%$ en début d'irradiation. Toutefois, nous estimons que les différences obtenues pour le cycle d'irradiation étudié sont difficilement généralisables à l'ensemble des cycles d'irradiation. En effet, certains effets non pris en compte par la méthode *"à la Chooz"*, dont notamment les variations d'inventaire en ^{241}Pu intervenues pendant le stockage des assemblages usés avant leur chargement en cœur, pourraient avoir dans certain cas de figure un impact plus important sur les taux de fission et donc le flux d'antineutrinos prédit par cette méthode.

Chapitre 7

Estimation des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission des cœurs

Sommaire

7.1 Méthodologie 226
7.1.1 Méthodologie des études de sensibilité au niveau assemblage 226
7.1.2 Estimation des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission de cœur à partir des études de sensibilités 231
7.2 Bilan des résultats des études de sensibilité 237
7.2.1 Sensibilités utilisant la méthode des ajustements linéaires 237
7.2.2 Sensibilités des taux de fission aux bases de données nucléaires 242
7.2.3 Sensibilités de taux de fission aux grappes de régulation 247
7.3 Résultats finaux des incertitudes systématiques 256
7.3.1 Incertitudes sur les taux de fission de cœur 256
7.3.2 Corrélation entre les taux de fission 259
7.3.3 Discussion sur la méthode 260
7.4 Conclusions 263

Ce chapitre a pour objectif de présenter les études de sensibilité réalisées en vue de prédire les incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission des cœurs de Chooz présentés au chapitre précédent. À l'exception de l'étude visant à l'estimer l'impact de l'incertitude associée aux burnups de chargement des assemblages en cœur qui a été présentée au chapitre précédent (cf. section 6.2.2), l'ensemble des études de sensibilités ont été réalisées à partir de simulation d'assemblages. Deux raisons ont principalement motivé l'utilisation de simulations d'assemblage plutôt que de simulations de cœur. Tous d'abord, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, les simulations de cœur que nous avons développé nécessitent des temps de calcul extrêmement importants. Même en utilisant des pas d'évolution moins précis que ceux utilisés pour prédire les taux de fissions, il aurait été difficile de disposer de suffisamment de ressource CPU pour réaliser l'ensemble des études que nous avons menées. Deuxièmement, nous souhaitions que ces études nous permettent d'estimer de quelle manière les incertitudes systématiques dues aux paramètres de simulation se propagent au cours de l'évolution. Or, les simulations de cœur que nous avons développées nécessitent en paramètre d'entrée une prédiction de l'inventaire initial des cœurs. En utilisant directement les simulations de cœur, nous aurions propagé les erreurs uniquement depuis le début d'une campagne d'irradiation sans prendre en compte les erreurs associées à la prédiction de l'inventaire initial.

Dans une première partie, nous allons présenter la méthode employée pour estimer la sensibilité des taux de fission des simulations d'assemblages aux différents paramètres d'entrée ainsi que la méthode de calcul des incertitudes systématiques totales associées aux taux de fission de nos simulations de cœur. Dans une seconde partie, nous présenterons les résultats de sensibilité des taux de fission des simulations d'assemblages obtenus pour chacun des paramètres de simulation étudiés. Les résultats d'incertitudes totales obtenues pour les taux de fission de nos simulations de cœur seront présentés dans une troisième partie. La méthode employée pour ce calcul sera également discutée.

7.1 Méthodologie

7.1.1 Méthodologie des études de sensibilité au niveau assemblage

Afin d'étudier la sensibilité des taux de fissions aux paramètres de simulations, nous avons listé l'ensemble des paramètres de simulation pouvant influer sur les résultats de taux de fission. Nous avons distingué deux types de paramètres de simulation : les paramètres liés aux bases de données nucléaires, à savoir :

- les bases de données de section efficace ;
- les bases de traitement $S(\alpha, \beta)$ des neutrons thermiques sur l'eau ;
- les jeux de données d'énergies moyennes libérées par fission ;

et les paramètres pour lesquels une valeur moyenne et constante est utilisée dans nos simulations d'assemblage. Il s'agit de :

- la concentration en bore du modérateur ;
- la température du modérateur ;
- la densité du modérateur ;
- la température du combustible ;
- la puissance thermique.

Pour les bases de données, nous avons étudié la sensibilité des taux de fission au choix de la base en comparant les résultats de simulations utilisant les différentes bases que nous avions à notre disposition. Pour les trois types de bases étudiés (sections efficaces, énergie moyenne libérée par fission, traitement $S(\alpha, \beta)$ des neutrons thermiques), les comparaisons ont été réalisées en utilisant comme référence les bases de données utilisées pour nos simulations de références.

Pour les paramètres pour lesquels une valeur centrale est utilisée, nous avons varié chacun des paramètres d'entrée dans une large gamme de valeurs autour de la valeur de référence afin de déterminer de quelle manière les taux de fission sont dépendants de la variation du paramètre étudié. La méthode de calcul employée pour calculer les sensibilités des taux de fission à ces paramètres va être présentée au travers de l'exemple du cas de la densité du modérateur dans le paragraphe suivant.

Pour chacun des paramètres d'intérêt, les études ont été réalisées pour les deux types d'assemblages les plus utilisés dans les cœurs de Chooz, à savoir : l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Pour les campagnes d'irradiation B1/C12, B2/C12 et B1/C13, ces deux types d'assemblages représentent respectivement 160, 164 et 180 des 205 assemblages chargés en cœur, soit respectivement 78%, 80% et 88% des assemblages. Chaque paramètre a été étudié de manière indépendante des autres et à l'exception du paramètre étudié, l'ensemble des paramètres de simulation utilisé pour nos simulations d'assemblages de référence définis en section 5.1.1 du chapitre 5 a été utilisé. Un tableau récapitulatif des paramètres étudiés et des simulations analysées pour chacun des paramètres est présenté en tableau 7.1

	Référence	Cas considérés	Variation
Concentration en bore	**700 ppm**	[0 ppm ; 1400 ppm]	$\Delta_{CB} = 200$ ppm
Température du modérateur	**600 K**	[400 K ; 800 K]	$\Delta_{T_{mod}} = 100$ K
Densité du modérateur	**0,6967 g.cm^{-3}**	[-8% ; +8%]	$\Delta_{\rho_{mod}} = 2\%$
Température du combustible	**900 K**	[600 K ; 1200 K]	$\Delta_{T_{comb}} = 100$ K
Puissance thermique	**2,0732 MW**	[-8% ; +8%]	$\Delta_{P_{th}} = 2\%$
Base de données de section efficace	**JEFF-3.1**	JEFF-3.1, ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0	
Traitement S(α, β) des neutrons thermiques	**tmccs**	sans traitement, tmccs, sab2002, ENDFB-7.0	
Energie libérée par fission	**Kopeikin**	Kopeikin, DRAGON, MURE	

Table 7.1 – Récapitulatif des simulations de sensibilité réalisées pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Pour les études sur la densité du modérateur et sur la puissance thermique, les variations en pourcents de la densité et de la puissance ont été effectuées par rapport aux valeurs utilisées dans nos simulations de référence.

Méthode des ajustements linéaires : exemple pour la densité du modérateur

Pour la concentration en bore, la puissance thermique, la température et densité de l'eau ainsi que la température du combustible, les sensibilités des taux de fission ont donc été étudiées en lançant plusieurs simulations identiques, mais pour lesquelles le paramètre étudié a été varié dans une large gamme de valeur autour de la valeur de référence. La méthode employée pour déduire les sensibilités des taux de fission aux paramètres d'entrée est ici présentée pour la densité du modérateur.

Pour l'étude sur la densité du modérateur, nous avons considéré 9 simulations en faisant varier par pas de 2% la densité de référence de 0,6967 g.cm^{-3}. Une gamme de valeurs comprises entre 6,4097 g.cm^{-3} et 7,5244 g.cm^{-3} a donc été considérée. Les évolutions des ratios de taux de fission d'uranium et de plutonium des différentes simulations de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% par rapport à la simulation de référence sont présentées en figure 7.1.

Nous pouvons ainsi voir que pour chacun des isotopes, des tendances de variations identiques sont obtenues pour chacune des densités testées. Pour tout la période d'irradiation ici considérée, une augmentation de la densité du modérateur et donc du pouvoir modérateur de l'eau se traduit par une augmentation du taux de fission de l'^{235}U au détriment de celui de l'^{238}U et du ^{239}Pu. Pour le ^{241}Pu, nous pouvons observer que durant la première partie de l'évolution, son taux de fission est inférieur à celui de la référence puis supérieur pour $B > 32\,000$ MWj/t.

Pour chacun des isotopes d'uranium et de plutonium et pour chaque pas d'évolution, nous avons ensuite cherché à ajuster par une fonction l'évolution des taux de fission en fonction de la densité du modérateur. Pour l'ensemble des paramètres d'entrée étudiés, nous avons pu observer que l'utilisation d'un polynôme d'ordre 1 permet en première approximation de correctement reproduire l'évolution des taux de fission en fonction du paramètre étudié. Dans le cas de la densité du modérateur, l'évolution des taux de fission en fonction de la densité du modérateur ainsi que les ajustements linéaires réalisés pour quatre burnups différents (B = 50 MWj/t, B = 15 000 MWj/t, B = 30 000 MWj/t et B = 45 000 MWj/t) sont présentés en figure 7.2. Les incertitudes statistiques associées aux taux de fission[1] estimées au chapitre 5 (cf. section 5.1.3) sont représentées sur ces graphiques et ont été utilisées lors des ajustements linéaires.

1. Pour chaque isotope, les évolutions avec le burnup des incertitudes statistiques associées aux taux de fission de la figure 5.11 de la section 5.1.3 ont été ajustées par des fonctions polynomiales afin de faciliter leur intégration dans nos macros d'analyses.

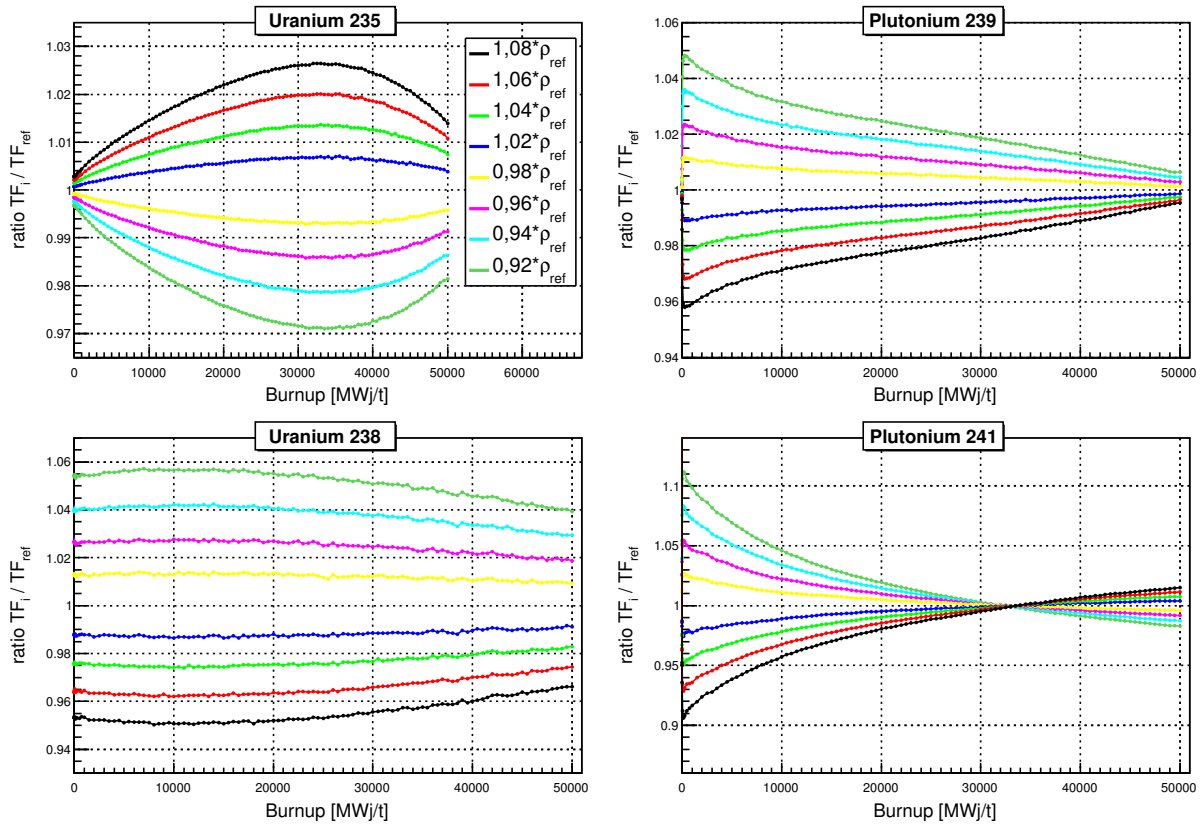


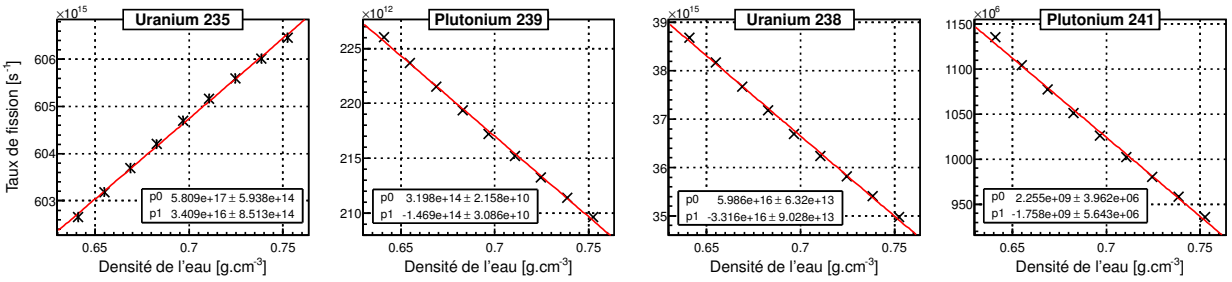
Figure 7.1 – Influence de la densité du modérateur sur l'évolution des taux de fission. La simulation utilisant une densité de 0,6967 g.cm^{-3} est utilisée comme référence pour le calcul des ratios de taux de fission.

Sur ce graphique, nous pouvons voir que l'utilisation d'une fonction linéaire constitue une bonne approximation. Malgré tout, nous pouvons voir qu'il s'agit d'une approximation dans la mesure où les ajustements linéaires sont le plus souvent en dehors des barres d'erreurs statistiques. Sur ces graphiques, nous pouvons noter le cas particulier du ^{241}Pu dont la pente négative avant 32 000 MWj/t devient positive après ce burnup. À titre d'exemple, des ajustements utilisant des polynômes d'ordre 2 sont également présentés en bleu en figure 7.2d pour le burnup B = 45 000 MWj/t.

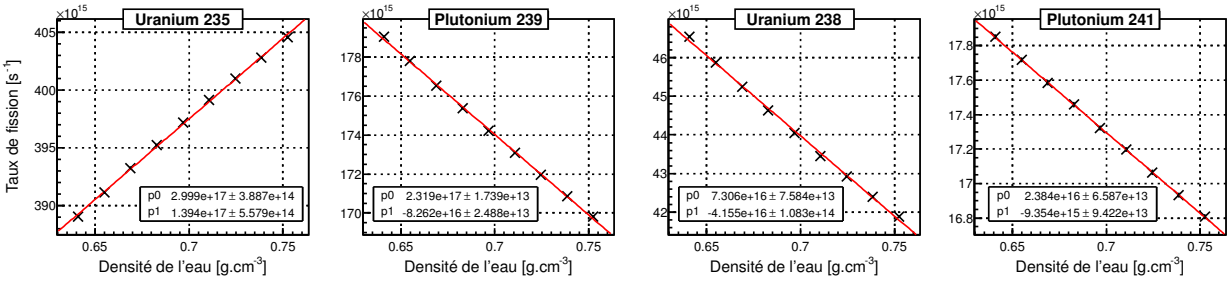
Pour chaque pas d'évolution, les coefficients directeurs ainsi que leur erreur à 1σ ont été extraits des ajustements linéaires. Pour un paramètre d'entrée X donnée, la sensibilité en pourcents du taux de fission de l'isotope k à une variation de $+1\%$ du paramètre étudié peut s'exprimer comme étant :

$$S_{k,+1\%}(B) = 100\times\frac{TF_{k,+1\%}(B) - TF_{k,ref}(B)}{TF_{k,ref}(B)} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} TF_{k,ref}(B) &= p_{1,k}(B)X_{ref} + p_{0,k}(B) \\ TF_{k,+1\%}(B) &= p_{1,k}(B)(X_{ref} + \Delta X_{1\%}) + p_{0,k}(B) \end{cases} \tag{7.1}$$

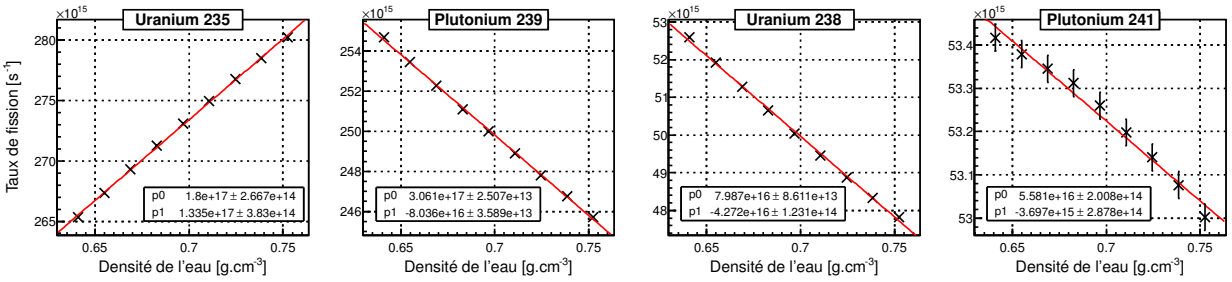
où :
- $TF_{k,ref}(B)$ et $TF_{k,+1\%}(B)$ sont respectivement les taux de fission de l'isotope k à un burnup B de la simulation de référence et d'une simulation utilisant une valeur de X 1% supérieure à celle de la simulation de réference ;
- $p_{0,k}(B)$ et $p_{1,k}(B)$ sont respectivement l'ordonnée à l'origine et le coefficient directeur de l'ajustement linéaire réalisé au burnup B pour l'isotope k ;
- X_{ref} est la valeur de réference du paramètre X ;
- $\Delta X_{1\%}$ est la variation en valeur absolue du paramètre d'entrée X correspondant à une variation de $+1\%$ de X.



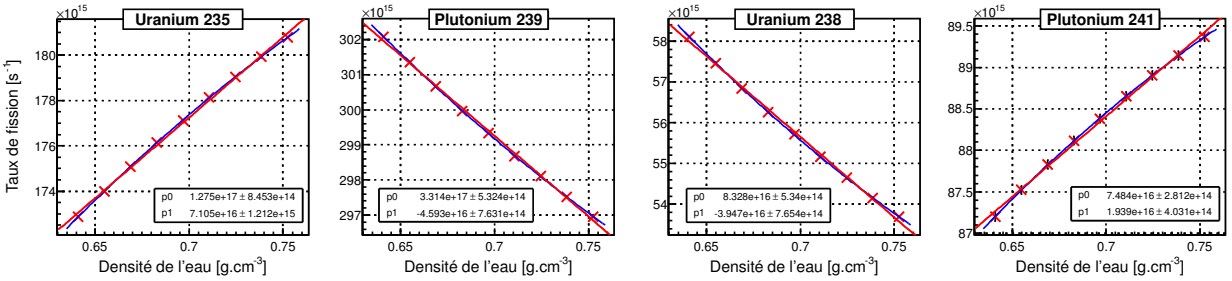
(a) B = 50 MWj/t



(b) B = 15 000 MWj/t



(c) B = 30 000 MWj/t



(d) B = 45 000 MWj/t

FIGURE 7.2 – Ajustements linéaires des taux de fission en fonction de la densité du modérateur pour différent burnup (courbes noires). Sur la figure (d), des ajustements polynomiaux d'ordre 2 sont également présentés (courbes bleues). Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques.

Pour tout burnup, la sensibilité à 1% peut donc ensuite s'exprimer uniquement à partir du coefficient directeur de l'ajustement linéaire, de la variation (en valeur absolue) du paramètre considéré et du taux de fission de la simulation utilisée comme référence comme étant :

$$S_{k,+1\%}(B) = 100 \times \frac{p_{1,k}(B) \times \Delta X_{1\%}}{TF_{k,ref}(B)} \tag{7.2}$$

Le fait de supposer une variation linéaire des taux de fission en fonction de la variation du paramètre d'entrée étudié permet donc de pouvoir a posteriori calculer la sensibilité des taux de fission pour

n'importe quelle variation du paramètre d'entrée en multipliant la sensibilité à $+1\%$ par le pourcentage de variation désiré. La sensibilité du taux de fission de l'isotope k à $\epsilon\%$ du paramètre d'entrée X s'exprime ainsi par :

$$S_{k,\epsilon\%}(B) = \epsilon \times S_{k,+1\%}(B) \tag{7.3}$$

Pour le cas de la densité du modérateur, l'évolution des coefficients directeurs des ajustements linéaires avec le burnup ainsi que la sensibilité des taux de fission à une variation de $+1\%$ de la densité du modérateur sont respectivement présentées sur le graphique de gauche et de droite de la figure 7.3.

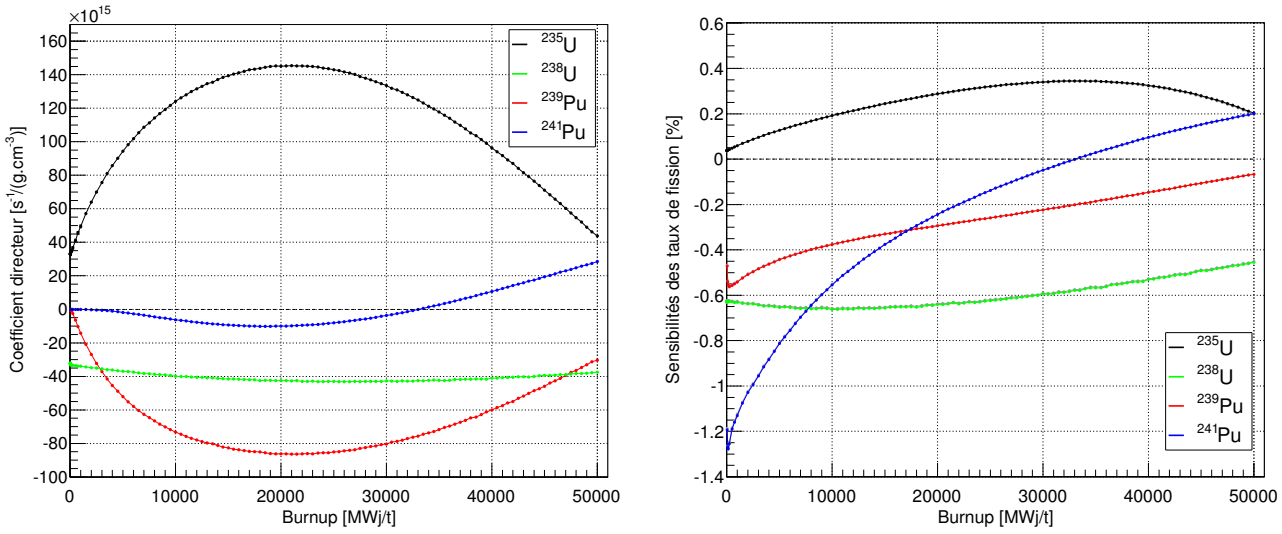


Figure 7.3 – À gauche : évolution avec le burnup des coefficients directeurs des ajustements linéaires des taux de fission en fonction de la densité de l'eau.
À droite : évolution de la sensibilité des taux de fission avec le burnup pour une variation de $+\mathbf{1\%}$ de la densité de l'eau. La simulation utilisant une densité de $0{,}6967\,\mathrm{g.cm^{-3}}$ est utilisée comme référence pour le calcul.

Limites de la méthode

Le calcul des sensibilités par la méthode d'ajustement que nous venons de présenter est limité par l'utilisation de polynôme d'ordre 1 et dépendantes du choix de la référence.

Nous considérons ici que le choix de la valeur de la référence à un faible impact sur les résultats de sensibilité, car les valeurs utilisées comme référence sont supposées être représentatives des valeurs moyennes de chaque paramètre pour des assemblages de REP irradiés en cœur. De plus, comme nous pourrons le voir dans la suite du chapitre, les sensibilités obtenues pour chacun des paramètres étudiés correspondent à de faibles pourcentages des taux de fission de référence. Si par exemple pour un isotope k, un paramètre X et une variation de $\epsilon\%$ de X donnée, une sensibilité en pourcents de $S_{k,+\epsilon\%}(B) = \eta\%$ est obtenue, alors en admettant que la valeur vraie de la variable X se trouve dans l'intervalle $[X(1-\epsilon\%)\,;\,X(1+\epsilon\%)]$ alors la sensibilité réelle se trouve comprise dans l'intervalle $[S_{k,+\epsilon\%}(1-\eta\%)\,;\,S_{k,+\epsilon\%}(1+\eta\%)]$ [2].

Nous avons également cherché à déterminer si l'utilisation de polynôme d'ordre 2, qui permet de mieux décrire l'évolution des taux de fission avec les variations des paramètres d'entrées, influait sur les résultats de sensibilité. En procédant de la même manière que pour l'équation 7.1, la sensibilité à

2. Nous admettons ici une faible valeur de η et considérons donc que $1/(1-\eta/100) \simeq 1+\eta/100$.

+1% de chaque isotope k peut s'exprimer comme étant :

$$S_{k,+1\%}(B) = 100 \times \frac{2p_{2,k}(B)X_{ref}^2\Delta X_{1\%} + p_{2,k}(B)\Delta X_{1\%}^2 + p_{1,k}(B)\Delta X_{1\%}}{TF_{k,ref}(B)} \tag{7.4}$$

où $p_{0,k}(B)$ et $p_{1,k}(B)$ et $p_{2,k}(B)$ sont les coefficients du polynôme d'ordre 2 réalisé au burnup B pour l'isotope k.

Sur le graphique de droite de la figure 7.3, les sensibilités à +1% de la densité du modérateur obtenues à partir de polynôme d'ordre 2 sont tracées en gris. Ces courbes sont ici peu visibles du faite de leur parfaite superposition avec les sensibilités obtenues à partir de polynôme d'ordre 1. Dans la mesure où des résultats très proches sont obtenus avec des polynômes d'ordre 1 et d'ordre 2 et que l'utilisation de polynôme d'ordre 1 permet de s'affranchir de la valeur utilisée comme référence pour le paramètre étudié, nous avons décidé de considérer des polynômes d'ordre 1 pour l'ensemble des paramètres étudiés.

7.1.2 Estimation des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission de cœur à partir des études de sensibilités

Calcul général

Pour chacun des isotopes, l'incertitude systématique totale associée aux prédictions de taux de fission a été calculée comme étant la somme quadratique des incertitudes sur les taux de fission due aux différents paramètres de simulation. Pour un isotope k donné, l'incertitude sur son taux de fission à un burnup B a été calculé comme étant :

$$\begin{aligned}\sigma_{TF_k}^2(B) \quad = \quad & \sigma_{k,CB}^2(B) + \sigma_{k,T_{mod}}^2(B) + \sigma_{k,\rho_{mod}}^2(B) + \sigma_{k,T_{comb}}^2(B) + \sigma_{k,P_{th}}^2(B) + \sigma_{k,MG}^2(B) \\ & + \sigma_{k,XS}^2(B) + \sigma_{k,S(\alpha,\beta)}^2(B) + \sigma_{k,Epf}^2(B) + \sigma_{k,Burnup}^2(B) + \sigma_{k,Rod}^2(B) + \sigma_{k,géom}^2(B)\end{aligned} \tag{7.5}$$

où :
- $\sigma_{k,CB}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur la concentration en bore du modérateur ;
- $\sigma_{k,T_{mod}}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur la température du modérateur ;
- $\sigma_{k,\rho_{mod}}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur la densité du modérateur ;
- $\sigma_{k,T_{comb}}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur la température du combustible ;
- $\sigma_{k,P_{th}}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur la puissance thermique ;
- $\sigma_{k,MG}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'utilisation du mode d'évolution *Multigroupes* du combustible ;
- $\sigma_{k,XS}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due aux incertitudes sur les bases de données de section efficace ;
- $\sigma_{k,S(\alpha,\beta)}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due aux incertitudes sur les bases de traitement S(α, β) des neutrons thermiques sur l'eau ;
- $\sigma_{k,Epf}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due aux incertitudes sur les énergies moyennes libérées par fission ;
- $\sigma_{k,Burnup}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'incertitude sur les burnups de chargement des assemblages chargés en cœur ;

- $\sigma_{k,Rod}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à l'absence de suivi des barres de contrôle dans nos simulations de cœurs ;
- $\sigma_{k,géom}(B)$ est l'incertitude sur le taux de fission de l'isotope k due à la non-prise en compte de la discrétisation axiale de l'évolution du combustible.

Dans ce calcul, nous avons considéré trois incertitudes supplémentaires à celles listées précédemment : les biais systématiques dûs à l'absence de suivi des barres de contrôle et à l'absence de discrétisation axiale de l'évolution du combustible de nos simulations de cœur ainsi que l'incertitude engendrée par l'utilisation du mode d'évolution *Multigroupes* du combustible.

L'utilisation d'une somme quadratique pour réaliser un bilan d'erreur suppose en théorie que les incertitudes sur les taux de fission due à chaque paramètre sont de type gaussien et décorrélées. Ce calcul nécessite donc de connaître l'incertitude à 1σ associée à chacun des paramètres de simulation. Il est toutefois difficile de connaitre les incertitudes associées à chacune de nos variables de simulation. D'une part, car ces valeurs ne sont parfois pas connues comme c'est par exemple le cas avec les bases de données de section efficace, mais aussi parce que pour un certain nombre de variables, comme par exemple les températures et densités des matériaux, des valeurs moyennes sont utilisées dans nos simulations. Ainsi, uniquement les incertitudes associées à trois variables nous étaient connues, car fournies par EDF :

- une incertitude systématique maximale de 5% sur les burnups de chargements initiaux des assemblages en cœur ;
- une incertitude systématique à 1σ de 0,5% sur les valeurs de puissance thermique reportées dans la base de données EXALT ;
- une incertitude systématique maximale de 1,4% sur les valeurs de concentration en bore reportées dans la base de données EXALT lorsque la concentration est de 1200 ppm, soit 17 ppm. Uniquement l'incertitude pour cette valeur de concentration nous a été fournie ; l'incertitude à plus basse concentration nous étant inconnue.

Pour chacune des autres variables, nous avons donc dû faire un choix d'incertitude à utiliser. L'objectif de ce calcul étant de ne pas sous-estimer les incertitudes associées à nos prédictions de taux de fission, nous avons décidé d'utiliser des valeurs non négligeables pour chacun des paramètres de simulation. Pour chacun des paramètres, nous avons dans la mesure du possible essayé d'utiliser des incertitudes permettant d'englober la plage de valeurs pouvant être théoriquement atteintes par le paramètre en cycle d'irradiation de cœur. Les valeurs suivantes ont ainsi été utilisées :

- $\sigma_{k,CB}(B)$: les sensibilités à 17 ppm ont été utilisées. Étant donné que nos simulations de cœur suivent la concentration en bore réel des cœurs, nous avons directement utilisé l'incertitude fournie par EDF. Dans le cas de nos simulations d'assemblages utilisant une concentration en bore constante de 700 ppm, 17 ppm représente une incertitude de 2,4% sur la concentration en bore ;
- $\sigma_{k,T_{mod}}(B)$: les sensibilités à 30 K ont été utilisées, soit 5% de la valeur de référence de 600 K. Cette valeur importante permet d'englober la différence de température comprise entre les températures de la branche froide et de la branche chaude du cœur (cf. figure C.1 de l'annexe C) ;
- $\sigma_{k,\rho_{mod}}(B)$: les sensibilités à 0,042 g.cm^{-3} ont été utilisées, soit 6% de la valeur de référence de 0,6967g.cm^{-3}. Cette valeur importante permet d'englober la différence de pression de l'eau pour des valeurs de température comprises entre la branche froide et la branche chaude (cf. figure C.1 de l'annexe C) ;
- $\sigma_{k,T_{comb}}(B)$: les sensibilités à 300 K ont été utilisées, soit 30% de la valeur de référence de 900 K. Nous avons ici choisi une valeur importante, car la température du combustible est très inhomogène dans le combustible. Cette valeur permet ainsi de considérer une importante plage de valeurs de température du combustible comprise entre 600 K et 1200 K ;

- $\sigma_{k,P_{th}}(B)$: les sensibilités à 103,66 kW ont été utilisées, soit 0,5% de la puissance de référence de 20,732 MW de nos simulations d'assemblages. Étant donné que nos simulations de cœur suivent la puissance réelle des cœurs, nous avons directement utilisé l'incertitude fournie par EDF ;
- $\sigma_{k,MG}(B)$ Nous avons considéré les sensibilités obtenues entre les modes d'évolution MG_{10} et MG_{40} présentées en section 5.2.1 du chapitre 5 ;
- $\sigma_{k,XS}(B)$: nous avons considéré les sensibilités obtenues entre les bases ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1[2] ;
- $\sigma_{k,S(\alpha,\beta)}(B)$: nous avons considéré les sensibilités obtenues entre les bases *endf70* et tmccs [2] ;
- $\sigma_{k,Epf}(B)$: nous avons considéré les sensibilités obtenues entre les énergies moyennes libérées par fission utilisées dans DRAGON et celle de Kopeikin[2] ;
- $\sigma_{k,Burnup}(B)$: les sensibilités obtenues pour des variations de ±5% des burnups de chargement des assemblages en cœur et présentées en section 6.2.2 du chapitre 6 ont été utilisées ;
- $\sigma_{k,géom}(B)$: dans la mesure où une étude de discrétisation axiale était difficilement envisageable sur la simulation de cœur, nous avons supposé en première approximation que des sensibilités similaires sont obtenues dans le cas de simulations de crayon, d'assemblage ou de cœur. Nous avons ainsi utilisé les résultats issus de l'étude de la discrétisation axiale d'un crayon présentée en section 5.2.3.1 du chapitre 5 (cf. figure 5.31) et nous avons considéré comme sensibilités les différences de taux de fission entre la simulation de crayon utilisant une seule cellule de combustible et la simulation utilisant 42 cellules de combustible. Toutefois, dans la mesure où il semble raisonnable d'envisage une sensibilité plus importante des taux de fission en utilisant une discrétisation spatiale encore plus importante que 42 cellules, nous avons décidé de majorer de 25% les sensibilités issues de cette comparaison[3]. Cette majoration nous a semblé suffisamment importante pour englober un possible biais supplémentaire dû à l'augmentation du nombre de cellules, car nous avons vu précédemment que de faibles variations des taux de fission sont obtenues entre la simulation utilisant 21 cellules et la simulation utilisant 42 cellules ;
- $\sigma_{k,Rod}(B)$: La méthode employée pour estimer la sensibilité des taux de fission aux barres de contrôle sera présentée dans la suite du chapitre en section 7.2.3.

Plusieurs approximations sont donc utilisées pour calculer les incertitudes sur les taux de fission :

- en utilisant une somme quadratique, nous ne tenons pas compte d'éventuelles corrélations entre les différentes variables. Il s'agit d'une approximation forte dans la mesure où nous savons que certains paramètres tels que la densité et température du modérateur, la température combustible et la puissance présentent bien une corrélation. Cette approximation a toutefois été considérée afin de simplifier la démarche de calcul des incertitudes ;
- les sensibilités utilisées dans notre calcul sont considérées comme étant des incertitudes systématiques à 1σ ;
- pour les sensibilités associées aux bases de données, les bases présentant les différences les plus importantes sur les taux de fissions ont été utilisées. Nous ne pouvons toutefois pas exclure ici une possible sous-estimation de ces incertitudes dans la mesure où les différentes bases de données ne sont pas totalement indépendantes les unes des autres et sont le résultat d'évaluations pouvant inclure les mêmes expériences ;
- nous considérons des incertitudes symétriques sur les taux de fission. En réalité, uniquement les sensibilités calculées à partir des ajustements linéaires sont indépendantes du signe de la variation considérée.

2. Pour les trois études de sensibilité portant sur les bases de données nucléaire, nous avons considéré les bases engendrant les différences les plus élevées sur les taux de fissions.

3. Afin de s'affranchir des biais de simulation (oscillation) intervenant dans ces simulations fortement discrétisées, les courbes présentées en figure 5.31 ont été ajustées par des fonctions polynomiales avant d'être utilisées dans notre calcul.

Passage des résultats de simulation d'assemblages aux simulations de cœur

Le calcul d'incertitude que nous venons de présenter est réalisé pour une évolution en burnup. Cependant, nous souhaitions estimer non pas les incertitudes associées aux prédictions de taux de fission de nos simulations d'assemblage, mais de nos simulations de cœur. Pour cela, il était donc nécessaire de trouver une méthode permettant de passer des résultats d'incertitude de simulation d'assemblage aux simulations de cœur. Nous avons donc cherché une variable commune à la fois aux simulations d'assemblages et de cœur permettant de s'affranchir de la dépendance au burnup de notre calcul d'erreur.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'à chaque nouvelle campagne d'irradiation de cœur, les cœurs de Chooz sont approximativement composés d'un tiers d'assemblage neuf, d'un tiers d'assemblage ayant effectué un cycle d'irradiation en cœur et d'un tiers d'assemblage ayant effectué deux cycles d'irradiation en cœur. Nous avons donc supposé qu'en première approximation, l'évolution du combustible et des taux de fission des simulations d'assemblage et de cœur est principalement dépendante de la composition en noyaux fissiles du combustible. Dans la mesure où l'^{235}U et le ^{239}Pu contribuent toujours à plus de 80% du nombre de fissions dans nos simulations de cœur, nous avons supposé que l'évolution des taux de fission de ces 2 isotopes peut en première approximation refléter le niveau d'irradiation du combustible d'un REP. Nous avons donc finalement convergé pour utiliser le rapport des taux de fission du ^{239}Pu par rapport à celui de l'^{235}U comme variable d'évolution à la place du burnup. Deux raisons, expliquées dans les deux paragraphes ci-dessous, ont motivé l'utilisation de cette variable d'évolution.

Nous avons pu constater que pour les simulations d'assemblage, l'utilisation du ratio $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ permet en première approximation de s'affranchir du niveau d'enrichissement en ^{235}U du combustible neuf pour l'évolution des fractions de fission des isotopes d'uranium et de plutonium. En effet, sur la figure 7.4 présentant l'évolution des ratios de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ en fonction du burnup des quatre types d'assemblage, nous pouvons voir que ce ratio augmente d'autant plus rapidement avec le burnup que l'enrichissement initial en ^{235}U du combustible est faible. L'augmentation du ratio de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ avec le burnup traduit ainsi la consommation de l'^{235}U et l'apparition du ^{239}Pu en inventaire avec l'irradiation.

L'évolution des fractions de fission en fonction du burnup et du ratio $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ des quatre types d'assemblage est quant à elle présentée en figure 7.5. Nous pouvons ainsi voir que l'évolution des taux de fission des quatre isotopes d'uranium et de plutonium est fortement contrainte lorsque les évolutions sont tracées en fonction de ce ratio. Nous pouvons ainsi observer un bon accord entre les trois assemblages d'enrichissement les plus élevés. L'assemblage d'enrichissement le plus faible de 1,8% présente des différences plus importantes, notamment pour le ^{241}Pu.

Sur le graphique de droite de la figure 7.5 est également présentée l'évolution des fractions de fission de la simulation de cœur B2/12 en fonction du ratio de taux de fission. Un accord satisfaisant est obtenu pour l'^{235}U et le ^{239}Pu par rapport aux simulations d'assemblage. Des différences plus importantes sont obtenues pour l'^{238}U et le ^{241}Pu. Ces différences peuvent d'une part s'expliquer par le fait que le ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ ne peut pas à lui seul traduire le niveau d'irradiation d'un combustible de cœur de REP, car les cœurs sont composés d'un ensemble d'assemblage présentant des enrichissements initiaux et des burnups différents mais également par le fait qu'un suivi de la concentration en bore du modérateur est effectué dans nos simulations de cœur alors qu'une concentration constante de 700 ppm est utilisée dans nos simulations d'assemblage. Pour les campagnes de cœur B1/C12, B1/C13 et B2/12, les ratios de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ de nos simulations de cœur sont respectivement contenus dans les intervalles [0,35 ; 0,94], [0,35 ; 0,97] et [0,35 ; 1,00]. À titre indicatif, un ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ de 0,34 correspond à un burnup de 11400 MWj/t pour la simulation d'assemblage UO_2 enrichi à 4% et un ratio de 1 correspond à un burnup de 32 100 MWj/t.

Pour les différentes études de sensibilités que nous avons réalisé, nous avons pu observer que les différences de sensibilité aux paramètres d'entrée des différents types d'assemblages sont atténuées

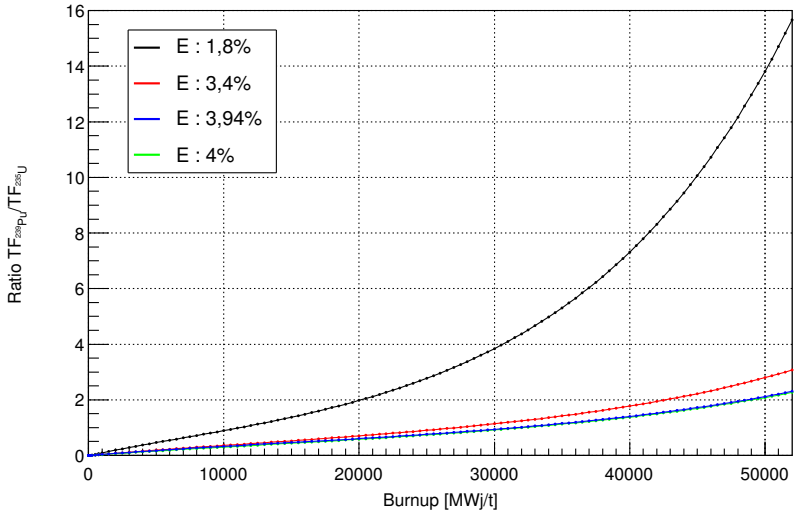


Figure 7.4 – Évolution des ratios de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ des quatre types d'assemblage en fonction du burnup des assemblages.

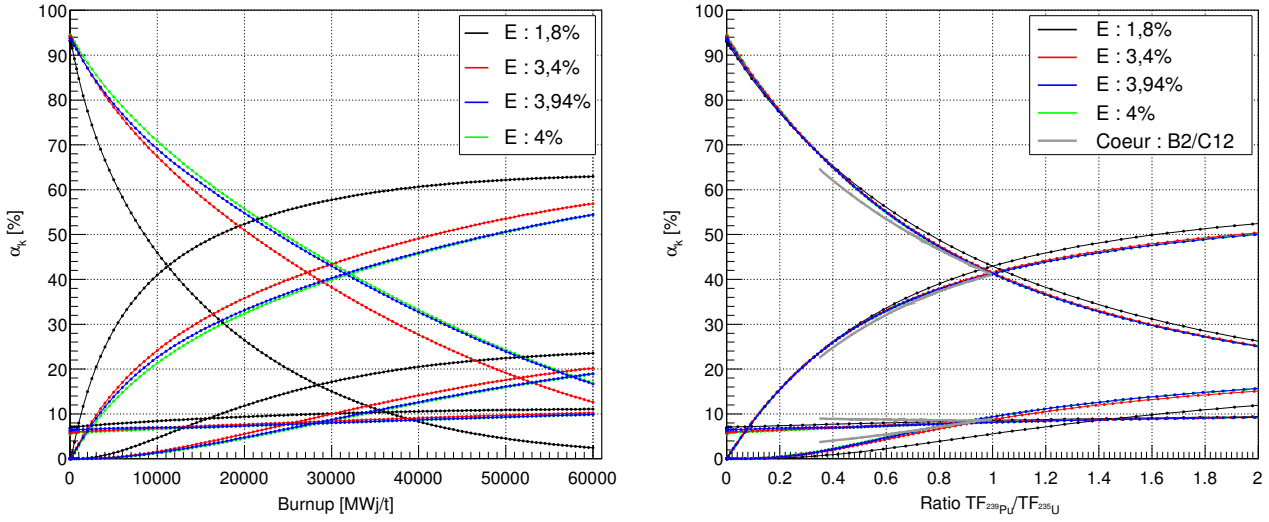


Figure 7.5 – À gauche : Évolution des fractions de fission des quatre types d'assemblage en fonction du burnup des assemblages. À droite : Évolution des fractions de fission des quatre types d'assemblage et de la simulation de cœur B2/C12 en fonction du ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$.

lorsque les sensibilités sont étudiées en fonction du ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ plutôt qu'en fonction du burnup. Nous reprenons ici l'exemple de la densité du modérateur. Nous verrons par la suite que ce paramètre représente une des incertitudes dominantes dans notre calcul d'erreur. C'est pourquoi, contrairement aux autres paramètres étudiés uniquement pour les assemblages UO_2 enrichi à 4% et UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%, ce paramètre a été étudié pour les quatre types d'assemblage constituant les cœurs. Sur la figure 7.6 est présentée la sensibilité des taux de fission des isotopes d'uranium et de plutonium pour une variation de +6% de la densité du modérateur en fonction du burnup des assemblages. Sur la figure 7.7, les mêmes sensibilités sont présentées, mais cette fois-ci en fonction du ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. En fonction du burnup, nous pouvons voir que des sensibilités extrêmement proches sont obtenues pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Seules des différences négligeables peuvent être observées durant la période de consommation du gadolinium de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 entre 0 et ∼20 000 MWj/t. Les sensibilités

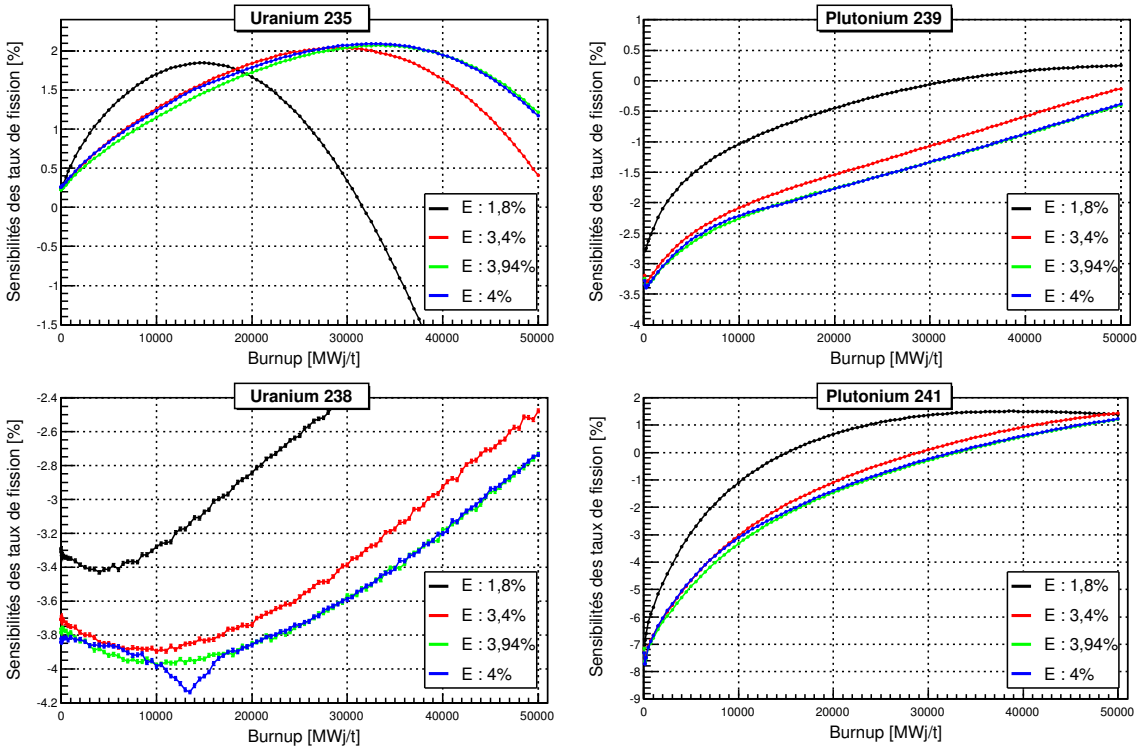


Figure 7.6 – Sensibilité des taux de fission à une variation de $+6$ % de la densité de l'eau en fonction du burnup des assemblages.

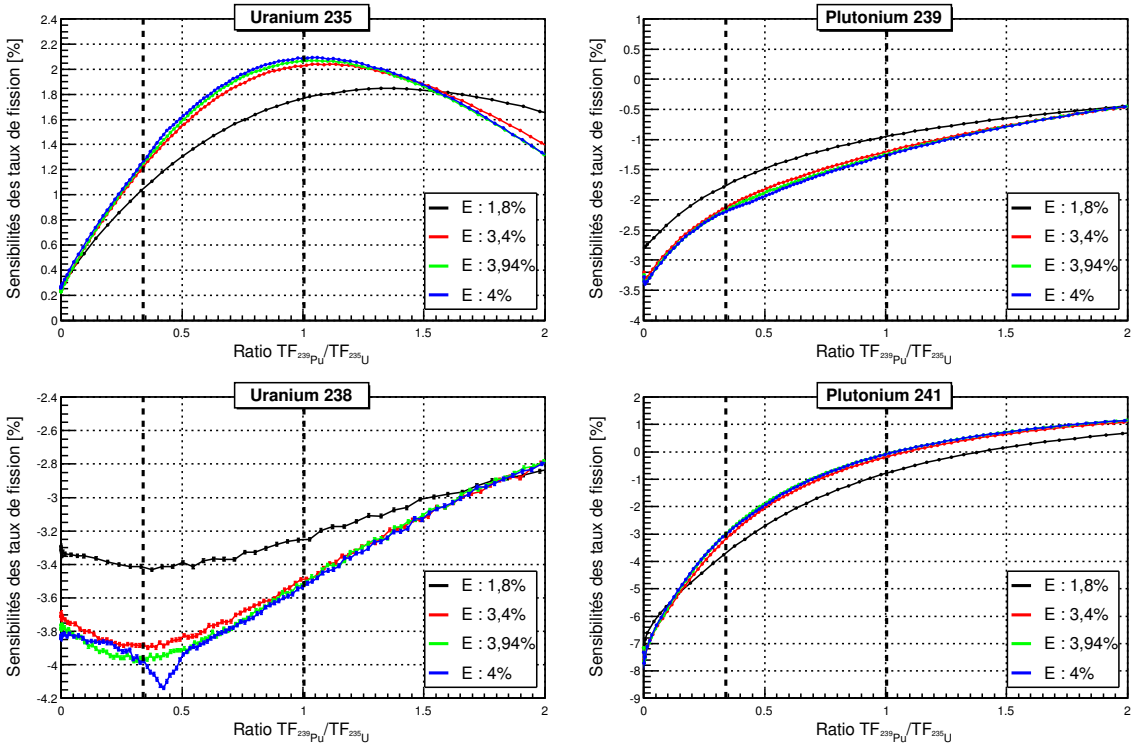


Figure 7.7 – Sensibilité des taux de fission à une variation de $+6$ % de la densité de l'eau en fonction du ratio de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ des assemblages. L'intervalle situé entre les lignes en pointillé représente le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

obtenues pour les deux autres types d'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% et 1,8% tendent à diverger de celles obtenues pour les deux premiers types d'assemblage. Ces différences sont particulièrement importantes pour l'assemblage de plus faible enrichissement de 1,8%.

En fonction du ratio de taux de fission, les différences de sensibilités des assemblages enrichis à 3,4%, 3,94% et 4% sont en grande partie absorbées par ce changement de variable. Le même phénomène est observé pour l'assemblage enrichi à 1,8%. Des différences de sensibilité subsistent malgré tout entre l'assemblage enrichi à 1,8% et les trois types d'assemblage. Toutefois, ces différences restent modérées et inférieures à celle des autres assemblages pour les trois principaux isotopes contribuant aux fissions. De plus, nous rappelons qu'uniquement un très faible nombre d'assemblages de ce type est utilisé dans les cœurs de Chooz.

Bien que l'utilisation de cette méthode ait été adoptée pour le calcul final de nos incertitudes, compte tenu du caractère particulier de cette variable, deux méthodes alternatives de passage des résultats d'incertitudes des taux de fission de nos simulations d'assemblage au taux de fission de nos simulations de cœur seront présentées et discutées en section 7.3.3.

7.2 Bilan des résultats des études de sensibilité

Dans cette section, nous allons présenter les résultats de sensibilité des taux de fissions obtenus pour chacun des paramètres de simulations que nous avons testées (cf. tableau 7.1). Ces résultats sont regroupés en trois parties. Dans une première partie seront présentés les résultats des études de sensibilité réalisées à partir de la méthode utilisant des ajustements linéaires présentée en section 7.1.1 pour le cas de la densité du modérateur. Cette méthode concerne la concentration en bore, la puissance thermique ainsi que les températures du modérateur et du combustible. Les résultats des études de sensibilités concernant les bases de données, à savoir les énergies moyennes libérées par fission, les sections efficaces d'interaction des neutrons et le traitement $S(\alpha, \beta)$ des neutrons thermiques sur l'eau seront présentés dans une seconde partie. La troisième partie sera dédiée aux études de sensibilité menée en vue d'estimer l'incertitude systématique sur les taux de fission due aux non-suivis des barres de contrôles dans nos simulations de cœur.

7.2.1 Sensibilités utilisant la méthode des ajustements linéaires

Les résultats de sensibilité des taux de fission de l'uranium et du plutonium obtenus pour les assemblages UO_2 enrichis à 4% et UO_2-Gd_2O_3 enrichis à 3,94% sont respectivement présentés en figure 7.8, 7.9, 7.10 et 7.11 pour la concentration en bore, la puissance thermique, la température du combustible et la température du modérateur. Les graphiques de résultats de ces études sont regroupés à la suite des paragraphes expliquant les effets induits par chacun des paramètres.

Concentration en bore

L'effet de la concentration en bore sur le spectre neutronique et sur les taux de fission ayant déjà été expliqué en section 6.2.3 du chapitre 6, nous noterons simplement qu'une incertitude de 17 ppm sur la concentration en bore engendre un effet très faible sur l'ensemble des taux de fission (cf. figure 7.8). Une sensibilité maximale inférieure à 0,25% est obtenue sur l'ensemble des isotopes d'uranium et de plutonium d'intérêt.

Puissance thermique

Contrairement aux autres études de sensibilité, l'étude de la puissance thermique implique d'utiliser des puissances différentes dans chacune des simulations testées. Par conséquent, pour deux simulations utilisant une puissance thermique différente, les taux de fission des deux isotopes d'uranium vont

présenter pour le premier pas d'évolution une différence relative sensiblement égale à la variation de puissance considérée (cf. figure 7.9). Dans le cas d'une augmentation de la puissance, qui se traduit par une augmentation de l'ensemble des taux de réaction, une formation plus rapide du ^{239}Pu et du ^{241}Pu va avoir lieu. Ces isotopes vont alors présenter à leur tour des taux de fission plus importants en début d'irradiation.

Pour le graphique 7.9, les sensibilités sont présentées en fonction du burnup de la simulation de référence, mais les ajustements linéaires des taux de fission ont été réalisés en comparant les résultats des différentes simulations à des temps identiques. Par conséquent, pour un burnup donné de la simulation de référence, une simulation utilisant une puissance plus élevée aura un burnup plus élevée. C'est pourquoi à faible burnup, une augmentation supérieure à 0,5% est observée sur les taux de fission des deux isotopes de plutonium. En effet, l'augmentation des taux de fission de ces deux noyaux due à l'augmentation de la puissance est alors cumulée avec une augmentation plus rapide de leur inventaire.

Nous noterons également que le taux de fission de l'^{235}U diminue plus rapidement dans le cas d'une augmentation de la puissance en raison d'une diminution plus rapide de son inventaire.

Température du modérateur

Une fois thermalisés par le modérateur, les neutrons thermiques sont en équilibre thermique avec le milieu. La distribution en énergie des neutrons est alors décrite par la loi de Maxwell-Boltzman et l'énergie cinétique des neutrons pour la vitesse la plus probable est : $E = k.T$ (soit $E_0 = 0{,}025$ eV pour $T_0 = 293{,}6$ K (20,4°C)). Avec l'augmentation de la température de l'eau, l'énergie cinétique des neutrons thermalisés va augmenter et être responsable d'un décalage et d'une augmentation de la bosse thermique du flux de neutron au sein du combustible (cf. figure 7.12 montrant la variation du flux de neutrons avec la température du modérateur).

Pour du combustible neuf, l'effet d'une augmentation de la température de l'eau sur les taux de fission va être négligeable dans la mesure où seul l'^{235}U fissionne par des neutrons thermiques (cf. figure 7.10). En revanche, dès leur apparition, les isotopes de ^{239}Pu et ^{241}Pu vont présenter une importante augmentation de leur taux de fission en raison de la présence d'une résonance de fission dans leur section efficace de fission à $E = 3.10^{-7}$ MeV pour le ^{239}Pu et à $E = 2{,}5.10^{-7}$ MeV pour le ^{241}Pu (cf. figure 3.6 du chapitre 3). Le décalage de la bosse thermique avec l'augmentation de la température va ainsi favoriser la contribution de ces deux isotopes à la fission au détriment de celle de l'^{235}U.

Température du combustible

Pour cette étude, uniquement l'effet de la température sur les bases de données de section efficace est étudié ; les effets géométriques liés au changement de température du combustible (dilatation des pastilles) ne sont pas pris en compte. Le principal effet d'une modification de la température du combustible est la modification des sections efficaces de capture et de fission dans les zones de résonances. Cet effet est principalement significatif sur la section efficace de capture de l'^{238}U (cf. chapitre 3 section 3.4.3). L'élargissement des résonnances de capture va conduire à une augmentation du nombre total d'absorptions sur l'^{238}U. La conséquence d'une augmentation de la température et donc de la capture dans la zone épithermique du flux est une réduction du nombre de neutrons disponibles pour la fission dans la région thermique. Il en résulte une augmentation de la norme du flux pour maintenir la puissance thermique. Cette augmentation de la norme du flux va s'accompagner d'une augmentation de la capture sur l'^{238}U et par conséquent d'une augmentation de la production en ^{239}Pu et ^{241}Pu qui vont alors contribuer de manière plus importante à la fission (cf. figure 7.11).

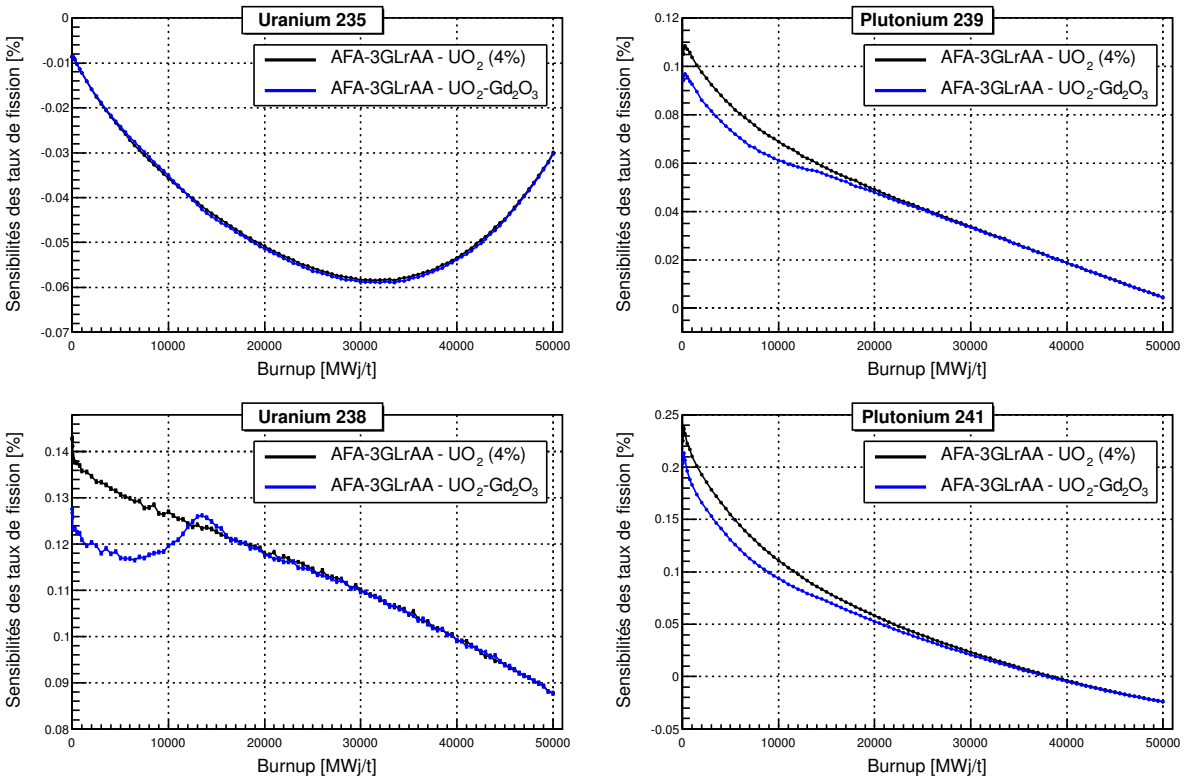


Figure 7.8 – Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{17\,ppm}$ de la concentration en bore.

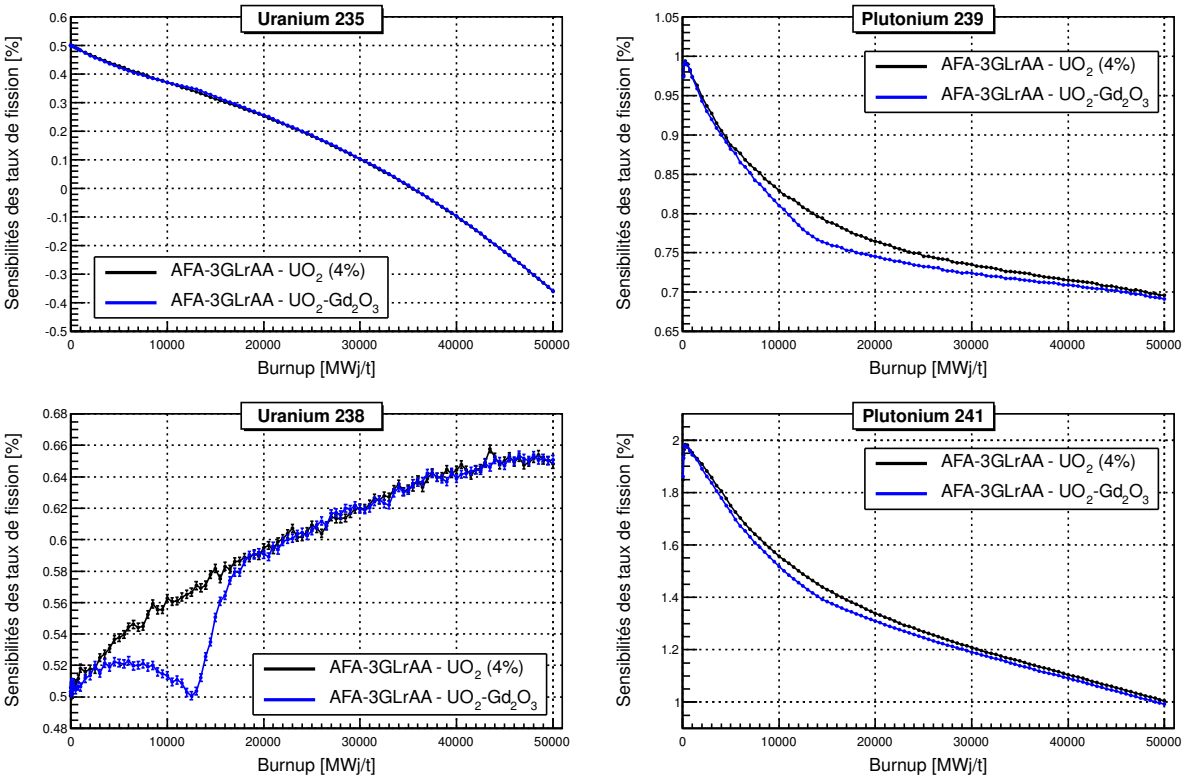


Figure 7.9 – Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{0{,}5\,\%}$ de la puissance thermique.

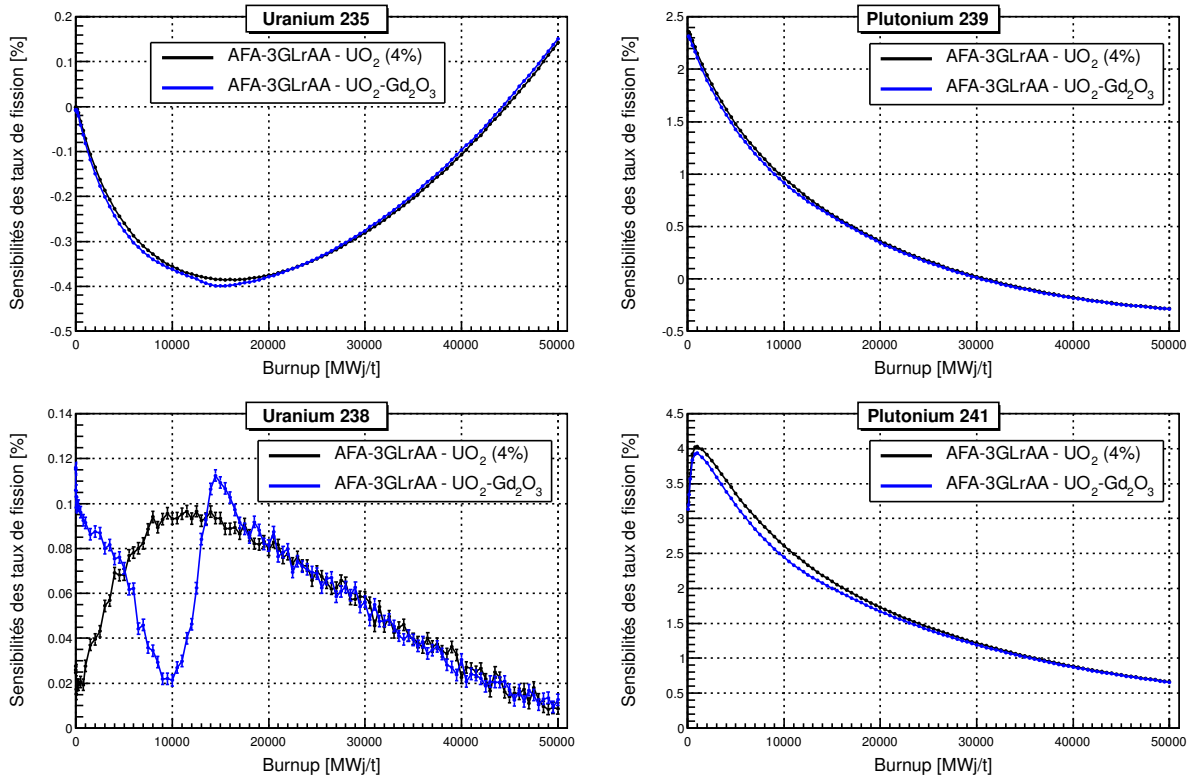


Figure 7.10 – Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{30\,K}$ de la température du modérateur.

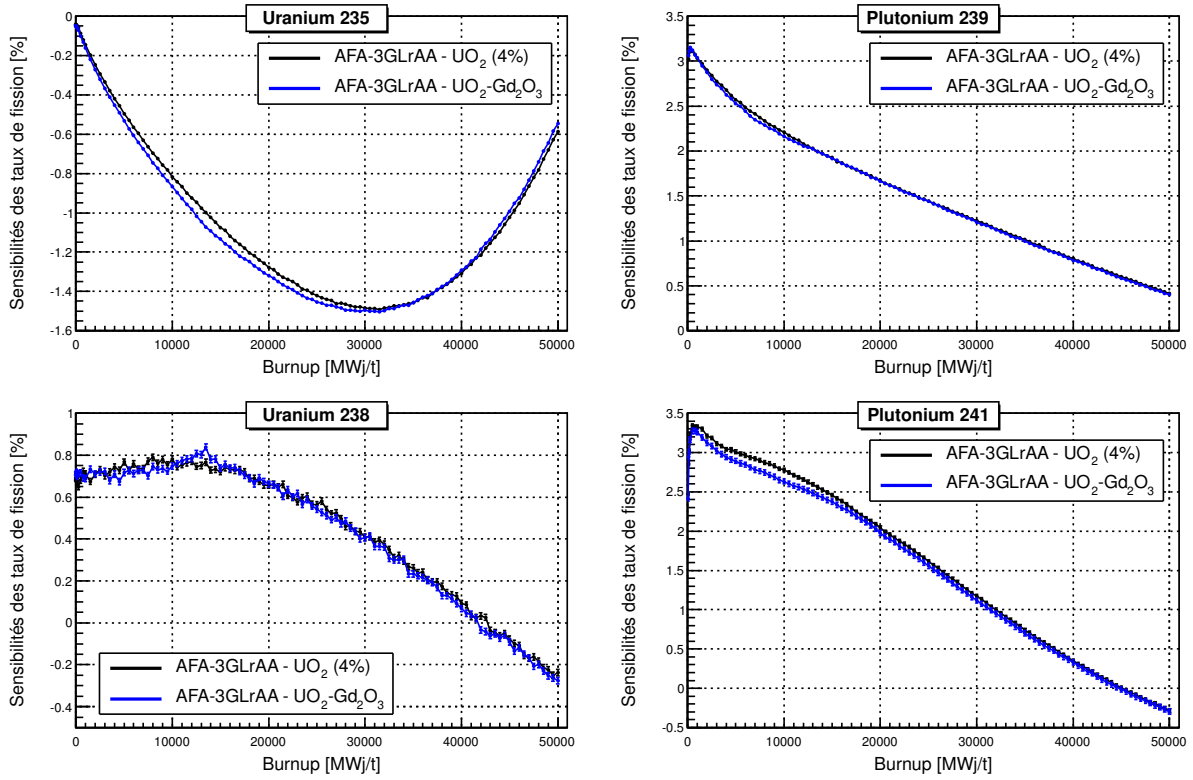


Figure 7.11 – Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{300\,K}$ de la température du combustible.

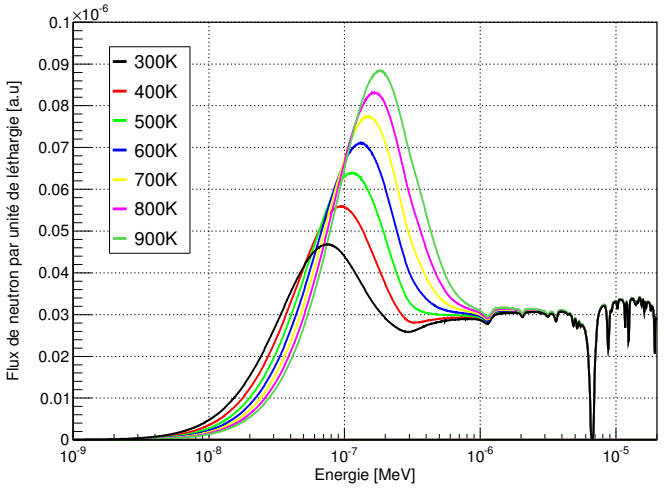


Figure 7.12 – Flux de neutrons à basse énergie dans un combustible UO_2 neuf enrichi à 4% pour différentes températures du modérateur. Les flux sont ici normalisés par neutron source [neutrons.cm^{-2}.nps^{-1}].

Conclusions intermédiaires

De manière générale, pour les cinq calculs de sensibilité réalisés en utilisant la méthode des ajustements linéaires (concentration en bore, puissance thermique, température du combustible et du modérateur, densité du modérateur), des sensibilités très proches sont obtenues entre les assemblages UO_2 et UO_2-Gd_2O_3 pour l'ensemble des isotopes. Entre les deux types d'assemblages, les différences de sensibilité se situent principalement en début d'évolution ($B < 20\,000$ MWj/t), soit avant que le gadolinium contenu dans l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 ne soit totalement consommé. L'^{238}U est le noyau dont la sensibilité est la plus affectée par le type d'assemblage. Toutefois, les différences restent faibles et pour les deux paramètres engendrant les plus importantes différences de sensibilité sur l'^{238}U entre les deux types d'assemblage (concentration en bore et température du modérateur), les sensibilités calculées ne sont alors que de l'ordre du dixième de pourcent.

Au vu des différents graphiques, il est difficile de comparer de manière exhaustive l'influence de chacun des paramètres puisque chaque paramètre influe de manière différente sur chacun des taux de fission. Pour les valeurs de variations que nous avons considérées dans ces études, nous noterons principalement les points suivants :

- les taux de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu présentent des sensibilités toujours plus élevées en début d'irradiation lorsque leurs inventaires sont faibles. Au cours de l'évolution, lorsque leurs inventaires et leurs taux de fission augmentent, leurs sensibilités aux paramètres d'entrée tendent à diminuer ;
- la concentration en bore est le paramètre qui affecte le moins les taux de fission avec des sensibilités inférieurs à 0,3% sur l'ensemble des isotopes. La densité du modérateur est le paramètre à l'origine des sensibilités les plus importantes sur l'ensemble des isotopes ;
- ^{235}U : les plus importantes sensibilités du taux de fission de l'^{235}U sont obtenues pour la densité du modérateur et la température du combustible. Les sensibilités maximales atteintes par ces deux paramètres sont respectivement de 2,1% et 1,5% pour $B = 34\,000$ MWj/t et $B = 30\,000$ MWj/t ;
- ^{238}U : la sensibilité du taux de fission de l'^{238}U est fortement dominée par la densité du modérateur avec une sensibilité supérieure à 3,5% pour $B < 30\,000$ MWj/t. Pour les autres paramètres, les sensibilités du taux de fission de l'^{238}U à la puissance thermique, à la densité de l'eau et à la température du combustible (uniquement en début d'évolution) présentent des ordres de grandeur identiques de l'ordre de 0,5-0,8% ;

- ^{239}Pu : les sensibilités du taux de fission du ^{239}Pu à la densité du modérateur et à la température du combustible présentent des valeurs importantes en début d'évolution (respectivement 3,4% et 3,2% à B = 0 MWj/t). Au cours de l'évolution, ces sensibilités diminuent fortement. À 30 000 MWj/t, la sensibilité du ^{239}Pu à ces deux paramètres est respectivement de 1,2% et 1,4%. Nous noterons donc que la sensibilité à la puissance thermique, qui n'est que de 1% en début d'évolution diminue moins rapidement que les deux cités précédemment et présente ainsi une valeur de l'ordre de 0,7-0,8% entre 15 000 MWj/t et 50 000 MWj/t ;
- ^{241}Pu : des tendances proches de celles observées pour le ^{239}Pu sont obtenues. En début d'évolution, des sensibilités importantes sont obtenues pour les différents paramètres (respectivement 7,8%, 4%, 3,4% et 2% pour la densité du modérateur, la température du combustible, la température du modérateur et la puissance thermique). Bien que la sensibilité à la densité du modérateur présente la valeur la plus importante en début d'évolution (7,8%), sa diminution est beaucoup plus rapide que celle des autres paramètres. Ainsi, à 30 000 MWj/t, la sensibilité à la densité du modérateur n'est plus que de 0,4% alors que celles des trois paramètres présentent une valeur commune de l'ordre de 1,2-1,3%.

7.2.2 Sensibilités des taux de fission aux bases de données nucléaires

Nous présentons maintenant les résultats de sensibilité des taux de fission portant sur les données nucléaires utilisées dans nos simulations. De même que précédemment, les résultats sont présentés pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. Les sensibilités des taux de fission au choix de la base de données de section efficace, de traitement S(α, β) des neutrons thermiques sur l'eau et au jeu de données d'énergie moyenne libérée par fission sont respectivement présentées en figure 7.14, 7.15, 7.16 et 7.17. Pour chacune de ces études, les sensibilités des taux de fission aux bases ont été calculées comme étant :

$$S_k(B) = 100 \times (TF_{data,k}(B) - TF_{Ref,k}(B))/TF_{Ref,k}(B) \tag{7.6}$$

où : – $TF_{data,k}(B)$ est le taux de fission de l'isotope k obtenu au burnup B pour la base testée ;
– $TF_{Ref,k}(B)$ le taux de fission de l'isotope k obtenu au burnup B pour la base utilisée comme référence.

Bases de données de sections efficaces

Pour cette étude, nous avons comparé les trois bases de données de sections efficaces que nous avions à notre disposition, à savoir : JEFF-3.1, ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0. Pour chacune des bases de données, il est possible d'observer visuellement des différences sur les sections efficaces de fission de chacun des quatres isotopes d'intérêt. Les différences les plus importantes peuvent être observées sur la section efficace de capture de l'^{238}U pour les neutrons rapides et sur la section efficace de fission de l'^{238}U pour des neutrons thermiques et épithermiques. Ces différences sur la section efficace de fission de l'^{238}U peuvent être observées en figure 7.13. Nous pouvons observer que la base ENDF/B-VI.8 est celle qui présente les différences les plus importantes par rapport à la base JEFF-3.1 servant de référence dans notre calcul de sensibilité. Sur la figure 7.14 présentant les sensibilités des taux de fission au choix de la base de données, nous retrouvons pour l'^{238}U les différences les plus importantes entre ces deux mêmes bases avec un effet supérieur à 2% sur son taux de fission pour toute la période d'évolution. L'effet du choix de la base de données est plus faible sur les autres isotopes puisque des sensibilités maximales respectivement inférieures à 0,5%, 0,8% et 1,2% sont observées sur l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu.

Base de données de traitement thermique S(α, β)

Pour cette étude, les trois bases de données S(α, β) présentées dans le tableau 7.2 ont été comparées pour les simulations de référence utilisant une température modérateur de 600 K.

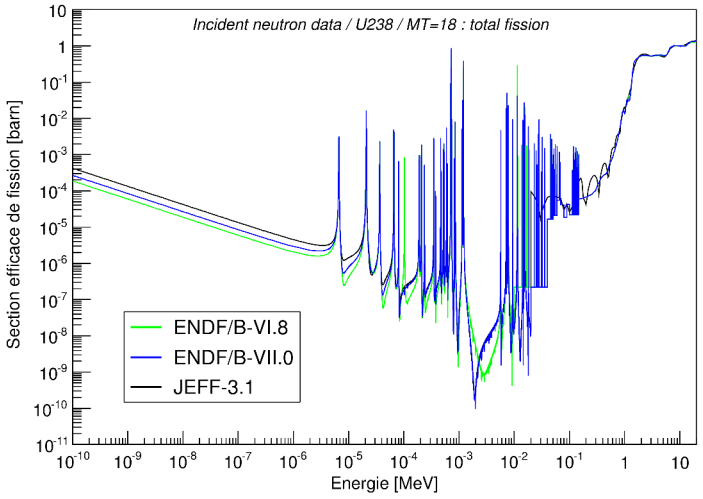


Figure 7.13 – Section efficace de fission de l'^{238}U pour les différentes bases de données étudiées.

ZAI (600 K)	bibliothèque S(α, β)	année de l'évaluation
lwtr.04t	tmcc (ENDF/B-V)	1985
lwtr.62t	sab2002 (ENDF/B-VI)	1999
HH20.60t	endf70 (ENDF/B-VII)	2006

Table 7.2 – Récapitulatif des bases de données de traitement S(α, β) des neutrons thermiques sur l'eau testées pour nos simulations.

L'influence du choix de la base S(α, β) sur les taux de fission est présentée en figure 7.15. Pour ce graphique, la bibliothèque *tmccs* issue de l'évaluation ENDF/B-V [177] est utilisée comme base de référence pour le calcul de la sensibilité.

Afin de montrer la nécessité d'utiliser une base de traitement S(α, β) dans le cas de simulation de REP, un second graphique de résultats de sensibilité pour le cas de l'assemblage UO_2 est présenté en figure 7.16. Sur ce graphique, les résultats de taux de fission des trois simulations utilisant une base S(α, β) sont comparés aux taux d'une simulation n'utilisant pas de base S(α, β). Nous pouvons voir que la non-prise en compte de la liaison hydrogène-oxygène entraine une forte sous-estimation des taux de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu. En effet, en n'utilisant pas de base S(α, β), le pouvoir de modération de l'eau est surestimé et conduit à avoir un flux plus thermique qu'il ne devrait l'être. Cette surestimation de la modération va conduire, en raison de la normalisation du flux à la puissance thermique, à une sous-estimation de la production des isotopes de plutonium et donc à une sous-estimation de leur taux de fission. En début d'irradiation, des différences respectivement supérieures à 3% et 10% sont observées sur les taux de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu.

Dans le cas où une base de traitement est bien utilisée, le choix de la base va tout de même influer sur les résultats de taux de fission. Les différences les plus importantes sont de nouveau observées pour le ^{241}Pu avec des différences supérieures à 3% en début d'irradiation. Les différences sur les autres isotopes sont beaucoup moins importantes avec des valeurs maximales inférieures à 0,3%, 0,8% et 0,2% sur l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu sur toute la période d'irradiation.

Pour l'ensemble de nos simulations d'assemblage et de cœur, nous avons utilisé la base de traitement thermique *tmccs*. Toutefois, les résultats de cette étude montrent qu'il ne s'agit pas du meilleur choix dans la mesure où il s'agit de la base la plus ancienne et que des résultats plus proches sont obtenus entre les bases *sab2002* et *endf70*.

Énergie moyenne libérée par fission

Pour cette étude, nous avons comparé trois jeux de données d'énergies libérées par fission : celui utilisé par défaut dans le code MURE [175], celui utilisé par défaut dans le code déterministe DRAGON [106] et celui issu de la publication *"V. Kopeikin et al."* [95] utilisé pour l'ensemble de nos simulations et lors du calcul du flux d'antineutrinos dans Double Chooz. Nous rappelons que dans les simulations, les énergies par fission sont utilisées lors de la normalisation du flux de neutrons à la puissance thermique. Les valeurs des énergies moyennes libérées par fission des isotopes d'uranium et de plutonium de ces trois jeux de données sont présentées dans le tableau 7.3. Nous pouvons ainsi observer que pour les jeux de données de MURE et de DRAGON, l'^{238}U est l'isotope qui présente la différence la plus importante par rapport aux jeux de données *"V. Kopeikin et al."*.

Les énergies par fission utilisée dans MURE sont issues de la publication *"W.H. Walker et al., 1968"* [175]. Les résultats présentés dans cette publication concernent l'^{233}U, l'^{235}U, le ^{239}Pu et le ^{241}Pu en spectre thermique et le ^{232}Th et l'^{238}U en spectre rapide. Ces calculs ont été réalisés pour un réacteur de type CANDU. Dans MURE, les énergies par fission des autres isotopes pouvant fissionner sont estimées à partir d'un ajustement linéaire de ce jeu de données en fonction de la masse atomique ($E_{pf} = 1,9679.10^6 \times A - 2,601.10^8$). Les énergies par fission de la publication *"V. Kopeikin et al., 2004"* [95] ont été calculées pour le cas d'un REP et leur calcul a été spécialement réalisé en prévision des expériences neutrino menées auprès de réacteurs nucléaires actuellement en cours. Les résultats de cette publication concernent l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu et les données utilisées pour leur calcul incluent des résultats plus récents que ceux utilisés pour la publication *"W.H. Walker et al."*. Les énergies par fission utilisées dans le code DRAGON sont quant à elle issues de l'évaluation ENDF/B-VI [150].

	Kopeikin et al.	MURE	DRAGON
^{235}U	201,92 ± 0,46	201,7 ± 0,6 (-0,1%)	202,63 (0,4%)
^{238}U	205,52 ± 0,96	210,7 ± 1,2 (2,3%)	212,17 (3,0%)
^{239}Pu	209,99 ± 0,6	208,5 ± 1,1 (-0,7%)	211,43 (0,7%)
^{241}Pu	213,60 ± 0,65	213,8 ± 1,0 (0,1%)	213,99 (0,2%)

Table 7.3 – Énergie moyenne libérée par fission utilisée par défaut dans MURE [175], DRAGON [106] et dans nos simulations [95]. Pour MURE et DRAGON, les valeurs entre parenthèses correspondent à l'écart en pourcents par rapport au jeu de données issu de *"V. Kopeikin et al."* [95].

Les résultats de sensibilité des taux de fission au choix du jeu de données d'énergie libérée par fission sont présentés en figure 7.17. Étant donné que l'ensemble des énergies par fission du jeu de donnée DRAGON sont plus élevées que celles du jeu de données *"V. Kopeikin et al."*, dans la simulation utilisant le jeu d'énergie par fission de DRAGON, un nombre de fissions toujours inférieur à celui de la simulation utilisant le jeu d'énergie par fission *"V. Kopeikin et al."* est nécessaire pour obtenir une même puissance thermique. Le flux de neutrons de cette simulation est également plus faible et conduit à une production moindre de ^{239}Pu et ^{241}Pu. Les taux de fission obtenus avec les énergies par fission issues de DRAGON sont ceux qui présentent les différences les plus importantes par rapport à la simulation de référence. Au final, des différences maximales respectivement de 0,5% 1,1%, 1% et 2,2% sont obtenus pour les isotopes d'^{235}U, de ^{239}Pu, d'^{238}U et de ^{241}Pu.

Pour le jeu de données utilisé par défaut dans MURE, l'^{235}U et le ^{239}Pu possèdent des énergies par fission inférieure à celle du jeu de données *"V. Kopeikin et al."* (respectivement de -0,1% et -0,7%). En raison de la contribution plus importante de ces isotopes à la fission par rapport à l'^{238}U qui présente une énergie par fission plus importante de 2,3% dans le jeu de donnée MURE, de faibles différences sont obtenus entre ces deux jeux de données. Ainsi, des différences maximales strictement inférieures à 0,5% sont observées sur les taux de fission des quatre isotopes.

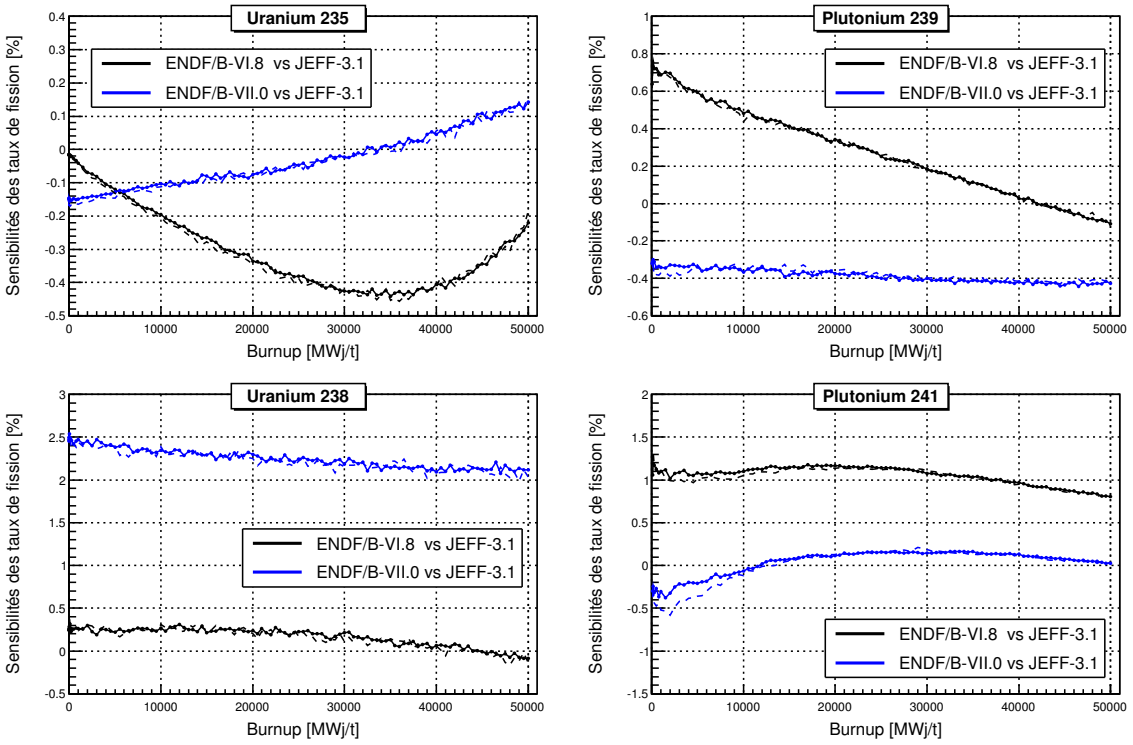


Figure 7.14 – Sensibilités des taux de fission au choix de la base de données de section efficace (assemblage UO_2 en trait plein et assemblage UO_2-Gd_2O_3 en trait pointillé). La base JEFF-3.1 est utilisée comme référence pour la comparaison.

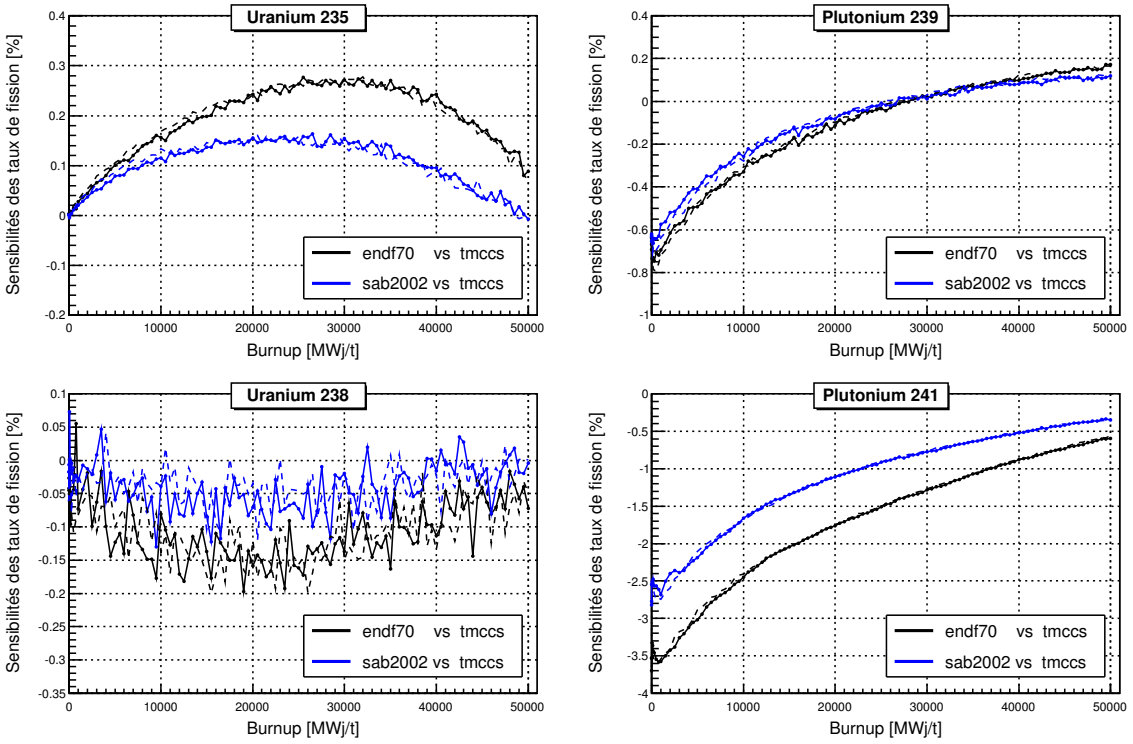


Figure 7.15 – Sensibilités des taux de fission aux choix de la base de données $S(\alpha, \beta)$ de traitement thermique des neutrons sur l'eau (assemblage UO_2 en trait plein et assemblage UO_2-Gd_2O_3 en trait pointillé). La bibliothèque *tmccs* est utilisée comme référence pour la comparaison.

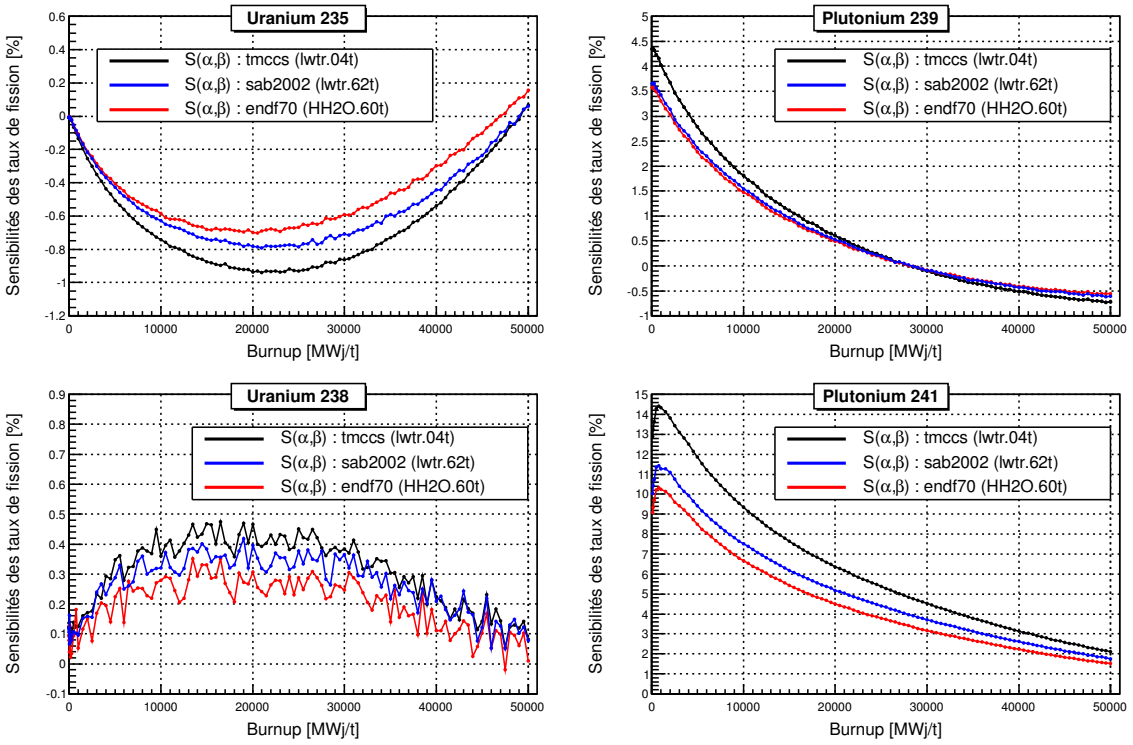


Figure 7.16 – Influence des bases de traitement S(α, β) des neutrons thermiques sur l'eau pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. Une simulation n'utilisant pas de base de traitement thermique est utilisée comme référence pour la comparaison.

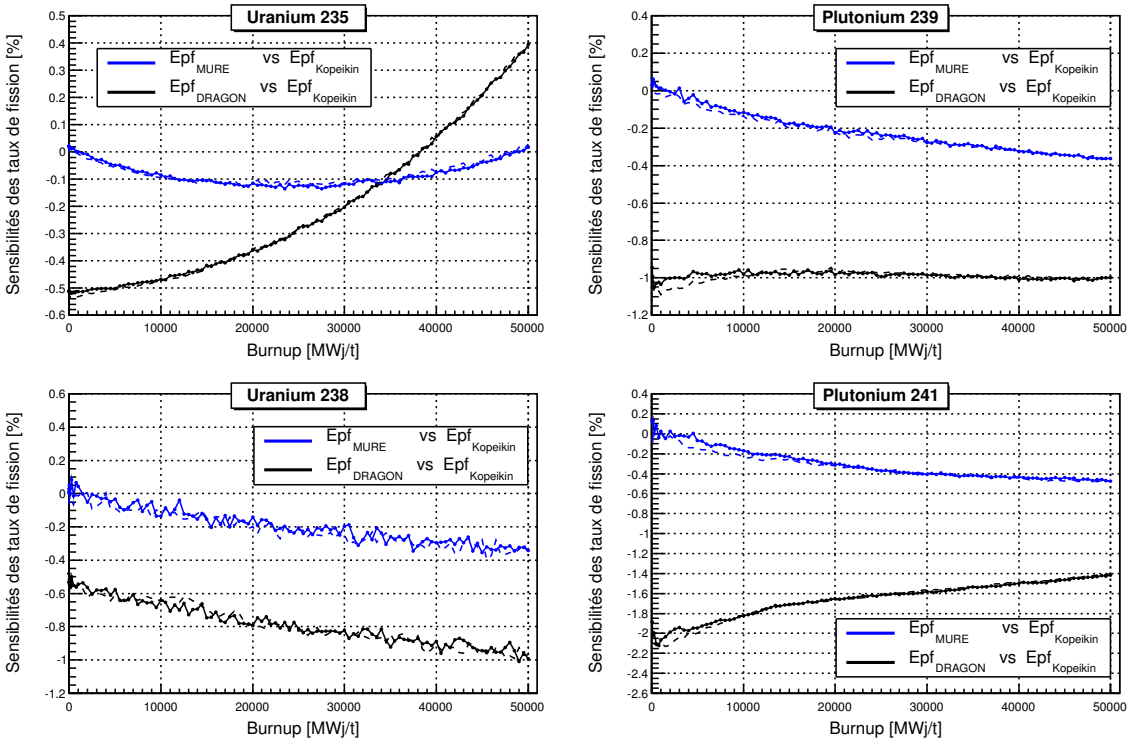


Figure 7.17 – Sensibilités des taux de fission aux jeux de donnée d'énergie libérée par fission (assemblage UO_2 en trait plein et assemblage UO_2-Gd_2O_3 en trait pointillé). Les énergies par fission issues de la publication *"V. Kopeikin et al."* [95] sont utilisées comme référence pour la comparaison.

Conclusions intermédiaires

Pour ces trois études portant sur la sensibilité des taux de fission au choix des bases de données nucléaires, nous retiendrons les points suivants concernant les quatre isotopes d'uranium et de plutonium d'intérêt :

- ^{235}U : pour les trois études, des sensibilités maximales inférieures à 0,5% sur le taux de fission de l'^{235}U ont obtenues sur toute la période d'évolution. Ces sensibilités sont plus faibles que celles obtenues pour les paramètres étudiés précédemment avec la méthode utilisant des ajustements linéaires ;
- ^{238}U : le taux de fission de l'^{238}U présente une importante sensibilité au choix de la base de données de sections efficaces avec une sensibilité relative comprise dans l'intervalle [2% ; 2,5%] entre les bases de données ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1 ;
- ^{239}Pu : la sensibilité du taux de fission du ^{239}Pu au choix des bases de données est moins importante que celles qui ont été observées précédemment par la méthode des ajustements linéaires. La plus importante sensibilité est obtenue pour le choix du jeu d'énergie libérée par fission (DRAGON vs Kopeikin) et est de l'ordre du pourcent sur toute la période d'évolution ;
- ^{241}Pu : pour le taux de fission du ^{241}Pu, les deux paramètres les plus sensibles sont le jeu d'énergie libérée par fission (DRAGON vs Kopeikin) et la base de données de traitement S(α,β) (endf7.0 vs tmccs). Pour ces deux paramètres, des sensibilités maximales respectivement de 2,1% et 3,6% sont obtenues en début d'irradiation. Ces sensibilités tendent ensuite à diminuer au cours de l'évolution. Exception faite de l'importante sensibilité du ^{241}Pu à la densité du modérateur en début d'évolution, ces deux paramètres présentent des sensibilités voisines de celles obtenues pour les paramètres étudiés avec la méthode des ajustements linéaires.

Pour le calcul des incertitudes systématiques totales associées aux taux de fission qui sera présenté en section 7.3, nous avons fait le choix d'utiliser les bases présentant les plus importantes différences sur les taux de fission, soit : JEFF-3.1 vs ENDF/B-VII.0 pour les bases de données de sections efficaces, DRAGON vs Kopeikin pour les jeux d'énergie libérée par fission et endf7.0 vs tmccs pour les bases de données de traitement S(α,β).

7.2.3 Sensibilités de taux de fission aux grappes de régulation

Deux types de grappe sont utilisés pour effectuer la régulation de puissance et contrôler les déséquilibres axiaux de puissance dans les cœurs de Chooz : les grappes grises et les grappes noires. Ces grappes sont réparties parmi les cinq groupes suivants :

- le groupe X1 constitué de 4 grappes grises ;
- le groupe X2 constitué de 4 grappes noires ;
- le groupe X3 constitué de 4 grappes grises (X31) et de 4 grappes noires (X32) ;
- le groupe X4 constitué de 8 grappes grises ;
- le groupe X5 constitué de 9 grappes grises.

Les grappes grises sont constituées de 12 barres en acier et de 12 barres en AIC (argent, indium, cadmium). Les barres en acier ont la particularité d'être creuses.

Les grappes noires sont constituées de 24 barres composées d'une partie haute en AIC de 1,0160 m et d'une partie basse en B_4C (carbure de bore) d'une hauteur de 3,1224 m. Les matériaux utilisés dans chacune des barres ne présentent pas les mêmes pouvoirs d'absorption des neutrons. Le matériau le plus absorbant est le B_4C suivis de l'AIC et de l'acier. Les sections efficaces d'absorption des neutrons de ces matériaux sont présentées en figure 7.18.

Les positions de chacun de ces groupes de régulation au sein des cœurs de Chooz ont été présentées en figure 3.2 au chapitre 3. Les autres groupes de grappes (SA, SB et SC) sont des groupes d'arrêt utilisés uniquement pour procéder à une mise à l'arrêt des réacteurs. L'évolution des positions des groupes X1 à X5 pour le cycle B1/C13 peut être observée en figure E.1 de l'annexe E.

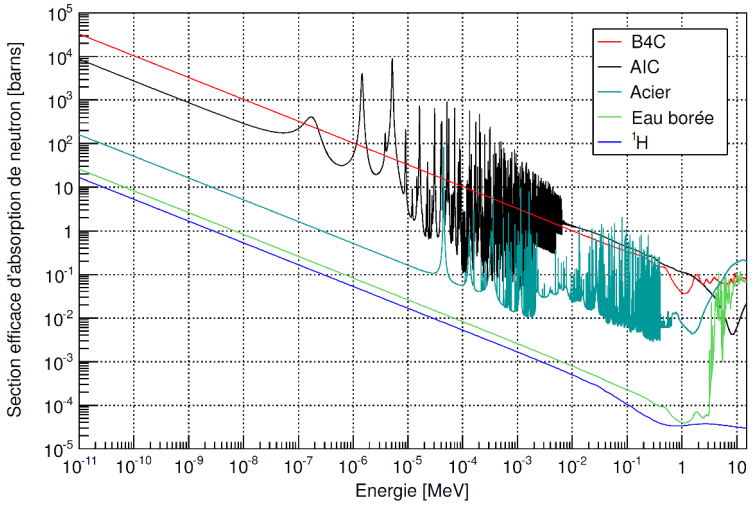


Figure 7.18 – Section efficace d'absorption des neutrons du B_4C, de l'AIC et de l'acier. À titre de comparaison, les sections efficaces d'absorption de l'hydrogène et de l'eau borée à hauteur de 700 ppm sont également présentées.

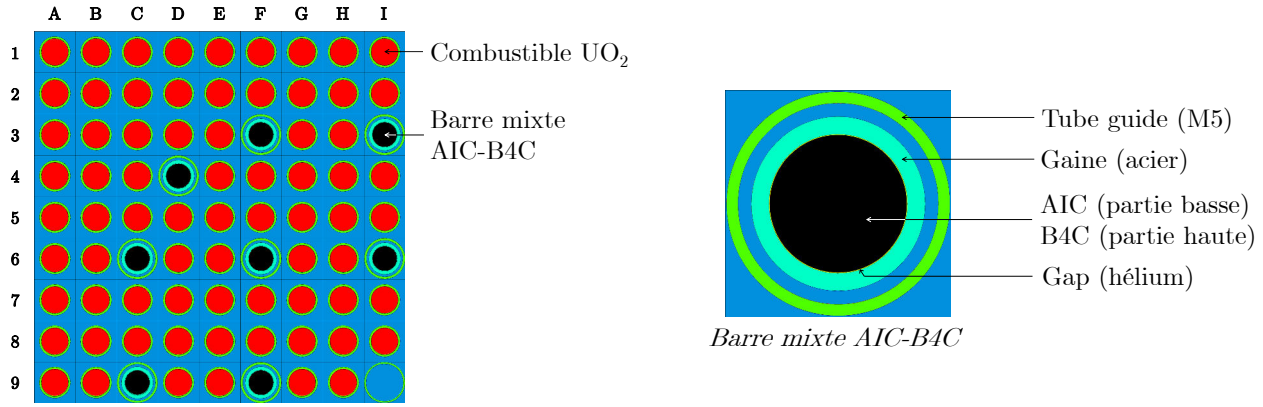
Simulations MURE

Afin d'étudier l'impact du non-suivi des groupes de régulation dans nos simulations de cœur, nous avons étudié l'effet de l'insertion des grappes noires et grises sur les taux de fission de simulation d'assemblages. Notre étude a été basée sur le plan de chargement de cœur de la campagne B2/C12. Dans le cas de cette campagne d'irradiation, l'intégralité des grappes noires était positionnée dans des assemblages UO_2 enrichis à 3,4% et l'intégralité des grappes grises dans des assemblages UO_2-Gd_2O_3 enrichis à 3,94%.

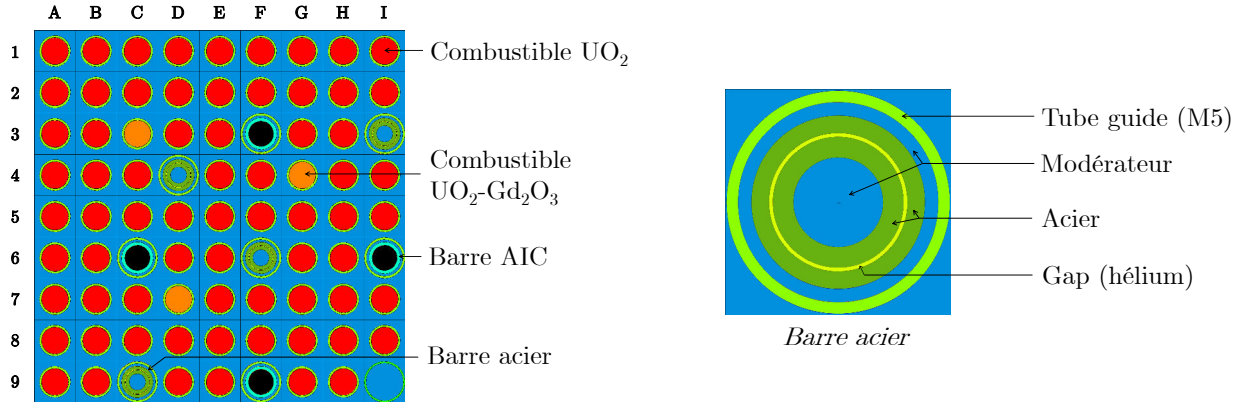
Nous avons donc développé deux simulations d'assemblage pour lesquelles ont été simulés différents niveaux d'insertion des grappes grises et noires. Les géométries MCNP de ces deux simulations sont respectivement présentées en figure 7.19a pour la grappe noire insérée dans un assemblage UO_2 enrichi à 3,4% et en figure 7.19b pour la grappe grise insérée dans un assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%.

Pour les deux types de grappes, 9 niveaux d'insertion des grappes allant de 0 à 100% par pas de 12,5% ont été simulés. Pour ces simulations, les paramètres de référence ont été utilisés. Une seule cellule de combustible a été définie dans la simulation de l'assemblage UO_2 et deux cellules dans la simulation de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3. Dans le cas de ces simulations, il s'agit d'une approximation forte dans la mesure où l'insertion des barres de contrôle va être responsable d'une modification importante de la distribution axiale du flux de neutrons des assemblages. Cet effet peut être observé sur la figure 7.20 qui présente la position des neutrons sources après convergence de la source de neutrons pour différents niveaux d'insertion de la grappe grise dans l'assemblage UO_2 pour le premier pas d'évolution. Sur cette figure nous pouvons voir que pour les niveaux d'insertion intermédiaires (25%, 50% et 75%), la majorité des neutrons est générée dans la partie basse de l'assemblage en dessous des barres de contrôles. En ne prenant pas en compte de discrétisation spatiale suivant l'axe z de l'évolution du combustible, la distribution axiale du flux de neutrons n'est pas utilisée lors des calculs d'évolution. Cela revient à considérer une évolution homogène du combustible suivant l'axe z alors que l'évolution du combustible devrait être beaucoup plus rapide dans la partie située en dessous des barres par rapport à la partie située au niveau des barres de régulation. En revanche, dans le cas d'une insertion totale de la grappe, l'absorption des neutrons par les barres est homogène suivant l'axe z. Par conséquent, la distribution des neutrons sources et du flux va être similaire au cas où la grappe n'est pas insérée.

Nous pouvons également supposer que le fait de ne pas avoir utilisé de discrétisation spatiale en



(a) Assemblage UO_2 - grappe noire



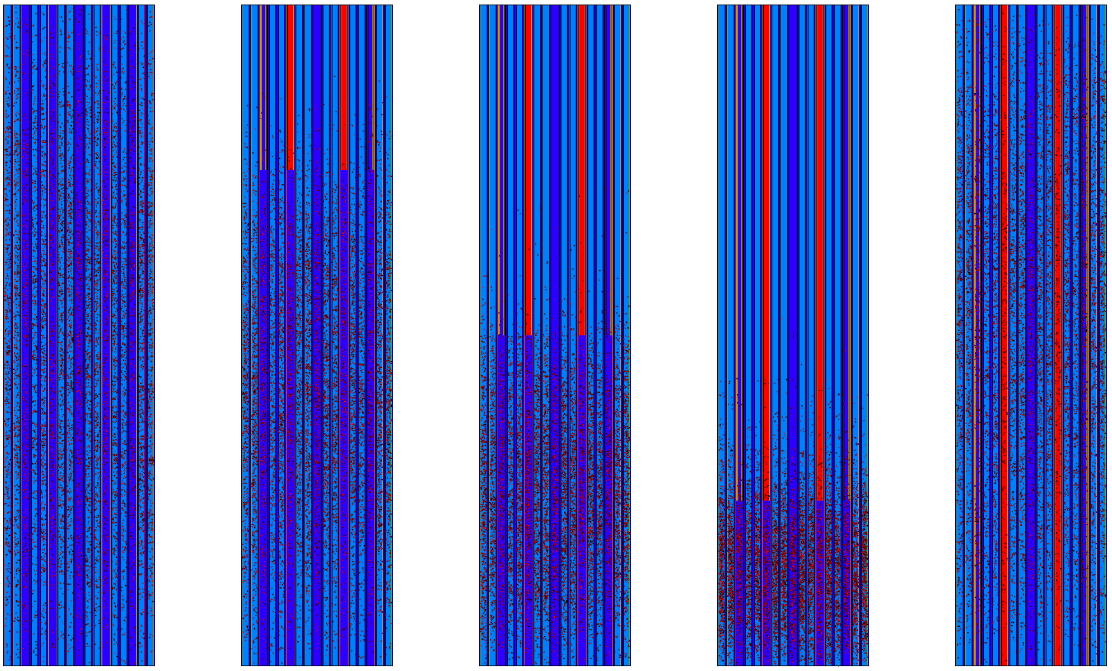
(b) Assemblage UO_2-Gd_2O_3 - grappe grise

Figure 7.19 – Vue en coupe suivant le plan xy du quadrant supérieur gauche de la simulation de l'assemblage UO_2 dans lequel est insérée une grappe noire (a) et de la simulation de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 dans lequel est insérée une grappe grise (b).

symétrie huitième d'assemblage a un impact plus important sur les résultats de simulation lorsque les barres de contrôle sont prises en compte. En effet, nous pouvons voir sur la figure 7.21 présentant le flux de neutrons dans l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 à $B = 0\,MWj/t$ que la distribution radiale du flux de neutron est également fortement modifiée par la présence des barres de contrôle. Une faible réduction du flux est observée aux positions des barres acier présentant une faible section efficace de capture. En revanche, un important déficit en neutrons est observé pour toutes les positions des tubes guides dans lesquels sont insérés des crayons AIC présentant une section efficace d'absorption élevée. Les crayons en voisinage proche de ces barres sont ainsi directement affectés par la présence de ces barres.

Malgré les possibles biais engendrés par l'absence de discrétisation spatiale de l'évolution du combustible, ce choix a été effectué afin de limiter les temps de calcul et de s'affranchir des importants biais pouvant apparaitre dans les simulations spatialement discrétisées suivant l'axe z (cf. chapitre 5, section 5.2.3.1).

Pour étudier l'effet de l'insertion des grappes de régulations sur les taux de fissions, nous avons décidé de corréler les variations de k_∞ et des taux de fission de nos simulations dues à l'insertion des grappes.



(a) 0% (b) 25% (c) 50% (d) 75% (e) 100%

Figure 7.20 – Position des neutrons sources après convergence de la source pour l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% pour différent niveau d'insertion de la grappe de régulation grise et pour un burnup de 0 MWj/t. Les figures ont été réalisées en utilisant 10 000 neutrons.

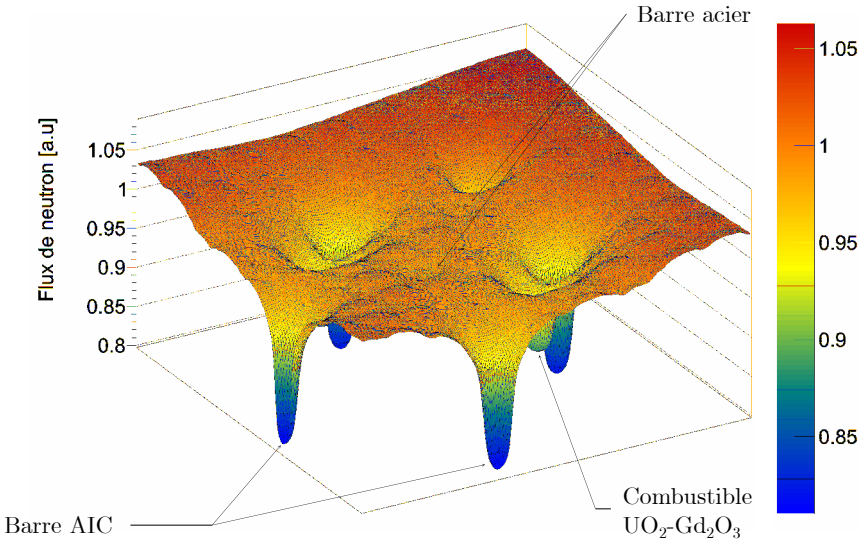


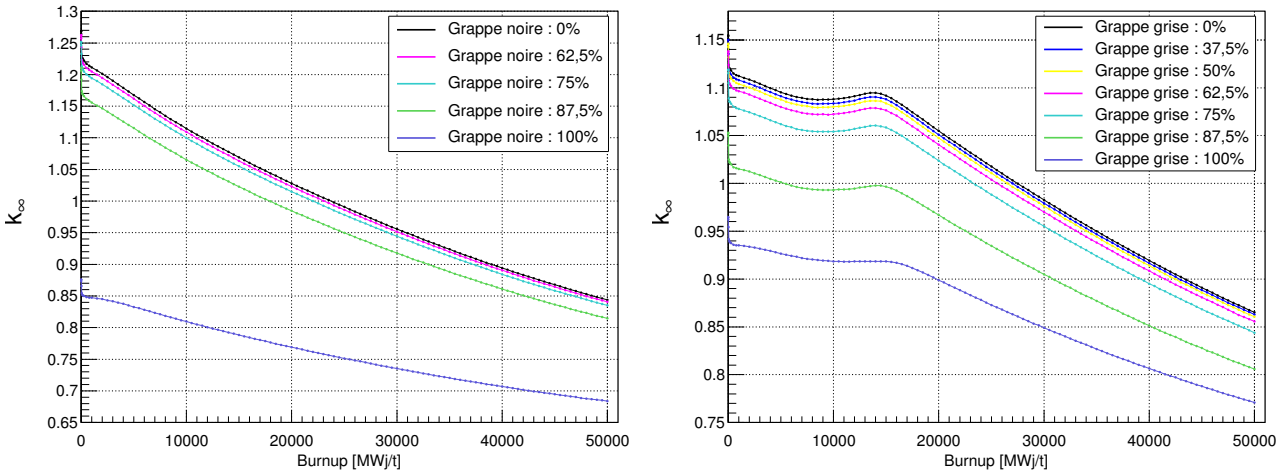
Figure 7.21 – Flux de neutrons suivant le plan xy de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 pour une insertion totale de la grappe de régulation grise et pour un burnup de B = 0 MWj/t. Le flux est intégré suivant l'axe z et normalisé de sorte que 1 représente le flux moyen dans l'assemblage.

k_∞

Les résultats obtenus pour les k_∞ des deux simulations pour les différents niveaux d'insertion testés en fonction du burnup sont présentés en figure 7.22. Sur ces deux graphiques, uniquement les niveaux d'insertion présentant un effet significatif sur les k_∞ sont présentés. Nous pouvons voir que pour les

deux types de grappe, les k_∞ ne diminuent pas linéairement avec le niveau d'insertion des barres. Durant les premières dizaines de pourcents d'insertion, de très faibles variations des k_∞ sont observés. Au delà, les k_∞ diminuent fortement avec l'insertion des grappes. Cet effet s'explique par la forme cosinusoïdale du flux de neutron suivant l'axe z en milieu semi-infini (cf. figure 5.24 du chapitre 5).

En raison de leur composition différente et du fait qu'elles sont insérées dans des assemblages de compositions également différentes, l'effet de chacune des grappes est différent sur les k_∞. Une réduction plus importante de la réactivité est obtenue avec les grappes noires qu'avec les grappes grises. Sur les graphiques de la figure 7.23, présentant les évolutions des k_∞ et des nombres d'absorptions de neutron des barres à $B = 0\,MWj/t$ pour les deux types d'assemblages en fonction du niveau d'insertion des grappes, nous pouvons voir que pour une insertion de 100% des grappes, une diminution du k_∞ de $\sim$39 300 pcm est obtenu pour la grappe noire et de $\sim$19 000 pcm pour la grappe grise. Nous noterons que pour la grappe noire, la partie haute des barres constituée du matériau B_4C (le plus absorbant) n'est insérée qu'à partir d'une insertion de 62,5% de la grappe dans nos simulations.



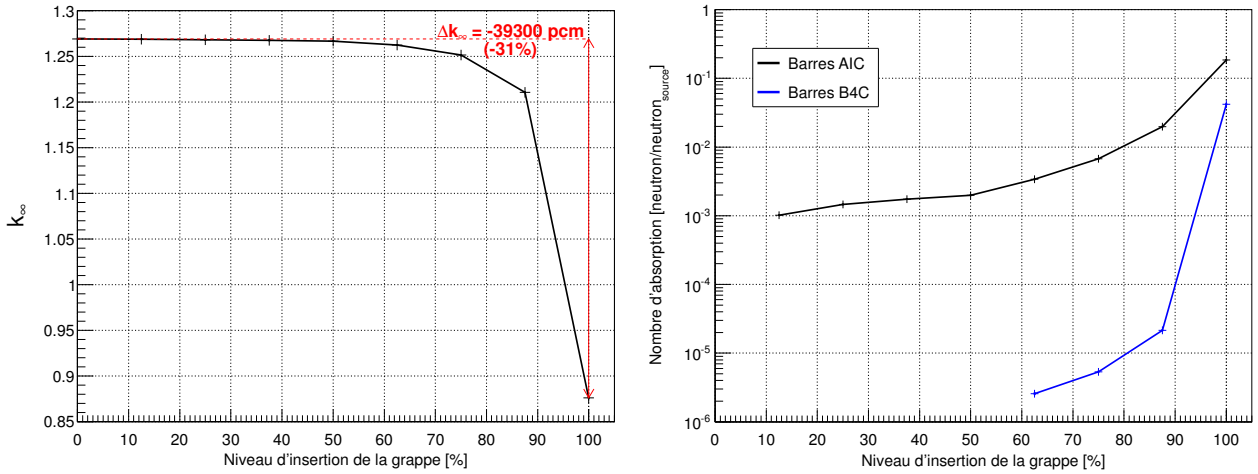
(a) Grappe noire (assemblage UO_2 enrichi à 3,4%) **(b)** Grappe grise (assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%)

Figure 7.22 – Évolution des k_∞ de l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% (a) et de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% (b) en fonction du burnup pour différents niveaux d'insertion des grappes.

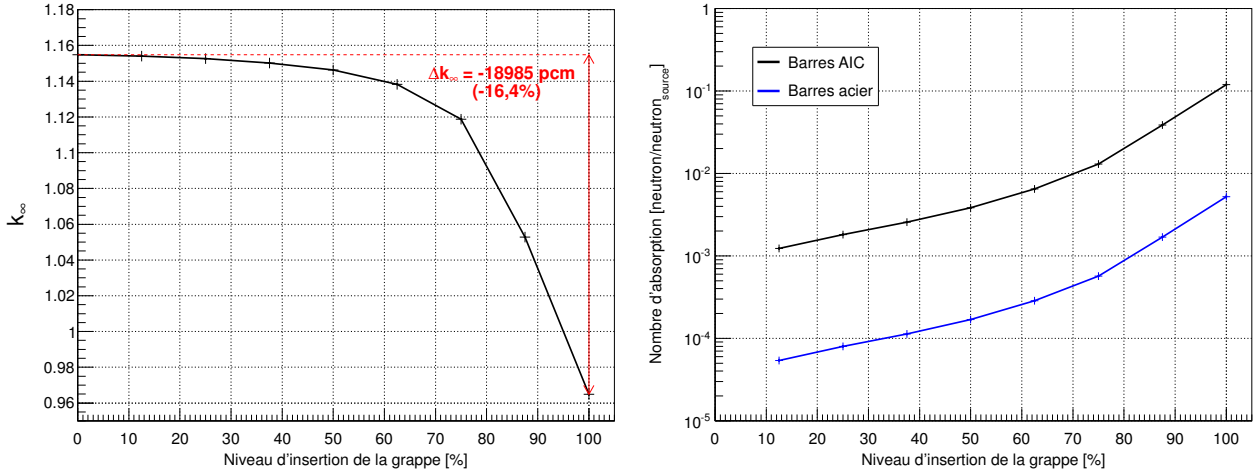
Taux de fission

Finalement, les différences obtenues sur les taux de fissions pour les différents niveaux d'insertion des grappes par rapport aux simulations sans grappes sont présentées en figure 7.24. De manière générale, comme pour les k_∞, des variations importantes des taux de fissions sont obtenues pour les niveaux d'insertion les plus importants. Ces différences peuvent ainsi atteindre plusieurs dizaines de pourcents et sont les plus importantes pour les isotopes d'^{238}U et de ^{241}Pu. Pour des niveaux d'insertion en dessous de 75%, de faibles variations des taux de fission sont obtenues. Ces variations sont au maximum de l'ordre du pourcent.

Lorsque les grappes sont insérées, l'absorption de neutrons thermiques par les barres engendre une réduction du nombre de fissions dans le domaine thermique. En raison de la normalisation du flux de neutron à la puissance thermique, la norme du flux va augmenter et conduire à une augmentation du nombre de fission et de capture dans les domaines épithermiques et rapides. Au début de l'irradiation, nous pouvons donc observer une réduction du taux de fission de l'^{235}U et une augmentation du nombre de fissions de l'^{238}U. L'augmentation du nombre de captures sur l'^{238}U ainsi que la normalisation du flux va conduire à une production plus importante de ^{239}Pu et de ^{241}Pu. Cela justifie que malgré la réduction du nombre de neutrons disponibles dans le domaine thermique lorsque les grappes sont insérées, le taux de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu soient plus élevés.



(a) Grappe noire (assemblage UO_2 enrichi à 3,4%)



(b) Grappe grise (assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%)

Figure 7.23 – Évolution des k_∞ et du nombre d'absorptions de neutrons de l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% en fonction du niveau d'insertion de la grappe noire (a) et de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% en fonction du niveau d'insertion de la grappe grise (b) pour un burnup de $B = 0\,MWj/t$.

Sensibilités des taux de fission

Afin d'estimer l'incertitude dûe au non-suivi des barres de contrôle dans nos simulations de cœur, nous avons calculé la sensibilité maximale des taux de fissions de chacun des isotopes k à l'insertion des grappes en pondérant les variations de taux de fissions obtenues au niveau assemblage par les variations de réactivité engendrées par l'insertion des grappes dans les cœurs. Pour un isotope k donné, la sensibilité maximale de son taux de fission, correspondant au cas d'une insertion totale des grappes de régulation dans le cœur, a été calculée comme étant :

$$S_{k,max}(B)[\%] = \frac{\Delta TF_k^{ass,noire}(B)[\%]}{\Delta k_\infty^{ass,noire}(B)[pcm]} \times \Delta k_{\infty,max}^{cœur,noire}[pcm] + \frac{\Delta TF_k^{ass,grise}(B)[\%]}{\Delta k_\infty^{ass,grise}(B)[pcm]} \times \Delta k_{\infty,max}^{cœur,grise}[pcm] \tag{7.7}$$

où :
- $\Delta TF_k^{ass,noire}(B)$ correspond à la variation du taux de fission de l'isotope k pour une variation de $\Delta k_\infty^{ass,noire}(B)$ pcm du k_∞ au burnup B pour une insertion totale de la grappe noire.
- $\Delta TF_k^{ass,grise}(B)$ correspond à la variation du taux de fission de l'isotope k pour une variation de $\Delta k_\infty^{ass,grise}(B)$ pcm du k_∞ au burnup B pour une insertion totale de la grappe grise.
- $\Delta k_{\infty,max}^{cœur,noire}$ et $\Delta k_{\infty,max}^{cœur,grise}$ sont respectivement les valeurs d'antiréactivité maximal théorique apportées par l'insertion totale des grappes noires du groupe X2 et X32 et des grappes grises des groupes X1, X31, X4 et X5 dans le cœur pour la campagne d'irradiation B2/C12. Ces valeurs théoriques nous ont été fournies par EDF et sont respectivement de 2562 pcm et 457 pcm.

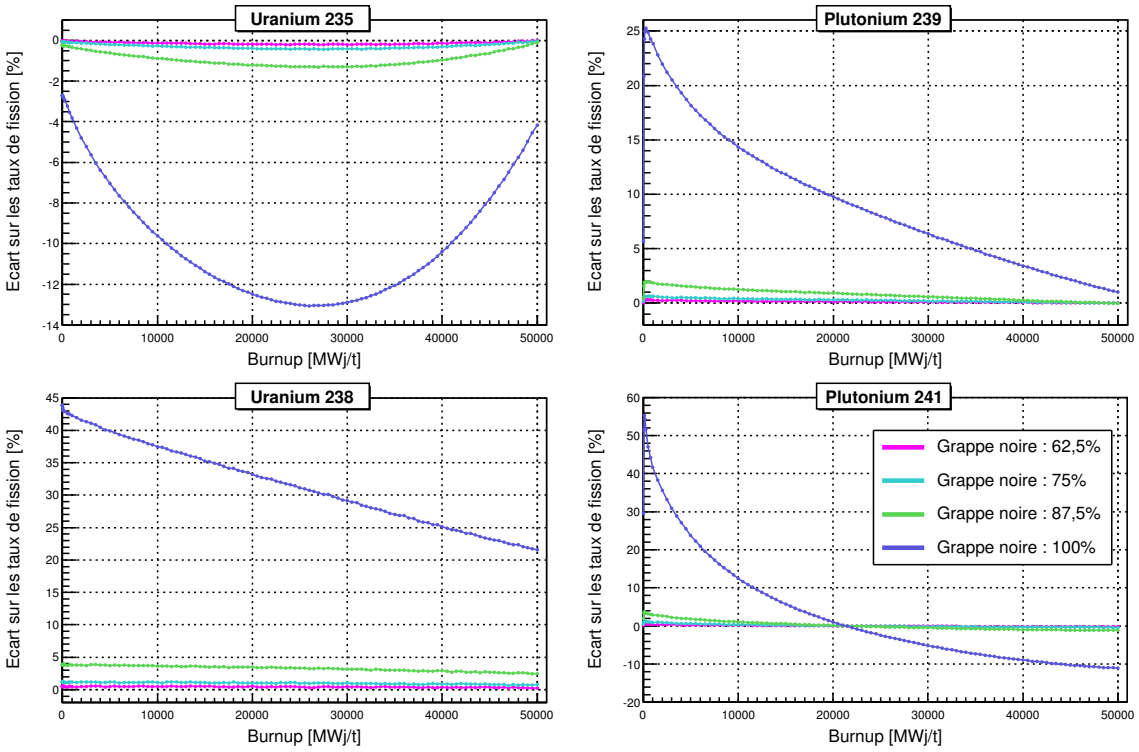
Ce calcul de pondération a pour objectif de prendre en compte que les grappes de régulation sont insérées dans un nombre limité d'assemblages du cœur. Pour effectuer ce calcul, les résultats des simulations utilisant un niveau d'insertion de 100% des barres ont été utilisés. En effet, d'une part les résultats de ces simulations tendent à maximiser la valeur de sensibilité obtenue par ce calcul de pondération, d'autre part nous estimons que les simulations utilisant une insertion totale des grappes sont les moins affectées par les biais introduits par l'absence de discrétisation spatiale de l'évolution du combustible dans nos simulations.

Dans les cœurs de Chooz, les barres de contrôles ne sont pas insérées en permanence (cf. figure E.1 de l'annexe E). Pour notre calcul d'erreur, nous avons donc choisi de pondérer les valeurs de sensibilités maximales obtenues par la formule 7.7 d'un facteur 0,5.

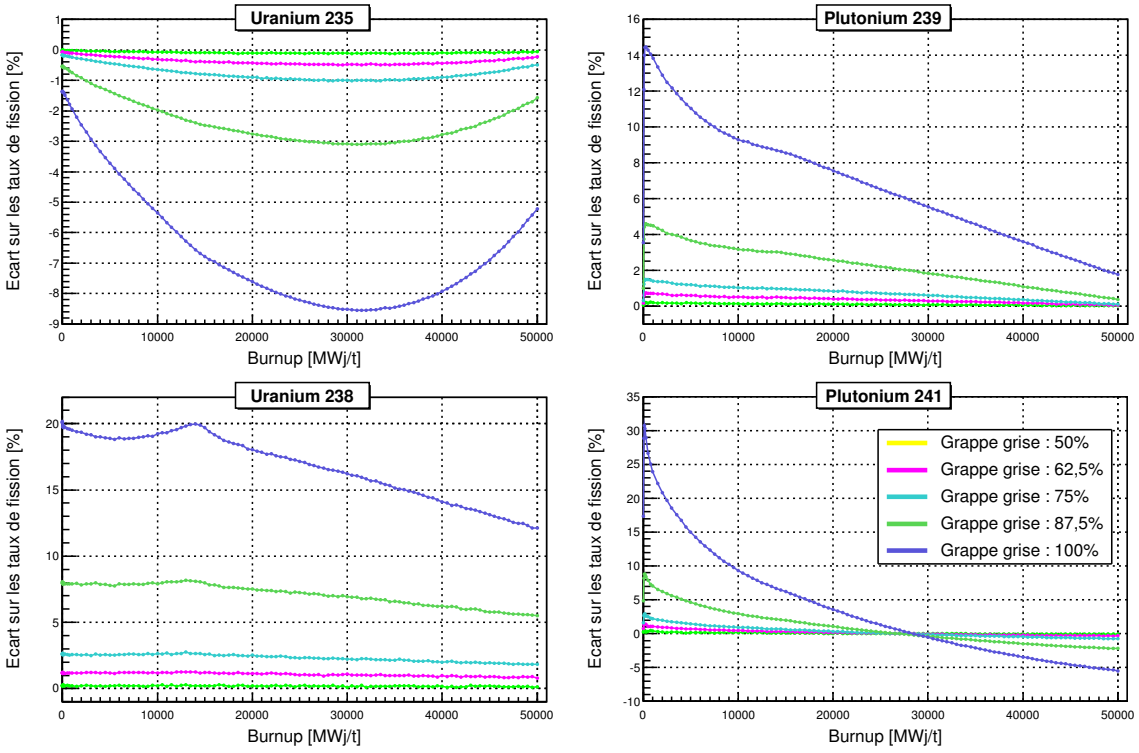
Ce facteur, beaucoup plus important que le niveau d'insertion moyen des grappes durant les campagnes d'irradiation [4], a été considéré afin de compenser une potentielle sous-évaluation de l'erreur induite par le non-suivi des barres de régulation dans nos simulations de cœur. Ce facteur permet ainsi de prendre en compte une utilisation potentiellement plus importante des grappes dans les autres campagnes de cœur simulées, mais également de tenir compte des approximations faites dans les simulations d'assemblage utilisées dans ce calcul (absence de discrétisation axiale et radiale du combustible) et des limites propres à notre calcul, à savoir la pondération des sensibilités des taux de fission de simulations d'assemblages pour obtenir des sensibilités au niveau cœur.

Les résultats de sensibilité obtenus pour chacun des isotopes par la formule 7.7 et pondérés d'un facteur 0,5 sont présentés en figure 7.25. L'^{238}U est l'isotope qui présente la sensibilité la plus élevée à l'insertion des grappes de contrôle avec une sensibilité quasi constante et de l'ordre de 2% sur toute la période d'évolution. Pour les autres isotopes, les sensibilités obtenues sont au maximum de l'ordre du pourcent sur toute la période d'évolution. Une sensibilité plus importante est obtenue pour le taux de fission du ^{241}Pu en début d'évolution, mais sa contribution aux fissions est alors négligeable ($\alpha_{^{241}Pu} \simeq 1\%$ à B = 9 000 MWj/t).

4. Pour le cycle C13/B1, des insertions moyennes de respectivement 10,9%, 7,8%, 4,7%, 0,2% et 0,2% ont été calculés pour les groupes X1, X2, X3, X4 et X5. Pour ce calcul, les périodes à puissance nulle ont été exclues.



(a) Grappe noire (assemblage UO_2 enrichi à 3,4%)



(b) Grappe grise (assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%)

Figure 7.24 – Effet du niveau d'insertion de la grappe noire dans l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% (a) et de la grappe grise dans l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% (b) en fonction du burnup. Les simulations sans grappes sont utilisées comme référence pour les comparaisons.

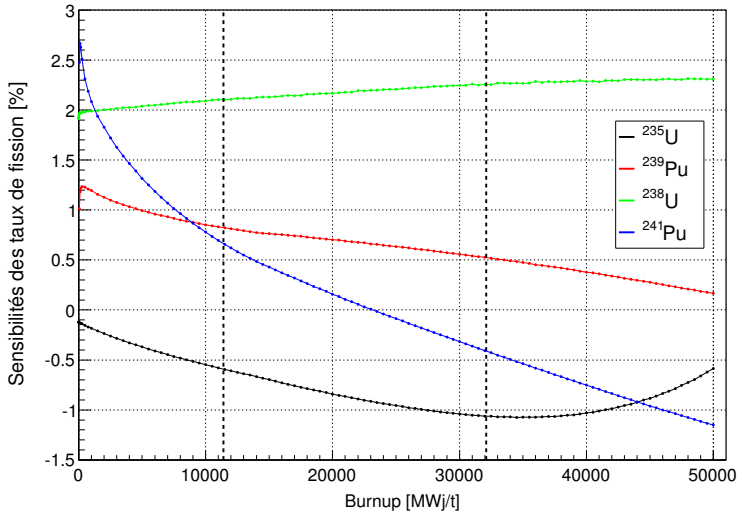


Figure 7.25 – Sensibilités des taux de fission à l'insertion des grappes de régulation en utilisant la formule 7.7 pondérée d'un facteur 0,5. L'intervalle situé entre les lignes en pointillés représente le rapport des taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

7.3 Résultats finaux des incertitudes systématiques

7.3.1 Incertitudes sur les taux de fission de cœur

Les résultats des incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission de nos simulations de cœur en fonction du ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ sont respectivement présentés en figure 7.26, 7.27, 7.28 et 7.29 pour l'^{235}U, le ^{239}Pu, l'^{238}U et le ^{241}Pu. Ces graphiques présentent les résultats d'incertitudes individuelles de chacun des paramètres de simulation sur les taux de fission ainsi que les incertitudes systématiques totales calculées en sommant quadratiquement chacune des incertitudes (cf. équation 7.6). Compte tenu des faibles écarts de sensibilité que nous avons observés précédemment pour les assemblages UO_2 enrichis à 4% et UO_2-Gd_2O_3 enrichis à 3,94%, les résultats ont été obtenus en utilisant uniquement les sensibilités calculées pour l'assemblage UO_2enrichi à 4%.

Au cours de l'irradiation, les sens de variations des incertitudes systématiques totales associées aux taux de fissions sont identiques au sens de variation des inventaires de chacun des isotopes. Nous pouvons ainsi observer que durant une campagne d'irradiation :

- l'incertitude sur le taux de fission de l'^{235}U augmente de 2,6% à 3,8% ;
- l'incertitude sur le taux de fission du ^{239}Pu dimininue 5% à 2,5% ;
- l'incertitude sur le taux de fission de l'^{238}U est quasi-constante et reste comprise dans l'intervalle [5% , 5,4%] ;
- l'incertitude sur le taux de fission du ^{241}Pu diminue de 18,6% à 6%.

Pour chaque isotope, les incertitudes totales présentent des contributions différentes à chacun des paramètres. Les principaux contributeurs aux incertitudes totales sur les taux de fissions de chacun des isotopes sont listés ci-dessous :

- $TF_{^{235}U}$:
  - incertitude due à l'absence de discrétisation axiale de l'évolution du combustible ;
  - incertitude sur la densité du modérateur ;
  - incertitude sur la température du combustible ;
  - incertitude sur les burnups de chargement des assemblages en cœur.
- $TF_{^{239}Pu}$:
  - incertitude due à l'absence de discrétisation axiale de l'évolution du combustible ;
  - incertitude sur la température du combustible ;
  - incertitude sur la température du modérateur.
- $TF_{^{238}U}$:
  - incertitude sur la température du modérateur ;
  - incertitude sur les bases de données de section efficace ;
  - incertitude due à l'absence de suivi des positions des barres de contrôle.
- $TF_{^{241}Pu}$:
  - incertitude due à l'absence de discrétisation axiale de l'évolution du combustible ;
  - incertitude sur les burnups de chargement des assemblages en cœur.

Pour l'ensemble des isotopes, les incertitudes sur les taux de fission dues à la puissance, à la concentration en bore, au choix de la base de traitement $S(\alpha, \beta)$ des neutrons thermiques sur l'eau et au niveau de discrétisation en énergie du flux de neutrons lors des calculs d'évolution (option *Multigroupes*) ne contribuent que faiblement aux incertitudes totales par rapport aux paramètres listés précédemment. Nous noterons que dans notre calcul, l'incertitude sur la concentration en bore engendre une incertitude très faible sur les taux de fission ($<$0,3% pour les quatre isotopes), car un suivi de la concentration en bore est effectué dans nos simulations de cœurs. Au final, les deux isotopes d'^{235}U et de ^{239}Pu qui possèdent la contribution la plus importante au nombre de fissions et au flux d'antineutrinos émis par les cœurs sont ainsi les deux isotopes possédant les incertitudes totales les plus faibles. Le ^{241}Pu qui possède la plus faible contribution au flux d'antineutrinos présente l'incertitude la plus élevée. Contrairement aux autres noyaux, son incertitude totale est principalement dominée par un seul paramètre : l'incertitude due à l'absence de discrétisation axiale de nos simulations.

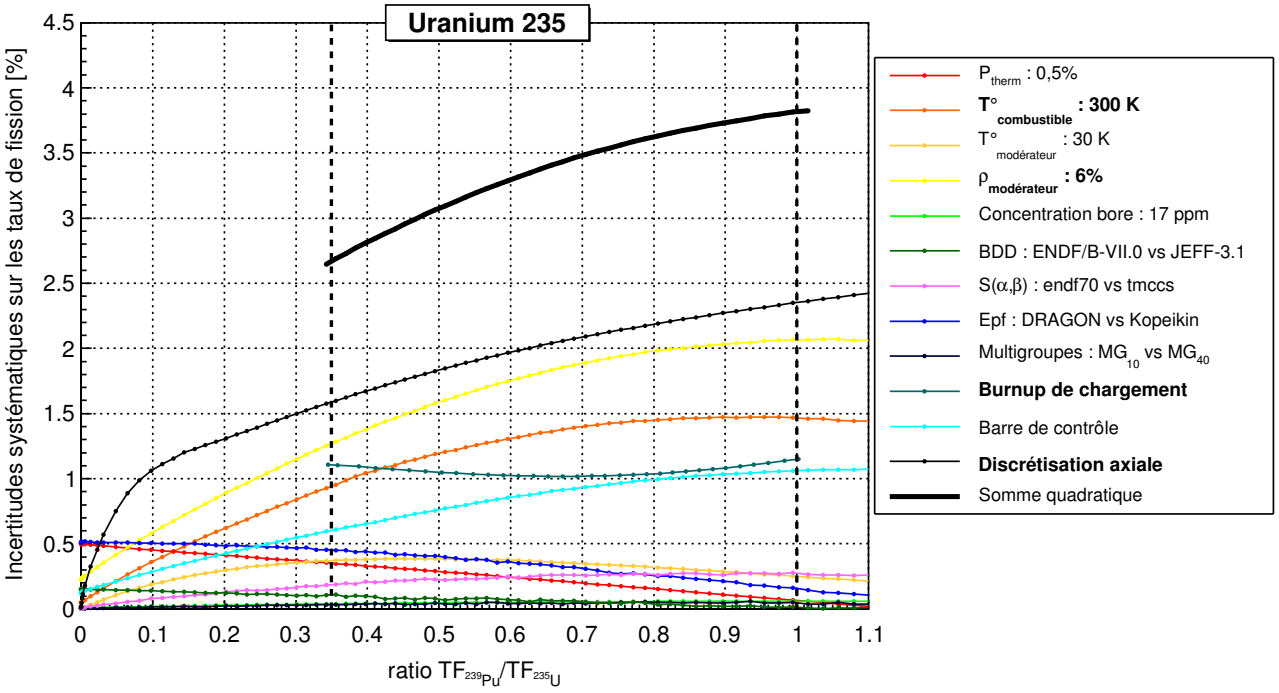


Figure 7.26 – Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission de l'^{235}U en fonction du rapport des taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$. L'intervalle situé entre les lignes en pointillés représente le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

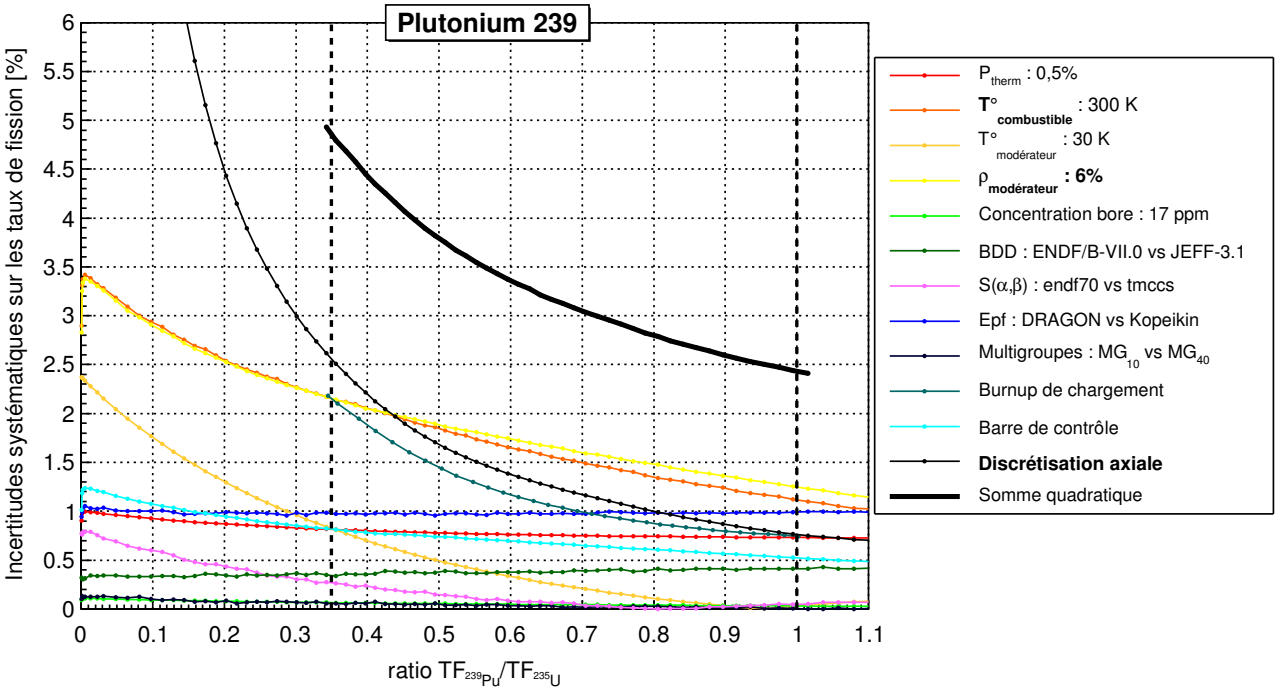


Figure 7.27 – Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission du ^{239}Pu en fonction du rapport des taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$. L'intervalle situé entre les lignes en pointillés représente le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

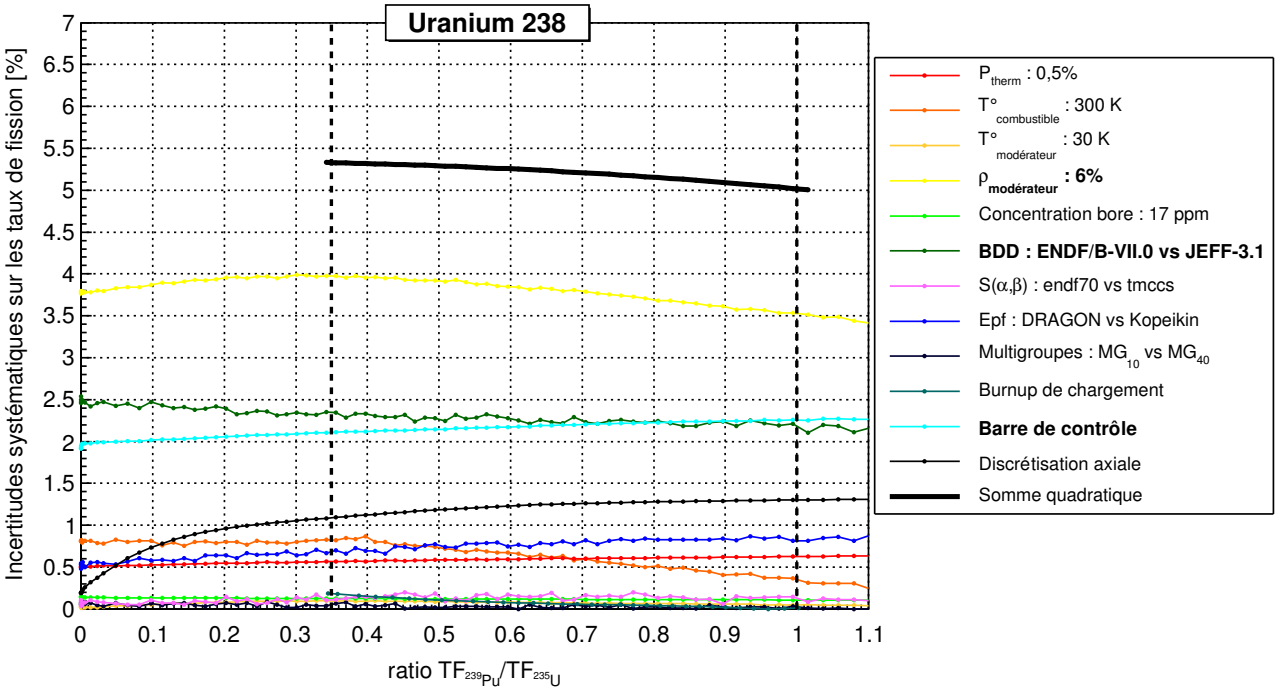


Figure 7.28 – Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission de l'^{238}U en fonction du rapport des taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$. L'intervalle situé entre les lignes en pointillés représente le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

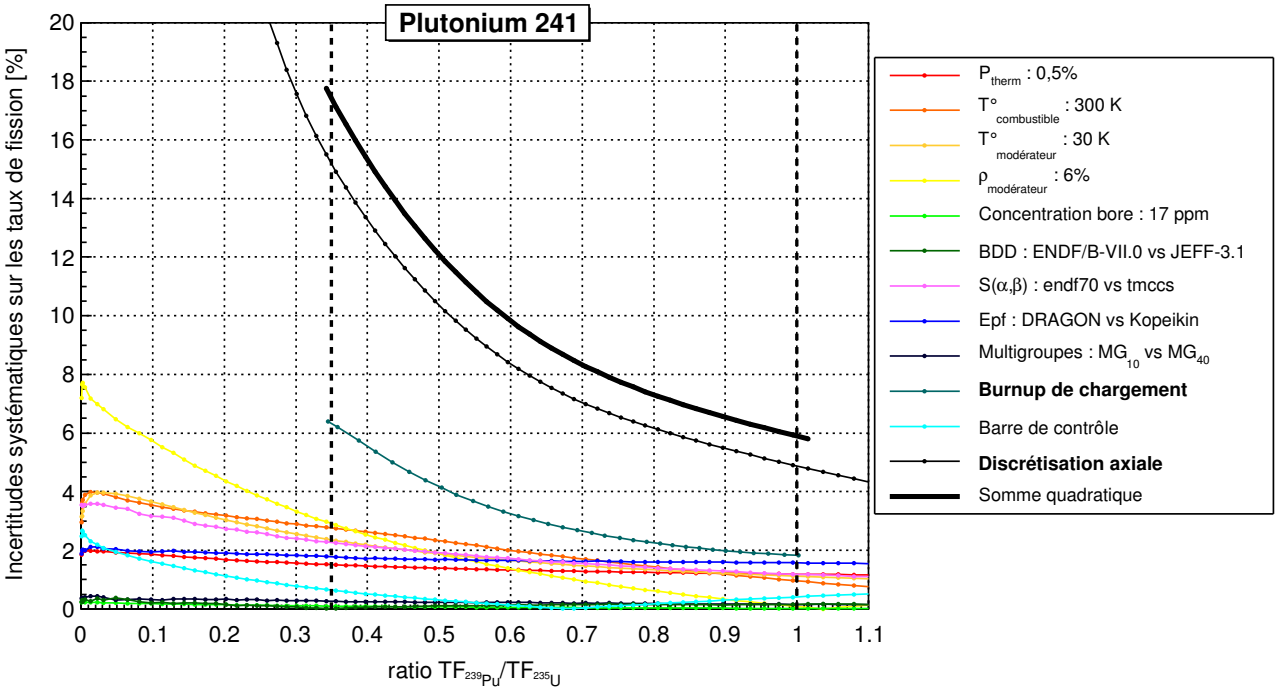


Figure 7.29 – Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission du ^{241}Pu en fonction du rapport des taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$. L'intervalle situé entre les lignes en pointillés représente le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ typiquement atteint dans nos simulations de cœur.

Finalement, l'évolution des taux de fission et des erreurs systématiques associées pour la campagne d'irradiation B1/C12 est présentée en figure 7.30.

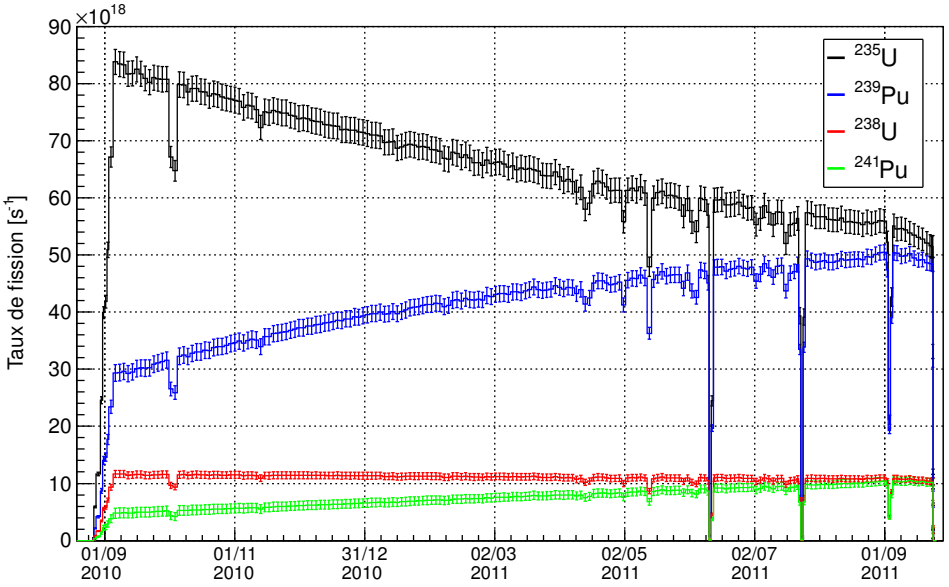


Figure 7.30 – Évolution des taux de fission et des erreurs systématiques associées pour la campagne d'irradiation B1/C12.

7.3.2 Corrélation entre les taux de fission

Pour la propagation des erreurs associées aux fractions de fission à l'erreur finale associée au flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs (cf. section 2.2.3.4), il a été nécessaire de calculer la matrice de corrélation liant les fractions de fission, corrélation provenant de la conservation de la puissance thermique totale imposée dans les simulations. Pour calculer ces corrélations, un ajustement des fractions de fission exprimées les uns par rapport aux autres a été réalisé en considérant comme erreurs la somme quadratique totale des erreurs calculées précédemment. Les pentes issues des ajustements pondérés par le rapport σ_x sur σ_y, où x et y sont les fractions de fission respectivement en abscisse et en ordonnée, constituent alors les coefficients de corrélation (cf. annexe A). On obtient alors une matrice de corrélation moyenne sur la durée de la prise de données considérée. La matrice de corrélation ρ_{xy} obtenue pour la campagne d'irradiation B1/C12 est :

$$\rho_{xy} = \begin{pmatrix} 1 & -0,94 & 0,10 & -0,92 \\ -0,94 & 1 & -0,10 & 0,92 \\ 0,10 & -0,10 & 1 & -0,10 \\ -0,92 & 0,92 & -0,10 & 1 \end{pmatrix} \tag{7.8}$$

où x et y correspondent dans l'ordre au taux de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu, de l'^{238}U et du ^{241}Pu. L'^{235}U apparait comme fortement anti-corrélé avec le ^{239}Pu et le ^{241}Pu. Le ^{239}Pu et le ^{241}Pu apparaissent en revanche très fortement corrélés. L'^{238}U dont la contribution aux fissions, est quasi-constante au cours de l'évolution présente alors une très faible corrélation à l'^{235}U et une très faible anti-corrélation au ^{239}Pu et au ^{241}Pu.

7.3.3 Discussion sur la méthode

La méthode de passage des résultats de sensibilité obtenus avec des simulations d'assemblage à nos simulations de cœur consiste à considérer que l'évolution des incertitudes de nos simulations de cœur correspond à une portion d'évolution de simulations d'assemblage ; la transposition étant effectuée en utilisant comme variable d'évolution le rapport des taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ [5]. Compte tenu du caractère particulier de cette variable, deux autres méthodes de passage des résultats de sensibilité de nos simulations d'assemblage à nos simulations de cœur ont été envisagées et comparées pour la campagne B1/C12.

Méthode n°2 : Nous avons de nouveau considéré que l'évolution des incertitudes de nos simulations de cœur correspond à une portion d'évolution de simulations d'assemblage. En revanche, au lieu d'utiliser le ratio de taux de fission $\mathrm{TF}_{^{239}\mathrm{Pu}}/\mathrm{TF}_{^{235}\mathrm{U}}$ comme variable d'évolution, nous avons utilisé le burnup. Pour cela nous avons considéré que le burnup initial du cœur au début d'une campagne d'irradiation peut-être calculé comme étant :

$$B^{cœur,chargement} = \frac{\sum_{i=0}^{205} B_i^{ass,chargement} \times M_{HM_{ass,i}}}{\sum_{i=0}^{205} M_{HM_{ass,i}}} \tag{7.9}$$

où $B_i^{ass,chargement}$ est le burnup de chargement en cœur de l'assemblage i au début de la campagne et $M_{HM_{ass,i}}$ est la masse initiale en noyaux lourds de l'assemblage i. L'évolution du burnup du cœur au cours de l'irradiation a quant à elle été calculée à partir des données de puissance issue de la base de données EXALT. Pour cette méthode, seule la variable de passage des résultats de simulation d'assemblage aux simulations de cœur change. La méthode de calcul de l'incertitude systématique totale (cf. équation 7.6) reste inchangée par rapport aux résultats présentés précédemment.

Méthode n°3 : Pour cette 3e méthode, nous ne considérons plus que l'évolution des incertitudes de nos simulations de cœur correspond à une portion d'évolution de simulations d'assemblage. Nous avons considéré que dans un cœur, le taux de fission d'un isotope k donné peut s'exprimer comme étant la somme des contributions individuelles de chaque assemblage :

$$TF_k^{cœur}(B) = \sum_{i=0}^{205} TF_k^{ass,i}(B) \tag{7.10}$$

où $TF_k^{ass,i}(B)$ est le taux de fission de l'isotope k dans l'assemblage i au burnup B du cœur. A partir de cette formule, nous avons calculé les incertitudes sur les $TF_k^{cœur}(B)$ en considérant que les incertitudes sur les taux de fission de chacun des assemblages sont totalement corrélées [6]. L'incertitude sur le taux de fission ce chaque isotope k a donc été calculé comme étant :

$$\sigma_{TF_k^{cœur}}(B)[\%] = 100 \times \frac{\sum_{i=0}^{205} (\sigma_{TF_k^{ass,i}}(B)[\%] \times TF_k^{ass,i}(B))/100}{TF_k^{\text{cœur}}(B)} \tag{7.11}$$

où $\sigma_{TF_k^{ass,i}}(B)$ est l'incertitude en pourcents sur le taux de fission de l'isotope k de l'assemblage i au burnup B du cœur.

Pour réaliser ce calcul, nous sommes repartis de la méthode de prédiction des taux de fission *"à la Chooz"* (cf. section 6.3 du chapitre 6) pour la campagne B1/C12. Ce calcul nous avait en effet permis de prédire l'évolution des taux de fission de chacun des assemblages en fonction du burnup du cœur. Pour les incertitudes $\sigma_{TF_k^{ass,i}}(B)$, nous avons utilisé un calcul similaire à celui présenté en équation

5. Par la suite, cette méthode sera appelée "méthode n°1".

6. Pour une fonction de type $y(x_1, x_2, ..., x_n) = \sum_{i=1}^{n} x_i$, la propagation des erreurs donne $\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^{n} \sigma_{x_i}^2 + \sum_{i,j=1, i\neq j}^{n} 2\mathrm{cov}[x_i, x_j]$. Si tout les x_i sont corrélés ($\forall(i,j)$, $\rho[x_i, x_j] = 1$) alors $2cov[x_i, x_j] = 2\sigma_{x_i}\sigma_{x_j}$. Il en découle alors que $\sigma_y = \sum_{i=1}^{n} \sigma_{x_i}$.

7.6, mais en considérant cette fois-ci une évolution en burnup des assemblages plutôt qu'en fonction du ratio $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. Toutefois, l'incertitude due aux burnups initiaux de chargement des assemblages en cœur ne pouvait pas être prise en compte dans le calcul des $\sigma_{TF_k^{ass,i}}(B)$ puisque cette erreur a été calculée à partir d'une simulation de cœur. Cette erreur a donc été prise en compte a posteriori en la sommant quadratiquement aux autres incertitudes.

Les résultats d'incertitudes systématiques obtenus par les trois méthodes pour la campagne B1/C12 sont présentés en figure 7.31 pour les quatre isotopes d'uranium et de plutonium .

De manière générale, nous pouvons voir que les résultats obtenus par les méthodes n°1 et n°2 présentent des différences uniquement durant la première moitié de la campagne d'irradiation. Jusqu'à un burnup de environ 8 000 MWj/t, des incertitudes plus faibles sont obtenues avec la seconde méthode pour le ^{239}Pu et le ^{241}Pu et plus élevé pour l'^{235}U. Après 8 000 MWj/t, les incertitudes obtenues par les deux méthodes convergent vers des valeurs identiques. Les différences obtenues entre les deux méthodes s'expliquent par le fait que des portions d'évolution différentes des simulations d'assemblage sont utilisées lorsque l'on utilise le burnup ou le ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ comme variable d'évolution. En effet en utilisant le ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ comme variable d'évolution (méthode n°1), la plage en ratio considérée correspond à l'intervalle [0,35 ; 0,94] pour la simulation de cœur B1/C12. Dans nos simulations d'assemblages, cet intervalle en ratio correspond à une plage en burnup comprise dans l'intervalle en MWj/t [11 700 ; 30 700]. Pour la méthode n°2, le burnup initiale moyen du cœur est de 16 120 MWj/t (cf. equation 7.9). Durant la campagne B1/C12, le burnup du cœur évolue ainsi de 16 120 MWj/t à 30 720 MWj/t [7]. Cet intervalle en burnup correspond dans nos simulations d'assemblages à un ratio de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ compris dans l'intervalle [0,47 ; 0,94]. Avec la méthode n°2, une portion d'évolution plus petite de nos simulations d'assemblage est donc utilisée et conduit aux différences observées. Nous noterons que pour ces deux méthodes des erreurs systématiques très proches sont obtenues pour l'^{238}U étant donné que son incertitude varie peu au cours de l'évolution (cf. figure 7.28). Le ^{241}Pu est l'isotope qui présente les différences les plus élevées entre les deux méthodes, car son incertitude diminue très fortement dans l'intervalle en ratio [0,35 ; 0,47].

Avec la méthode n°3, des résultats proches de ceux obtenus avec la méthode n°1 sont obtenus sur le ^{239}Pu et l'^{238}U. En revanche, des incertitudes plus faibles sont obtenues sur l'^{235}U et le ^{241}Pu. En effet, avec la méthode n°3, les incertitudes associées aux taux de fission de chaque assemblage sont pondérées par leurs contributions aux taux de fission du cœur (cf. équation 7.11). Par conséquent, les assemblages qui présentent des burnups faibles vont avoir un poids plus important lors du calcul de l'incertitude sur l'^{235}U. À l'inverse, les assemblages présentant des burnups élevés vont avoir un poids plus important lors du calcul de l'incertitude sur le ^{241}Pu. Hors nous pouvons voir sur les figures 7.26 et 7.29 que l'^{235}U présente une incertitude qui augmente avec le burnup alors que celle du ^{241}Pu diminue. Du fait de cette pondération, lors du calcul de l'incertitude au niveau cœur, l'^{235}U présente une incertitude plus faible avec la méthode n°3 et le ^{241}Pu une incertitude plus élevée. L'^{238}U présente des incertitudes voisines avec les méthodes n°1 et n°3 du fait que sa contribution au taux de fission ainsi que son incertitude varient peu au cours de l'évolution. Pour le ^{239}Pu, nous pouvons noter qu'avec la méthode n°3, son incertitude augmente légèrement en début de cycle passant de 3,7% à 0 MWj/t à 4% à 1500 MWj/t avant de diminuer à des valeurs comparables à celles obtenues par la méthode n°1 et n°2. Cette augmentation est due aux assemblages neufs chargés en cœur. À 0 MWj/t, ces assemblages ont un taux de fission nul pour le ^{239}Pu. Avec l'irradiation, les taux de fission du ^{239}Pu de ces assemblages augmentent rapidement. Seulement, pour de faibles burnup, l'incertitude sur le ^{239}Pu est beaucoup plus élevé qu'à haut burnup (cf. figure 7.27). Ces assemblages vont donc rapidement avoir un poids important dans le calcul de l'incertitude du taux de fission du cœur du ^{239}Pu et engendrer l'augmentation que nous observons. Après 1500 MWj/t, la diminution de l'incertitude relative sur les taux de fission du ^{239}Pu des assemblages effectuant leur seconde ou leur troisième campagne d'irradiation va être plus

7. Pour le graphique 7.31, un burnup nul est considéré au démarrage de la campagne.

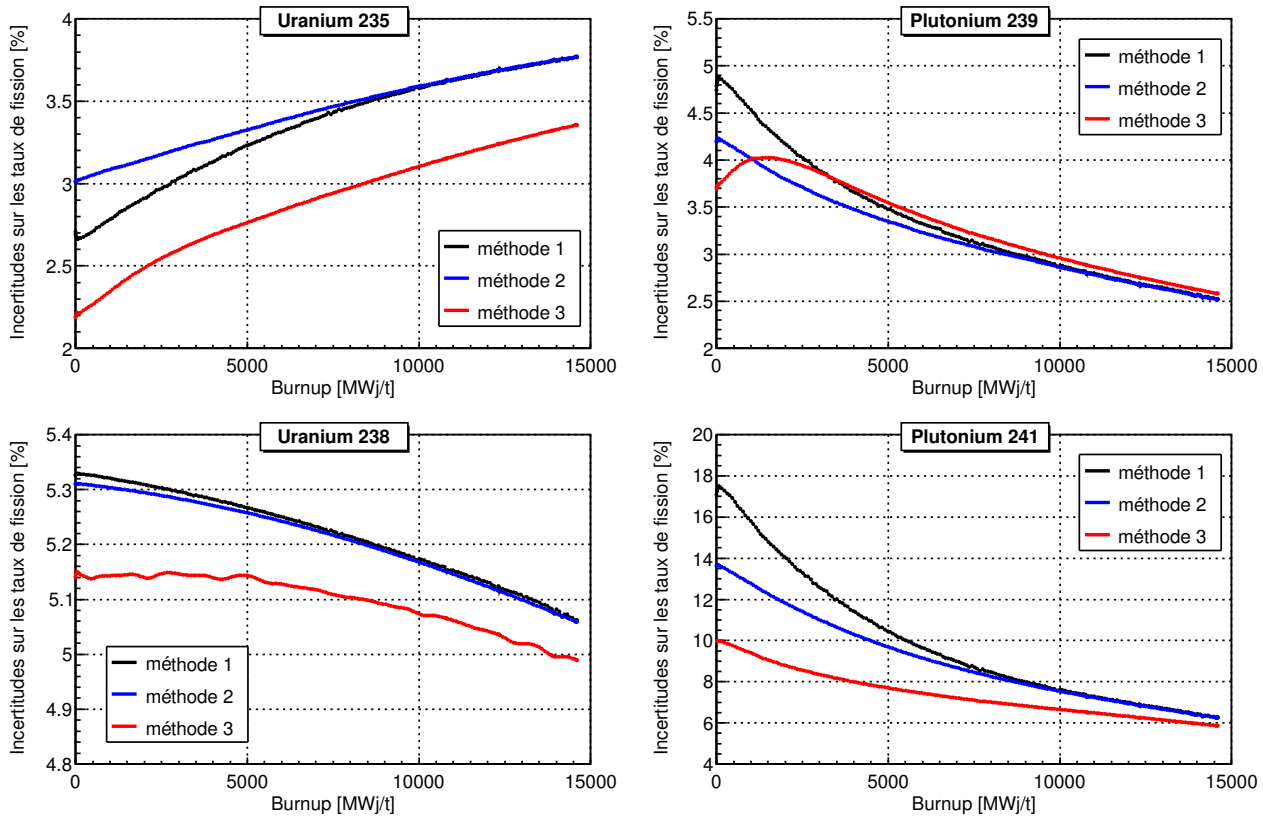


Figure 7.31 – Incertitudes systématiques totales estimées sur les taux de fission par les trois méthodes de calcul présentées en 7.3.3 pour la campagne de cœur B1/C12.

importante que l'augmentation de l'incertitude relative sur ceux effectuant leur première campagne d'irradiation. L'incertitude systématique totale sur le taux de fission ^{239}Pu du cœur va donc diminuer.

Conclusions sur la méthode

L'utilisation de la méthode n°1 pour l'estimation des incertitudes au niveau cœur a initialement été choisie afin de faciliter le passage de nos erreurs de résultats de simulation d'assemblage à nos simulations de cœur. Cette méthode a en effet l'avantage d'uniquement nécessiter uniquement le calcul de l'évolution du ratio $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ au cours de l'évolution d'une simulation de cœur pour effectuer le passage des résultats d'incertitudes de simulation d'assemblage à ceux de simulation de cœur. De plus, l'évolution des taux de fission de l'^{235}U et du ^{239}Pu font partis des observables de simulation extraite par défaut de simulation, car il s'agit des résultats d'intérêt pour l'expérience Double Chooz.

Avec la méthode n°2, plusieurs étapes de calcul supplémentaires sont nécessaires puisqu'il est nécessaire de calculer au préalable le burnup moyen du cœur ainsi que l'évolution du burnup du cœur au cours du temps à partir des données de puissance extraite de la base de données EXALT.

Enfin, la méthode n°3 est la plus longue à mettre en place puisqu'il est nécessaire de connaitre l'évolution des taux de fission de chaque isotope de chaque assemblage en fonction du burnup du cœur. Pour cette raison, nous avons dans le cas de cette méthode utilisée les résultats issus de l'étude *"à la Chooz"* présentés au chapitre 6. Toutefois, nous avons vu au chapitre précédent que les taux de fission de cœur obtenus par cette méthode présentent des biais par rapport aux taux de fission obtenus avec nos simulations de cœur. Ces biais vont également se retrouver dans les résultats d'incertitude obtenue par cette méthode. L'importance de ce biais dans notre comparaison des 3 méthodes reste difficile à estimer sans refaire l'étude en utilisant les taux de fission par assemblage issue de notre simulation de cœur.

Les résultats d'incertitudes que nous avons obtenus par chacune des trois méthodes présentent de manière générale des valeurs proches pour le l'^{235}U, le ^{239}Pu et l'^{238}U. Seule l'incertitude calculée pour le ^{241}Pu est très sensible aux choix de la méthode de calcul employée, car son incertitude systématique totale est celle qui présente la plus importante variation au cours de l'irradiation.

Finalement, les deux méthodes alternatives de calcul de l'incertitude aux niveaux cœur que nous avons présenté ici ne remettent pas en cause notre choix d'utiliser la méthode n°1, car il s'agit de la méthode la plus simple à mettre en place et celle qui tend à maximiser les incertitudes obtenues sur les quatre isotopes. Lorsque cette méthode ne donne pas l'incertitude la plus élevée (méthode n°1 pour l'^{235}U et méthode n°3 pour le ^{239}Pu en fin d'irradiation), les différences restent suffisamment faibles pour ne pas influer sur le calcul d'incertitude du flux d'antineutrinos.

7.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode employée, ainsi que les résultats obtenus, pour estimer les incertitudes systématiques associées aux prédictions de taux de fission des cœurs de Chooz que nous avons présentées dans le chapitre précédent.

Comme nous avons pu le voir, estimer les incertitudes systématiques totales associées aux taux de fission d'une simulation de cœur n'est pas trivial. D'une part, parce que de nombreux paramètres contribuent aux incertitudes et que les incertitudes associées à ces paramètres ne sont pas forcément facilement accessibles et d'autre part parce qu'il n'est pas possible d'effectuer les études directement sur une simulation de cœur à cause du temps de calcul, mais également parce que l'inventaire initial de nos simulations de cœur repose sur une prédiction obtenue à partir de simulations d'assemblage. Pour cette raison et exception faite de l'étude portant sur l'incertitude associée aux burnups de chargement des assemblages en cœurs, l'influence de chacun des paramètres de simulation sur les taux de fission a été étudiée de manière indépendante à l'aide de simulations d'assemblages. Dans notre approche, nous avons considéré que l'incertitude induite sur les taux de fission par un paramètre donné correspond à une sensibilité. Dans le cas des paramètres liés aux bases de données nucléaires, les sensibilités maximales obtenues par des comparaisons de simulations utilisant des bases différentes ont été utilisées. Pour les paramètres définis par une valeur moyenne, nous avons considéré comme incertitude la sensibilité permettant d'accéder à la plage de variation typique du paramètre pour un assemblage irradié dans un cœur de REP. Les incertitudes systématiques totales sur les taux de fission ont ensuite été considérées en première approximation comme étant la somme quadratique des incertitudes induites par chacun des paramètres. Nous avons donc négligé les corrélations physiques entre les différents paramètres. Les résultats d'incertitudes obtenus au niveau assemblage ont ensuite été transposés aux résultats de la simulation de cœur en considérant comme variable d'évolution commune le ratio de taux de fission des isotopes contribuant principalement aux fissions, à savoir l'^{235}U et le ^{239}Pu.

En résultat final, nous avons estimé les incertitudes systématiques totales des taux de fission des isotopes d'intérêt comme étant comprises dans les intervalles : $\sigma(^{235}U) \in [2,6\%\,;\,3,8\%]$, $\sigma(^{239}Pu) \in [2,5\%\,;\,5\%]$, $\sigma(^{238}U) \in [5\%\,;\,5,4\%]$ et $\sigma(^{241}Pu) \in [6\%\,;\,18,6\%]$. Les incertitudes les plus faibles ont ainsi été obtenues pour les deux isotopes contribuant principalement au flux d'antineutrinos : l'^{235}U et le ^{239}Pu. Nous avons ainsi pu voir que les principaux contributeurs aux incertitudes systématiques totales sont très différents d'un isotope à l'autre, ce qui montre l'intérêt d'avoir essayé d'étudier l'influence de l'ensemble des paramètres de simulation. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 (cf. section 2.2.3.4), grâce aux incertitudes systématiques faibles obtenues sur les taux de fission, l'incertitude sur le flux d'antineutrinos prédit pour les deux cœurs de Chooz a été estimée à 0,9% en ne tenant compte que des incertitudes sur les fractions de fission α_k.

Finalement, deux méthodes alternatives de passage des résultats d'incertitudes des simulations d'assemblage aux simulations de cœur ont été testées. Un accord satisfaisant a été trouvé entre les trois méthodes. La méthode retenue, à savoir celle utilisant le ratio $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ comme variable d'évolution commune s'est révélée être celle qui tend à maximiser les incertitudes estimées.

Conclusion

L'expérience Double Chooz est menée auprès des deux REPs de la centrale nucléaire de Chooz en vue d'effectuer la mesure du troisième angle de mélange θ_{13}, caractérisant le phénomène d'oscillation des neutrinos. La première phase de l'expérience, durant laquelle uniquement le détecteur lointain prend des données, nécessite une prédiction du flux non-oscillé d'$\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain. La prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par des réacteurs repose, entre autres, sur la connaissance des taux de fission des isotopes du combustible pouvant fissionner des réacteurs. Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans le cadre des études réacteurs menées en vue de prédire les taux de fission des deux réacteurs de Chooz.

Mon travail a d'abord consisté à développer des simulations des quatre types d'assemblage utilisés dans les cœurs de Chooz à l'aide du code de simulation MURE. Ces simulations, présentées dans le chapitre 5, ont servi de base à plusieurs études visant à optimiser les paramètres de simulations afin de réduire les incertitudes systématiques associées aux résultats des observables. Ces études ont concerné le mode d'évolution *Multigroupes* du combustible, la discrétisation temporelle de l'évolution et la discrétisation spatiale du combustible. Nous avons ainsi vu que l'utilisation d'une discrétisation en énergie plus importante que celle définie par défaut avec le mode d'évolution *Multigroupes* et qu'une optimisation de la discrétisation temporelle de l'évolution peut permettre de fortement contraindre les biais engendrés par ces deux paramètres tout en conservant des temps de calcul raisonnables. Les effets de la discrétisation spatiale ont été étudiés dans le cas de géométries élémentaires d'un crayon et d'un assemblage de REP. Nous avons ainsi pu voir qu'en milieu semi-infini, le niveau de discrétisation radiale d'un assemblage influe peu sur les résultats moyens dans la mesure où le flux de neutrons est relativement homogène dans le plan radial d'un assemblage. En revanche, d'importants effets ont été observés lors de l'étude de la discrétisation axiale d'un crayon puisqu'en milieu semi-infini le flux de neutrons subit d'importantes variations axiales entre le centre et les extrémités laissées ouvertes. La conclusion de ces études est que la discrétisation axiale est celle à privilégier pour augmenter la précision des résultats de simulation. Toutefois, cette étude a également montré les difficultés existantes à réaliser des calculs en évolution de géométries de grandes dimensions fortement discrétisées. En effet, en plus d'augmenter très fortement les temps de calcul, la discrétisation spatiale axiale introduit des biais liés à la mauvaise convergence des neutrons sources. Si une optimisation de la discrétisation et des paramètres statistiques peut dans une certaine mesure contraindre les biais induits par la méthode Monte-Carlo, cela peut ne pas être suffisant. La réalisation d'une simulation non biaisée passe alors par une augmentation drastique de la statistique qui induit alors une augmentation du temps de calcul difficilement accessible avec les capacités de calcul actuelles.

Dans l'optique de prédire les taux de fission des cœurs de Chooz, j'ai développé une simulation générique d'un cœur de REP-N4. Cette simulation, présentée en chapitre 6, a été développée de manière à pouvoir être ensuite spécifiquement adaptée aux caractéristiques propres à chacun des deux cœurs de Chooz lorsqu'ils sont en fonctionnement. Afin de suivre au plus près les paramètres d'exploitation des cœurs, ces simulations ont été basées sur les plans de chargement en combustible des cœurs et un suivi temporel de la puissance thermique et de la concentration en bore a été effectué. Pour cela, une simulation par cœur et par campagne d'irradiation a été développée. Les simulations de cœur présentées

dans ce chapitre correspondent ainsi aux trois cycles d'irradiation effectuée par les cœurs B1 et B2 de Chooz depuis le début de la prise de données de l'expérience.

L'adaptation des simulations aux plans de chargement réels des cœurs a nécessité une prédiction des inventaires initiaux des cœurs au début des campagnes d'irradiation. Ces prédictions ont été réalisées à partir des simulations d'assemblage de référence présentées dans le chapitre 5. La discrétisation spatiale des simulations de cœur a été optimisée de sorte que l'évolution du combustible ne soit pas affectée pas les problèmes liés à la mauvaise convergence des neutrons sources observés précédemment sur des géométries plus simples. Pour cette raison, aucune discrétisation spatiale axiale n'a été considérée.

Le suivi des paramètres d'exploitation a été rendu possible grâce à la mise à la disposition de la collaboration par EDF d'un accès à sa base de données EXALT contenant l'ensemble des paramètres d'exploitations des deux cœurs. Durant ma thèse, j'ai été en charge de la gestion des données réacteurs. Ce travail a consisté à développer les macros d'interfaces permettant d'assurer la récupération des données d'intérêts sur la base EXALT puis leur mise à disposition de la collaboration dans des bases de données MySQL après vérification et correction si nécessaires. Ces données sont nécessaires à la fois aux simulations réacteur et à l'analyse des données prises avec le détecteur lointain. Finalement, une prédiction des taux de fission des deux cœurs de Chooz depuis le début de la prise de données de l'expérience a pu être réalisée grâce à ces simulations.

La dernière partie de mon travail a été d'estimer les incertitudes systématiques associées aux taux de fission obtenus avec les simulations de cœurs. Ce travail, présenté en chapitre 7, a consisté à étudier dans la mesure du possible l'influence de l'ensemble des paramètres de simulations pouvant affecter les résultats de taux de fission. Différentes méthodes ont été utilisées suivant les paramètres étudiés et les incertitudes systématiques totales ont été obtenues en sommant quadratiquement les différentes sources d'incertitudes. Les différents paramètres étudiés ont montré des contributions aux incertitudes systématiques totales très différentes suivant l'isotope regardé. Deux paramètres ont toutefois été identifiés comme présentant une contribution importante sur les taux de fission de plusieurs isotopes : la densité utilisée pour le modérateur et l'absence de discrétisation axiale du combustible dans nos simulations de cœurs. Les deux isotopes d'^{235}U et de ^{239}Pu, qui présentent la contribution la plus importante au flux d'$\bar{\nu}_e$ ont été estimés comme ayant les plus faibles incertitudes systématiques avec des incertitudes variant entre typiquement 2,6% et 3,8% pour l'^{235}U et entre 2,5% et 5% pour le ^{239}Pu au cours d'une campagne de cœur.

Double Chooz a été la première expérience réacteur à obtenir une indication d'une valeur non nulle de θ_{13} [44] en novembre 2011. Pour la seconde analyse de Double Chooz, publié en juillet 2012 [47], les résultats de trois simulations de cœur ont été utilisés. Les fractions de fission moyennes des deux cœurs de Chooz ont été estimées à respectivement 0,496±0,016, 0,351±0,013, 0,087±0,006, 0,066±0,007 pour les isotopes d'^{235}U, de ^{239}Pu, d'^{238}U et de ^{241}Pu, soit respectivement des incertitudes de 3,5%, 3,7%, 6,9% et 9,4%. L'incertitude sur la prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les cœurs de Chooz a été estimée à 1,7%. Les études systématiques et le modèle de cœur de réacteur développé ont permis d'obtenir des erreurs sur les fractions de fission de l'^{235}U et de ^{239}Pu inférieures à 5%, ce qui permet de diminuer l'erreur systématique globale sur la prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$. Celle-ci est alors dominée par l'incertitude provenant de la normalisation à Bugey-4 (1,4%) suivit de l'incertitude provenant des fractions de fission α_k (0,9%). La valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ a été estimée à :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\text{stat.}) \pm 0,025(\text{syst.}) \tag{7.12}$$

Ce résultat est compatible avec les résultats obtenus par les deux autres expériences réacteurs actuellement en cours : Daya Bay [49] et RENO [48].

Double Chooz a également été la première expérience réacteur à effectuer une analyse de θ_{13} en utilisant la capture des neutrons de l'IBD sur l'hydrogène [120]. Les résultats obtenus par cette analyse sont en accord avec ceux obtenus pour l'analyse classique utilisant la capture sur le gadolinium.

Double Chooz présente également la particularité d'étudier les $\bar{\nu}_e$ provenant d'uniquement deux réacteurs alors que les expériences Daya Bay et RENO utilisent six réacteurs. Si ce facteur est limitant pour la statistique, il a toutefois permis à Double Chooz d'être la seule expérience à effectuer une mesure du bruit de fond avec les deux réacteurs à l'arrêt [117] et d'obtenir des résultats en accord avec la mesure effectuée lorsque les réacteurs sont en production.

Grâce aux récentes mesures de θ_{13} obtenus par les expériences réacteurs de nouvelle génération, dont Double Chooz fait partie, le paramètre de phase de violation de symétrie CP devient désormais accessible par des expériences accélérateurs à grande distance [78].

La seconde phase de l'expérience pour laquelle la normalisation du flux d'$\bar{\nu}_e$ sera effectuée avec le détecteur proche est prévue pour débuter durant l'été 2014. Une importante réduction de l'incertitude systématique totale sur la mesure de θ_{13} est attendue. Pour la première phase de l'expérience, l'incertitude systématique totale est en effet dominée par l'incertitude systématique de 1,7% associée à la prédiction du flux non-oscillé d'$\bar{\nu}_e$. Pour cette seconde phase et après trois ans de prises de données avec les détecteurs proche et lointain, une erreur de 0,013 (1σ C.L.) est attendue sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ [124].

Bien que la mesure de θ_{13} sera alors effectuée à partir d'une comparaison des données obtenues dans les détecteurs proche et lointain, les résultats des simulations de cœurs continueront à être utilisé afin de corriger les effets liés au fait que les deux détecteurs ne sont pas exactement situés sur les mêmes lignes d'isoflux des réacteurs et que par conséquent les deux réacteurs auront des contributions différentes au nombre d'interactions IBD dans chacun des détecteurs.

De plus, en réalisant une mesure précise du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$, le détecteur proche pourrait apporter une contrainte sur le terme de magnétisme faible utilisé dans les calculs des spectres $\bar{\nu}_e$ de fission et pouvant agir directement sur la normalisation des spectres impliquée dans l'anomalie des réacteurs. La prise de donnée avec le détecteur proche permettra également de tester la robustesse du flux $\bar{\nu}_e$ prédit à l'aide des simulations de cœur en étudiant par exemple l'effet du burnup des cœurs sur le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ mesurés.

Si le travail de simulation présenté dans ce manuscrit a été spécifiquement effectué dans le cadre de l'expérience Double Chooz, il se place dans un cadre plus large des applications potentielles des neutrinos des réacteurs et de la physique des réacteurs.

Depuis maintenant quelques années, l'amélioration des techniques de détection des $\bar{\nu}_e$ ainsi que la connaissance toujours plus précise des spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission des isotopes du combustible pouvant fissionner des réacteurs nucléaires ont amené le développement de nombreuses études visant à déterminer la faisabilité de l'utilisation de $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs comme outils de non-prolifération. Ces études cherchent à déterminer les variations induites par un potentiel détournement de matière fissile d'un cœur nucléaire sur le flux et le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis. Le but ultime recherché par ces études consisterait à installer des détecteurs d'$\bar{\nu}_e$ de petite dimension à courte distance des cœurs dès la construction des centrales nucléaires. Ainsi il serait possible d'effectuer une surveillance en continu du non-détournement de matière fissile. Dans le cadre de ces études, la simulation de cœur que nous avons développé, mais également le code de calcul permettant de prédire les taux de fission d'un réacteur à partir de simulations d'assemblage (méthode *"à la Chooz"*) pourrait être utilisée pour déterminer la sensibilité des $\bar{\nu}_e$ à la composition du combustible et au contenu des assemblages d'un cœur. En effet, ces deux méthodes de prédiction des taux de fission d'un REP, qui est à l'heure actuelle le type de réacteur le plus déployé dans le monde, reposent sur un plan de chargement en combustible issu de cycle d'irradiation réel contenant un mix d'assemblage neuf ou partiellement usé. En introduisant des perturbations d'inventaires sur un plusieurs assemblages du modèle de référence, il serait possible d'envisager différents scénarios de détournement de matière fissile.

Concernant les simulations de cœur qui ont été développées, plusieurs pistes de travail peuvent encore être envisagées.

Tous d'abord, il serait intéressant de comparer les distributions de puissance par assemblage des cœurs de Chooz issues des mesures effectuées par EDF à celles obtenues dans nos simulations. Cette étude constituerait une étape de validation supplémentaire de nos simulations. Dans le cas où des différences seraient observées, l'influence d'un biais dans les distributions de puissance de nos simulations de cœurs sur les taux de fission pourrait être testée à l'aide du code développé pour la méthode *"à la Chooz"* puisque dans ce code, la distribution de puissance est l'un des paramètres d'entrée.

Par la suite, il serait également intéressant d'utiliser une des simulations de cœur pour effectuer un calcul plus précis des effets hors équilibre du combustible des REPs. En effet, jusqu'à maintenant, les effets hors équilibre provenant de l'évolution temporelle des concentrations des produits de fission dans les cœurs ont été estimés par des simulations individuelles des spectres des principaux isotopes fissibles contribuant aux fissions dans un REP [57]. De plus, d'après les calculs existants, les effets hors équilibre contribuent pour environ 1% à l'anomalie des réacteurs.

Enfin une autre perspective de ce travail concerne la physique des réacteurs. Une question qui se pose lorsque l'on souhaite, par exemple réaliser des études pour développer des concepts innovants de réacteurs, est celle de l'équivalence cœur-cellule. Afin de gagner du temps de calcul, il est possible d'utiliser des modèles approximés en utilisant par exemple des simulations d'assemblages pour modéliser la physique d'un cœur complet. Pour rendre ce type d'équivalence possible, il est bien sûr nécessaire de maitriser l'ensemble des approximations utilisées. Des hypothèses sur la réactivité associée aux fuites, aux poisons absorbants, etc... sont souvent faites et leurs influences sur les résultats sont difficiles à estimer. Le modèle de cœur développé dans ce manuscrit, suivant des paramètres réalistes de puissance thermique et de bore au cours d'une campagne d'irradiation, accompagné de simulations des assemblages composant le cœur, pourrait apporter une contribution à ce type d'étude. De même, les études systématiques qui ont été présentées en vue de calculer les erreurs associées aux taux de fission pourraient potentiellement servir dans le cadre d'études plus globales ayant pour objectif le développement d'un code d'études de scénarios énergétiques futurs, pour lequel l'estimation des erreurs reliées aux simulations sera un critère important de fiabilité.

Annexe A

Propagation des erreurs

Cette annexe présente les notions élémentaires du calcul de propagation des erreurs de fonction. Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter les références [164, 188].

Cas des fonctions de plusieurs variables

Soit la fonction $y(x_1, ..., x_n)$ dépendante d'un ensemble de variables $\{x_i\}$, de valeur moyenne $\{\mu_i\}$ et de déviations standards $\{\sigma_i\}$. La déviation standard de y est donnée par :

$$\sigma_y^2 \simeq \sum_{i,j=1}^{n} \left[\frac{\partial y}{\partial x_i} \frac{\partial y}{\partial x_j} \right] V_{ij} \tag{A.1}$$

Ici, toute les dérivées sont calculées pour les valeurs moyennes μ_i des variables x_i. Dans cette expression, les termes V_{ij} sont les éléments de la matrice de covariance V définit par :

$$V_{ij} = cov(x_i, x_j) = \rho_{x_i x_j} \sigma_{x_i} \sigma_{x_j} \tag{A.2}$$

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_{x_1}^2 & \rho_{x_1 x_2} \sigma_{x_1} \sigma_{x_2} & \cdots & \rho_{x_1 x_n} \sigma_{x_1} \sigma_{x_n} \\ \rho_{x_2 x_1} \sigma_{x_2} \sigma_{x_1} & \sigma_{x_2}^2 & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{x_n x_1} \sigma_{x_n} \sigma_{x_1} & \cdots & \cdots & \sigma_{x_n}^2 \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

où σ_i est la déviation standard de la variable x_i et $\rho_{x_i x_j}$ est le terme de corrélation entre les variables x_i et x_j. Des exemples de coefficients de corrélation pour des ensembles de données sont présentés en figure A.1. La notation "Jacobienne" peut également être utilisée pour définir σ_y :

$$\sigma_y^2 \simeq J V J^T \tag{A.4}$$

où J est la matrice Jacobienne de la fonction y ici réduite aux dimensions d'un vecteur et J^T est la transposée de J :

$$J = \left(\frac{\partial y}{\partial x_1}, ..., \frac{\partial y}{\partial x_n} \right) \qquad ; \qquad J^T = \begin{pmatrix} \frac{\partial y}{\partial x_1} \\ ... \\ \frac{\partial y}{\partial x_n} \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

Si les variables x_i ne sont par corrélées ($\rho_{x_i x_j} = 0$) alors :

$$\sigma_y^2 \simeq \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{\partial y}{\partial x_i} \right]^2 \sigma_{x_i}^2 \tag{A.6}$$

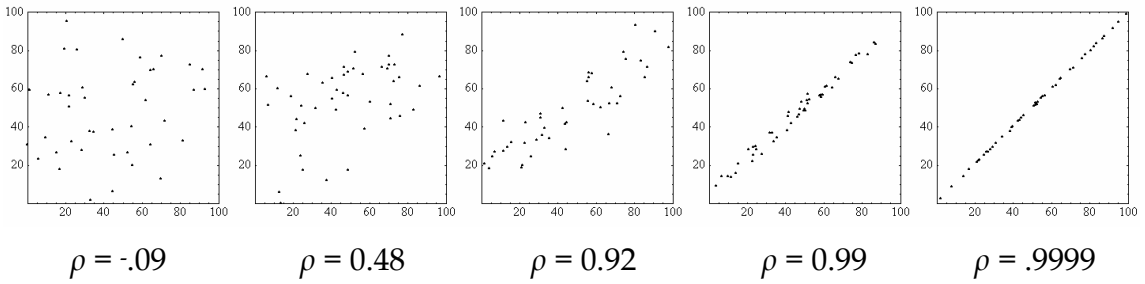


FIGURE A.1 – Exemple de cinq ensembles de données de plus en plus corrélés [189].

Si les variables x_i sont totalement corrélées ($\rho_{x_i x_j} = 1$) alors :

$$\sigma_y^2 \simeq \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{\partial y}{\partial x_i}\right]^2 \sigma_{x_i}^2 + 2\sum_{i<j}^{n} \left[\frac{\partial y}{\partial x_i}\frac{\partial y}{\partial x_j}\right] \sigma_{x_i}\sigma_{x_j} \tag{A.7}$$

Cas des fonctions composées

Considérons maintenant le cas d'une fonction $y(y_1, y_2, ..., y_n)$ de n variables $\{y_i\}$ liées entre elles par des relations générales du type :

$$y_i = y_i(x_1, x_2, ..., x_n) \qquad \text{soit} \qquad \vec{y} = \vec{y}(\vec{x}) \tag{A.8}$$

La matrice de covariance $M(\vec{y})$ de $\vec{y}$ peut s'exprimer à partir de la matrice du Jacobien J de la transformation A.8 définit par :

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial y_1}{\partial x_1} & \frac{\partial y_1}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial y_1}{\partial x_n} \\ \frac{\partial y_2}{\partial x_1} & \frac{\partial y_2}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial y_2}{\partial x_n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial y_n}{\partial x_1} & \frac{\partial y_n}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial y_n}{\partial x_n} \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

Basée sur cette matrice, la matrice $M(\vec{y})$ s'exprime par :

$$M(\vec{y}) = JM(\vec{x})J^T \tag{A.10}$$

où $M(\vec{x})$ est la matrice de covariance de $\vec{x}$ définit par :

$$M(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \sigma_{x_1}^2 & cov(x_1, x_2) & \cdots & cov(x_1, x_n) \\ cov(x_2, x_1) & \sigma_{x_2}^2 & \cdots & cov(x_2, x_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ cov(x_n, x_1) & cov(x_n, x_2) & \cdots & \sigma_{x_n}^2 \end{pmatrix} \tag{A.11}$$

Annexe B

L'équation de transport des neutrons

Équation dépendante du temps

La répartition de la population de neutrons dans un volume élémentaire dV tel que $dV = r^2 dr d^2 d\Omega = r^2 dr \sin\theta d\theta d\phi$ est régie par l'équation de transport intégro-différentielle suivante [190] :

$$\frac{1}{\mathrm{v}} \frac{\partial \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \tag{B.1}$$

où : – E, v, $\vec{r}$ et $\vec{\Omega}$ sont l'énergie, la vitesse, la position et la direction des neutrons ;
- $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ est la densité de flux différentiée en angle solide et en énergie et dépendant de la position et du temps ;
- $\Sigma_t(\vec{r}, E)$ est la section efficace macroscopique totale ($\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$) ;
- $Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ est la densité d'émission de neutron. Elle représente les neutrons émis par fission, les neutrons réémis par les diffusions et les neutrons issus des sources fixes.

Cette équation correspond à un bilan entre les neutrons apparaissant et disparaissant du volume dV. Le terme $\frac{1}{\mathrm{v}} \frac{\partial \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t}$ représente la variation temporelle de la densité neutronique. Les termes $\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega} E, t)$ et $\Sigma_t(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ représentent respectivement les neutrons disparaissant par fuite et par collision (changement d'énergie ou disparition des neutrons). Le terme $Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ représente quant à lui les neutrons apparaissant. Il s'exprime en fonction du flux et des sections efficaces par :

$$Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') + \frac{1}{4\pi} Q^{fiss}(\vec{r}, E, t) + Q_e(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \tag{B.2}$$

où : – $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')$ est la section efficace macroscopique de diffusion de l'énergie E' vers l'énergie E et de l'angle solide Ω' vers l'angle solide Ω ;
- $Q^{fiss}(\vec{r}, E, t)$ est la densité de sources isotropiques de fission ;
- $Q_e(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ est la densité de sources fixes (source de démarrage du réacteur, fission spontanée, neutrons issus des décroissances β des PF).

La densité de sources isotropiques de fission s'exprime par :

$$Q^{fiss}(\vec{r}, E, t) = \sum_{i=0}^{i_{fiss}} \chi_i(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,i}(\vec{r}, E')\phi(\vec{r}, E', t) \tag{B.3}$$

où : – i est l'indice de sommation sur les isotopes fissiles ;
– $\chi_i(E)$ est le spectre de fission de l'isotope i ;
– $\nu\Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$ est le nombre de neutrons par fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission et $\phi(\vec{r}, E', t)$ est le flux intégré sur l'angle solide : $\phi(\vec{r}, E', t) = \int_{4\pi} d^2\vec{\Omega}'\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t)$.

Équation stationnaire

Dans le contexte des calculs de transport industriel, cette équation est amenée à se simplifier. En dehors des phases de démarrage, la source fixe peut être négligée. En considérant que la variation temporelle du flux est faible, il est possible de se placer dans un cadre stationnaire. Partant de ces deux hypothèses, l'équation B.1 devient :

$$\begin{aligned}[\vec{\Omega}\cdot\nabla + \Sigma_t(\vec{r}, E)]\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE'\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{i=0}^{i_{fiss}} \chi_i(E) \int_0^\infty dE'\nu\Sigma_{f,i}(\vec{r}, E')\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E')\end{aligned} \tag{B.4}$$

Nous noterons l'apparition du coefficient de multiplication effectif (k_{eff}) dans cette équation. L'ajout de ce terme est une condition nécessaire à l'obtention l'équilibre stationnaire. L'équation de transport stationnaire est donc dépendante de 6 variables : 3 variables en position, 2 en direction et 1 en énergie.

Différentes méthodes déterministes peuvent être utilisées pour la résoudre (méthode des probabilités de collision, méthode des courants surfaciques, méthode des caractéristiques...). Quelle que soit la méthode utilisée, les méthodes de résolution déterministes utilisent des calculs multigroupes en énergie. Le domaine en énergie est alors discrétisé en utilisant typiquement entre 50 et 200 groupes dont la valeur est imposée par les bibliothèques de données nucléaires. Pour chaque groupe en énergie g, le flux et les sections efficaces s'exprime alors par :

$$\begin{aligned}\phi_g(\vec{r}) &= \int_{Eg}^{Eg-1} dE\phi(\vec{r}, E) \\ \Sigma_g(\vec{r}) &= \frac{1}{\phi_g(\vec{r})} \int_{Eg}^{Eg-1} dE\Sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E)\end{aligned} \tag{B.5}$$

Annexe C

Densité de l'eau

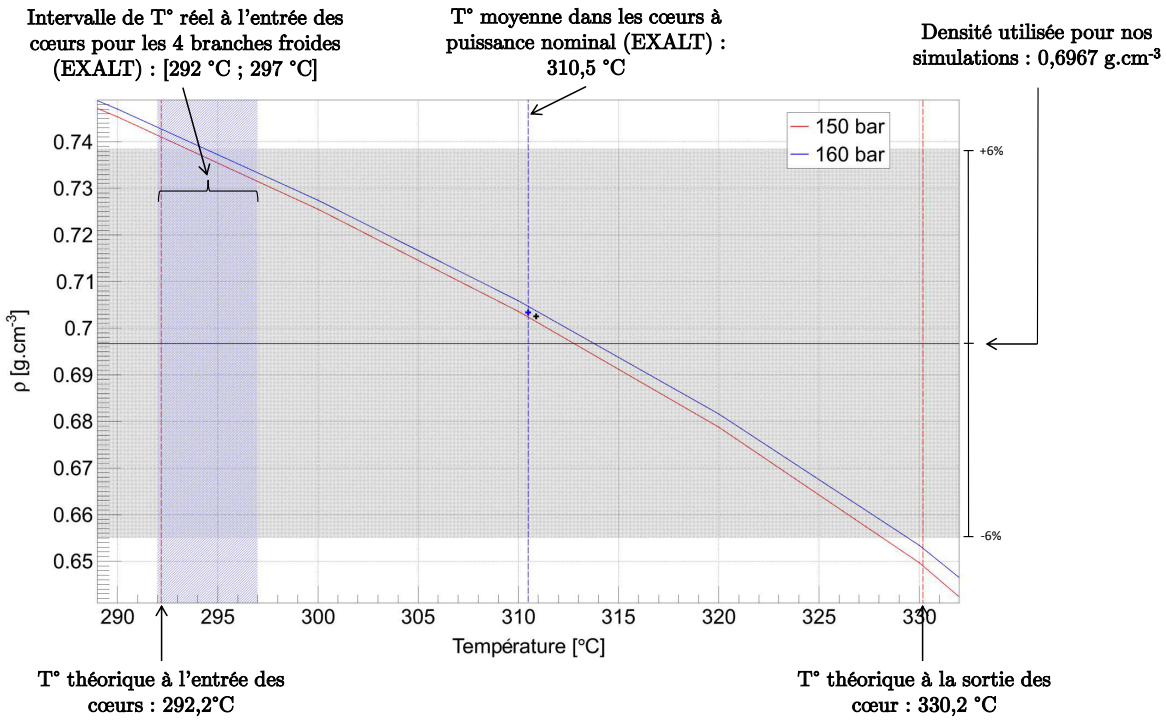


Figure C.1 – Évolution de la densité de l'eau en fonction de la température pour des pressions de 150 bar et 160 bar. Les valeurs de température de fonctionnement théorique des REP [136] ainsi que les données auxquelles nous avons eu accès pour les coeurs de Chooz (base de données EXALT) sont également présentées sur ce graphique. La croix noire correspond au couple de température et de pression moyennes typiquement trouvables dans la littérature [136]. La croix bleue correspond au couple de température et de pression obtenue dans la base de données EXALT lorsque les coeurs de Chooz fonctionnent à puissance nominale.

Annexe D

Résultats complémentaires de la comparaison MURE - APOLLO2-F

D.1 Influence du niveau de puissance sur l'évolution des observables de simulation

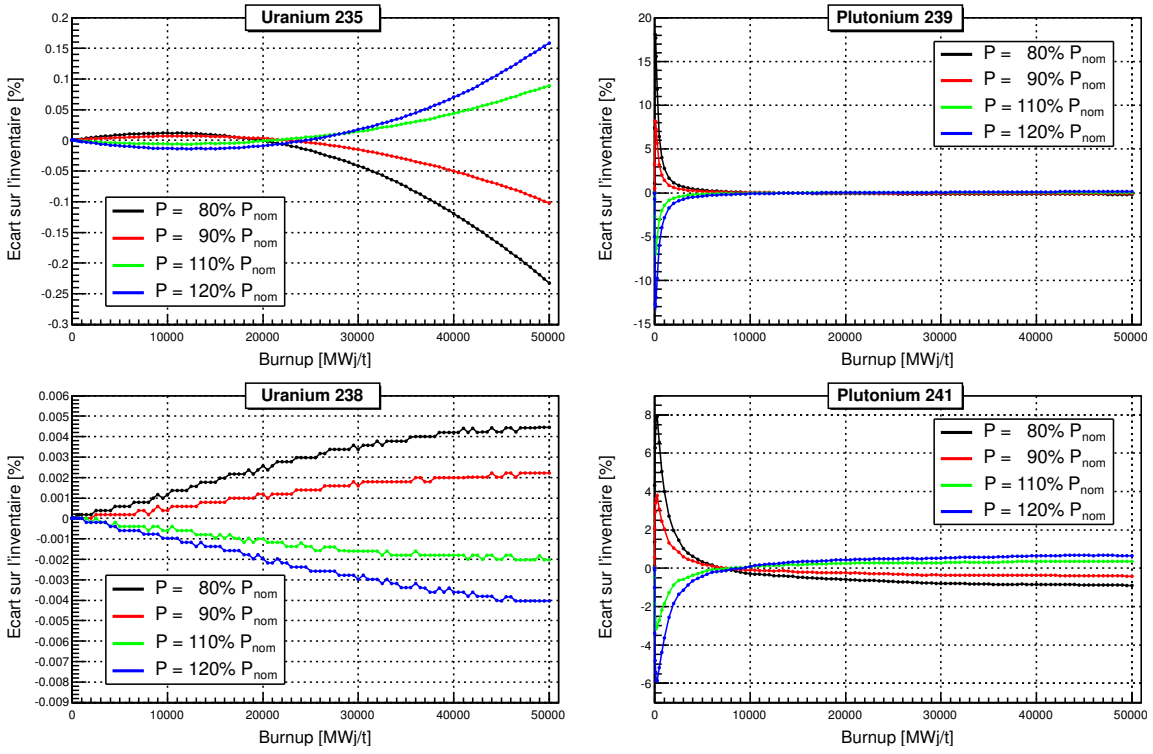


Figure D.1 – Influence du niveau de puissance sur l'évolution des inventaires de l'assemblage de réference UO_2 enrichi à 4%. La comparaison est effectuée par rapport à une simulation utilisant une puissance thermique de 2,0732 MW (P_{nom}).

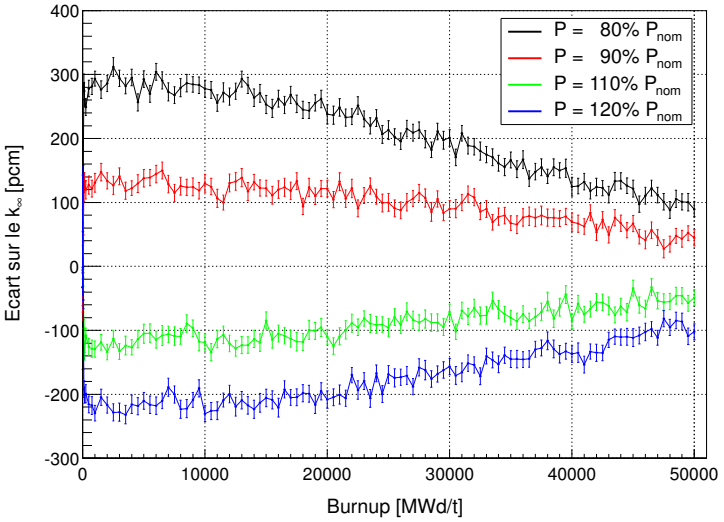


FIGURE D.2 – Influence du niveau de puissance sur l'évolution du k_∞ de l'assemblage de réference UO_2 enrichi à 4%. La comparaison est effectuée par rapport à une simulation utilisant une puissance thermique de 2,0732 MW (P_{nom}).

D.2 Influence du mode de réflexion sur l'évolution du k_∞

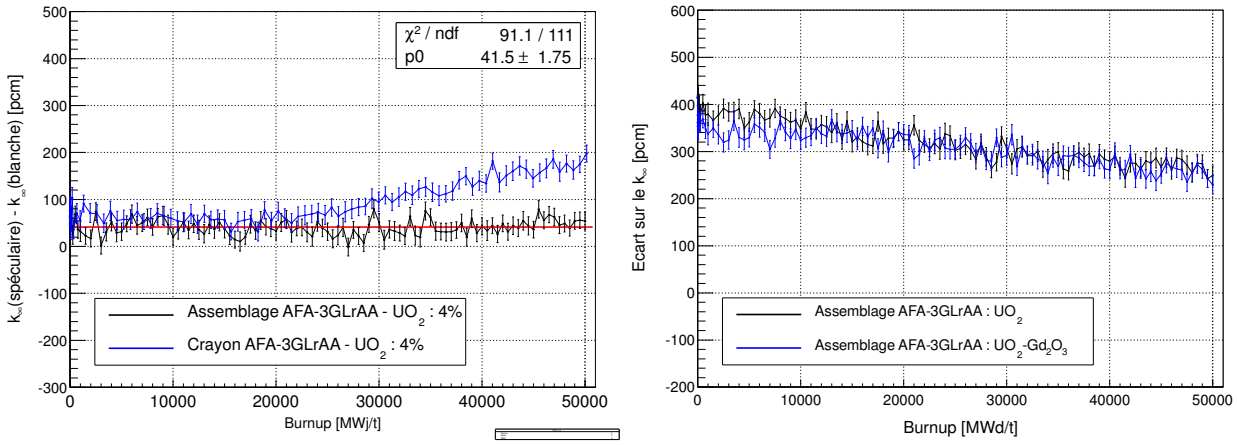


FIGURE D.3 – À gauche : influence du mode de réflexion des neutrons pour les simulations de crayon et d'assemblage UO_2 en milieu semi-infini.
À droite : influence de l'utilisation de parois réfléchissantes sur l'ensemble des parois externes des assemblages (milieu infini) par rapport à l'utilisation de parois réfléchissantes uniquement sur les parois latérales des assemblages (milieu semi-infini). Les simulations utilisant une réflexion semi-infinie sont utilisées comme référence pour la comparaison. Une réflexion de type spéculaire est ici considérée.

D.3 Comparaison des distributions radiales de puissance des simulations d'assemblages MURE et APPOLO-2F

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	0,962	0,960	0,959	0,960	0,950	0,939	0,926	0,917	**0,911**
16	1,012	0,987	0,987	1,011	0,980	0,959	0,940	0,924	0,917
15		1,032	1,035		1,041	1,021	0,971	0,940	0,926
14	1,043	1,014	1,017	1,054	**1,060**		1,021	0,959	0,939
13	1,048	1,018	1,021	1,055	1,040	**1,060**	1,041	0,980	0,950
12		1,051	1,053		1,055	1,054		1,011	0,960
11	1,053	1,022	1,023	1,053	1,021	1,017	1,035	0,987	0,959
10	1,053	1,022	1,022	1,051	1,018	1,014	1,032	0,987	0,960
9		1,053	1,053		1,048	1,043		1,012	0,962

(a) B = 0 MWj/t

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	0,970	0,968	0,967	0,968	0,959	0,948	0,939	0,931	**0,926**
16	1,011	0,991	0,989	1,012	0,987	0,967	0,950	0,936	0,931
15		1,026	1,027		1,036	1,016	0,977	0,950	0,939
14	1,033	1,012	1,014	1,043	**1,049**		1,016	0,967	0,948
13	1,037	1,017	1,018	1,044	1,035	**1,049**	1,036	0,987	0,959
12		1,040	1,042		1,044	1,043		1,012	0,968
11	1,040	1,019	1,020	1,042	1,018	1,014	1,027	0,989	0,967
10	1,041	1,020	1,019	1,040	1,017	1,012	1,026	0,991	0,968
9		1,041	1,040		1,037	1,033		1,011	0,970

(b) B = 20 000 MWj/t

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	0,980	0,978	0,978	0,977	0,974	0,965	0,957	0,952	**0,948**
16	1,009	0,994	0,995	1,008	0,991	0,976	0,965	0,957	0,952
15		1,019	1,018		1,025	1,010	0,986	0,965	0,957
14	1,025	1,010	1,009	1,025	**1,032**		1,010	0,976	0,965
13	1,024	1,011	1,012	1,029	1,023	**1,032**	1,025	0,991	0,974
12		1,027	1,027		1,029	1,025		1,008	0,977
11	1,028	1,015	1,013	1,027	1,012	1,009	1,018	0,995	0,978
10	1,028	1,015	1,015	1,027	1,011	1,010	1,019	0,994	0,978
9		1,028	1,028		1,024	1,025		1,009	0,980

(c) B = 40 000 MWj/t

Figure D.4 – Évolution de la distribution de puissance radiale de la simulation MURE de l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. La simulation a été réalisée en milieu semi-infini en considérant une réflexion de type miroir. L'évolution du combustible a été réalisée en utilisant le mode d'évolution MG_1 et en considérant une évolution en symétrie huitième d'assemblage. La normalisation des puissances a été effectuée de sorte que 1 représente la puissance moyenne dégagée par crayon.

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	-2,63	-2,64	-2,74	-2,64	-3,06	-3,40	-4,14	-5,07	**-6,85**
16	0,30	-0,60	-0,60	0,10	-0,91	-1,44	-2,19	-3,35	-5,07
15		1,47	1,57		1,26	0,89	-0,82	-2,19	-4,14
14	2,53	1,10	1,19	2,23	1,92		0,89	-1,44	-3,40
13	2,64	1,39	1,49	2,33	1,36	1,92	1,26	-0,91	-3,06
12		2,94	2,83		2,33	2,23		0,10	-2,64
11	3,54	2,20	1,99	2,83	1,49	1,19	1,57	-0,60	-2,74
10	**4,67**	2,82	2,20	2,94	1,39	1,10	1,47	-0,60	-2,64
9		**4,67**	3,54		2,64	2,25		0,30	-2,63

(a) B = 0 MWj/t

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	-1,72	-1,63	-1,73	-1,63	-1,84	-2,07	-2,29	-3,12	**-4,93**
16	0,10	-0,10	-0,40	0,10	-0,10	-0,21	-0,63	-1,58	-3,12
15		0,69	0,59		0,39	0,30	0,00	-0,63	-2,29
14	1,08	0,90	0,80	0,77	0,38		0,30	-0,21	-2,07
13	1,27	1,19	0,99	0,87	0,49	0,38	0,39	-0,10	-1,84
12		1,56	1,56		0,87	0,77		0,10	-1,63
11	2,06	1,80	1,69	1,56	0,99	0,80	0,59	-0,40	-1,73
10	**3,38**	2,62	1,80	1,56	1,19	0,90	0,69	-0,10	-1,63
9		**3,38**	2,06		1,27	1,08		0,10	-1,72

(b) B = 20 000 MWj/t

	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
17	-0,71	-0,61	-0,61	-0,71	-0,31	-0,21	-0,42	-0,83	**-2,57**
16	-0,10	0,10	0,20	-0,20	0,30	0,72	0,94	0,74	-0,83
15		0,00	-0,29		-0,58	-0,20	1,02	0,94	-0,42
14	0,29	0,60	0,20	-0,97	-1,15		-0,20	0,72	-0,21
13	0,00	0,50	0,40	-0,58	-0,68	-1,15	-0,58	0,30	-0,31
12		0,29	0,00		-0,58	-0,97		-0,20	-0,71
11	0,88	1,30	0,90	0,00	0,40	0,20	-0,29	0,20	-0,61
10	**2,09**	1,91	1,30	0,29	0,50	0,60	0,00	0,10	-0,61
9		**2,09**	0,88		0,00	0,29		-0,10	-0,71

(c) B = 40 000 MWj/t

FIGURE D.5 – Comparaison des distributions de puissance de la simulation MURE et de la simulation APOLLO2-F de l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. Les différences ont été calculées en considérant la simulation APOLLO2-F comme référence et sont exprimées en pourcents.

Annexe E

Historique du coeur B1/C13

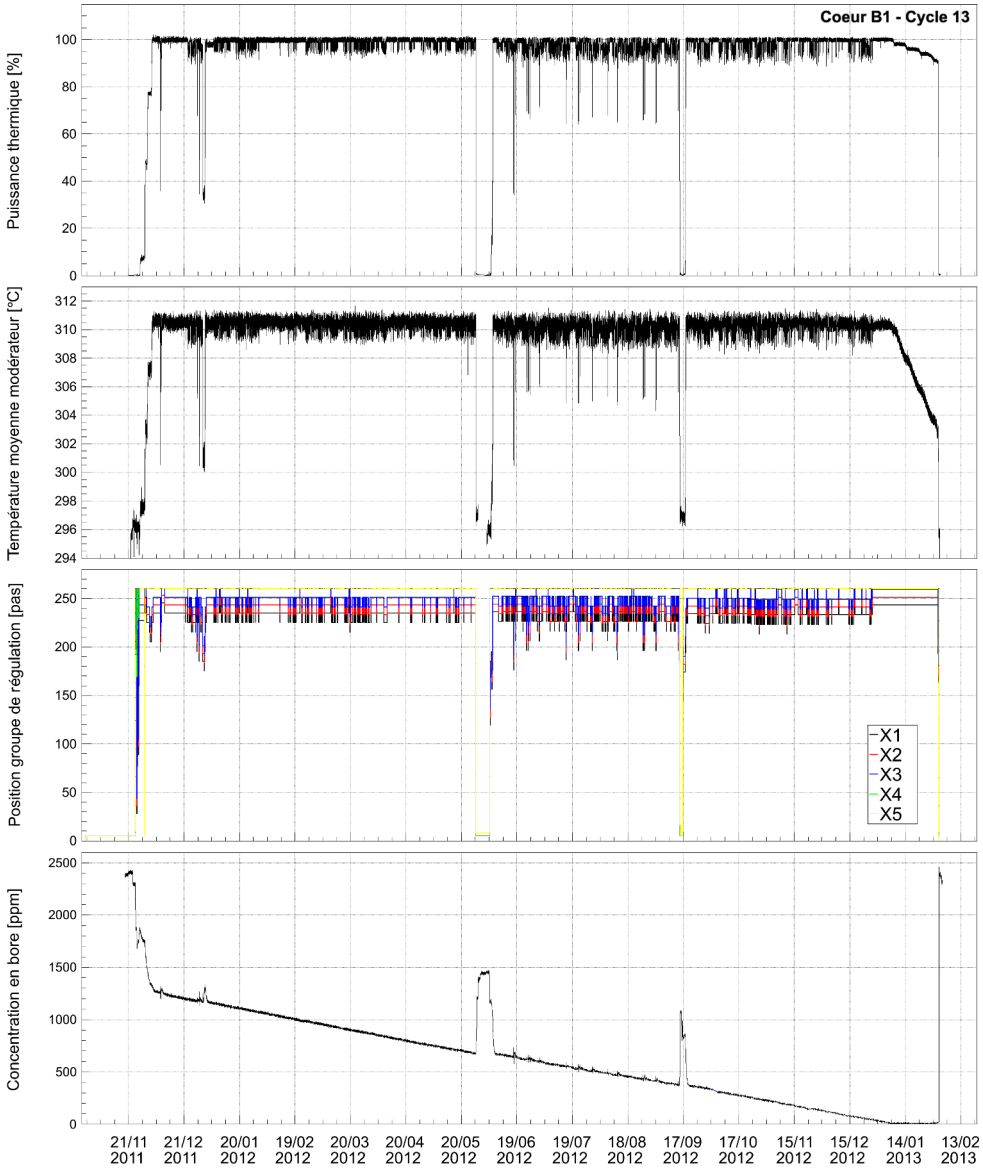


Figure E.1 – Historique de la puissance thermique (en pourcentage de la puissance nominale), de la température moyenne du modérateur, des positions des groupes de régulation (en pas) et de la concentration en bore pour le cycle 13 du coeur B1.

Liste des tableaux

2.1 Distances des deux détecteurs de Double Chooz par rapport aux deux cœurs B1 et B2. Les distances sont données avec une précision de 10 cm. . . . 42
2.2 Planning des principales étapes d'installation du détecteur lointain de Double Chooz. 45
2.3 Énergies moyennes libérées par fission issues du calcul de "V. Kopeikin et al." [95] et nombres et énergies des antineutrinos émis par fission issus du calcul de "P. Huber et al." [96]. . . . 54
2.4 Fraction de fission de l'expérience Bugey4 [99] et de la 2nd publication de Double Chooz [47]. . . . 60
2.5 Incertitude sur la prédiction du flux d'antineutrinos. . . . 63
2.6 Contribution à l'incertitude systématique sur la reconstruction en énergie [47]. . . . 68
2.7 Efficacités des coupures effectuées pour la sélection des événements $\bar{\nu}_e$ [47]. . . . 69
2.8 Récapitulatif des taux d'événements de bruit de fond attendus et observés pendant les 7,53 jours d'arrêt simultanés des deux réacteurs en utilisant les sélections de la première [44] et de la seconde analyse [47] de Double Chooz. . . . 76
2.9 Bilan des incertitudes associées à la normalisation du signal et des bruits de fond par rapport à la prédiction totale [47]. . . . 78
2.10 Nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés et attendus dans l'hypothèse de non-oscillation et bruit de fond attendu pour les deux périodes d'intégration. . . . 79
2.11 Bilan des valeurs initiales utilisées pour les paramètres d'ajustements et des valeurs issues du meilleur ajustement [47]. . . . 81
2.12 Récapitulatif des incertitudes estimées pour l'analyse gadolinium [47] et pour l'analyse hydrogène [120]. . . . 84
2.13 Nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ mesurés et attendus dans l'hypothèse de non-oscillation et bruit de fond attendu pour l'analyse hydrogène. . . . 84

3.1 Situation mondiale des unités électronucléaires (31/12/2011). . . . 94
3.2 Caractéristiques principales des REPs (programme français) [135, 136, 137]. . . . 96
3.3 Comparaison des principaux noyaux modérateurs [149] 101
3.4 Sections efficaces moyennées de fission et de capture des principaux isotopes d'uranium et de plutonium et nombres moyens de neutrons prompts ($\bar{\nu}_{prompt}$) et retardés ($\bar{\nu}_{retardé}$) émis par fission. . . . 105
3.5 Valeurs des différentes composantes de l'énergie libérée par fission des quatre isotopes contribuant majoritairement à la puissance thermique des REPs au temps moyen d'un cycle d'irradiation [95]. . . . 106

5.1 Caractéristiques principales des paramètres d'entrée des simulations d'assemblages . . 141
5.2 Discrétisation en énergie du flux de neutrons définie par défaut en utilisant l'option *Multigroupes* [105]. . . . 153

6.1 Compositions des cœurs de Chooz au démarrage des campagnes 12 et 13. . . . 192
6.2 Inventaires initiaux obtenus pour les trois simulations de cœurs développées. . . . 196

6.3 Groupements d'assemblages réalisés pour la simulation du cycle 13 du cœur B1. 197
6.4 Fractions de fission moyennes obtenues pour les différents cycles simulés. 207
6.5 Variations relatives de l'inventaire initial total de la simulation du cycle 13 du cœur B1 en considérant des variations de ±5% des burnups de chargement des assemblages non neufs. 210
6.6 Écarts relatifs absolues d'inventaire obtenus par rapport à la simulation d'assemblage à 700 ppm à la fin de chacun des cycles d'irradiation. 214
6.7 Impact de la non-gestion des phases intermédiaires de refroidissement sur l'estimation des inventaires initiaux des assemblages s'apprêtant à effectuer leur 3^{e} ou leur 4^{e} cycle d'irradiation en cœur. 218

7.1 Récapitulatif des simulations de sensibilité réalisées pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. 227
7.2 Récapitulatif des bases de données de traitement $S(\alpha, \beta)$ des neutrons thermiques sur l'eau testées pour nos simulations. 243
7.3 Énergie moyenne libérée par fission utilisée par défaut dans MURE [175], DRAGON [106] et dans nos simulations [95]. 244

Table des figures

1.1 Spectres en énergie des différents processus contribuant au flux de neutrinos électroniques solaire [17]. . . . 14
1.2 Flux de neutrinos solaires $\nu_{\mu,\tau}$ en fonction du flux de neutrinos ν_e issu de la réaction ^{8}B mesurée par l'expérience SNO [25]. . . . 15
1.3 Figure récapitulative des deux familles de particules élémentaires du modèle standard : les fermions de spin demi-entier et les bosons de spin entier [26]. . . . 16
1.4 Probabilité de transition $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ pour $\sin^2(\theta) = 1$ en fonction du ratio L/E dans le cadre de l'approximation à deux saveurs [28]. . . . 21
1.5 Limites d'exclusion sur $\sin^2(\theta_{12})$ et Δm^2_{21} issues d'un ajustement global réalisé en septembre 2013 en utilisant les résultats des expériences solaires et de l'expérience KamLAND [33]. . . . 22
1.6 Limites d'exclusion sur $\sin^2(\theta_{23})$, Δm^2_{32} et Δm^2_{31} issues d'un ajustement global réalisé en septembre 2013 en utilisant les résultats des expériences solaires et de l'expérience KamLAND [33]. . . . 24
1.7 Contraintes sur $\sin^2(\theta_{13})$ et Δm^2_{13} issues d'un ajustement global réalisé en 2008 [41] et profil de $\Delta\chi^2$ projeté sur l'axe $\sin^2(\theta_{13})$ pour des ajustements globaux réalisés en 2007 et 2008. . . . 25
1.8 Vue schématique des positions des détecteurs proche et lointain des expériences Double Chooz, RENO et Daya Bay par rapport aux réacteurs nucléaires utilisés comme source d'$\bar{\nu}_e$. . . . 27
1.9 Superposition du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans le détecteur de Chooz avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et estimé à partir d'une prédiction du flux d'$\bar{\nu}_e$ émis par les deux cœurs et rapport du spectre mesuré dans le détecteur par le spectre attendu dans l'hypothèse de non-oscillation [40]. . . . 28
1.10 (a) Comparaison du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans le détecteur lointain de RENO avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation [48]. (b) comparaison du spectre en énergie du signal prompt mesuré dans les détecteurs du site lointain de Daya Bay avec le meilleur ajustement attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et estimé à partir des mesures effectuées dans les détecteurs des deux sites proches [49]. . 30
1.11 Comparaison des mesures de $\sin^2(2\theta_{13})$ effectués par les expériences réacteurs et accélérateurs depuis 2011 et jusqu'à la conférence NuFact 2013 (aout 2013) [50]. . . . 31
1.12 Illustration de l'anomalie réacteur à courte distance [59]. . . . 33
1.13 Illustration de la Hiérarchie de masse des neutrinos 34

2.1 Probabilités de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance L pour une énergie des $\bar{\nu}_e$ de 3 MeV [32]. . . . 39
2.2 Probabilités de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance L pour des $\bar{\nu}_e$ d'énergie 2 MeV et 3 MeV et pour différentes valeurs de θ_{13} [32]. . . . 39
2.3 Schéma de principe de l'IBD et de sa section efficace [81]. . . . 40

2.4 Vue aérienne de la centrale nucléaire de production d'électricité de Chooz B dans les Ardennes Française et position des détecteurs proche et lointain de l'expérience. . . . 42
2.5 Vue schématique en coupe du détecteur lointain de Double Chooz [47]. 43
2.6 Photos du détecteur lointain à différentes périodes de l'installation. 46
2.7 Vues schématiques de la boite à gant et du tube guide installé sur le bord de la cible neutrino du détecteur de Double Chooz. 48
2.8 Schéma de la chaîne d'acquisition des données du détecteur lointain [84]. 48
2.9 (a) : Évolution temporelle de la contribution des isotopes qui peuvent fissionner au nombre totale de fissions dans un assemblage de combustible neuf enrichi à 4% en ^{235}U à puissance constante. (b) : Distribution en masse des produits de fission des isotopes d'uranium et de plutonium (JEFF-3.1 [86]). 50
2.10 (a) : Comparaison des spectres β de l'^{235}U et du ^{239}Pu obtenus par *méthode de sommation* [57] avec ceux obtenus par *méthode de conversion* (mesures ILL) [91]. (b) : Spectres β et $\bar{\nu}_e$ de l'^{238}U obtenus par *méthode de sommation* [57]. 53
2.11 (a) : Spectres d'$\bar{\nu}_e$ par fission des principaux isotopes qui peuvent fissionner d'un combustible de REP. (b) : Illustration du spectre d'$\bar{\nu}_e$ détecté par IBD pour la fission de l'^{235}U [57]. 54
2.12 Variation du spectre d'$\bar{\nu}_e$ de fission de l'^{235}U pour différent temps d'irradiation par rapport à un spectre de référence considéré à l'équilibre ($t = 450$j). 55
2.13 Ratio du spectre des $\bar{\nu}_e$ de fission de l'^{238}U obtenu par une mesure intégrale ("N. Haags et al." [97]) et par *méthode ab-initio* ("Mueller et al." [57]). 56
2.14 Évolution de la puissance thermique des cœurs B1 et B2 en fonction du temps depuis le premier jour de prise de données avec le détecteur lointain [103]. 58
2.15 (a) : Évolution des fractions de fission α_k pour un cycle réacteur complet (cœur B1 cycle 13). (b) : Flux d'$\bar{\nu}_e$ correspondant aux coefficients α_k de la figure (a) en considérant le cœur à puissance nominale durant toute la durée du cycle. 59
2.16 Évolution du nombre d'antineutrinos attendu dans le détecteur lointain dans l'hypothèse de non-oscillation depuis le début de la prise de mesure [103]. 61
2.17 Évolution de la durée totale de prise de données par jour en fonction du temps écoulé depuis le début de l'expérience [111]. 63
2.18 Illustration de la reconstruction des caractéristiques d'une impulsion [114]. L'amplitude de l'impulsion est donnée en unité ADC (digital units of intensity - DUI). 1 DUI est équivalent à 78 μA. 64
2.19 Exemple de calibration de la non-linéarité d'un PM [47]. 65
2.20 Carte de calibration du détecteur réalisée en utilisant la capture des neutrons de spallation sur l'hydrogène à l'intérieur de l'ID [47]. 66
2.21 Stabilité de l'énergie reconstruite obtenue à partir de l'évolution de la réponse des captures des neutrons de spallation sur l'hydrogène [47]. 67
2.22 Pic de capture n-H à 2,223 MeV obtenu pour les données et le MC lors du déploiement d'une source de calibration de ^{252}Cf au centre du détecteur [111]. 67
2.23 Corrélation temporelle [47] et spatiale [111] entre les événements prompts et les événements retardés dans le détecteur lointain de Double Chooz. 70
2.24 Positions reconstruites pour les événements prompts et retardés projetés sur le plan z :ρ^2 dans le détecteur lointain de Double Chooz [111]. 70
2.25 Spectre en énergie du signal retardé [111] et corrélation en énergie entre le signal prompt et le signal retardé [47] dans le détecteur lointain de Double Chooz. 71
2.26 Taux d'événements $\bar{\nu}_e$ par jour mesurés avant soustraction du bruit de fond et attendus dans l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ depuis le début de la prise de donnée le 13 avril 2011 [111]. . 71
2.27 Spectre en énergie du bruit de fond pour la seconde analyse de Double Chooz [47]. . . 72
2.28 Distribution en temps entre les événements prompts d'énergie compris entre 12 MeV et 30 MeV et les événements retardés [116] dans le détecteur lointain de Double Chooz. . 73

2.29 Spectre en énergie du bruit de fond corrélé pour la seconde analyse de Double Chooz [47]. 73

2.30 Spectre β des émetteurs βn des isotopes d'^{8}He et de l'^{9}Li issu des données et du MC dans l'hypothèse où le ^{9}Li présente la contribution dominante [47]. 75

2.31 Illustration simplifiée de l'évolution de la puissance du réacteur B2 lors de la première période de ∼24 h avec les deux réacteurs à l'arrêt et spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain et provenant du cœur B2 pour cette même période en considérant différentes fenêtres en temps [119]. 76

2.32 Candidats $\bar{\nu}_e$ mesurés pour la période d'analyse de 7,53 jours avec les deux réacteurs à l'arrêt. 76

2.33 Matrice de covariance sur les canaux en énergie pour la statistique, la prédiction réacteur, la réponse du détecteur et les trois bruits de fond : accidentel, corrélé et cosmogénique. 80

2.34 Comparaison du spectre en énergie du signal prompt mesuré avec celui attendu dans l'hypothèse de non-oscillation et celui du meilleur ajustement pour la seconde analyse gadolinium de Double Chooz [47]. 82

2.35 Spectre du signal prompt avant et après soustraction des bruits de fond pour l'analyse hydrogène [120] de Double Chooz. 85

2.36 Nombre de candidats $\bar{\nu}_e$ mesuré par jour en fonction du nombre de candidats $\bar{\nu}_e$ attendu par jour en l'absence d'oscillation pour les données de l'analyse gadolinium [123] et contour de sensibilité du taux de bruit de fond attendu par rapport à $\sin^2(2\theta_{13})$ [123]. 86

2.37 Photos du détecteur proche de Double Chooz à différentes périodes de l'intégration. . . 87

2.38 Projection de la sensibilité sur θ_{13} de Double Chooz dans l'hypothèse où la prise de donnée avec le détecteur proche commence 3 ans après celle du détecteur lointain [124]. 88

3.1 Schéma de principe d'un réacteur nucléaire à eau sous pression [134]. 95

3.2 Schémas d'une pastille (a) [139], d'un crayon (b) [135], d'un assemblage (c) [140] et d'un cœur de REP (d) [137]. En figure (e) est présentée la matrice de positionnement des assemblages au sein d'un cœur du palier N4 [141]. 97

3.3 Profils de température dans un crayon typique du fonctionnement dans un REP [144]. 98

3.4 Sections efficaces de captures radiatives et de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène et le deutérium pour la base de sections efficaces ENDFB/VII.1 [150]. 101

3.5 Spectre en énergie des neutrons au sein d'un combustible UO_2 neuf d'un REP enrichi à 4% en ^{235}U. 102

3.6 (a) : Sections efficaces de fission des principax isotopes d'uranium et de plutonium contribuant à la puissance thermique des REPs [150]. (b) : Sections efficaces de capture des isotopes impliqués dans la chaine de production des isotopes fissiles de plutonium [150]. 103

3.7 Évolution typique des inventaires des principaux isotopes d'uranium et de plutonium pour un combustible UO_2 enrichi à 4% en ^{235}U. 104

3.8 Chaîne de production et de disparition du xénon 135 et du samarium 149 [148]. 108

3.9 Évolution typique des inventaires en xénon et en samarium au sein d'un assemblage suite à un démarrage et à un arrêt de cœur. 109

3.10 Élargissement par effet Doppler de la première résonance de capture de l'^{238}U (ENDF/B-VII.0 [150]). 109

3.11 Principales sections efficaces d'absorption des isotopes du bore et du gadolinium pour la base ENDF/B-VII.1 [150]. 112

4.1 Histoire aléatoire d'un neutron au sein d'un matériau fissile [159]. 115
4.2 Multiplicité total de neutron issue des bases ENDF/B-VII.1 [150]. 118
4.3 Exemple de fichier MCNP décrivant la simulation d'une sphère de d'UO_2 de 200 cm de rayons entourée de 40 cm d'eau borée. 119
4.4 Spectres de fission de Watt de l'^{235}U et du ^{239}Pu pour des neutrons incidents de 0,025 eV[7] [163] et spectre utilisé par MCNP pour les neutrons du premier cycle inactif d'une source en mode KCODE. 124
4.5 Évolution de la distribution des neutrons d'une source de neutrons initialement centrée en (0,0,0) d'une sphère homogène. 127
4.6 Évolution de l'entropie de Shannon d'une source placée au centre d'une sphère homogène pour différents nombres de neutrons sources (n_{src} =$\{4.10^3, 4.10^4, 4.10^5\}$). 128
4.7 Évolution de l'entropie de Shannon des neutrons sources et des trois estimateurs du k_{eff} en fonction du nombre de cycles pour une source initialement placée au centre d'une sphère hétérogène. 129
4.8 Schéma de principe d'une simulation MURE. 129
4.9 Schéma de principe de la simplification de *l'arbre des noyaux* en utilisant une période seuil de demi-vie radioactive [158]. 133
4.10 Simplification de *l'arbre des noyaux* de la réaction de fission de l'^{235}U en utilisant une période seuil de demi-vie radioactive de 1 h [105]. 134
4.11 Interface MUREGui de visualisation des résultats de simulation. 137

5.1 Coupe transverse suivant le plan xy de la géométrie MCNP d'un assemblage UO_2-Gd_2O_3. 140
5.2 Évolution de la position des neutrons sources dans l'assemblage UO_2 enrichi à 4% en fonction du nombre de cycles. 143
5.3 Évolution de l'entropie de Shannon dans un assemblage pour deux distributions spatiales initiales différentes de la source de neutrons. 143
5.4 Évolution des inventaires et des fractions de fission d'uranium et de plutonium pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. 144
5.5 Évolution des inventaires en uranium et plutonium des quatre assemblages de référence. 145
5.6 Évolution des fractions de fission des isotopes d'uranium et de plutonium des quatre assemblages de référence. 145
5.7 Évolution du flux d'antineutrino des quatre assemblages de référence avec le burnup et évolution du spectre en énergie des antineutrinos émis avec le burnup pour l'assemblage enrichi à 4%. 147
5.8 Évolution du k_∞ des quatre assemblages de référence. 148
5.9 Évolution des flux de neutrons moyens dans le combustible des quatre assemblages de référence et évolution des flux de neutrons moyens dans les deux cellules de combustible de l'assemblage gadolinié. 149
5.10 Distributions statistiques des observables de k_∞ (a), de flux (b) et de taux de fission de l'^{235}U (c) pour les intervalles de burnup en MWj/t : [0 ; 2000], [20 000 ; 22 000] et [40 000 ; 42 000]. 150
5.11 Incertitudes statistiques relatives associées aux différentes observables d'évolution de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% utilisant les paramètres statistiques suivant : n_{src} = 300 000, $C_A = 150$, $C_I = 30$. 151
5.13 Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur les inventaires. 156
5.14 Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur les taux de fission. 156
5.15 Influence de la discrétisation en énergie du flux de neutrons sur le k_∞. 157
5.16 Évolution du spectre en énergie des neutrons dans la cellule combustible de l'assemblage UO_2 et dans la cellule combustible contenant les crayons gadoloniés de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 159
5.18 Influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur les inventaires. 162

5.19 Influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur les taux de fission. 162
5.20 Influence de la discrétisation temporelle de l'évolution sur le k_∞ 163
5.21 Influence de la discrétisation temporelle sur le k_∞ lors de l'utilisation d'une méthode prédicteur-correcteur. 164
5.22 Évolution des flux de neutrons par cellule d'une simulation de crayon discrétisé axialement en 21 cellules de combustible et utilisant les paramètres statistiques suivant : $n_{src} = 333\,333$, $C_A = 150$, $C_I = 200$. 167
5.23 Coupe transversale de la cellule combustible suivant le plan xy obtenue par l'interface graphique de MCNP et hauteurs des cellules de combustible suivant le niveau de discrétisation axiale utilisé. 167
5.24 Distribution du flux de neutrons dans un crayon discrétisé axialement en 21 cellules et distribution du flux de neutrons estimée par MCNP dans une cellule située à une extrémité du crayon. 169
5.25 Impact du nombre de cycles actifs, du nombre de neutrons sources et du niveau de discrétisation axiale sur les erreurs statistiques associées au flux de neutrons des cellules combustibles. 170
5.26 Asymétrie moyenne par cellule de la source de neutrons dans un crayon discrétisé axialement. 172
5.27 Évolution des flux de neutrons par cellule d'une simulation de crayon discrétisée axialement en 21 cellules de combustible (11 matériaux UO_2) et utilisant les paramètres statistiques suivant : $n_{src} = 333\,333$, $C_A = 150$, $C_I = 200$. 174
5.28 Évolution de la distribution du flux de neutrons dans un crayon discrétisé en 21 cellules combustibles (11 matériaux UO_2) pour différents burnups. 175
5.29 Évolution de la distribution des taux de fissions dans un crayon discrétisé en 21 cellules combustibles (11 matériaux UO_2). 175
5.30 Influence du niveau de discrétisation axiale sur les inventaires totaux du crayon. 177
5.31 Influence du niveau de discrétisation axiale sur les taux de fission moyens du crayon. . 177
5.32 Influence de la discrétisation axiale sur le k_∞. 178
5.33 Schéma de la discrétisation spatiale en 39 groupes du combustible. Uniquement le quadrant supérieur droit de l'assemblage est représenté. 179
5.37 Influence de la discrétisation spatiale du combustible sur les inventaires au niveau assemblage. 183
5.38 Influence de la discrétisation spatiale du combustible sur les taux de fission au niveau assemblage. 183
5.39 Comparaison des inventaires estimés par MURE avec ceux estimés par APOLLO2-F pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4% et l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94%. . . . 186

6.1 Vue en coupe suivant le plan xy de la géométrie de cœur réalisée en utilisant l'interface de MCNP. 193
6.3 Historique de la puissance thermique (en pourcentage de la puissance nominale) et de la concentration en bore des deux réacteurs depuis le début de leur cycle 12. 198
6.4 Évolution de l'entropie de Shannon pour deux distributions spatiales initiales différentes de la source de neutrons dans la simulation de cœur. 201
6.8 Évolution des fractions de fissions pour la simulation du cycle 13 du cœur B1. 205
6.9 Évolution des fractions de fissions pour les trois campagnes de cœur simulées. 206
6.10 Erreurs statistiques associées aux taux de fissions et aux inventaires au niveau cœur. . 208
6.11 Erreurs statistiques associées aux flux de neutrons estimés dans chacun des 33 groupes d'assemblages de la simulation B1/C12. 209
6.12 Erreurs statistiques associées aux inventaires estimés dans chacun des 33 groupes d'assemblages de la simulation B1/C12. 209

6.13 Influence de l'incertitude de 5% associée aux burnups initiaux de chargement des assemblages sur les taux de fissions au niveau cœur. . . . 211
6.14 Impact de la concentration en bore sur le spectre en énergie des neutrons pour un combustible UO_2 neuf enrichi à 4%. . . . 213
6.15 Impact de la concentration en bore sur l'évolution des inventaires pour un combustible $U0_2$ enrichi à 4%. . . . 215
6.16 Impact de la durée de refroidissement entre chaque cycle d'irradiation sur les inventaires. 218
6.17 Évolution des burnups des 205 assemblages en fonction du burnup du cœur pour la campagne B1/C12. . . . 220
6.18 Évolution des fractions de fission pour la campagne B1/C12. . . . 221
6.19 Évolution du nombre moyen d'antineutrinos émis par fission pour la campagne B1/C12. 223

7.1 Influence de la densité du modérateur sur l'évolution des taux de fission. . . . 228
7.2 Ajustements linéaires des taux de fission en fonction de la densité du modérateur pour différent burnup. . . . 229
7.4 Évolution des ratios de taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ des quatre types d'assemblage en fonction du burnup des assemblages. . . . 235
7.6 Sensibilité des taux de fission à une variation de $+\mathbf{6\,\%}$ de la densité de l'eau en fonction du burnup des assemblages. . . . 236
7.7 Sensibilité des taux de fission à une variation de $+\mathbf{6\,\%}$ de la densité de l'eau en fonction du ratio de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$ des assemblages. . . . 236
7.8 Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{17\ ppm}$ de la concentration en bore. 239
7.9 Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{0{,}5\,\%}$ de la puissance thermique. 239
7.10 Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{30\,K}$ de la température du modérateur. . . . 240
7.11 Sensibilités des taux de fission à une variation de $+\mathbf{300\,K}$ de la température du combustible. . . . 240
7.13 Section efficace de fission de l'^{238}U pour les différentes bases de données étudiées. . . . 243
7.14 Sensibilités des taux de fission au choix de la base de données de section efficace assemblage UO_2 et assemblage UO_2-Gd_2O_3 . . . 245
7.15 Sensibilités des taux de fission aux choix de la base de données $S(\alpha,\beta)$ de traitement thermique des neutrons sur l'eau (assemblage UO_2 en trait plein et assemblage UO_2-Gd_2O_3 en trait pointillé). . . . 245
7.16 Influence des bases de traitement $S(\alpha,\beta)$ des neutrons thermiques sur l'eau pour l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. . . . 246
7.17 Sensibilités des taux de fission aux jeux de donnée d'énergie libérée par fission. . . . 246
7.18 Section efficace d'absorption des neutrons du B_4C, de l'AIC et de l'acier. . . . 248
7.19 Vue en coupe suivant le plan xy du quadrant supérieur gauche de la simulation de l'assemblage UO_2 dans lequel est insérée une grappe noire et de la simulation de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 dans lequel est insérée une grappe grise. . . . 249
7.20 Position des neutrons sources après convergence de la source pour l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% pour différent niveau d'insertion de la grappe de régulation grise et pour un burnup de 0 MWj/t. . . . 250
7.21 Flux de neutrons suivant le plan xy de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 pour une insertion totale de la grappe de régulation grise et pour un burnup de B = 0 MWj/t. . . . 250
7.22 Évolution des k_∞ de l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% et de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% en fonction du burnup pour différents niveaux d'insertion des grappes. 251
7.23 Évolution des k_∞ et du nombre d'absorptions de neutrons de l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% en fonction du niveau d'insertion de la grappe noire et de l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% en fonction du niveau d'insertion de la grappe grise pour un burnup de B = 0 MWj/t. . . . 252

7.24 Effet du niveau d'insertion de la grappe noire dans l'assemblage UO_2 enrichi à 3,4% et de la grappe grise dans l'assemblage UO_2-Gd_2O_3 enrichi à 3,94% en fonction du burnup. 254
7.25 Sensibilités des taux de fission à l'insertion des grappes de régulation. 255
7.26 Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission de l'^{235}U en fonction du rapport des taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. 257
7.27 Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission du ^{239}Pu en fonction du rapport des taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. 257
7.28 Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission de l'^{238}U en fonction du rapport des taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. 258
7.29 Évolution de l'incertitude systématique totale estimée sur le taux de fission du ^{241}Pu en fonction du rapport des taux de fission $TF_{^{239}Pu}/TF_{^{235}U}$. 258
7.30 Évolution des taux de fission et des erreurs systématiques associées pour la campagne d'irradiation B1/C12. 259
7.31 Incertitudes systématiques totales estimées sur les taux de fission par les trois méthodes de calcul présentées en 7.3.3 pour la campagne de cœur B1/C12. 262

A.1 Exemple de cinq ensembles de données de plus en plus corrélés [189]. 270

C.1 Évolution de la densité de l'eau en fonction de la température pour des pressions de 150 bar et 160 bar. 273

D.1 Influence du niveau de puissance sur l'évolution des inventaires de l'assemblage de référence UO_2 enrichi à 4%. 275
D.2 Influence du niveau de puissance sur l'évolution du k_∞ de l'assemblage de réference UO_2 enrichi à 4%. 276
D.4 Évolution de la distribution de puissance radiale de la simulation MURE de l'assemblage UO_2 enrichi à 4% en milieu semi-infini en considérant une réflexion de type miroir. . . 277
D.5 Comparaison des distributions de puissance de la simulation MURE et de la simulation APOLLO2-F de l'assemblage UO_2 enrichi à 4%. 278

E.1 Historique de la puissance thermique (en pourcentage de la puissance nominale), de la température moyenne du modérateur, des positions des groupes de régulation (en pas) et de la concentration en bore pour le cycle 13 du coeur B1. 279

Bibliographie

[1] J Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β-Strahlen von radium B + C. *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, 16 :383, 1914. p.11

[2] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys. Today*, 31N9 :27, 1978. p.11

[3] Enrico Fermi. Tentativo di una teoria dei raggi β. *Il Nuovo Cimento*, 11(1) :1–19, 1934. p.12

[4] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proc. Roy. Soc A, 136*, 1932. p.12

[5] Notes de F. Reines non publiées. p.12

[6] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, E. C. Anderson, and F. N. Hayes. Large liquid scintillation detectors. *Phys. Rev.*, 90 :493–494, May 1953. p.12

[7] C.L. Cowan, F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, and A.D. McGuire. Detection of the free neutrino : A Confirmation. *Science*, 124 :103–104, 1956. p.12

[8] F. Reines and C.L. Cowan. The neutrino. *Nature*, 178 :446–449, 1956. p.12

[9] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Detection of the free antineutrino. *Phys. Rev.*, 117 :159–173, Jan 1960. p.13

[10] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, Jul 1962. p.13

[11] M.L. Perl, G.S. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+ - e^- Annihilation. *Phys.Rev.Lett.*, 35 :1489–1492, 1975. p.13

[12] S. Schael et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427 :257–454, 2006. p.13

[13] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys.Lett.*, B504 :218–224, 2001. p.13

[14] T.D. Lee and Chen-Ning Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys.Rev.*, 104 :254–258, 1956. p.13

[15] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, Feb 1957. p.13

[16] B.T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., J.R. Distel, et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys.J.*, 496 :505–526, 1998. p.13

[17] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys.J.*, 621 :L85–L88, 2005. p.14, 283

[18] B. Pontecorvo. Mesonium and anti-mesonium. *Sov.Phys.JETP*, 6 :429, 1957. p.14

[19] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Sov.Phys.JETP*, 7 :172–173, 1958. p.14

[20] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog.Theor.Phys.*, 28 :870–880, 1962. p.14, 19

[21] J.N. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. *Phys.Rev.*, C60 :055801, 1999. p.14

[22] W. Hampel et al. GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX IV. *Phys.Lett.*, B447 :127–133, 1999. p.14

[23] J. Hosaka et al. Solar neutrino measurements in super-Kamiokande-I. *Phys.Rev.*, D73 :112001, 2006. p.14

[24] Q.R. Ahmad et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 87 :071301, 2001. p.14

[25] Q.R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 89 :011301, 2002. p.14, 15, 21, 283

[26] MissMJ / Wikimedia Commons / CC-BY-SA-3.0. p.16, 283

[27] CMS Collaboration. Observation of a new boson with a mass near 125 GeV. 2012. p.17

[28] C. Giunti and C.W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics.* OUP Oxford, 2007. p.17, 21, 283

[29] K. Zuber. *Neutrino Physics.* Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Taylor & Francis, 2004. p.17

[30] K. Abe et al. Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. *Phys.Rev.*, D83 :052010, 2011. p.21

[31] S. Abe et al. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. *Phys.Rev.Lett.*, 100 :221803, 2008. p.21

[32] M.C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Jordi Salvado, and Thomas Schwetz. Global fit to three neutrino mixing : critical look at present precision. *JHEP*, 1212 :123, 2012. Updated results on NuFit webpage : www.nu-fit.org. p.22, 24, 38, 39, 283

[33] NuFit webpage, www.nu-fit.org. p.22, 24, 283

[34] TAUP 2013 conference webpage, http ://www.taup-conference.to.infn.it/taup2013.html. p.22

[35] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, 81 :1562–1567, 1998. p.22, 23

[36] Y. Ashie et al. A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I. *Phys.Rev.*, D71 :112005, 2005. p.23

[37] M.H. Ahn et al. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys.Rev.*, D74 :072003, 2006. p.23

[38] P. Adamson et al. Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS. *Phys.Rev.Lett.*, 107 :181802, 2011. p.23, 25, 26, 80, 81

[39] N. Agafonova et al. Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment. 2014. p.24

[40] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station. *Eur.Phys.J.*, C27 :331–374, 2003. p.25, 27, 28, 44, 55, 218, 283

[41] Thomas Schwetz, M.A. Tortola, and Jose W.F. Valle. Three-flavour neutrino oscillation update. *New J.Phys.*, 10 :113011, 2008. p.25, 283

[42] K. Abe et al. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam. *Phys.Rev.Lett.*, 107 :041801, 2011. p.25, 26

[43] F.P. An et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys.Rev.Lett.*, 108 :171803, 2012. p.25, 29, 88

[44] Y. Abe et al. Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 108 :131801, 2012. p.25, 28, 68, 75, 76, 77, 191, 266, 281

[45] J.K. Ahn et al. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 108 :191802, 2012. p.25, 29, 88, 89

[46] K. Abe et al. Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam. *Phys.Rev.*, D88 :032002, 2013. p.26

[47] Y. Abe et al. Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.*, D86 :052008, 2012. p.28, 42, 43, 49, 60, 63, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 75, 76, 78, 81, 82, 83, 84, 191, 266, 281, 284, 285

[48] S.H Seo, Talk at NuTel 2013, Mars. 2013, Italie, Venise. p.29, 30, 266, 283

[49] F.P. An et al. Spectral measurement of electron antineutrino oscillation amplitude and frequency at Daya Bay. *Phys.Rev.Lett.*, 112 :061801, 2014. p.29, 30, 89, 266, 283

[50] S. Kettell, Talk at NuFact 2013, Aug. 2013, IHEP, Beijing. p.31, 283

[51] W. Hampel et al. Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX. *Phys.Lett.*, B420 :114–126, 1998. p.31

[52] J.N. Abdurashitov et al. Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source. *Phys.Rev.*, C59 :2246–2263, 1999. p.31

[53] Carlo Giunti and Marco Laveder. Statistical Significance of the Gallium Anomaly. *Phys.Rev.*, C83 :065504, 2011. p.31

[54] A. Aguilar-Arevalo et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam. *Phys.Rev.*, D64 :112007, 2001. p.31

[55] A.A. Aguilar-Arevalo et al. Unexplained Excess of Electron-Like Events From a 1-GeV Neutrino Beam. *Phys.Rev.Lett.*, 102 :101802, 2009. p.31

[56] A.A. Aguilar-Arevalo et al. Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ Oscillations. *Phys.Rev.Lett.*, 105 :181801, 2010. p.31

[57] Th.A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. *Phys.Rev.*, C83 :054615, 2011. p.32, 33, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 59, 60, 75, 146, 222, 268, 284

[58] A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II. *Phys.Lett.*, B693 :221–226, 2010. p.32, 40

[59] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th.A. Mueller, D. Lhuillier, et al. The Reactor Antineutrino Anomaly. *Phys.Rev.*, D83 :073006, 2011. p.32, 33, 57, 283

[60] D. Benchekroun et al. Proposal of a search for sterile neutrinos at ILL : the STEREO experiment. http ://ruphe.fsac.ac.ma/Neutrino_ILL_experiment/STEREO/Stereo_Proposal.pdf. p.32

[61] Short baseline Oscillation search with Lithium-6 Detector, http ://www2.physics.ox.ac.uk/research/mars-project/solid. p.32

[62] F. Yermia, Short baseline Oscillation search with Lithium-6 Detector, http ://supernovae.in2p3.fr/∼jacdz/csin2p3-20130627/exposes/SOLID_Yermia.pdf. p.32

[63] K.N. Abazajian, M.A. Acero, S.K. Agarwalla, A.A. Aguilar-Arevalo, C.H. Albright, et al. Light Sterile Neutrinos : A White Paper. 2012. p.32

[64] Peter Minkowski. $\mu \to e\gamma$ at a rate of one out of 1-billion muon decays ? *Phys. Lett.*, B67 :421, 1977. p.33

[65] C. Arnaboldi et al. Results from a search for the 0 neutrino beta beta-decay of Te-130. *Phys.Rev.*, C78 :035502, 2008. p.33

[66] M. Danilov, R. DeVoe, A. Dolgolenko, G. Giannini, G. Gratta, et al. Detection of very small neutrino masses in double beta decay using laser tagging. *Phys.Lett.*, B480 :12–18, 2000. p.33

[67] I. Abt, Michael F. Altmann, A. Bakalyarov, I. Barabanov, C. Bauer, et al. A New Ge-76 double beta decay experiment at LNGS : Letter of intent. 2004. arXiv :hep-ex/0404039. p.33

[68] F. Piquemal. The SuperNEMO project. *Phys.Atom.Nucl.*, 69 :2096–2100, 2006. p.33

[69] A.B. Balantekin, Henry Band, Russell Betts, Jeff J. Cherwinka, J.A. Detwiler, et al. Neutrino mass hierarchy determination and other physics potential of medium-baseline reactor neutrino oscillation experiments. 2013. arXiv :hep-ex/1307.7419. p.34

[70] Yu-Feng Li, Jun Cao, Yifang Wang, and Liang Zhan. Unambiguous Determination of the Neutrino Mass Hierarchy Using Reactor Neutrinos. *Phys.Rev.*, D88(1) :013008, 2013. p.34

[71] RENO-50 Collaboration, R. collaboration, RENO-50, in *International Workshop on RENO-50 toward Neutrino Mass Hierarchy*, 2013. p.34

[72] E. Kh. Akhmedov, Soebur Razzaque, and A. Yu. Smirnov. Mass hierarchy, 2-3 mixing and CP-phase with Huge Atmospheric Neutrino Detectors. *JHEP*, 1302 :082, 2013. p.34

[73] LAGUNA-LBNO Collaboration, The LAGUNA-LBNO project, http ://laguna.ethz.ch/laguna-eu/. p.34, 35, 36

[74] R.N. Cahn, D.A. Dwyer, S.J. Freedman, W.C. Haxton, R.W. Kadel, et al. White Paper : Measuring the Neutrino Mass Hierarchy. 2013. arXiv :hep-ex/1307.5487. p.34

[75] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay. *Eur.Phys.J.*, C40 :447–468, 2005. p.35

[76] A. Osipowicz et al. KATRIN : A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent. 2001. arXiv :hep-ex/0109033. p.35

[77] P.A.R. Ade et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. 2013. arXiv :hep-ex/1303.5076. p.35

[78] LAGUNA-LBNO Collaboration. The mass-hierarchy and CP-violation discovery reach of the LBNO long-baseline neutrino experiment. 2013. arXiv :hep-ex/1312.6520. p.35, 36, 267

[79] F. Ardellier et al. Double Chooz : A Search for the neutrino mixing angle theta(13). 2006. p.38, 42, 43, 45

[80] P. Vogel and John F. Beacom. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$. *Phys.Rev.*, D60 :053003, 1999. p.40, 60

[81] G. Mention. *Etude des sensibilités et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique* θ_{13}. PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.40, 283

[82] V. Lefebvre and F. Torres. *Chooz de A à B. Une histoire de la filière à eau pressurisée chez EDF.* Électricité de France, 2003. p.41

[83] C Aberle, C Buck, B Gramlich, F X Hartmann, M Lindner, S Schönert, U Schwan, S Wagner, and H Watanabe. Large scale gd-beta-diketonate based organic liquid scintillator production for antineutrino detection. *Journal of Instrumentation*, 7(06) :P06008, 2012. p.44

[84] A. Cabrera. Readout Diagram, Note interne Double Chooz : DC-doc-4126-v2. 2012. p.48, 284

[85] M. Berglund and M. E. Wieser. Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC technical report). *Pure and Applied Chemistry*, 83(2) :397–410, 2011. p.49, 92, 140

[86] Santamarina et al. The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library : JEFF Report 21. *OCDE - NEA*, 2006. p.50, 103, 132, 141, 200, 284

[87] Patrick Huber. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. *Phys.Rev.*, C84 :024617, 2011. p.51, 52, 53, 54, 60, 146, 222

[88] M. Fallot, S. Cormon, M. Estienne, A. Algora, V.M. Bui, et al. New antineutrino energy spectra predictions from the summation of beta decay branches of the fission products. *Phys.Rev.Lett.*, 109 :202504, 2012. p.51, 52, 53

[89] J.C. Hardy, L.C. Carraz, B. Jonson, and P.G. Hansen. The essential decay of pandemonium : A demonstration of errors in complex beta-decay schemes. *Physics Letters B*, 71(2) :307 – 310, 1977. p.51

[90] K. Schreckenbach, H. R. Faust, F. von Feilitzsch, A. A. Hahn, K. Hawerkamp, and J. L. Vuilleumier. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Physics Letters B*, 99 :251–256, February 1981. p.52

[91] F. Von Feilitzsch, A.A. Hahn, and K. Schreckenbach. Experimental beta spectra from Pu-239 and U-235 thermal neutron fission products and their correlated anti-neutrino spectra. *Phys.Lett.*, B118 :162–166, 1982. p.52, 53, 284

[92] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch. Determination of the antineutrino spectrum from 235u thermal neutron fission products up to 9.5 mev. *Physics Letters B*, 160(4–5) :325 – 330, 1985. p.52

[93] A.A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche. Antineutrino spectra from 241pu and 239pu thermal neutron fission products. *Physics Letters B*, 218(3) :365 – 368, 1989. p.52

[94] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II. *Phys. Rev. C*, 24 :1543–1553, Oct 1981. p.53

[95] V. Kopeikin, L. Mikaelyan, and V. Sinev. Reactor as a source of antineutrinos : Thermal fission energy. *Phys.Atom.Nucl.*, 67 :1892–1899, 2004. p.54, 60, 99, 105, 106, 141, 220, 244, 246, 281, 282

[96] Patrick Huber and Thomas Schwetz. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Phys.Rev.*, D70 :053011, 2004. p.54, 281

[97] N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, et al. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U. 2013. p.54, 56, 284

[98] A.C. Hayes, J.L. Friar, G.T. Garvey, and Guy Jonkmans. Reanalysis of the Reactor Neutrino Anomaly. 2013. p.55

[99] Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefievre, M. Obolensky, A. Etenko, et al. Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant. *Phys.Lett.*, B338 :383–389, 1994. p.57, 60, 206, 207, 281

[100] E. Tournu et al. Edf technicalnote. 2001. p.57

[101] J.M. Favennec Y. Caffari. Edf tech-note h-p1c-2011-02007-fr. 2007. p.57

[102] Z. Djurcic et al. Uncertainties in the anti-neutrino production at nuclear reactors. *J. Phys.*, G36 :045002, 2009. p.57

[103] D. Lhuillier. Prediction of run by run nu rates for the 2nd Pub, Note interne Double Chooz : DC-doc-3878-v2. 2011. p.58, 61, 284

[104] O. Méplan, A. Nuttin, O. Laulan, S. David, F. Michel-Sendis, and J. Wilson. MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution, Description of the Methods, First Applications and Results. In *ENC 2005 Proceedings, Versailles, France*, 2005. p.58, 128

[105] O. Méplan and al. MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution. User Guide - Version 1.9. 2012. http ://lpsc.in2p3.fr/MURE/html/UserGuide/UserGuide.html. p.58, 128, 134, 153, 281, 286

[106] G. Marleau, A. Hébert, and R. Roy. *A user's guide for DRAGON Version 4*. Ecole Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire, Technical Report IGE-294, 2013. p.58, 114, 244, 282

[107] Y. Nakahara and K. Suyama and T. Suzaki. Technical Development On Burn-Up Credit For Spent LWR Fuels. AERI-Tech 2000-071 (ORNL/TR-2001/01), Oak Ridge National Laboratory, 2002. p.58, 212

[108] C.L. Jones, A. Bernstein, J.M. Conrad, Z. Djurcic, M. Fallot, et al. Reactor Simulation for Antineutrino Experiments using DRAGON and MURE. *Phys.Rev.*, D86 :012001, 2012. p.58, 114

[109] M. Fallot A. Cucoanes, D. Lhuillier. New 238U Spectrum prediction, Note interne Double Chooz : DC-doc-5508-v1. 2014. p.60

[110] A. J. Franke. *Searching for Reactor Antineutrino Flavor Oscillations with the Double Chooz Far Detector*. PhD thesis, University of Columbia, 2012. http ://academiccommons.columbia.edu. p.61

[111] Double Chooz collaboration. Blessed plots for DC2ndPub, Note interne Double Chooz. 2012. p.63, 67, 70, 71, 284

[112] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506 :250–303, 2003. p.63

[113] John Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P.A. Dubois, et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 53 :270, 2006. p.63

[114] P. Novella et al. DCRecoPulse : Sotfware and algorithms for pulse reconstruction, Note interne Double Chooz : DC-doc-649-v2. 2009. p.64, 284

[115] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012. p.72

[116] A. Remoto. *Correlated background and impact on the measurement of theta$_{13}$ with the Double Chooz detector*. PhD thesis, Université de Nantes, 2012. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.73, 284

[117] Y. Abe et al. Direct Measurement of Backgrounds using Reactor-Off Data in Double Chooz. *Phys.Rev.*, D87 :011102, 2013. p.75, 76, 267

[118] R. A. Forrest, "FISPACT-2007 : user manual", UKAEA-FUS-534 (2007), http ://www.ccfe.ac.uk/. p.75

[119] V. Durand. *Mesure du paramètre de mélange leptonique θ_{13} auprès de l'expérience d'antineutrinos de réacteur Double Chooz*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 2012. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.76, 285

[120] Y. Abe et al. First Measurement of θ_{13} from Delayed Neutron Capture on Hydrogen in the Double Chooz Experiment. *Phys.Lett.*, B723 :66–70, 2013. p.82, 83, 84, 85, 266, 281, 285

[121] P. Novella. Rate-Only analysis with reactor-off data in the Double Chooz experiment. 2013. arXiv :hep-ex/1305.2734. p.82, 85

[122] C. Mariani, New measurements of reactor θ_{13} disappearance with the Double Chooz far detector, Talk at TAUP 2013, September 2013 , Asilomar, California USA. p.84, 86

[123] P. Novella, Background-independent θ_{13} Results, Talk at TAUP 2013, September 2013 , Asilomar, California USA. p.85, 86, 285

[124] R. Carr. Projected two-detector precision for Double Chooz : DC-doc-5512. 2014. p.87, 88, 267, 285

[125] ANC : A Westinghouse Advanced Nodal Comput- ing Code, Westinghouse Report WCAP-10965-P-A(P). p.88

[126] Commissariat à l'énergie atomique. Les systèmes nucléaires du futur. *CLEFS CEA n°55*, 2007. http ://www.cea.fr/le-cea/publications/les-clefs-du-cea/clefs-cea. p.92

[127] Commissariat à l'énergie atomique. *ELECNUC : Les centrales nucléaires dans le monde*. CEA, 2012. p.92, 93, 94

[128] CEA. Les réacteurs nucléaires : d'une génération à l'autre. *Dossier de presse CEA*, 2003. p.92, 93

[129] http ://epr-flamanville.edf.com. p.93

[130] Commissariat à l'énergie atomique. Quatrième génération : vers un nucléaire durable. *Dossier de presse CEA*, 2010. p.93, 94

[131] http ://www.gen-4.org. p.93

[132] ANDRA. Inventaire national des matières et déchets radioactifs. *Rapport de synthèse ANDRA*, 2009. p.94

[133] B. Mouginot N. Thiollière and B. Leniau. A high power ADS theoretical concept for long-term electronuclear scenarios. 2014. p.94

[134] http ://www.connaissancedesenergies.org. p.95, 285

[135] P. Boiron. *Réacteurs à eau ordinaire pressurisée.* Technique de l'ingénieur, BN3100, 2008. p.95, 96, 97, 281, 285

[136] J-P. PY and M. YVON. *Réacteurs à eau ordinaire sous pression : le projet EPR.* Technique de l'ingénieur, BN3102, 2007. p.96, 185, 273, 281

[137] P. Coppolani. *La chaudière des réacteurs à eau sous pression.* Génie Atomique. EDP Sciences, 2004. p.96, 97, 281, 285

[138] Commissariat à l'énergie atomique. Les combustibles nucléaires - Le combustible des réacteurs à eau. *Dossier CEA*, 2008. p.96

[139] E. Vernaz. *Le cycle du combustible nucléaire.* slide de cours, CEA. p.97, 285

[140] L. Patarin. *Le cycle du combustible nucléaire.* Génie Atomique. EDP Sciences, 2002. p.97, 285

[141] N. Kerkar and P. Paulin. *Exploitation des cœurs REP.* Génie Atomique. EDP Sciences, 2008. p.97, 99, 111, 199, 285

[142] J.M. Delhaye. *Thermohydraulique des réacteurs.* Génie Atomique. EDP Sciences, 2008. p.96

[143] D. Dinh-Trung. *Comportement et Rupture d'alliages de Zirconium des Crayons de Combustible dans les Centrales Nucléaires en Situation Accidentelle de type RIA.* PhD thesis, École nationale supérieure des mines de Paris, 2009. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.96, 140

[144] P. Blanpain, C. Garnier, P. Imbert, and H. Salaun. *Thermomécanique du combustible des réacteurs à eau sous pression.* Technique de l'ingénieur, BN3060, 2011. p.98, 285

[145] A. Berthet. *Utilisation du Plutonium dans les REP.* Technique de l'ingénieur, BN3120. p.98

[146] http ://www.irsn.fr. p.98

[147] R. Barjon. *Physique des réacteurs nucléaires.* Presses Universitaires de Grenoble (PUG), 1993. p.99, 106, 108, 168

[148] P. Reuss. *Précis de neutronique.* Génie Atomique. EDP Sciences, 2003. p.100, 101, 102, 103, 104, 108, 109, 110, 153, 285

[149] S. Marguet. *La physique des réacteurs nucléaires.* Collection EDF - R&D. Tec & Doc Lavoisier, 2011. p.100, 101, 281

[150] M.B. Chadwick et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12) :2887 – 2996, 2011. Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library. p.101, 103, 105, 109, 112, 118, 132, 244, 285, 286

[151] Commissariat à l'énergie atomique. Direction de la stratégie et de l'évaluation. Service des études économiques. *Mémento sur l'énergie 2008 : Energy handbook 2008.* CEA, 2008. p.103

[152] J.B. Clavel. *Etude de systèmes et scénarios électronucléaires double strate de transmutation des actinides mineurs en ADS.* PhD thesis, Université de Nantes, 2012. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.103, 129

[153] J. F. Briesmeister. *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code - version 4B.* Los Alamos National Laboratory, LA-12625-M, 1997. p.113, 114, 115, 121, 125

[154] J.C. Trama et al. *Overview of TRIPOLI-4 version 7 Continuous Energy Monte Carlo Code.* International Congress on Advances in NPPs (ICAPP 2011), Nice, FR, 2011. p.113

[155] L. Heulers, B. Cochet, Y. Richet, A. Jinaphanh, F. Bernard, and O. Jacquet. *MORET 5 - Overview of the New Capabilities Implemented in the Multigroup/Continuous - Energy Version.* International Conference on Nuclear Criticality Safety (ICNC 2011), Edinburgh, UK, 2011. p.113, 173

[156] P. Bellier and M. Coste and C. Magnaud and S. Mengelle and J. Ragusa and R. Sanchez and S. Santandrea and Z. Stankovski and R. Bonnion. *APOLLO2 : Manuel de reference de la version 2.7*, CEA/SERMA/LENR/RT/04-3425/A, 2005. p.113, 184

[157] J. Brizi. *Cycles uranium et thorium en réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium. Aspects neutroniques et déchets associés.* PhD thesis, Université Paris XI - Orsay, 2010. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.114, 129

[158] F. Michel-Sendis. *Contribution à l'étude de la production d'U-233 en combustible MOX-ThPu en réacteur à eau sous pression. Scénarios de transition vers des concepts isogénérateurs Th/U-233 en spectre thermique. Développement du code MURE d'évolution du combustible.* PhD thesis, Université Paris XI - Orsay, 2006. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.114, 133, 286

[159] H. Nifenecker, O. Meplan, and S. David. *Accelerator Driven Subcritical Reactors.* Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics. Taylor & Francis, 2003. p.114, 115, 286

[160] X-5 Monte Carlo Team. *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5.* Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987, 2003. p.114, 115, 200

[161] D.B. Pelowitz. *MCNPX User's Manual - Version 2.6.0.* Los Alamos National Laboratory, LA-CP-07-1473, 2008. p.115

[162] J.T. Goorley et al. *Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 version 1.0.* Los Alamos National Laboratory, LA-UR-13-22934, 2013. p.115

[163] J.M. Verbeke, C. Hagmann, and D. Wright. Simulation of Neutron and Gamma Ray Emission from Fission and Photofission. *UCRL-AR-228518*, 2010. p.117, 124, 125, 286

[164] K. Protassov. *Analyse statistique de données expérimentales.* Grenoble Sciences. EDP Sciences, 2012. p.122, 269

[165] G. Farkas, M. Petriska, S. Michálekans V. Slugeň, and A. Vanková. WWER-440 criticality calculations using mcnp5 code. 2009. http ://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/40/059/40059704.pdf. p.126

[166] R. Schwarz, L.L. Carter, and A. Schwarz. *Graphical User Interface for Simplified Neutron Transport Calculations*, 2010. http ://www.mcnpvised.com/index.html. p.127

[167] N. Capellan. *Couplage 3D neutronique thermohydraulique. Développement d'outils pour les études de sûreté des réacteurs innovants.* PhD thesis, Université Paris XI - Orsay, 2009. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.129, 136

[168] S. Cormon. *Étude du potentiel de la détection des antineutrinos pour la surveillance des réacteurs nucléaires à des fins de lutte contre la prolifération.* PhD thesis, Université de Nantes, 2012. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.129, 132, 134, 135

[169] V.M. Bui. *La décroissance bêta des produits de fission pour la non-prolifération et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires par Van Minh Bui.* PhD thesis, École des Mines de Nantes, 2013. http ://tel.archives-ouvertes.fr. p.129

[170] O. Méplan and al. MURE, MCNP Utility for Reactor Evolution : couples Monte Carlo transport with fuel burnup calculations. *Computer Program Services of OECD Nuclear Energy Agency*, 2009. http ://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1845. p.129

[171] O. Bouland, M.M. Bé, D. Heuer, T. D. Huynh, D. Ridikas, O. Serot, and J.L. Sida. *Les différents types de données nucléaires et leurs domaines d'utilisation.* Résumés SFEN Données Nucléaires, 2007. p.132

[172] Santamarina et al. The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library : JEFF Report 20,22. *OCDE - NEA*, 2009. p.132

[173] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura. JENDL-4.0 : A New Library for Nuclear Science and Engineering. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 48(1) :1–30, 2011. p.132

[174] L. Perrot and O. Méplan. *ENDF2ACE User Guide*, 2009. http ://lpsc.in2p3.fr/MURE/pdf/ENDF2ACE_User_Guide.pdf. p.132

[175] W.H. Walker. Mass Balance Estimate of the Energy Released Per Fission in a Reactor. *AECL-3109*, 1968. p.136, 244, 282

[176] D. Basile and E. Salina. COBRA-EN an upgraded version of the COBRA-3C/MIT code for thermal-hydraulic transient analysis of light water reactor fuel assemblies and cores. *Report 1010/1, ENEL-CRTN Compartimento di Milano*, 1999. p.136

[177] J. U. Koppel and D. H. Houston. Reference Manual for ENDF Thermal Neutron Scattering Data, General Atomics report GA-8774. (Also revised and reissued as ENDF-269 by the National Nuclear Data Center at the Brookhaven National Laboratory), 1978. p.141, 243

[178] J. Miss and W. Haeck and O. Méplan. *Challenges des simulations Monte Carlo en évolution : MURE / VESTA.* Workshop GEDEPEON, 2011. http ://www.gedeon.prd.fr/ATELIERS/juillet_2011/exposes/12_07_2011/Miss_Haeck_Mplan.pdf. p.168

[179] M. Armishaw et al. Source Convergence in Criticality Safety Analyses. NEA Report N°5431, OECD, 2006. p.173

[180] http ://www.areva.com. p.184

[181] N. Kerkar, Service Etudes et Projets Thermiques Et Nucléaires (SEPTEN) - EDF/DIN, communication privée. p.185

[182] A.H. Harvey, National Institute of Standards, and Technology (U.S.). *Thermodynamic Properties of Water : Tabulation from the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use.* U.S. Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology, 1998. p.185

[183] EDF. Plan de chargement des coeurs B1 et B2 de Chooz, communication privée. p.194

[184] http ://www.nndc.bnl.gov. p.195, 217

[185] R. Mosteller. Computational Benchmarks for the Doppler Reactivity Defect. 2007. p.212

[186] J.E. Hoogenboom, W. R. Martin, and B. Petrovic. Monte carlo performance benchmark for detailed power density calculations in a full size reactor core. Benchmark Specifications Revision 1.1, June 2010, http ://www.nea.fr/dbprog/MonteCarloPerformanceBenchmark.htm. p.212

[187] EDF. Carte de flux des coeurs B1 et B2 de Chooz, communication privée. p.219

[188] M. Rouaud. *Probabilités, Statistiques Et Approches Multicritéres.* Books on Demand, 2012. p.269

[189] *Corrélation et régression*, Cours de statistique de l'université d'Ottawa, http ://www.uottawa.ca. p.270, 289

[190] T. Courau. *Élément de transport neutronique : Schéma industriel appliqué aux calculs de réacteurs.* Cours ENSPG, 2008. p.271

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

MINES Nantes

Thèse de Doctorat

Anthony ONILLON

Prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz et estimation des incertitudes associées dans le cadre de l'expérience Double Chooz

Estimation of the Chooz cores fission rates and associated errors in the framework of the Double Chooz experiment

Résumé

Double Chooz est une expérience dédiée à la mesure de l'angle de mélange θ_{13} caractérisant le phénomène d'oscillation des neutrinos. Elle consiste en l'installation de deux détecteurs identiques respectivement installés à 400 m et 1050 m des deux réacteurs à eau pressurisée de la centrale nucléaire de Chooz dans les Ardennes. Les réacteurs nucléaires sont en effet à l'origine d'un flux intense d'antineutrinos électroniques (de l'ordre de 10^{21} $\bar{\nu}_e$/s pour un réacteur de 1 GWe) qui peut être détecté par réaction bêta inverse dans le liquide scintillant des détecteurs : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Le paramètre θ_{13} peut ensuite être déterminé en cherchant une réduction du nombre d'antineutrinos et une distorsion du flux mesuré dans le détecteur lointain par rapport au détecteur proche.

La première phase de l'expérience pour laquelle uniquement le détecteur lointain prend des données a débuté en avril 2011. En l'absence du détecteur proche dont l'installation sera terminée en 2014, une prédiction du flux d'antineutrinos non oscillé attendu dans le détecteur lointain est nécessaire à la prédiction de θ_{13}. Dans ce manuscrit, nous présentons le travail de simulation réalisé en vue de prédire les taux de fission des deux cœurs de Chooz à l'origine des antineutrinos émis par les réacteurs. Pour cela des simulations de cœur complet des réacteurs ont été développées à l'aide du code de simulation MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE). Les résultats de ces simulations ont permis de déterminer les taux de fission et les erreurs systématiques associées durant les périodes de prise de données et d'aboutir à la première indication d'un angle θ_{13} non-nul en novembre 2011.

Mots clés

Double Chooz, oscillation neutrino, simulation réacteur, MURE, MCNP.

Abstract

The Double Chooz experiment is designed to search for a non-vanishing mixing angle θ_{13} characterizing the ability of neutrinos to oscillate. It consists in two identical detectors located respectively at 400 m and 1050 m of the two pressurized water reactors of the Chooz nuclear plant in the French Ardennes. Indeed, nuclear reactor are huge electron antineutrino emitters (about 10^{21} $\bar{\nu}_e$/s for a 1 GWe reactor). In Double Chooz, antineutrinos are detected by the inverse beta decay process in the liquid scintillator of the detectors: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. The θ_{13} parameter can be investigated searching for $\bar{\nu}_e$ disappearance and $\bar{\nu}_e$ energy distortion in the far detector with respect to the near detector.

The first phase of the experiment during which only the far detector is taking data has started in April 2011. In absence of far detector whose installation will be completed in 2014, a prediction of the non-oscillated antineutrino flux and spectrum shape expected in the far detector is mandatory to measure θ_{13}. In this manuscript, we present the simulation work performed to predict the fission rates of both Chooz cores responsible for the reactor antineutrino flux. In this view, a complete core model has been developed with the MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE) simulation code. The results of these simulations were used to determine the fission rates and associated systematic errors since the beginning of data taking and led to the first indication for a non-zero θ_{13} mixing angle in November 2011.

Key Words

Double Chooz, neutrino oscillation, reactor simulation, MURE, MCNP.