POLYPUBLIE
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Incertitudes et ajustements de données nucléaires au moyen de méthodes déterministes, probabilistes et de mesures effectuées sur des réacteurs à eau sous pression
Auteur: Author:	Vivian Salino
Date:	2022
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Salino, V. (2022). Incertitudes et ajustements de données nucléaires au moyen de méthodes déterministes, probabilistes et de mesures effectuées sur des réacteurs à eau sous pression [Thèse de doctorat, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/10545/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/10545/
Directeurs de recherche: Advisors:	Alain Hébert
Programme: Program:	Génie nucléaire

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Incertitudes et ajustements de données nucléaires au moyen de méthodes déterministes, probabilistes et de mesures effectuées sur des réacteurs à eau sous pression

VIVIAN SALINO
Département de génie physique

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
Génie nucléaire

Mai 2022

© Vivian Salino, 2022.

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Cette thèse intitulée :

Incertitudes et ajustements de données nucléaires au moyen de méthodes déterministes, probabilistes et de mesures effectuées sur des réacteurs à eau sous pression

présentée par **Vivian SALINO**
en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

André GARON, président
Alain HÉBERT, membre et directeur de recherche
David BERNARD, membre externe
Simon RAVAUX, membre externe
Denis KERDRAON, membre externe

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je remercie chaleureusement le professeur André Garon. Il a non seulement accepté de présider ce jury, mais il m'a aussi transmis le virus des éléments finis et des méthodes numériques, jusque dans ses cours quasi privés. Mon directeur de thèse m'avait vivement recommandé de suivre ses cours. Je n'ai pas eu à regretter un seul instant d'avoir suivi ce conseil. Je lui souhaite de mettre rapidement de côté les thèses en neutronique, pour passer à une retraite longue et paisible, à observer et dessiner les tourbillons d'eau dans son château du Clos Lucé.

À mon directeur de thèse, le professeur Alain Hébert, j'adresse mes remerciements les plus vifs et les plus sincères. Je ne me suis engagé dans cette thèse que sous une seule condition : que ce géant de la neutronique la dirige. Je le côtoie maintenant depuis plus d'une décennie, mais ce délai est *très* loin d'avoir suffi à tarir ce puits de connaissance. À ce niveau d'expertise et de perfection technique, c'est son humilité et son écoute qui m'étonnent toujours, mais aussi son naturel à aider les autres, immédiatement et sans attendre de retour. Il est mon exemple et mon inspiration, dans sa recherche de réponses et de solutions qui soient universelles, et aussi dans son idéal de la science, basé sur le partage des connaissances.

Permettez-moi aussi d'exprimer une profonde gratitude à David Bernard, Simon Ravaux et Denis Kerdraon. Ils ont accepté une mission très pénible, la lecture de ma thèse, sans même savoir au devant de quoi ils allaient. Suite à cela, ils n'ont pas pris à la légère leurs tâches et je les en remercie vivement. Par ailleurs, Nicolas Dos Santos et Ansar Calloo auraient dû faire parti du jury, mais des subtilités administratives s'y sont opposées. N'en tenant pas rigueur, ils ont néanmoins joué leurs rôles à plein. Si leurs noms ne sont pas en première page, puissent les lecteurs les considérer comme membres du jury à part entière. Les commentaires et les discussions approfondies de ces cinq personnes, durant et après la soutenance, ont permis d'élever la qualité du document. Merci aussi au professeur Alain Batailly d'avoir accepté de participer au jury, en tant que représentant de la directrice des études supérieures.

En m'acceptant tour à tour sur leurs épaules, comme le dirait Sir Isaac Newton, encore bien d'autres géants m'ont aidé à voir plus loin. J'ai plaisir à les citer : il s'agit d'Eric Dumonteil, de Fausto Malvagi et de Dimitri Rochman. Leurs idées se retrouvent en grand nombre dans cette thèse et cela ne tient pas au hasard. Qu'ils sachent donc que ces mots valent reconnaissance de dette.

Je tiens à mentionner aussi de grandes sources d'inspiration, c'est-à-dire Frédéric Mayet, Olivier Leray, Mathieu Hursin, Nordine Kerkar et Nicolas Dos Santos pour l'influence majeure

qu'ils ont eue sur moi. Plus indirectement, j'ai énormément bénéficié des efforts méticuleux et acharnés de Jaakko Leppänen, de Luca Fiorito et, plus généralement, des développeurs de logiciels libres [1] et des évaluateurs de données nucléaires, sans qui rien de tout cela n'aurait été possible. Un immense merci à eux tous.

J'ai une reconnaissance particulière pour Sophie Pignet. Elle m'a proposé cette thèse en tant que cheffe de laboratoire, et a continué, en tant que cheffe de service, à m'apporter son soutien jusqu'aux plus hautes instances de l'IRSN. Mais sa contribution va bien au-delà de ses attributions hiérarchiques : cette thèse est un déroulé – que j'espère méthodique – de son intuition de thermohydraulicienne sur l'extrapolabilité des chaînes de calcul déterministe ajustées, constituant ainsi le fil conducteur de cette thèse. Les conditions de travail que Sophie m'a proposées sont excellentes et même extraordinaires, au sens premier du terme. Je mesure ma chance : elle est inouïe, car cette thèse a été réalisée sur mon temps d'ingénieur mais totalement libéré et préservé de la charge quotidienne pendant toute la durée de cette thèse, mais aussi pendant l'année préalable à Montréal, pour préparer les difficiles examens prédoctoraux et suivre les cours qui sont de rigueur.

C'est ainsi que j'ai eu le privilège de suivre les cours de physique des réacteurs nucléaires de l'École Polytechnique de Montréal auprès des professeurs Alain Hébert, Guy Marleau et Jean Koclas, un enseignement de très grande qualité qui comprend aussi beaucoup de méthodes numériques. Au passage, je remercie mes amis et collègues de Montréal, et tout particulièrement Atyab Calloo et Martin Guillet, d'avoir patiemment hissé mon niveau en mathématiques, ce rocher de Sisyphe.

Je remercie tous mes collègues et ex-collègues du SNC, du SEMIA et d'ailleurs, qui font de l'IRSN une aventure humaine stimulante et épanouissante. Plus spécifiquement, je tiens à remercier l'excellente cheffe de laboratoire Aurélie Bardelay, très attentive aux conditions de travail de ses ouailles, ainsi que Mariya Brovchenko, pour son aide sur la méthode de Monte-Carlo, Benjamin Dechenaux, pour m'avoir encouragé à m'intéresser au langage Python, Luiz Leal, d'avoir partagé son expérience très riche en matière de données nucléaires, Vaibhav Jaiswal, pour son aide experte sur les lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère, et Yann Richet, pour m'avoir sensibilisé à des subtilités statistiques variées. Permettez-moi de mentionner aussi mes collègues de la neutronique déterministe des REP au SNC, d'hier et d'aujourd'hui : Julien Taforeau, Jean-Jacques Ingremeau et Sébastien Bonthoux. Je remercie également, dans l'ordre chronologique, les générations de consultants et de stagiaires qui ont contribué aux schémas de calcul déterministe employés dans cette thèse, à savoir Antoine Bruneau, Olivier Lancien, Geoffrey Tixier, Roland Nguyen Van Ho, Maxence Cordiez,

1. Linux, les outils GNU (GFortran, Bash, sed, awk…), Git, Python, Matplotlib, LaTeX, Ti*k*Z, Overleaf, Inkscape, GIMP, ImageMagick, Slurm, TALYS, NJOY2016, PyNjoy, SANDY, DRAGON, TRIVAC, DONJON…

Luca Liponi, Guénaël Drouard et Benjamin Benedet.

Un grand merci également à Florence Dallacasa, d'une réactivité hors pair dans son soutien logistique, et à Lyne Dénommé, pour son aide bienveillante à Montréal dans ce contexte non trivial pour un immigré, sur ses aspects culturels, administratifs, provinciaux et gouvernementaux.

Cette thèse a été relue – totalement ou en partie – par un grand nombre de personnes qui m'ont généreusement fait part de leurs commentaires, critiques et réflexions. Ici, je tiens à les remercier vivement – souvent de nouveau. Tout d'abord, les membres du jury : Alain Hébert, André Garon, David Bernard, Denis Kerdraon, Simon Ravaux, Nicolas Dos Santos et Ansar Calloo. Mais aussi, dans l'ordre chronologique, Geneviève Comte-Bellot, Fausto Malvagi, Sophie Pignet, Benjamin Dechenaux, Kévin Fröhlicher, Aurélie Bardelay, Raphaëlle Ichou, Vaibhav Jaiswal, Sébastien Bonthoux, Nordine Kerkar et, pour finir, mes proches.

Car je conclurai par celles et ceux que je n'ai pas besoin de nommer : ces personnes se reconnaîtront. Un immense merci, donc, à mes amis, à ma famille et à ma compagne, pour leur amitié, leur support indéfectible et leur amour.

RÉSUMÉ

La sûreté des réacteurs nucléaires repose en partie sur des prédictions issues de simulations numériques. Leurs incertitudes doivent donc être évaluées. En neutronique, ces incertitudes sont, à ce jour, estimées à partir des écarts entre les mesures existantes et les simulations correspondantes. Ce procédé inhabituel en sciences aboutit à des fragilités dans l'estimation des incertitudes. Par exemple, une nouveauté pourrait induire plus d'écarts que ceux vus dans le retour d'expérience. De plus, dans certains cas (courants), ces incertitudes sont basées sur des écarts entre des mesures et des simulations *ajustées*, c'est-à-dire réalisées *après* avoir eu connaissance des mesures et en forçant les simulations au plus près des mesures. L'écart résiduel aboutit donc à considérer des incertitudes comprimées.

Cette méthode d'évaluation des incertitudes peut donc être améliorée. Pour gagner en robustesse, l'approche proposée est de revenir aux fondamentaux : les sources d'erreurs des simulations. Pour ces travaux, elles sont principalement de deux types :

— d'une part, les erreurs dues aux approximations physiques et numériques, regroupées sous le terme de « biais déterministes » ;

— d'autre part, les incertitudes des constantes universelles gouvernant les interactions entre neutrons et noyaux, qui sont non négligeables en physique nucléaire.

Ces incertitudes de données nucléaires, provenant de la physique nucléaire, sont propagées par une méthode de Monte-Carlo, exempte d'approximation, jusqu'aux simulations de physique des réacteurs nucléaires. Cette technique se révèle industrialisable en l'état. De plus, des propagations d'incertitudes ont été réalisées avec des méthodes approximatives, touchées par les biais déterministes, et par des méthodes de référence quasi exactes. La comparaison des deux a permis cette découverte centrale : pour des variations de données nucléaires correspondant typiquement à leurs incertitudes, les biais déterministes peuvent être considérés constants. D'apparence anodine, cet excellent accord permet une économie substantielle, mettant à portée l'évaluation de toutes les sources d'erreurs. En effet, les différents échantillons (Monte-Carlo) de données nucléaires peuvent être propagés avec des méthodes approximatives, puis tous corrigés à l'aide d'une seule solution de référence. Cette méthode originale, en double approche, permet de bénéficier du meilleur des méthodes quasi exactes et du meilleur des méthodes approximatives. Elle trouve une application toute particulière dans la suite de cette thèse.

En effet, au-delà de ce premier thème portant sur la propagation d'incertitudes, un deuxième thème – étroitement lié – est abordé dans cette thèse : celui des ajustements aux mesures. Il est légitime de considérer que les outils de calcul scientifiques doivent reproduire les mesures réalisées expérimentalement sur des réacteurs bel et bien réels. Cependant, les ajustements standards reposent sur des bases fragiles, c'est-à-dire sur des compensations entre des erreurs de différentes natures. Par conséquent, ces compensations ne sont pas universelles. L'extrapolation n'est donc pas idéale, que ce soit pour l'introduction de nouveautés industrielles ou pour prévenir d'hypothétiques accidents. Par ailleurs, ces ajustements standards ne permettent pas d'évaluer des incertitudes ; la question des incertitudes est absente dans ces ajustements.

Pour répondre à cette double problématique, une méthode novatrice d'ajustement bayésien est proposée, en s'appuyant sur un paradigme plus complet. Elle se base sur la technique imaginée lors de l'exploration du premier thème, pour éliminer les biais déterministes et ne conserver que les incertitudes dues aux données nucléaires. Suite à cela, la méthode « Backward-Forward Monte-Carlo » (BFMC), provenant de la physique nucléaire, est mise à contribution. Parmi les données nucléaires plausibles, sont jugées les plus vraisemblables celles en meilleur accord avec des mesures expérimentales réalisées sur des réacteurs. Les incertitudes de données nucléaires sont réduites de manière mesurée, sans montrer de signes de surajustement.

En mobilisant une connaissance physique et universelle des causes profondes des erreurs, l'ensemble des méthodes exploitées dans cette thèse présentent des arguments solides, pouvant prétendre à une meilleure capacité d'extrapolation par rapport aux méthodes standards d'évaluation des incertitudes et d'ajustement.

Par ailleurs, ces travaux de recherche mènent à recommander :

(1) de renoncer à dériver, à partir de mesures, des quantités non mesurables (comme la puissance déposée localement) lors des comparaisons entre simulations et mesures, mais plutôt de simuler directement les quantités réellement mesurées par les capteurs et de s'y comparer ;

(2) d'évaluer systématiquement les incertitudes technologiques et de mesures touchant les réacteurs nucléaires, avec une attention appuyée lors de leurs tous premiers démarrages ;

(3) de mener une réévaluation décennale des incertitudes des outils de calcul scientifique, à l'instar des réexamens périodiques (décennaux) des installations nucléaires, pour tenir compte de l'évolution des connaissances.

Enfin, ces travaux sont menés avec une attention particulière quant à leurs reproductibilités, par la mise à disposition des données et logiciels produits.

ABSTRACT

NUCLEAR REACTORS SAFETY relies partly on predictions from numerical simulations. Their uncertainties must therefore be evaluated. In reactor physics, these uncertainties are nowadays estimated on the basis of the differences between existing measurements and the corresponding simulations. This approch – unusual in science – leads to weaknesses in the estimation of uncertainties. For example, a novelty could induce more deviations than those seen in the past. Moreover, in some (common) cases, these uncertainties are based on differences between measurements and *adjusted* simulations, i.e. carried out *after* the measurements and by forcing the simulations as close as possible to the measurements. The residual deviation thus leads to consider compressed uncertainties.

This method of evaluating uncertainties can therefore be improved. To further increase robustness, the proposed approach is to go back to the basics : the sources of errors in the simulations. For this work, they are mainly of two types :

— on the one hand, the errors due to physical and numerical approximations, lumped together under the term “deterministic biases” ;

— on the other hand, the uncertainties of the universal constants governing the interactions between neutrons and nuclei, which are not negligible in nuclear physics.

These nuclear data uncertainties, stemming from nuclear physics, are propagated by an approximation-free Monte-Carlo method through reactor physics simulations. This technique proves to be industrializable as it is. Moreover, uncertainty propagations have been performed with approximate methods, affected by deterministic biases, and with quasi-exact reference methods (Monte-Carlo transport). Comparison of the two led to this central finding : for variations in nuclear data typically corresponding to their uncertainties, the deterministic biases can be considered constant. Although seemingly insignificant, this excellent agreement allows a substantial saving, bringing the evaluation of all sources of error within reach. Indeed, the different (Monte-Carlo) samples of nuclear data can be propagated with approximate methods, and then corrected at once with a single reference solution. This original dual approach method allows to benefit from the best of quasi-exact methods and from the best of approximate methods. It finds a particular application in the remainder of this thesis.

Indeed, beyond this first theme concerning the propagation of uncertainties, a second theme – closely related – is addressed in this thesis: adjustments to measurements. It is legitimate to consider that scientific computational tools should reproduce measurements performed experimentally on real reactors. However, the most common adjustment method is based on

fragile foundations, i.e. on compensations between errors of different natures. Consequently, these compensations are not universal. Extrapolation is therefore not ideal, either for the introduction of industrial innovations or to prevent hypothetical accidents. Moreover, these standard adjustments do not assess uncertainties ; the question of uncertainties is absent in these adjustments.

In order to address these two issues, an innovative Bayesian adjustment method is proposed, relying on a more complete paradigm. It is based on the technique devised during the exploration of the first theme, to eliminate the deterministic biases and retain only the uncertainties due to the nuclear data. Following this, the "Backward-Forward Monte-Carlo" (BFMC) method, coming from nuclear physics, is brought to bear. Among the plausible nuclear data, those in better agreement with experimental measurements on reactors are considered the most likely. The uncertainties of nuclear data are reduced in a balanced way, without showing signs of overfitting.

By mobilizing a physical and universal knowledge of the root causes of errors, the ensemble of methods exploited in this thesis present strong arguments, that can claim a better extrapolation capability than standard methods of uncertainty evaluation and adjustment.

Furthermore, this research leads to recommend :

(1) to renounce deriving, from measurements, non-measurable quantities (such as locally deposited power) when comparing simulations and measurements, but rather to directly simulate and compare the quantities actually measured by the detectors ;

(2) to systematically evaluate the technological and measurement uncertainties affecting nuclear reactors, with particular attention to their very first start-ups ;

(3) to carry out a decennial reassessment of the uncertainties of scientific calculation tools, in the manner of the French periodic (decennial) reviews of nuclear installations, to account for the evolution of knowledge.

Finally, this work is carried out with particular attention to its reproducibility, by providing the data and software produced.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS iii

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT viii

TABLE DES MATIÈRES x

LISTE DES TABLEAUX xv

LISTE DES FIGURES xvii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xxix

LISTE DES ANNEXES xxx

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1
1.1 Contexte institutionnel 1
1.2 Contexte technique et industriel 1
1.3 Sources d'erreurs en neutronique 3
1.4 Autour des concepts d'erreur, d'incertitude et de biais 4
1.4.1 Erreur de mesure et incertitude expérimentale 4
1.4.2 Erreur de calcul et biais 5
1.5 Importance de la distribution de puissance 5
1.6 Démarche proposée dans cette thèse 6
1.7 Vue d'ensemble du document 7

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE 11
2.1 Vue d'ensemble de la revue de littérature 11
2.2 Mesures disponibles sur des réacteurs à eau sous pression 11
2.2.1 Premiers essais de démarrage de Tihange-1 13
2.2.2 Premiers essais de démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 15
2.3 Méthodes d'équivalence pour le combustible 16
2.3.1 École française 17
2.3.2 École anglo-saxonne 27

2.4 Méthodes d'équivalence pour le réflecteur 27
2.4.1 Équivalence de première génération 28
2.4.2 Équivalence de deuxième génération 33
2.5 Ajustement de la distribution de puissance 33
2.6 Incertitudes d'une chaîne de calcul déterministe 35
2.6.1 Considérations génériques, concernant toutes les chaînes de calcul déterministe 35
2.6.2 Considérations spécifiques aux chaînes de calcul déterministe ajustées . . 37
2.6.3 Des questions anciennes mais toujours d'actualité 37
2.7 Disponibilité des incertitudes liées aux données nucléaires 38
2.8 Propagation des incertitudes liées aux données nucléaires 38
2.8.1 Propagation par la théorie des perturbations 39
2.8.2 Propagation par la méthode des échantillons corrélés 40
2.8.3 Propagation par échantillonnage 40
2.9 Ajustement et réduction des incertitudes de données nucléaires 40
2.10 Quelques notions plus ou moins habituelles de statistiques 42
2.10.1 Au-delà de la moyenne et de l'écart-type 42
2.10.2 Erreurs-types 45

CHAPITRE 3 DES DONNÉES NUCLÉAIRES AUX BIBLIOTHÈQUES MULTIGROUPES OU À ÉNERGIE CONTINUE 49
3.1 DRAGON5 et les données nucléaires 49
3.2 Versions disponibles de NJOY 49
3.2.1 NJOY2012 50
3.2.2 NJOY2016 50
3.2.3 NJOY21 50
3.3 Production de Draglib avec PyNjoy2016 50
3.3.1 Vérification de l'absence de régression entre PyNjoy2012 et PyNjoy2016 51
3.3.2 Ajout de la modification des énergies incidentes des neutrons dans THERMR 52
3.3.3 Constantes physiques universelles 53
3.3.4 Ajout d'un cas de non-régression pour DRAGR 54
3.3.5 Synthèse 54
3.4 Production de fichiers ACE à énergie continue avec PyNjoy2016 55

CHAPITRE 4 MISE EN PLACE D'OUTILS DÉTERMINISTES ET PROBABILISTES 57
4.1 DRAKKAR, une chaîne de calcul déterministe standard 57

4.2 Production automatique de modèles Serpent 59
4.3 Validation du schéma de calcul déterministe d'assemblage 61
4.4 Modèles de dépôt d'énergie dans Serpent 63
4.5 Erreur-type des distributions de puissance de Serpent 69
4.6 Vérification de la convergence des simulations probabilistes 70
4.7 Biais déterministes sur les cœurs complets 75

CHAPITRE 5 INCERTITUDES DE DONNÉES NUCLÉAIRES 79
5.1 Choix de sources de fichiers ENDF-6 aléatoires 79
5.2 Production de fichiers ACE et Draglib échantillonnés 81
5.3 Quelques illustrations 81
5.4 Validation des incertitudes de données nucléaires 94

CHAPITRE 6 ÉCHANTILLONNAGES DE DONNÉES NUCLÉAIRES EN DÉTERMINISTE 97
6.1 Moyennes 98
6.2 Écarts-types 98
6.2.1 Uranium 238 99
6.2.2 Hydrogène 99
6.2.3 Fer 56 101
6.2.4 Oxygène 16 101
6.2.5 Uranium 235 101
6.2.6 Zirconium 90 101
6.2.7 Argent 107 102
6.3 Asymétrie 102
6.4 Excès de kurtosis 124
6.5 Convergence statistique 125
6.6 Quelques commentaires sur les moments au-delà de la moyenne 125
6.7 Décomposition d'incertitude par réaction et par domaine énergétique 134
6.8 Analogie météorologique avec les modèles d'ensembles 137

CHAPITRE 7 ÉCHANTILLONNAGES DE DONNÉES NUCLÉAIRES AVEC LA MÉTHODE DE MONTE-CARLO 141
7.1 Des simulations de Monte-Carlo ciblées et optimisées 141
7.2 Uranium 238 144
7.3 Hydrogène 145
7.4 Fer 56 145

7.5 Oxygène 16 . . . 146
7.6 Uranium 235 . . . 146
7.7 Zirconium 90 . . . 146
7.8 Argent 107 . . . 146
7.9 Quelques commentaires généraux . . . 148

CHAPITRE 8 COMPARAISONS AUX MESURES DE DISTRIBUTIONS DE PUISSANCE . . . 171
8.1 Mesures de Tihange-1 . . . 171
8.2 Comparaisons entre Serpent et les mesures de Tihange-1 . . . 176
8.3 Comparaisons entre Serpent et les mesures d'Almaraz-2 . . . 180

CHAPITRE 9 COMPARAISONS AUX MESURES DE RÉPONSES DES DÉTECTEURS . . . 183
9.1 Modélisation des détecteurs dans DRAKKAR . . . 183
9.1.1 Rectification d'une erreur d'équivalence sur la modélisation des détecteurs 192
9.2 Prise en compte des biais déterministes . . . 196
9.3 Incertitudes dues aux données nucléaires, échantillonnées isotope par isotope . . . 205
9.4 Incertitudes dues aux données nucléaires, échantillonnées simultanément . . . 209
9.5 Conclusion . . . 210

CHAPITRE 10 AJUSTEMENTS DE DONNÉES NUCLÉAIRES ET DE LEURS INCERTITUDES . . . 213
10.1 Incertitudes aléatoires et épistémiques . . . 213
10.2 Ajustement BMC . . . 213
10.2.1 Éventualité d'un surajustement . . . 219
10.2.2 Effet d'un ajustement BMC sur les sections efficaces . . . 219
10.2.3 Défauts de modèles . . . 227
10.2.4 Alternatives à la méthode BMC . . . 228
10.3 Ajustement BFMC . . . 229
10.3.1 Effet d'un ajustement BFMC sur les sections efficaces . . . 232
10.4 Corrélations entre les incertitudes de données nucléaires . . . 235
10.5 Convergence . . . 240
10.6 Coût de calcul . . . 242
10.7 Limite . . . 243
10.8 Ce que ces résultats ne sont pas . . . 243
10.9 Différences par rapport à quelques autres méthodes d'ajustements . . . 244

10.10 Perspectives 245
10.10.1 Ajout de mesures semblables 245
10.10.2 Ajout de mesures dissemblables 246
10.11 Ouverture 248
10.12 Conclusion 248

CHAPITRE 11 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 251
11.1 Perspectives d'améliorations 254

RÉFÉRENCES 261

ANNEXES 281

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 : Écarts de k_{eff} par rapport à PyNjoy2012 52
Tableau 3.2 : Changement de constantes physiques universelles entre NJOY2012 et NJOY2016 53
Tableau B.1 : Concentrations en bore critique mesurées au premier démarrage de Tihange-1 285
Tableau B.2 : Caractéristiques générales du cœur de Tihange-1 lors de son premier démarrage 285
Tableau B.3 : Dimensions principales des assemblages du premier démarrage de Tihange-1 286
Tableau B.4 : Rayons des différents crayons et tubes utilisés au premier démarrage de Tihange-1 286
Tableau B.5 : Fractions volumiques occupées par l'eau borée et par les grilles des assemblages chargés au premier démarrage de Tihange-1 287
Tableau B.6 : Masses volumiques des matériaux utilisés au démarrage de Tihange-1 . 287
Tableau B.7 : Enrichissements massiques de l'uranium du combustible lors du premier démarrage de Tihange-1 287
Tableau B.8 : Concentrations en bore critique mesurées aux premiers démarrages d'Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 288
Tableau B.9 : Caractéristiques générales des cœurs d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 lors de leurs premiers démarrages 288
Tableau B.10 : Dimensions principales des assemblages de premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 289
Tableau B.11 : Rayons des différents crayons et tubes utilisés aux premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 290
Tableau B.12 : Caractéristiques des grilles des assemblages chargés aux premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 291
Tableau B.13 : Masses volumiques des matériaux utilisés au démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 291
Tableau B.14 : Caractéristiques du réflecteur radial utilisé pour tous les cœurs modélisés dans cette thèse 292
Tableau B.15 : Caractéristiques des réflecteurs axiaux utilisés pour tous les cœurs modélisés dans cette thèse 292

Tableau B.16 : Composition massique du Pyrex au démarrage de Tihange-1, Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 293
Tableau B.17 : Compositions massiques employées pour les différents matériaux 293
Tableau B.18 : Coefficients de dilatation thermique 294
Tableau D.1 : Facteurs de multiplication effectif obtenus pour différentes versions de NJOY 296

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Coupe de la cuve d'un réacteur à eau sous pression de 900 MWe 2
Figure 1.2 : Relation entre les méthodes déterministes, Monte-Carlo, la réalité et les mesures effectuées sur les réacteurs 6
Figure 2.1 : Mesures radiales des détecteurs de BEAVRS 14
Figure 2.2 : Positions des groupes C et D lors du premier démarrage de Tihange-1 . 18
Figure 2.3 : Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque toutes les grappes sont extraites 19
Figure 2.4 : Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque le groupe D est inséré 20
Figure 2.5 : Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque les groupes C et D sont insérés 21
Figure 2.6 : Coupe radiale des cœurs de premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 22
Figure 2.7 : Coupe axiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1 23
Figure 2.8 : Coupe axiale d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 24
Figure 2.9 : Disposition des crayons dans les assemblages du premier démarrage de Tihange-1 25
Figure 2.10 : Disposition des crayons dans les assemblages du premier démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 26
Figure 2.11 : Traverses monodimensionnelles représentative de la bordure d'un cœur puis équivalente 29
Figure 2.12 : Droite caractéristique permettant de déterminer R_2 et R_3 32
Figure 2.13 : Illustration d'asymétries positives et négatives 43
Figure 2.14 : Lois log-normales pour différentes asymétries et lois normales équivalentes 44
Figure 2.15 : Agrandissement de la partie droite de diverses lois symétriques 45
Figure 2.16 : Erreurs-types de l'écart-type, de l'asymétrie et de l'excès de kurtosis . . 47
Figure 4.1 : Distributions de puissance obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR sur le premier démarrage de Tihange-1 60
Figure 4.2 : Écarts de facteur de multiplication infini entre SERPENT et DRAGON, en pcm 62
Figure 4.3 : Distributions de puissance obtenues avec JEFF-3.3 et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1, aucune réaction n'est ignorée lors de l'encaissement du dépôt d'énergie 66

Figure 4.4 : Distributions de puissance obtenues avec JEFF-3.3 et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1, seule l'énergie déposée par la fission est encaissée 67
Figure 4.5 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT (fission seule) et SERPENT (toutes réactions) sur le premier démarrage de Tihange-1 . 68
Figure 4.6 : Erreur-type, en pour mille, de la moyenne de la puissance de chaque assemblage obtenue avec SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1 71
Figure 4.7 : Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 72
Figure 4.8 : Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, sur le premier démarrage de Tihange-1, avec le groupe D inséré 73
Figure 4.9 : Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, sur le premier démarrage de Tihange-1, avec les groupes C et D insérés 74
Figure 4.10 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre DRAKKAR et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1 77
Figure 5.1 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'uranium 238 dans JEFF-3.3 83
Figure 5.2 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'uranium 235 dans JEFF-3.3 84
Figure 5.3 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'oxygène 16 dans JEFF-3.3 85
Figure 5.4 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'hydrogène dans JEFF-3.3 86
Figure 5.5 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'hydrogène lié à l'eau légère dans JEFF-3.3 87
Figure 5.6 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces du bore 10 dans JEFF-3.3 88
Figure 5.7 : Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces du bore 11 dans JEFF-3.3 89
Figure 5.8 : Statistiques de sections efficaces du fer 56 dans les 300 échantillons de TENDL-2019 90
Figure 5.9 : Statistiques de sections efficaces du zirconium 90 dans les 300 échantillons de TENDL-2019 91
Figure 5.10 : Statistiques de sections efficaces de l'argent 107 dans les 100 échantillons de TENDL-2019 92

Figure 6.1 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 103
Figure 6.2 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 104
Figure 6.3 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 105
Figure 6.4 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 106
Figure 6.5 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 107
Figure 6.6 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 108
Figure 6.7 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 109
Figure 6.8 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 110
Figure 6.9 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 111
Figure 6.10 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 112
Figure 6.11 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 113
Figure 6.12 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 114

Figure 6.13 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 115
Figure 6.14 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 116
Figure 6.15 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 117
Figure 6.16 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 118
Figure 6.17 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 119
Figure 6.18 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 120
Figure 6.19 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 107, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 121
Figure 6.20 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 107, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 122
Figure 6.21 : Classement des incertitudes de données nucléaires avec DRAKKAR sur le premier démarrage de Tihange-1 123
Figure 6.22 : Écart-type de la puissance par assemblage dû à l'uranium 238 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 126
Figure 6.23 : Écart-type de la puissance par assemblage dû à l'hydrogène en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 127
Figure 6.24 : Asymétrie de la puissance par assemblage dû à l'uranium 238 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 128

Figure 6.25 : Asymétrie de la puissance par assemblage dû à l'argent 107 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 129
Figure 6.26 : Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'argent 107 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 130
Figure 6.27 : Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû au zirconium 90 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 131
Figure 6.28 : Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'oxygène 16 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 132
Figure 6.29 : Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'uranium 235 en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 133
Figure 6.30 : Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, toutes grappes extraites 135
Figure 6.31 : Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, groupe D inséré . 136
Figure 6.32 : Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, groupes C et D insérés 137
Figure 6.33 : Météogramme d'un modèle d'ensemble 138
Figure 7.1 : Facteur d'accélération du temps de calcul de transport en fonction du nombre de cœurs mis à disposition de SERPENT 143
Figure 7.2 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . 150
Figure 7.3 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 151
Figure 7.4 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . 152

Figure 7.5 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 153
Figure 7.6 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 154
Figure 7.7 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 155
Figure 7.8 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites 156
Figure 7.9 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 157
Figure 7.10 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe C et D insérés 158
Figure 7.11 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . 159
Figure 7.12 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 160
Figure 7.13 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'oxygène 16, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . . 161
Figure 7.14 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . 162
Figure 7.15 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 163
Figure 7.16 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 235, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . 164

Figure 7.17 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . 165
Figure 7.18 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 166
Figure 7.19 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 90, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . . 167
Figure 7.20 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 107, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 168
Figure 7.21 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 107, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . 169
Figure 8.1 : Distributions de puissance inférées lors du premier démarrage de Tihange-1, fournies par Framatome 173
Figure 8.2 : Distributions de puissance inférées lors du premier démarrage de Tihange-1, fournies par EDF 174
Figure 8.3 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre les données de Framatome et d'EDF sur le premier démarrage de Tihange-1 175
Figure 8.4 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées par Framatome sur le premier démarrage de Tihange-1 177
Figure 8.5 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées par EDF sur le premier démarrage de Tihange-1 178
Figure 8.6 : Distributions de puissance lors du premier démarrage d'Almaraz-2 . . . 181
Figure 8.7 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées sur le premier démarrage d'Almaraz-2 181
Figure 9.1 : Carte de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Bugey-2 184
Figure 9.2 : Carte de réponses des détecteurs mesuréee expérimentalement lors du premier démarrage de Fessenheim-1 185

Figure 9.3 : Carte de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Fessenheim-2 186
Figure 9.4 : Moyenne des trois cartes de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 187
Figure 9.5 : Écarts relatifs entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Bugey-2 et la moyenne des trois cartes disponibles 188
Figure 9.6 : Écarts relatifs entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Fessenheim-1 et la moyenne des trois cartes disponibles 189
Figure 9.7 : Écarts relatifs entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Fessenheim-2 et la moyenne des trois cartes disponibles 190
Figure 9.8 : Écarts-types relatifs entre les trois cartes de réponses des détecteurs disponibles 191
Figure 9.9 : Illustration des conséquences de la normalisation de Selengut sur le flux récupéré, en diffusion, à l'interface entre les mailles d'un même assemblage 195
Figure 9.10 : Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, avec équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 197
Figure 9.11 : Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, avec équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur, et la moyenne des trois mesures 198
Figure 9.12 : Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur, et la moyenne des trois mesures 199
Figure 9.13 : Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 200
Figure 9.14 : Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs de DRAKKAR, avec et sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur 201
Figure 9.15 : Distributions de puissance lors du premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 202

Figure 9.16 : Écarts relatifs de distribution de puissance entre DRAKKAR et SERPENT, avec la meilleure estimation de JEFF-3.3, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 202
Figure 9.17 : Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, corrigé des biais déterministes, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 203
Figure 9.18 : Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, corrigé des biais déterministes, et la moyenne des trois mesures 204
Figure 9.19 : Classement des incertitudes de données nucléaires avec DRAKKAR sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 205
Figure 9.20 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'uranium 238, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 206
Figure 9.21 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'hydrogène, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 207
Figure 9.22 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le fer 56, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 208
Figure 9.23 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT et DRAKKAR pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 211
Figure 9.24 : Densité de probabilité de la réponse des détecteurs, avec SERPENT et DRAKKAR pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 212
Figure 10.1 : Flot de données des méthodes BMC et BFMC, de l'ajustement à l'extrapolation 215
Figure 10.2 : Histogramme des χ^2 sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 216
Figure 10.3 : Histogramme des poids obtenus en BMC sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 217
Figure 10.4 : Densité de probabilité postérieure (en BMC) de la réponse des détecteurs sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 218

Figure 10.5 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'hydrogène, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 221
Figure 10.6 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'uranium 238, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 222
Figure 10.7 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du fer 56, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 223
Figure 10.8 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du nickel 58, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 224
Figure 10.9 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du zirconium 91, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 225
Figure 10.10 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du zirconium 92, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 226
Figure 10.11 : Histogramme des poids obtenus en BFMC sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 230
Figure 10.12 : Densité de probabilité postérieure (en BFMC) de la réponse des détecteurs sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 231
Figure 10.13 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'hydrogène, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 233
Figure 10.14 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'uranium 238, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 234
Figure 10.15 : Vue globale de la matrice de corrélation entre les incertitudes à priori des différents isotopes 236
Figure 10.16 : Vue globale de la matrice de corrélation entre les incertitudes à posteriori (avec la méthode BFMC) des différents isotopes 237
Figure 10.17 : Vue agrandie sur l'uranium 238 et l'hydrogène de la matrice de corrélation entre les incertitudes à priori de ces isotopes 238
Figure 10.18 : Vue agrandie sur l'uranium 238 et l'hydrogène de la matrice de corrélation entre les incertitudes à posteriori (avec la méthode BFMC) de ces isotopes 239
Figure 10.19 : Convergence de l'écart-type relatif de la réponse du détecteur localisé en H1 240
Figure 10.20 : Convergence de cinq quantiles de la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV 241
Figure 10.21 : Convergence de la corrélation entre la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV et la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène à 7 MeV 242

Figure 10.22 : Coupe radiale du cœur du premier démarrage de X2 (VVER-1000) . . . 247
Figure F.1 : Statistiques de sections efficaces de l'argent 109 dans les 100 échantillons de TENDL-2019 . . . 300
Figure F.2 : Statistiques de sections efficaces de l'indium 115 dans les 100 échantillons de TENDL-2019 . . . 301
Figure F.3 : Statistiques de sections efficaces du zirconium 91 dans les 180 échantillons de TENDL-2019 . . . 302
Figure F.4 : Statistiques de sections efficaces du zirconium 92 dans les 200 échantillons de TENDL-2019 . . . 303
Figure F.5 : Statistiques de sections efficaces du zirconium 94 dans les 200 échantillons de TENDL-2019 . . . 304
Figure F.6 : Statistiques de sections efficaces du zirconium 96 dans les 250 échantillons de TENDL-2019 . . . 305
Figure F.7 : Statistiques de sections efficaces du nickel 58 dans les 300 échantillons de TENDL-2019 . . . 306
Figure F.8 : Statistiques de sections efficaces du chrome 52 dans les 10 échantillons de TENDL-2019 . . . 307
Figure F.9 : Statistiques de sections efficaces du fer 54 dans les 180 échantillons de TENDL-2019 . . . 308
Figure G.1 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le nickel 58, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . . 310
Figure G.2 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le nickel 58, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré . . . 311
Figure G.3 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le nickel 58, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés . . . 312
Figure G.4 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 94, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites . . . 313
Figure G.5 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 94, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré . . . 314

Figure G.6 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le zirconium 94, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 315
Figure G.7 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 109, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 316
Figure G.8 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 109, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe C et D insérés 317
Figure G.9 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 109, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupe D inséré 318
Figure G.10 : Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'argent 109, sur le premier démarrage de Tihange-1, groupes C et D insérés 319
Figure H.1 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'uranium 235, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 321
Figure H.2 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'oxygène 16, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 322
Figure H.3 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du bore 10, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 323
Figure H.4 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du bore 11, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BMC 324
Figure I.1 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du fer 56, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 326
Figure I.2 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'uranium 235, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 327
Figure I.3 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'oxyxgène 16, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 328
Figure I.4 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du nickel 58, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 329
Figure I.5 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du zirconium 91, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 330
Figure I.6 : Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du zirconium 92, pour cinq quantiles à priori et à posteriori en BFMC 331

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

ACE	A Compact ENDF
AIC	Argent-Indium-Cadmium
ASN	Autorité de Sûreté Nucléaire
BFMC	Backward-Forward Monte Carlo
BMC	Bayesian Monte Carlo
CRPG	Computational Reactor Physics Group du MIT
ENDF	Evaluated Nuclear Data File
ESS	Effective Sample Size
LANL	Los Alamos National Laboratory
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MLO	Marginal Likelihood Optimization
MOC	Method of Characteristics
NRC	Nuclear Regulatory Commission
REP	Réacteur à Eau sous Pression
RNR	Réacteur à Neutrons Rapides
SMR	Small Modular Reactor
TENDL	TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library
TMC	Total Monte-Carlo

LISTE DES ANNEXES

Annexe A : Illustrations de centrales nucléaires 281

Annexe B : Spécifications des cœurs simulés dans cette thèse 285

Annexe C : Est-il possible de dimensionner une incertitude ? 295

Annexe D : Facteurs de multiplication effectif obtenus pour différentes versions de NJOY 296

Annexe E : Commentaires formulés lors de modifications dans THERMR sur les énergies cinétiques incidentes 297

Annexe F : Quelques autres statistiques de sections efficaces 299

Annexe G : Propagation d'incertitudes avec DRAKKAR pour des isotopes mineurs . . 309

Annexe H : Ajustement BMC de sections efficaces 320

Annexe I : Ajustement BFMC de sections efficaces 325

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte institutionnel

Cette thèse est initialement le fruit d'une collaboration entre :

- un partenaire du monde académique, l'Institut de Génie Nucléaire (IGN) de l'École Polytechnique de Montréal (EPM) ;
- un partenaire en lien fort avec le monde industriel, l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). Cet établissement public, à caractère industriel et commercial (EPIC), a notamment pour mission d'apporter une expertise technique en support aux autorités en charge du contrôle de la sûreté nucléaire des installations françaises, dont les réacteurs nucléaires (voir les illustrations sur la figure 1.1 et en annexe A). Afin d'alimenter cette expertise technique, il mène des programmes de recherche.

À un stade avancé de la thèse, cette collaboration s'est étendue à :

- l'Institut Paul Scherrer (ou Paul Scherrer Institut, PSI), organisme de recherche et d'expertise soutenant à la fois les exploitants et l'autorité de sûreté suisses ;
- l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), et en particulier son Laboratoire de physique des Réacteurs et de comportement des Systèmes (LRS).

1.2 Contexte technique et industriel

Durant la conception, la construction et l'exploitation d'un réacteur nucléaire, des dispositions techniques et organisationnelles sont prises afin de prévenir les accidents et, si néanmoins un accident survenait, d'en limiter les conséquences[1]. Le dimensionnement de ces dispositions et la démonstration de leurs efficacités reposent pour partie sur des simulations numériques qui permettent de prédire le comportement d'un réacteur au cours d'un hypothétique transitoire accidentel.

Or, les données et logiciels de calcul scientifique utilisés pour réaliser ces simulations sont entachés d'erreurs de différentes natures, induisant des incertitudes. Pour qu'elles ne compromettent pas la sûreté de ces réacteurs, ces incertitudes sont évaluées puis prises en compte lors de la mise au point des dispositions de sûreté nucléaire.

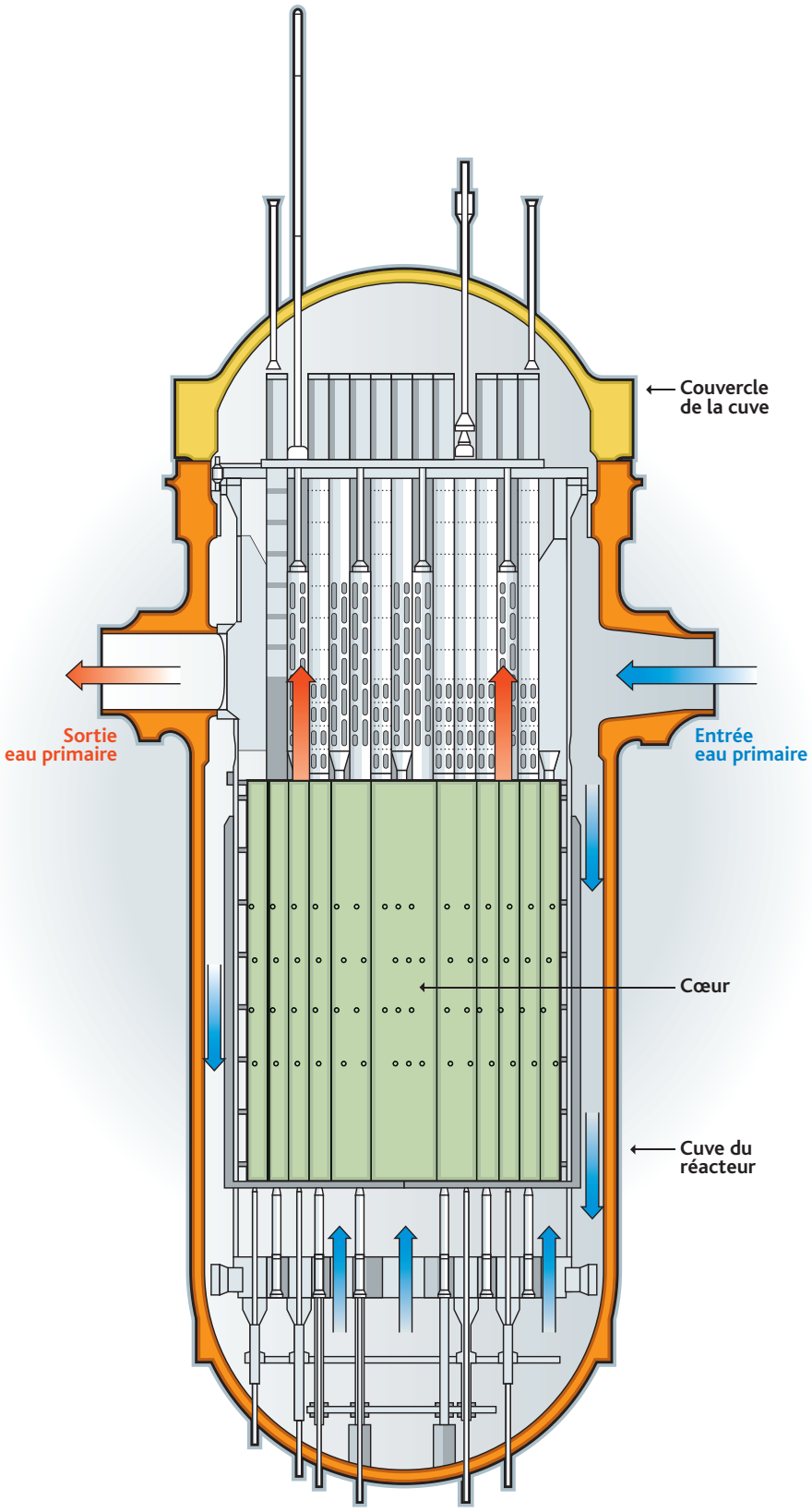


FIGURE 1.1 Coupe de la cuve d'un réacteur à eau sous pression de 900 MWe. Crédits : Stéphane Jungers et médiathèque de l'IRSN.

Pour la neutronique des réacteurs à eau sous pression, ces incertitudes sont, à ce jour, évaluées pour couvrir la grande majorité des écarts entre les mesures déjà réalisées et les calculs de ces mêmes situations. Cette méthode présente l'avantage de la simplicité. Mais elle a aussi des inconvénients, en particulier lors d'extrapolations à des situations jusqu'alors non mesurées, qu'elles soient normales ou accidentelles. Cette méthode d'évaluation des incertitudes peut donc être améliorée.

C'est à cette problématique que nous nous intéresserons et à laquelle nous chercherons à proposer des pistes de solution.

1.3 Sources d'erreurs en neutronique

Les sources d'erreurs des simulations déterministes sont, fondamentalement, au nombre de quatre[2] :

① les erreurs liées à une modélisation simplifiée de la physique ; par exemple, le remplacement de l'équation du transport par celle de la diffusion au niveau du cœur ou encore la modélisation du phénomène d'autoprotection des résonances[3].

② les erreurs liées aux schémas numériques imparfaits utilisés pour résoudre les équations et à leurs implémentations informatiques ; par exemple, les discrétisations introduites en énergie, en angle et en espace.

③ les erreurs liées à la méconnaissance des données nucléaires ; par exemple, les sections efficaces d'interactions entre neutrons et noyaux, les spectres de fission ou les rendements de fission. Ces erreurs peuvent être liées :

- soit à la mesure, par exemple en provenance des erreurs de l'instrumentation ou de la connaissance imparfaite de la cible ;
- soit à l'évaluation, apparaissant par exemple lors de l'ajustement des courbes expérimentales des mesures différentielles ou encore lorsque des modèles imparfaits de physique nucléaire sont employés pour pallier l'absence de mesures différentielles.

④ les erreurs dans la description du système, c'est-à-dire dues aux tolérances de fabrication sur les dimensions, les masses volumiques, les compositions isotopiques, etc. L'industrie nucléaire utilise des techniques de fabrication de haute précision, que ce soit pour le combustible[4,5] ou pour les éléments qui le contiennent[6], mais les erreurs qui en résultent ne sont pas nécessairement sans conséquences. Hélas, les données nécessaires à la réalisation d'un travail de recherche de qualité sur ce sujet ne sont tout simplement pas disponibles publiquement. Nous ne nous attacherons pas à leurs études et elles ne seront guère plus évoquées.

Les trois premières sources d'erreurs seront donc au centre de notre attention. Au-delà de ces fondamentaux, il existe également un ensemble hétéroclite d'erreurs évitables que nous laissons de côté. Sans chercher l'exhaustivité, cela inclut les erreurs dans les interfaces entre les étapes de schémas de calcul, entre les composants multiphysiques, les bugs divers des outils de calcul ou des compilateurs, les fausses convergences, les erreurs humaines durant la dérivation d'équations ou leurs transpositions dans les outils de calcul.

1.4 Autour des concepts d'erreur, d'incertitude et de biais

1.4.1 Erreur de mesure et incertitude expérimentale

Pour définir ces concepts, nous suivons le guide pour l'expression de l'incertitude de mesure [7], qui est la référence en la matière [1]. Tout d'abord, l'erreur de *mesure*.

« Le concept d'erreur [de mesure] est idéal et les erreurs [de mesures] ne peuvent pas être connues exactement. » [7] Sinon, la valeur réelle pourrait être déduite. Une erreur de mesure est donc un concept, lié à un aspect expérimental (« telle erreur liée à la méconnaissance de… »), et non une valeur qui puisse être déterminée. Par conséquent, une erreur *induit* une incertitude. « Le mot "incertitude" signifie doute. Ainsi, dans son sens le plus large, "incertitude de mesure" signifie doute sur la validité du résultat » [7] d'une mesure.

Par ailleurs, une précision utile sur le caractère subjectif d'une incertitude est apportée par les métrologues : « une personne ne peut pas déterminer à quel point la valeur réelle (unique) d'une grandeur est connue, mais seulement à quel point elle *croit* la connaître. Une incertitude de mesure peut donc être vue comme une évaluation de son degré de conviction, du point auquel elle croit connaître la valeur réelle (unique). Cette incertitude reflète la connaissance incomplète de la valeur réelle. La notion de "croyance" est importante, puisqu'elle implique que la métrologie est un domaine dans lequel les résultats de mesure doivent être considérés et quantifiés en termes de *probabilités*, qui expriment des degrés de croyance » [8] (traduction par nos soins).

À ce titre, une incertitude ne peut jamais être considérée comme *fausse*, à priori : une personne *pense* effectivement qu'une donnée physique est connue à tel ou tel point. Dire qu'elle est fausse reviendrait à nier que cette personne *pense* cela, ce qui n'est pas tenable. Par ailleurs, une autre personne peut penser que cette même donnée physique est plus connue, ou moins connue, sans qu'aucune des deux incertitudes puisse être étiquetée comme fausse et ne puisse être écartée. L'une sera plus audacieuse, l'autre sera plus prudente. Même après révélation

1. Il est souvent désigné par son acronyme en anglais : « GUM », pour *Guide to the expression of Uncertainty in Measurement*.

d'une nouvelle mesure permettant de les départager, les incertitudes qu'ils avaient évaluées n'en deviennent pas fausses pour autant : c'est effectivement ce qu'ils pensaient, même s'ils ont éventuellement changé d'avis entre-temps.

Ainsi, une incertitude n'est pas une donnée physique universelle, mais appartient au monde des humains. Elle représente de la connaissance, ou plus exactement, ce qu'un humain pense connaître du monde qu'il habite.

1.4.2 Erreur de calcul et biais

À l'inverse, une erreur de *calcul* numérique a une valeur unique, sans équivoque et ne dépendant pas de l'opinion d'un être humain. Sur un cas précis, un outil de calcul scientifique bien identifié donnera toujours le même résultat. Cette erreur donc systématique, ou biais, peut être déterminée avec autant de précision que souhaitée, si tant est que les moyens de calcul correspondants soient disponibles.

Les deux premières sources d'erreurs sont de natures différentes mais rarement dissociées dans les faits. En effet, l'erreur ② peut être diminuée très facilement (avec un surcoût de discrétisation), mais l'erreur ① persiste alors, et réclame beaucoup plus d'efforts pour être diminuée. Il est donc inutile et illusoire de diminuer l'erreur ② jusqu'à des valeurs infimes, donnant une impression démesurée[2] de confiance, puisque l'erreur ① continuera à être présente. Les discrétisations doivent par conséquent être choisies en accord avec l'erreur ①, en l'étudiant. Dans les faits, donc, ces deux erreurs systématiques sont souvent regroupées sous le terme de « biais déterministes ».

Si les moyens de calcul ne sont pas suffisants pour déterminer la valeur d'une erreur de calcul numérique, une incertitude de calcul peut être estimée. En revanche, dans cette thèse, tous les biais déterministes sont déterminés très précisément. Nous ne ferons donc pas appel à la notion d'incertitude de calcul.

1.5 Importance de la distribution de puissance

Dans ce document, nous nous intéresserons presque uniquement aux erreurs sur la distribution de puissance dans le cœur des réacteurs, car les dispositions de sûreté nucléaire en dépendent fortement[9]. À l'inverse, elles dépendent moins de l'erreur sur le facteur de multiplication effectif, sur lequel la majorité des travaux en matière d'incertitudes se focalise.

1.6 Démarche proposée dans cette thèse

À ce jour, seules les méthodes déterministes sont assez rapides pour parcourir un grand nombre de cas, en particulier les situations d'accidents hypothétiques. Cette large couverture permet de diminuer efficacement la probabilité de telles occurrences et d'en limiter les conséquences. Il est bien entendu souhaitable que ces méthodes déterministes donnent, au besoin en y apportant un correctif adapté et universel, une réponse proche de la référence. Hélas, comme illustré sur la figure 1.2, cette référence n'est pas unique : les résultats de mesures et ceux de la méthode de Monte-Carlo peuvent tous les deux être considérés comme une référence, à titres différents. En effet, la méthode de Monte-Carlo n'est pas altérée par les biais déterministes. Elle sera tout de même en désaccord avec la réalité car elle utilise également des données nucléaires imparfaites.

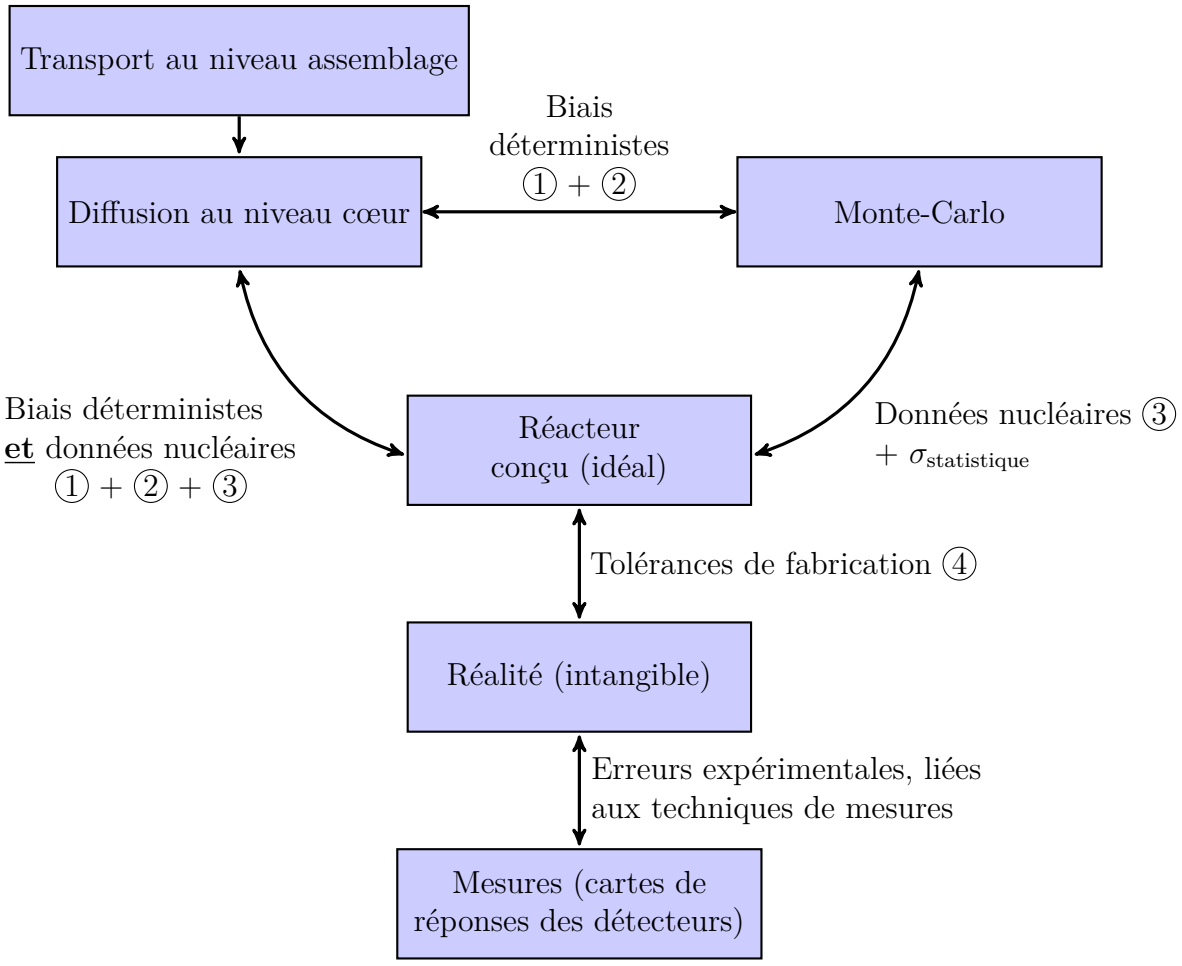


FIGURE 1.2 Relation entre les méthodes déterministes, Monte-Carlo, la réalité et les mesures effectuées sur les réacteurs. Les erreurs liées aux techniques de mesures des réacteurs, en bas, dépassent le cadre de cette thèse et ne seront que succinctement évoquées au chapitre 10.

Une démarche doit être suivie afin de ne pas apporter de corrections inappropriées. Celle proposée dans cette thèse consiste à propager les incertitudes des données nucléaires jusqu'au cœur complet, puis, dans un second temps, à ajuster ces données nucléaires et leurs incertitudes au moyen de cartes expérimentales de réponses de détecteurs, provenant de réacteurs à eau sous pression. Un coût de calcul raisonnable est recherché, tout en prenant de fortes précautions pour ne pas inclure de biais provenant des méthodes déterministes dans les données nucléaires ajustées.

1.7 Vue d'ensemble du document

Dans le chapitre 2, une revue de littérature est proposée sur les sujets pertinents vis-à-vis de nos objectifs. Le chapitre 3 présente le traitement des données nucléaires. Dans le chapitre 4, les outils déterministes et probabilistes sont présentés et leurs résultats illustrés. Le chapitre 5 présente les incertitudes de données nucléaires. Ces incertitudes sont propagées, au chapitre 6, au moyen de méthodes déterministes. Les incertitudes obtenues sont ensuite, dans le chapitre 7, comparées à celles obtenues avec des méthodes probabilistes. Dans les chapitres 8 et 9, des comparaisons sont effectuées à des mesures de distribution de puissance et à des réponses de détecteurs, respectivement. Enfin, le chapitre 10 aborde les ajustements des données nucléaires et de leurs incertitudes, à partir de tous les outils développés dans les chapitres qui le précèdent.

Adresse au lecteur sur ordinateur

— Les numéros de figure, de tableau, d'équation, de chapitre ou de section sont des hyperliens vers ce qu'ils désignent.

— Les références indiquées dans le texte entre crochets sont des hyperliens qui renvoient à la liste des références, située à la fin de ce document.

— Chaque référence est munie, dans la mesure du possible, d'un hyperlien permettant d'accéder à la ressource en ligne (aussi longtemps que ces liens seront actifs).

— Les figures sont presque toutes vectorielles. Il est donc possible de se pencher sur de très petits détails, par un agrandissement (sans perte de qualité).

— Les figures comportent presque toutes, en début de légende, un hyperlien vers le code Python ayant produit cette figure. Le lecteur impliqué pourra remonter, au travers des codes sources, jusqu'à la racine de ces figures, c'est-à-dire les spécifications documentées des cas et les données nucléaires au format ENDF-6.

Disponibilité des résultats, des données et des logiciels

Pour les lecteurs souhaitant approfondir au-delà de ce qui peut figurer dans ce document, l'ensemble des données sont disponibles publiquement, en ligne[10]. Elles sont également dupliquées sur un serveur interne de l'IRSN[11], à des fins de conservation de plus longue durée. Les informations mises à disposition incluent les données initiales (mesures expérimentales, fichiers d'entrée pour DRAGON et DONJON, liens vers les fichiers ENDF-6), intermédiaires (fichiers d'entrée pour SERPENT2, fichiers DRAGLIB et ACE) et finales (fichiers de résultats de DRAGON, DONJON et SERPENT2, ainsi que figures et scripts Python utilisés pour les produire[12–25]). Davantage de figures, similaires à celles sélectionnées pour apparaître dans cette thèse, sont également accessibles en ligne. Par ailleurs, les logiciels employés, tous *open source*, sont également remis à disposition, dans la version dans laquelle ils sont utilisés pour ces travaux. Une exception concerne le code[2] SERPENT2, qui reste toutefois facilement accessible et gratuit pour des usages académiques. Enfin, le suivi des modifications du dépôt Git[26] est une source *très* riche en informations, permettant de retracer le déroulé chronologique des développements et la progression de cette thèse, accompagnés de commentaires de modifications prévus pour permettre de reparcourir le chemin.

Les motivations derrière ce principe d'ouverture sont ceux d'une plus grande efficacité. En effet, une recherche transparente, partageant largement logiciels et données scientifiques, a de nombreux atouts, comme suit.

— L'évaluation par les pairs peut être plus rigoureuse, plus étendue et plus profonde.

— Les échanges et collaborations sont facilités, et en particulier les associations de compétences complémentaires, portant des regards croisés et pluridisciplinaires. Dans notre cas, cela inclut des membres de la communauté des données nucléaires (TENDL, NJOY2016, JEFF ...) et ces échanges ont parfois été sollicités par l'extérieur.

— La gestion du risque d'erreur de bonne foi est facilitée, dans la mesure où il ne peut pas être évité totalement, mais seulement réduit (par exemple, par intégration continue).

— La reproductibilité des travaux de recherche[27,28] est simplifiée et la rend vérifiable par tous. Toutefois, la reproductibilité totale et éternelle est un idéal inaccessible, ne serait-ce qu'en raison de la perte inéluctable des briques de base logicielles (système d'exploitation, compilateur) voire matérielles (microprocesseurs compatibles). De plus, les travaux de recherche ne sont pas séparables en deux catégories distinctes – reproductibles et non-reproductibles – mais s'échelonnent selon tout un continuum de simplicité, allant du jeu d'enfants rapidement répétable jusqu'à l'énigme insondable. Il

2. En informatique scientifique, l'expression « code » ou « code de calcul » désigne un logiciel spécialisé dans le calcul scientifique.

s'agit donc plutôt de rendre la reproductibilité aussi rapide, facile, accessible et durable que possible, avec l'objectif de la plus grande exhaustivité.

— Les produits de la recherche ont une meilleure visibilité. Cela leur offre une meilleure dissémination et une meilleure adoption : chacun est libre d'adopter des idées ou du code pour mener des travaux encore plus approfondis, qui n'ont pas été menés voire imaginés. Ainsi, cela stimule la recherche sur ces importantes questions de sûreté nucléaire.

— Toute découverte utile et largement partagée constitue une base commune, un minimum de connaissance accessible à tous, que ce soit pour une application ou pour davantage de recherche. À l'inverse, des découvertes insuffisamment détaillées publiquement peuvent être perdues, parfois redécouvertes, parfois à jamais.

Au-delà de ces avantages pratiques, cette ouverture est aussi une obligation légale imposée, en France, aux recherches financées par des fonds publics, comme c'est le cas ici : « l'ouverture des données scientifiques effectuées sur fonds publics est inscrite dans le code de la recherche (art. L.112-1), dans les objectifs du programme européen Horizon 2020 et dans la récente loi pour une république numérique qui rend obligatoire l'accès aux données de l'information scientifique (Art. 9). »[29] Cette obligation se retrouve également dans :

— les plans nationaux pour la science ouverte[30] mis en place par le Gouvernement français ;

— les principes et lignes directrices de l'OCDE pour l'accès aux données de la recherche financée par des fonds publics[31], sous une forme toutefois moins contraignante car internationale.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

AVANT de retenir une solution à la problématique industrielle de la section 1.2, réalisons d'abord un tour d'horizon des informations disponibles publiquement concernant :

— des éléments déjà disponibles, dans la littérature scientifique, afin de creuser en direction de pistes prometteuses ;

— des pratiques actuelles des acteurs français du nucléaire, dans la mesure où les dispositions de sûreté prises dans les 56 réacteurs français reposent sur ces pratiques.

2.1 Vue d'ensemble de la revue de littérature

Cette revue de littérature détaille tout ce qui sera utile au fur et à mesure de cette thèse, jusqu'à sa fin.

Tout d'abord, les mesures réalisées sur des réacteurs à eau sous pression et ouvertement disponibles seront détaillées. Ensuite, seule une petite partie des méthodes déterministes employées dans cette thèse sera explicitée : les méthodes d'équivalence du combustible seront mentionnées, uniquement dans le but d'introduire les méthodes d'équivalence spécifiques aux réflecteurs. Cela permettra de mieux comprendre les ajustements réalisés, à ce jour, sur ces réflecteurs, en mobilisant tout le détail accessible dans la littérature publique. La méthode actuelle d'évaluation des incertitudes des chaînes de calcul déterministe sera explicitée. Ses fragilités seront détaillées, en présence ou en l'absence d'ajustement.

Les sources d'erreurs mentionnées dans la section 1.3 seront prises comme point de départ de cette thèse. En particulier, les incertitudes de données nucléaires seront explicitées, ainsi que les possibilités quant à leurs propagations. Des méthodes d'ajustements de données nucléaires seront évoquées.

Enfin, quelques notions de statistiques seront mises en avant, en vue de leurs utilisations subséquentes.

2.2 Mesures disponibles sur des réacteurs à eau sous pression

Dans cette thèse, des cartes de réponses des détecteurs mesurées sur des Réacteurs à Eau sous Pression (REP) sont utilisées. Ces mesures sont réalisées à l'aide de chambres à fission mobiles (CFM) défilant dans le tube guide central des assemblages instrumentés. Le matériau

actif de ces chambres est un dépôt d'uranium fortement enrichi en uranium 235, typiquement à plus de 90%.

Ces cartes de réponses des détecteurs sont appelées, le plus souvent, *cartes de flux*. Nous n'employons pas cette appellation, car elle laisse penser que ces mesures permettent d'accéder au flux neutronique $\phi(\boldsymbol{r}, E, t)$. Or, la grandeur mesurée est l'intensité du courant électrique aux bornes de ces chambres [32]. Cette intensité est proportionnelle au taux de fission *intégré en énergie* dans ce détecteur. Le détail en énergie, en particulier, n'est donc pas accessible.

Le terme de *cartes d'activités* est également utilisé. Nous ne l'employons pas non plus, car il peut mener à une confusion avec l'activité

$$A(t) = \lambda N(t) \tag{2.1}$$

d'une source radioactive, c'est-à-dire le nombre de désintégrations par seconde, dont l'unité est le becquerel, où λ et N sont respectivement la constante de désintégration et le nombre d'atomes.

Ces cartes de réponses des détecteurs constituent une matière première précieuse pour la validation des simulations de neutronique. En particulier, les caractéristiques remarquables suivantes des cœurs de démarrage en font d'excellents cas de validation.

— La matière fissile est neuve, composée uniquement de dioxyde d'uranium (oxygène 16 et uranium). Les incertitudes sur sa composition sont donc très faibles [1]. Les incertitudes dues aux données nucléaires sont également réduites à leurs plus simples expressions, puisque les seuls isotopes intervenant sont ceux ci-dessus, auxquels il faut ajouter l'hydrogène et le bore de l'eau, le zirconium des gaines et les isotopes de l'acier du réflecteur, c'est-à-dire principalement le fer, le nickel et le chrome.

— Les premières mesures sont réalisées à très faible puissance. Les incertitudes dues aux modèles thermiques et thermohydrauliques sont, en pratique, nulles. Les seuls modèles qui interviennent sont ceux de la neutronique.

Généralement, toutes ces mesures sont, de nos jours, gardées confidentielles par les exploitants, même pour des réacteurs désormais à l'arrêt. Toutefois, des mesures ont été récemment mises à la disposition de la communauté scientifique par le MIT, sur un cas de référence nommé BEAVRS [33]. Celui-ci concerne un réacteur anonymisé semblable en tout point à celui de Catawba (États-Unis) [34]. Ce cas est très fréquemment utilisé, car ses spécifications sont très précises d'une part, et d'autre part, il met à disposition un grand nombre de mesures

1. Uniquement liées aux incertitudes sur la masse d'uranium et son enrichissement, et non à l'évolution du combustible, elle-même étant sensible à de très nombreuses données nucléaires et technologiques ainsi qu'aux biais de calcul.

sur ses deux premiers cycles d'exploitation : les cartes de réponses tridimensionnelles durant le cycle, ainsi que les résultats des campagnes de mesures, en début de cycle, des poids de grappes et des coefficients de réactivité. Toutefois, ce cas présente deux problèmes majeurs.

(1) Aucune cartographie n'a été effectuée avec des grappes insérées.

(2) Le problème est censé être symétrique, et donc la distribution de puissance aussi. Néanmoins, les mesures réalisées au premier démarrage montrent un large déséquilibre azimutal de puissance non expliqué, aussi appelé « tilt »[9,35], illustré sur la figure 2.1. Seule une erreur dans la description du système réel peut générer un tel comportement. Il s'agit, à notre connaissance, d'un rare exemple où ce type d'erreur joue un rôle majeur (voir section 1.3). À ce jour, l'hypothèse privilégiée, mais invérifiable, est un décalage du cœur au sein de son cloisonnement d'environ 5 millimètres en direction du nord-ouest[36,37]. Les derniers travaux du MIT[37] incitent à trouver d'autres cas :

   — soit exempts de tout déséquilibre azimutal de puissance ;

   — soit, à défaut de mieux, avec des mesures des anomalies géométriques expliquant le déséquilibre azimutal de puissance observé.

En cherchant dans les archives disponibles en ligne, nous avons pu retrouver la trace d'autres mesures du domaine public :

— des mesures effectuées sur le réacteur de 900 MWe de Tihange-1[38,39] ;

— des mesures effectuées sur quatre réacteurs de 900 MWe construits à l'identique, c'est-à-dire Almaraz-2[40], Bugey-2, Fessenheim-1 et 2[41,42].

Ce sont donc celles-ci que nous utiliserons. Une courte présentation de chacun de ces deux cas se trouve dans les sections 2.2.1 et 2.2.2, respectivement. Leurs spécifications complètes se trouvent dans l'annexe B. D'autres mesures, trouvées trop tardivement pour être utilisées durant cette thèse, concernent les premiers cycles d'exploitation de Three Mile Island-1, Zion-2, Turkey Point-3, Surry-1 et Monticello (tous aux États-Unis)[43–48]. Leurs premières divergences ont eu lieu entre 1970 et 1974[49].

2.2.1 Premiers essais de démarrage de Tihange-1

Les premières divergences de REP européens de 900 MWe n'ont pas eu lieu en France, mais d'abord le 19 juin 1974 à Ringhals-2 (Suède), puis le 21 février 1975 à Tihange-1 (Belgique)[49,50]. Les mesures réalisées lors des essais physiques de ce dernier ont été communiquées au Service d'Études des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA) du CEA. Elles ont fait l'objet de thèses[38,39], dans lesquelles ont été publiées ces mesures, ainsi que toutes les spécifications du cœur.

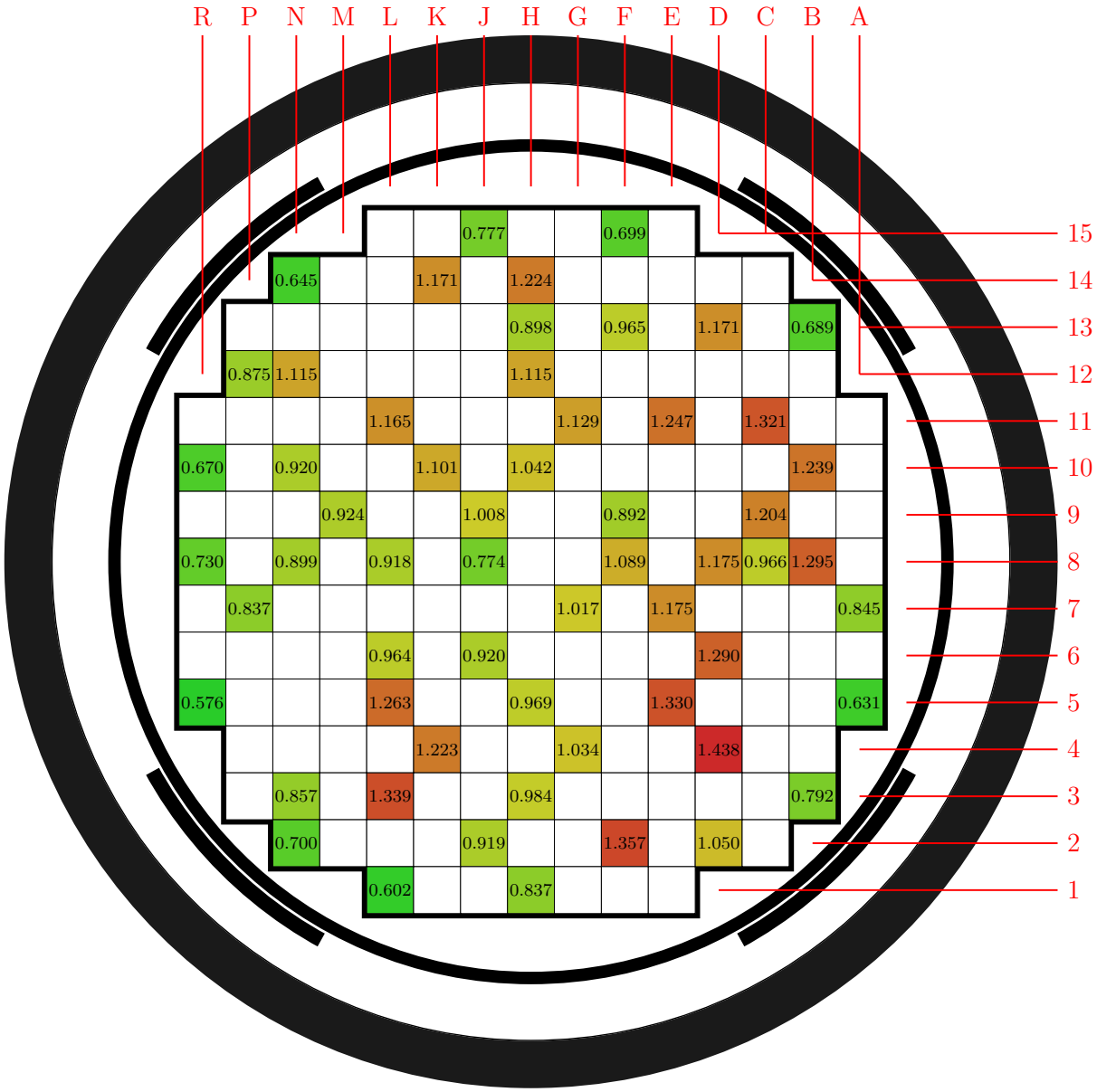


FIGURE 2.1 Mesures radiales des détecteurs de BEAVRS (intégrées axialement), au démarrage du premier cycle et à 0,17% de la puissance nominale. Le tilt est visible sur l'axe allant du sud-est au nord-ouest. Crédits : Computational Reactor Physics Group (CRPG) du Massachusetts Institute of Technology (MIT)[33]. Avec l'aimable autorisation du professeur Benoit Forget (MIT).

Comme tous les REP de 900 MWe conçus sous licence Westinghouse, le cœur de Tihange-1 est composé de 157 assemblages de combustible. La seule particularité de ce cœur, comparé aux cœurs de 900 MWe du parc français, est que ses crayons sont assemblés dans un réseau de 15 × 15 crayons, au lieu du réseau de 17 × 17 crayons dans le parc français. Toutefois, ses propriétés neutroniques sont très proches, car le rapport de modération est identique. Ce changement de conception, important en termes industriels, a été opéré entre Tihange-1 et Fessenheim. Il permet de réduire l'augmentation de température au centre du crayon dans le cas hypothétique d'un transitoire violent [51].

Ce cœur comporte des crayons de poison consommable. Ils se présentent sous la forme d'un empilement de cylindres creux de verre borosilicate, aussi appelé Pyrex, avec un gainage interne et externe en acier. Ces crayons sont une particularité des cœurs de démarrage. Par exemple, ils ont été utilisés, à ce jour, dans tous les cœurs de démarrage en France.

Les mesures réalisées concernent trois configurations, avec différentes insertions des grappes localisées d'après la figure 2.2. Ces configurations, qui rappellent fortement le mode A [9], sont les suivantes :

(1) toutes grappes extraites, illustrée sur la figure 2.3 ;

(2) avec insertion du groupe D, illustrée sur la figure 2.4 ;

(3) avec insertion des groupes C et D, illustrée sur la figure 2.5.

Sur ces figures, le chargement en damier des assemblages portant du Pyrex peut être observé. Une coupe axiale du cœur est présentée sur la figure 2.7. La position des crayons dans les assemblages est présentée sur la figure 2.9. Pendant les mesures, la puissance est maintenue à un niveau très faible, de l'ordre de 5% de sa puissance nominale, afin que l'effet des contre-réactions sur la distribution de puissance soit négligeable [41]. Ainsi, la température du combustible et de l'eau est maintenue à 547°F (≈ 286,11°C). Nos simulations sont donc toutes réalisées à cette température et sans contre-réaction.

2.2.2 Premiers essais de démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2

À un stade avancé de cette thèse, plus précisément à partir du chapitre 8, nous avons utilisé d'autres mesures réalisées lors des premiers démarrages suivants.

— Almaraz-2 (Espagne) est un cas de référence établi sous l'égide de l'IAEA [40]. Sa première divergence a eu lieu le 19 septembre 1983 [49].

— Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 (France) ont fait l'objet de deux thèses[41,42] issues d'une collaboration entre le SERMA et Framatome. Leurs premières divergences ont eu lieu, respectivement, le 20 avril 1978, le 7 mars et le 27 juin 1977[49]. Les deux derniers ont été arrêtés définitivement, respectivement, le 22 février et le 30 juin 2020[49].

Dans ces documents, nous avons remarqué que ces quatre réacteurs sont de conceptions très proches et mêmes identiques à puissance nulle, à l'exception d'une température différente de quelques degrés (voir l'annexe B). De multiples avantages en découlent, comme suit.

— D'un point de vue expérimental, la répétition indépendante renforce la confiance dans les mesures.

— Des descriptions indépendantes permettent, en recoupant l'information, de localiser les imprécisions et les erreurs de spécifications et de renforcer, là aussi, la confiance dans les spécifications identiques.

— Puisqu'ils sont identiques, une seule modélisation peut être réalisée et appliquée à de nombreuses mesures, ce qui constitue un gain appréciable de temps et de simplicité.

Une coupe radiale de ces cœurs est présentée sur la figure 2.6.

Dans les cartes de réponses des détecteurs mises à disposition, toutes les grappes sont extraites. Contrairement au cas de Tihange-1, une information est toutefois donnée sur une légère insertion du groupe D de 39,19 cm[41], c'est-à-dire d'environ 25 pas d'insertion. Ce groupe D est situé, radialement, au même endroit que dans le cas de Tihange-1 (figure 2.2). Cette insertion est visible sur la coupe axiale présentée sur la figure 2.8. Enfin, la position des crayons dans les assemblages est présentée sur la figure 2.10.

Les objets d'études – les cœurs de réacteurs nucléaires – sont maintenant définis. Cette revue de littérature va désormais se tourner vers les simulations déterministes de ces cœurs, telles qu'elles sont généralement réalisées.

2.3 Méthodes d'équivalence pour le combustible

Les simulations de cœurs de réacteurs en transport étant très coûteuses en temps de calcul, elles sont rarement utilisées pour des applications industrielles. À défaut, les cœurs sont plus couramment simulés avec l'approximation de la diffusion. Or, cette approximation fonctionne mieux sur des milieux homogènes, par opposition aux milieux hétérogènes qui constituent la plupart des réacteurs. Les propriétés de ces milieux homogènes sont déterminées par des équivalences qui conservent les résultats obtenus en transport hétérogène sur des motifs plus petits, économiques à calculer. Ce motif peut se retrouver à de multiples localisations dans les cœurs. Cela constitue bien sûr une approximation, car les interactions entre les différents

motifs ne sont alors pas prises en compte. Il vaut donc mieux que ce motif soit le plus grand possible, pour que les effets de voisinage restent contenus. Dans le cas des réacteurs à eau, le motif retenu est généralement celui de l'assemblage de combustible, car ce bloc physique ne sera pas démonté et sera chargé tel quel en réacteur. Cet assemblage est usuellement muni de conditions de réflexion, car il a plus de chances de côtoyer un autre assemblage lui ressemblant plutôt que, par exemple, une frontière vide ne lui fournissant aucun neutron. Cette condition miroir est équivalente à un pavage infini de l'espace avec ce motif. Cet assemblage peut être surcritique ou sous-critique, selon, par exemple, son épuisement ou la présence de poison consommable. Or, l'équation du transport ne peut être résolue en stationnaire que si sa population de neutrons est, justement, stationnaire. À cette fin, les deux approches suivantes ont été développées.

— L'approche anglo-saxonne consiste à diviser sa source de neutrons par un facteur, dit de multiplication effectif et noté k_{eff}, afin de rendre l'assemblage critique. En quelque sorte, cela revient à admettre qu'une fission n'émet pas, en moyenne, $\overline{\nu}$ neutrons mais $\overline{\nu}/k_{\text{eff}}$ neutrons, et que c'est pour cette raison que l'assemblage est critique.

— L'approche française, cherchant à se rapprocher de la réalité, consiste à se demander ce qui rend stationnaire la population de neutrons de cet assemblage ($k_{\text{eff}} = 1$), dans un réacteur également stationnaire : ce sont les fuites de neutrons [2], permettant des échanges entre les assemblages. Pour tenter d'en tenir compte, des modèles de fuites ont été développés [52].

2.3.1 École française

Par rapport à la première méthode, les modèles de fuites présentent trois avantages.

(1) Ils permettent de prendre en compte la déformation de spectre que ces fuites induisent, puisque les neutrons rapides sont ceux qui fuient le plus efficacement, que ce soit dans un sens — pour fournir des neutrons à l'assemblage — ou dans l'autre — pour démunir l'assemblage de ses neutrons surnuméraires.

(2) Puisque le spectre est modifié, ils modifient également l'évolution isotopique, en tenant compte de ces fuites.

(3) Ils permettent de déterminer un coefficient de diffusion menant à une équivalence formelle, en mode fondamental, entre équation de la diffusion et équation du transport [52].

2. Ces fuites sont positives pour un cas surcritique et négatives pour un cas sous-critique.

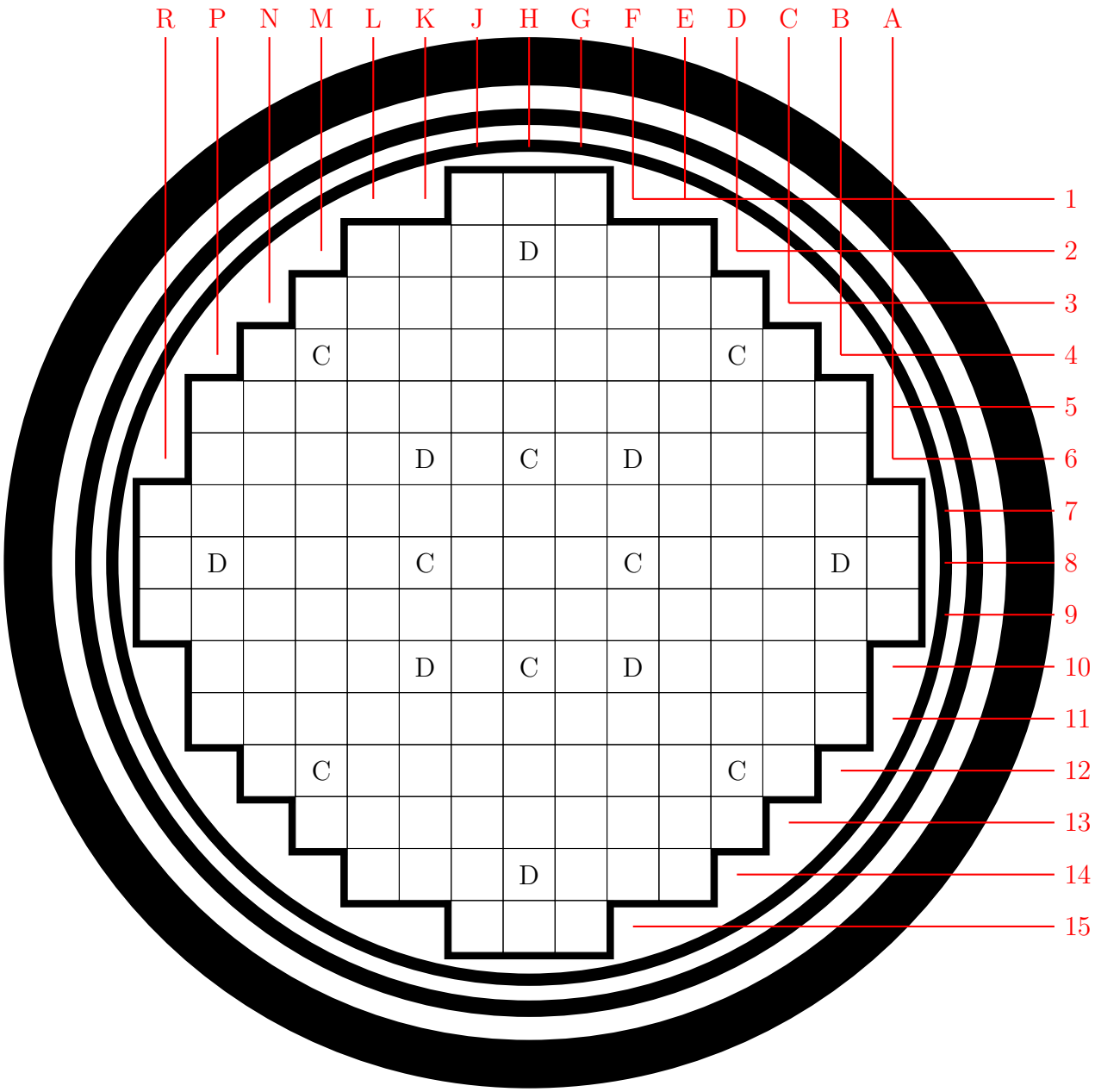


FIGURE 2.2 Positions des groupes C et D lors du premier démarrage de Tihange-1. Données extraites de la réf. [38]. Gabarit de figure par le CRPG (MIT)[33], réutilisé avec l'aimable autorisation du professeur Benoit Forget (MIT).

36 × 3,10% en ^{235}U

8 × 2,55% en ^{235}U
8 crayons en Pyrex

53 × 1,95% en ^{235}U

16 × 3,10% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

44 × 2,55% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

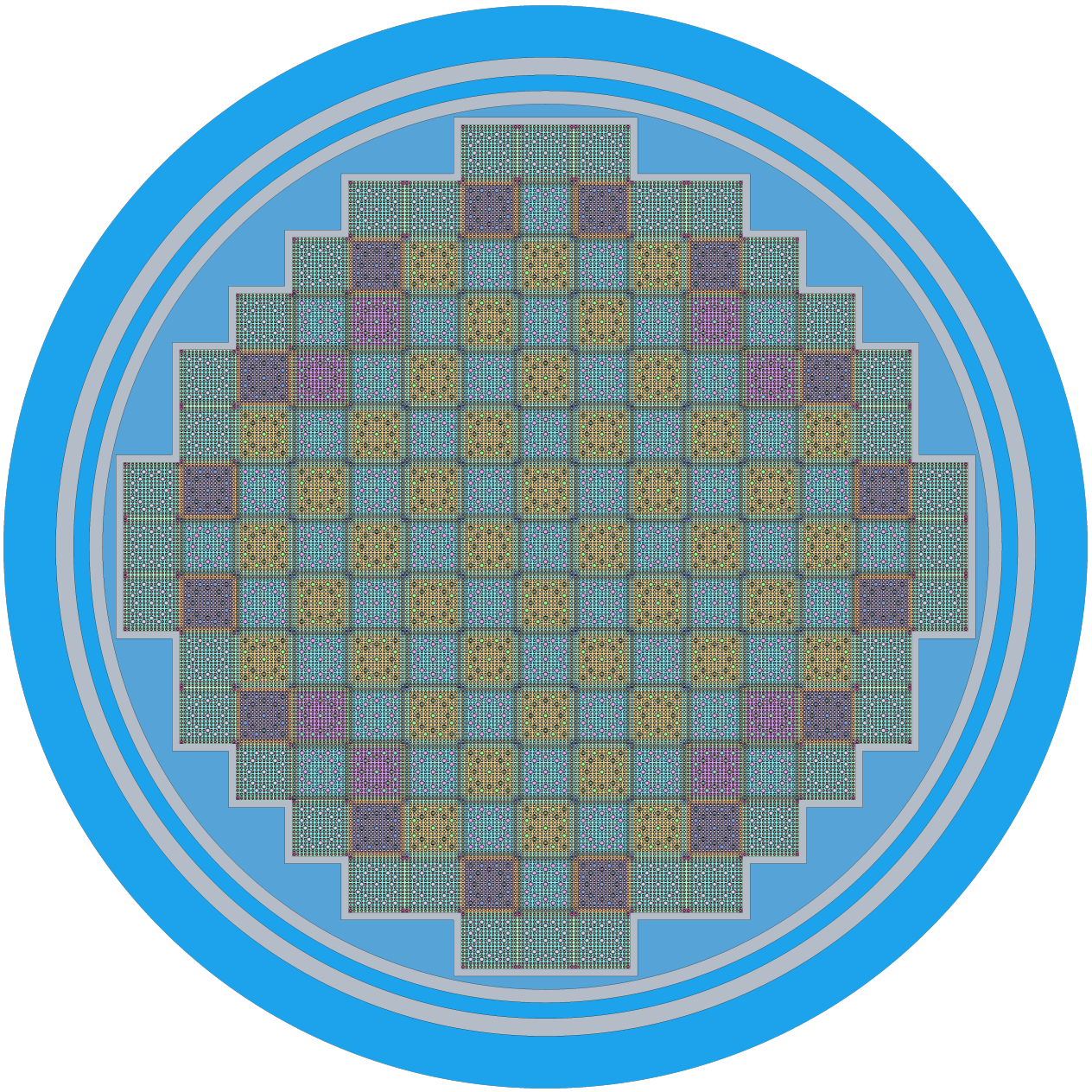


FIGURE 2.3 Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque toutes les grappes sont extraites. Les enrichissements du combustible en uranium 235 sont des enrichissements massiques.

36 × 3,10% en ^{235}U

8 × 2,55% en ^{235}U
8 crayons en Pyrex

45 × 1,95% en ^{235}U

16 × 3,10% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

44 × 2,55% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

8 × 1,95% en ^{235}U
20 crayons en AIC

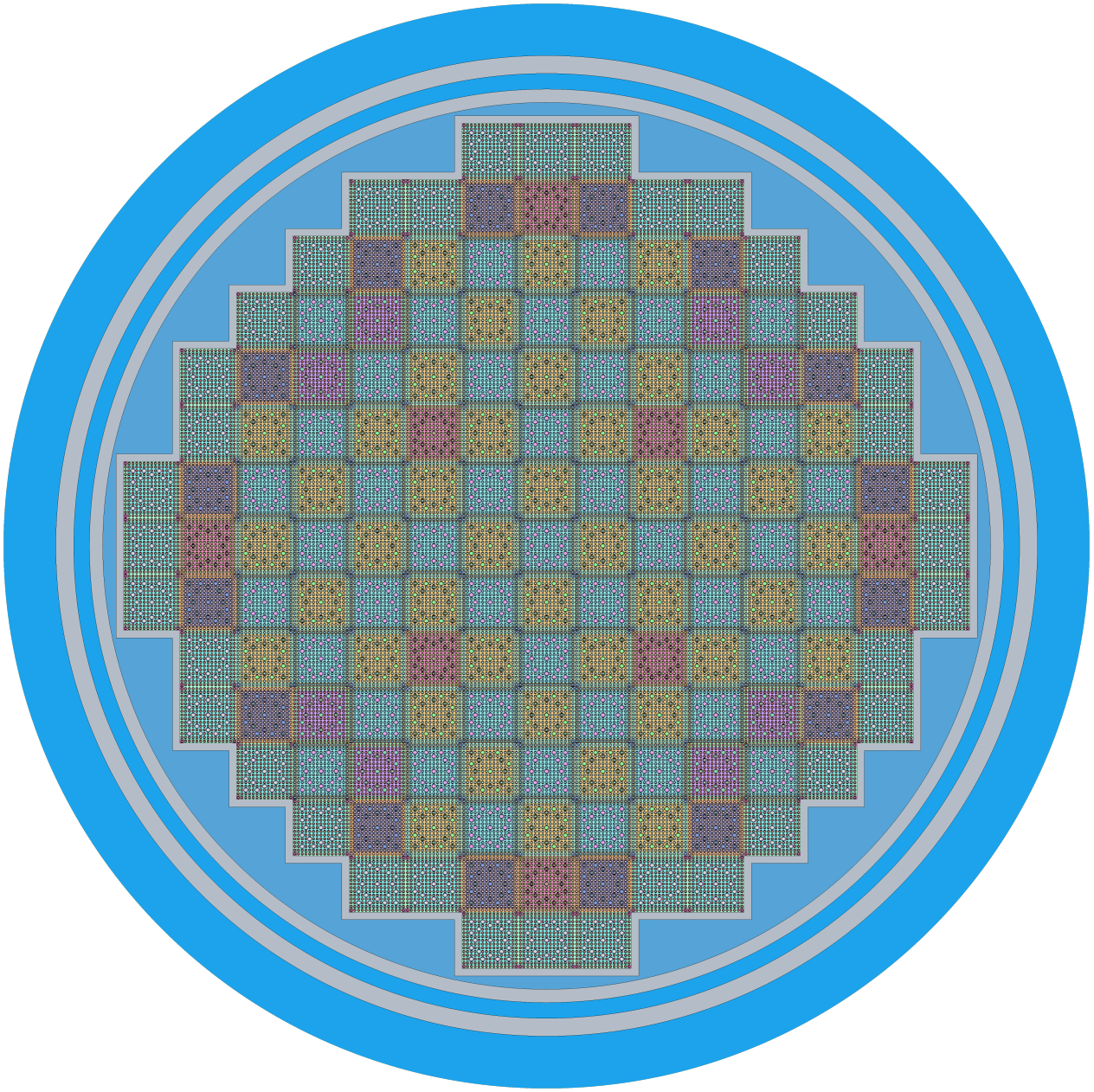


FIGURE 2.4 Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque le groupe D est inséré. Les enrichissements du combustible en uranium 235 sont des enrichissements massiques.

36 × 3,10% en ^{235}U

8 × 2,55% en ^{235}U
8 crayons en Pyrex

37 × 1,95% en ^{235}U

16 × 3,10% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

44 × 2,55% en ^{235}U
12 crayons en Pyrex

16 × 1,95% en ^{235}U
20 crayons en AIC

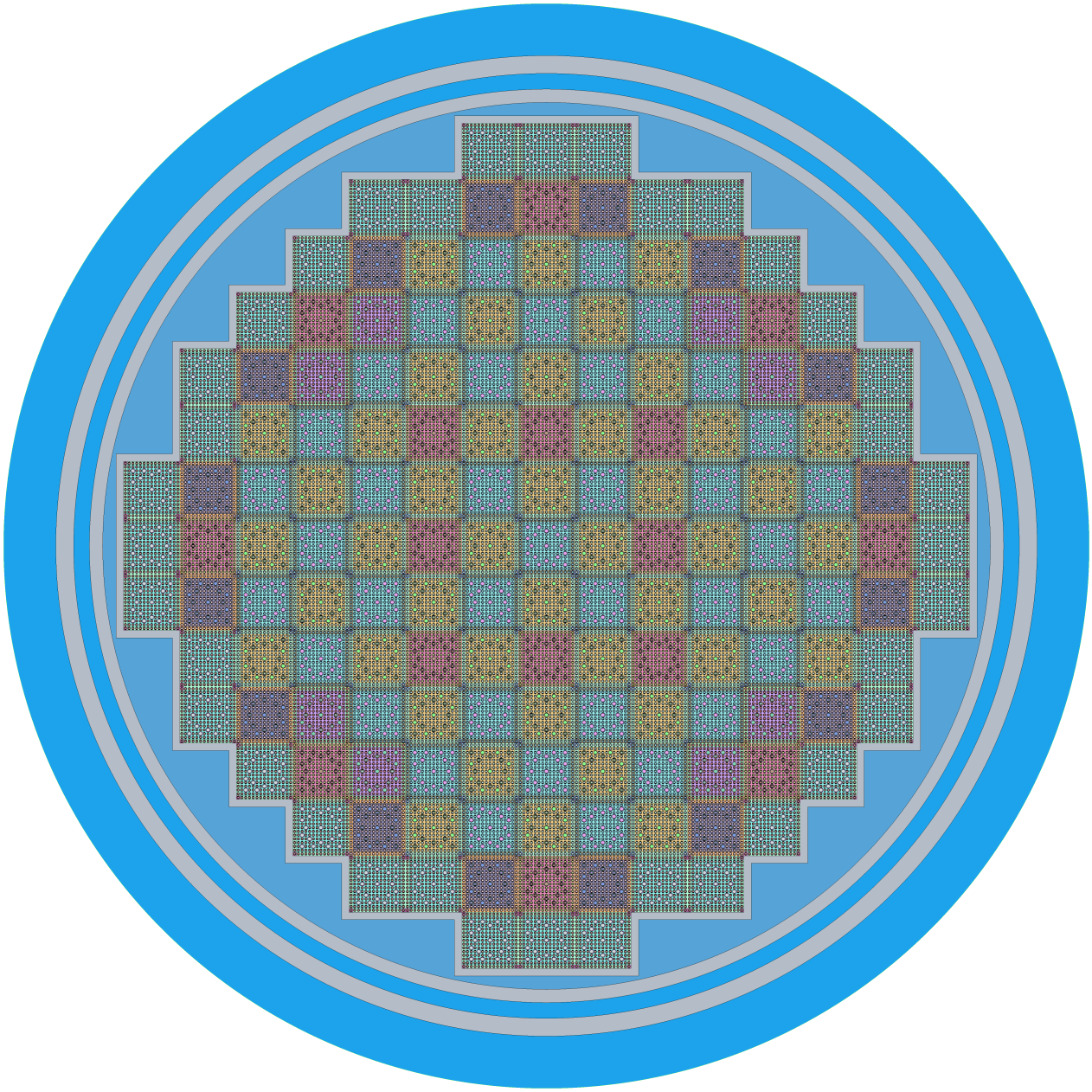


FIGURE 2.5 Coupe radiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque les groupes C et D sont insérés. Les enrichissements du combustible en uranium 235 sont des enrichissements massiques.

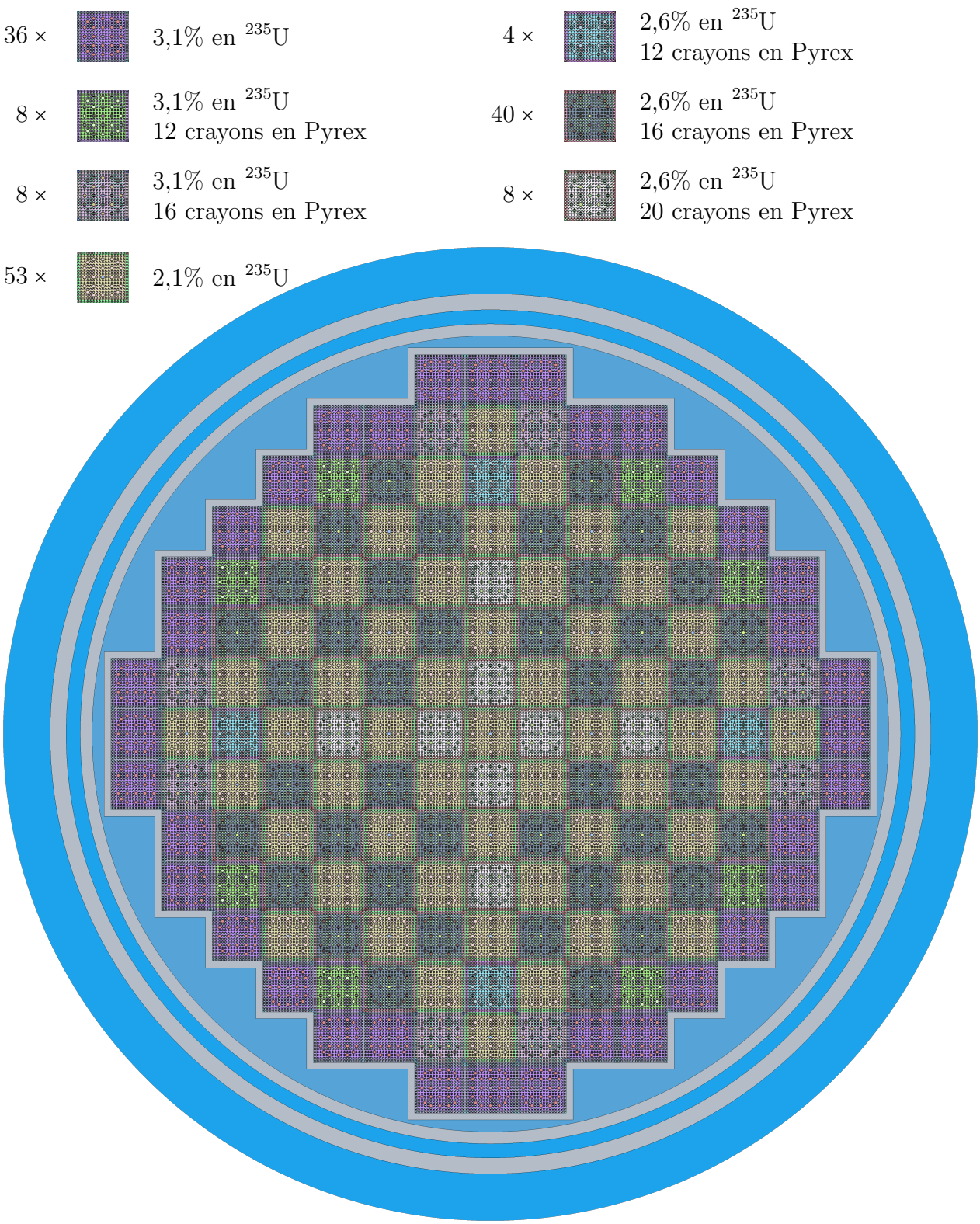


FIGURE 2.6 Coupe radiale des cœurs de premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. Les enrichissements du combustible en uranium 235 sont des enrichissements massiques.

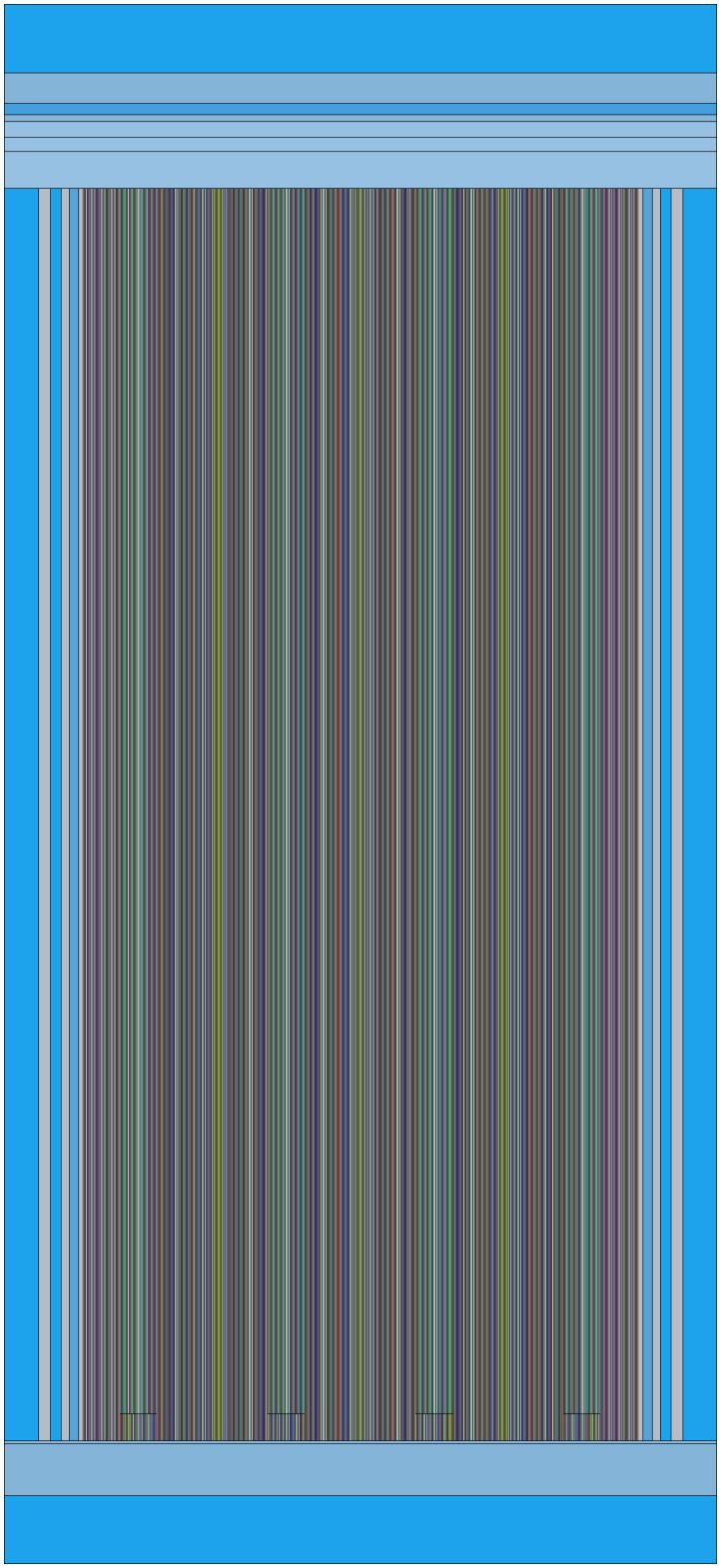


FIGURE 2.7 Coupe axiale du cœur du premier démarrage de Tihange-1, lorsque les groupes C et D sont insérés. Le changement de composition dans le bas du cœur, indiqué par le changement de couleur, correspond à la petite partie du cœur (7,887 cm de hauteur[38]) qui n'est pas couverte par les grappes lorsqu'elles sont pleinement insérées.

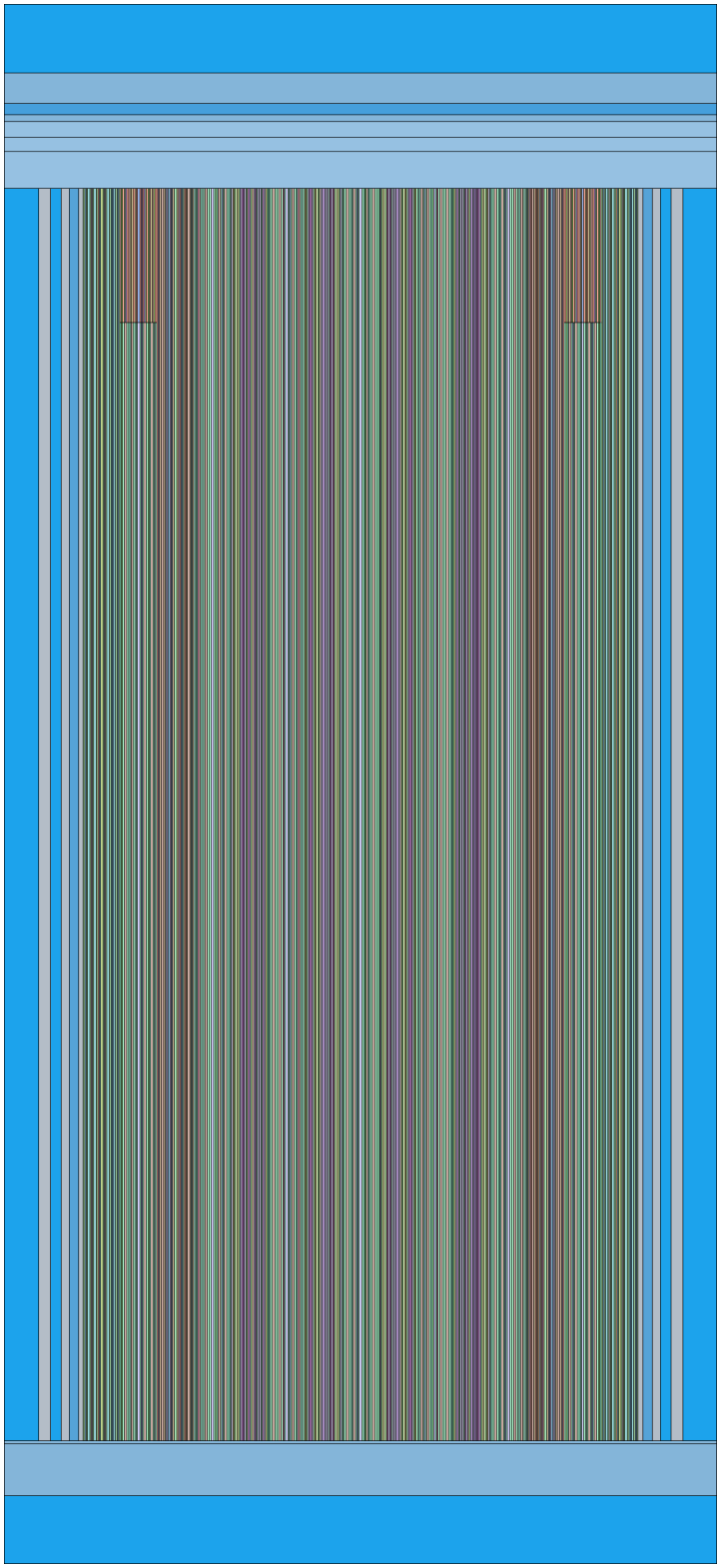
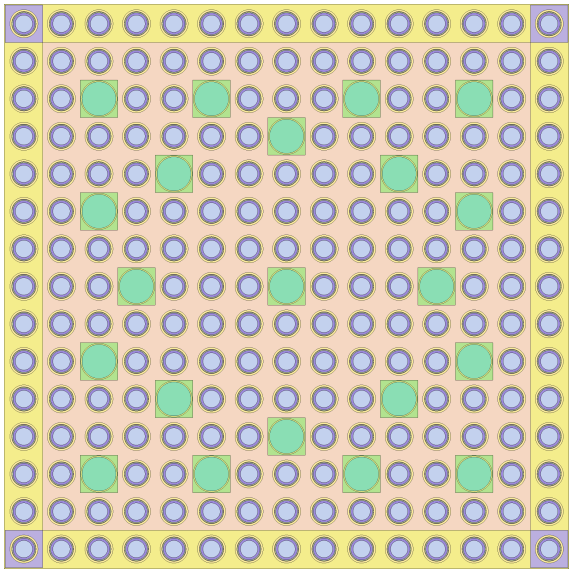
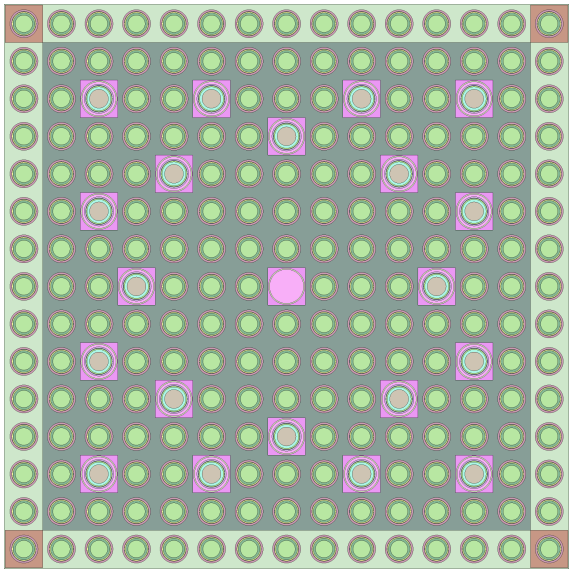


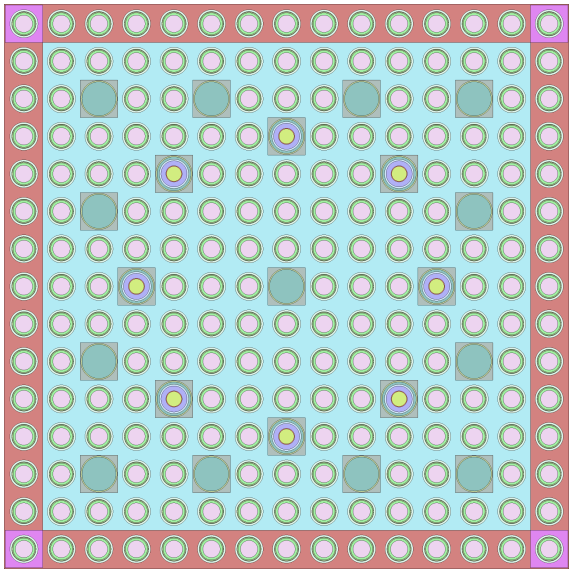
FIGURE 2.8 Coupe axiale d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. Toutes les grappes sont extraites, à l'exception du groupe D, légèrement inséré. Le changement de couleur, dans la partie haute du cœur, y correspond.



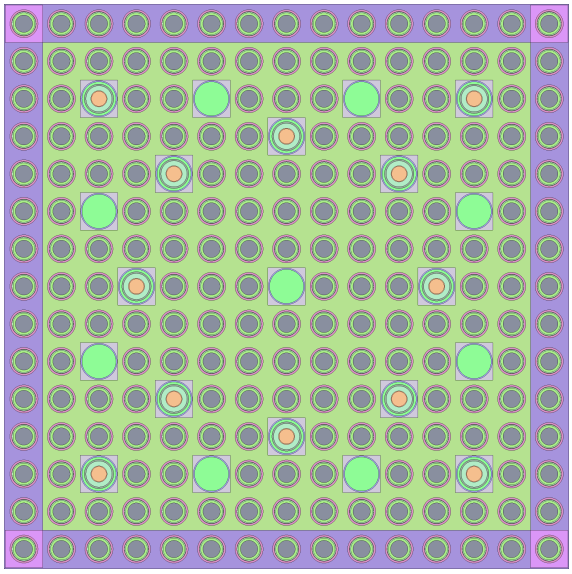
(a) Sans crayons absorbants



(b) Avec 20 crayons absorbants en AIC

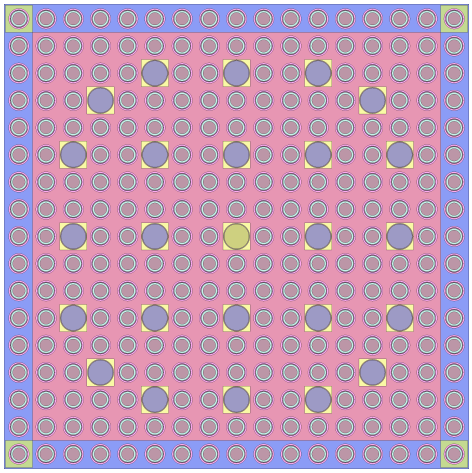


(c) Avec 8 crayons absorbants en Pyrex

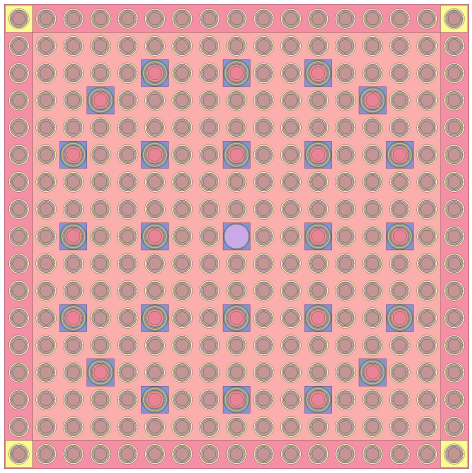


(d) Avec 12 crayons absorbants en Pyrex

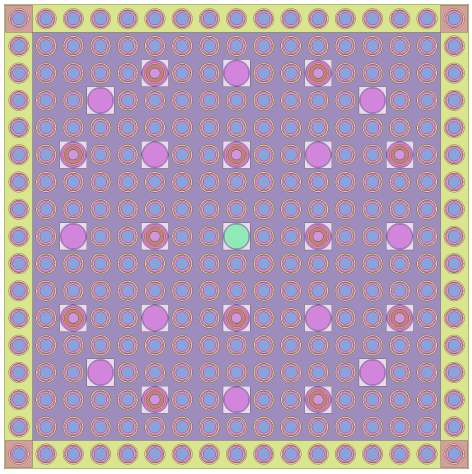
FIGURE 2.9 Disposition des crayons dans les assemblages du premier démarrage de Tihange-1. Les couleurs différentes sur les crayons de combustible aux bords indiquent la présence de grilles, diluées dans l'eau pour ce modèle. L'eau autour des tubes guides a également une autre couleur, suite à la présence de manchons en acier, dilués dans l'eau.



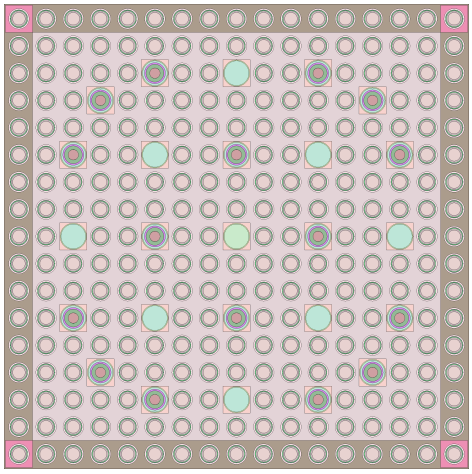
(a) Sans crayons absorbants



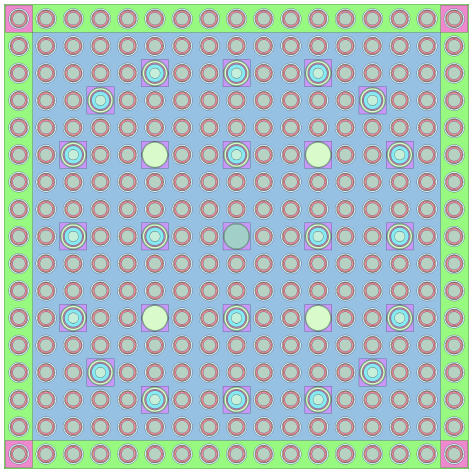
(b) Avec 24 crayons absorbants en AIC



(c) Avec 12 crayons absorbants en Pyrex



(d) Avec 16 crayons absorbants en Pyrex



(e) Avec 20 crayons absorbants en Pyrex

FIGURE 2.10 Disposition des crayons dans les assemblages du premier démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

Au-delà du modèle de fuites, il est également souhaitable de conserver, en réseau infini, les taux de réaction entre transport hétérogène et diffusion homogène. Les techniques de *superhomogénéisation* (SPH)[52] permettent précisément cela, en cherchant un facteur SPH par groupe et par région répondant à ce besoin. Mais il est possible d'aller plus loin : Sekkouri[53] montre que l'insertion, en réseau infini, d'une grappe absorbante en Argent-Indium-Cadmium (AIC) dans un massif UOX induit des écarts de 8% sur le poids de la barre et de 5% sur la distribution de puissance. En revanche, si l'équivalence SPH est couplée à une normalisation de Selengut, afin de conserver le courant moyen aux interfaces de l'assemblage, ces écarts disparaissent : ils ne sont, respectivement, plus que de ±0.4% et ±1%. Au-delà de ces grappes absorbantes en AIC, ces techniques sont aussi très utiles pour diminuer les biais dans d'autres cas tels que :

— une insertion de grappes absorbantes en B_4C ou en hafnium ;

— une insertion de poison consommable en Pyrex (verre boraté) ou en gadolinium ;

— une interface entre assemblages UOX et MOX[53].

Cette approche, combinant un modèle de fuites et une équivalence SPH, est maîtrisée, principalement, par les équipes de développements d'APOLLO2[54], d'APOLLO3[55] et d'ODYSSÉE[56].

2.3.2 École anglo-saxonne

D'autres équivalences, moins formelles mais fournissant également des résultats satisfaisants, sont possibles, par exemple en utilisant :

— des facteurs de discontinuités tels qu'introduits par Koebke[57] et Smith[58] ;

— une correction de transport effectuée avec une estimation des moments élevés du flux (principalement l'ordre 1, mais les auteurs mentionnés vont jusqu'à l'ordre 5), en vue d'avoir un coefficient de diffusion qui tienne compte de l'anisotropie du flux[59,60] ;

— une équivalence pour tenir compte des effets des fuites sur le spectre et sur l'évolution du combustible.

Ces techniques sont maîtrisées, principalement, par des équipes de développement aux États-Unis et en Grande-Bretagne, comme celles des codes CASMO[61] et WIMS[62].

2.4 Méthodes d'équivalence pour le réflecteur

Parmi les nombreuses méthodes classiquement utilisées dans les approches déterministes, une attention particulière est portée ici aux méthodes d'équivalence du réflecteur, lorsque

l'approximation de la diffusion est utilisée. Les méthodes d'équivalence utilisées pour le combustible ne sont alors pas applicables, car ces dernières cherchent typiquement à conserver, en milieu infini :

— les fuites de neutrons, au travers des coefficients de diffusion, et

— les taux de réaction avec, par exemple, la méthode SPH (voir section 2.3).

À l'inverse, conserver les taux de réaction dans un réflecteur ou la diffusion des neutrons dans un réflecteur présente peu d'intérêt du point de vue du cœur. Le souhait est plutôt de conserver, par des équivalences spécifiques à la modélisation des réflecteurs :

— ses propriétés réflectives, ou

— le comportement spatial du flux *dans le cœur*. Par opposition, le comportement spatial du flux *dans le réflecteur* peut être quelconque, sans que cela n'ait d'importance. Il s'agit là de la spécificité de la modélisation des réflecteurs : le comportement à conserver, indirectement, se situe totalement *en dehors* du milieu dont les propriétés équivalentes sont recherchées.

Ces approches ont donné lieu, respectivement, à des équivalences qualifiées ici de première et de deuxième génération.

2.4.1 Équivalence de première génération

Des méthodes d'équivalence de première génération ont donc été mises au point, comme les méthodes :

— Nisan-Reuss[63] (1976, CEA) ;

— Lefebvre-Lebigot (1978, EDF), détaillée plus loin ;

— BETA[63], par Mondot (1983, CEA) ;

— BETA généralisée[63], par Richebois (1999, CEA) ;

— Sandrin-Sanchez[64] (2010, CEA).

Comme illustré sur la figure 2.11, ces méthodes permettent de déterminer des sections efficaces homogènes et des coefficients de diffusion qui conservent les propriétés réflectives par rapport à une référence, c'est-à-dire une traverse monodimensionnelle représentative de la bordure du cœur, avec une condition de vide sur l'extérieur (à droite dans la figure citée). Seule la méthode de Lefebvre-Lebigot sera détaillée ci-après, pour les raisons suivantes.

— La méthode Nisan-Reuss a produit des résultats décevants[38,65].

— La méthode de Lefebvre-Lebigot a fourni des résultats équivalents à des méthodes plus complexes, comme la méthode BETA généralisée[2,66], tout en étant simple à développer.

— Quant aux méthodes BETA, BETA généralisée et Sandrin-Sanchez, elles sont relativement complexes à mettre en œuvre, avec des couplages entre de multiples codes, et n'apportent que des gains limités lorsqu'utilisées à deux groupes d'énergie avec l'approximation de la diffusion. L'intérêt principal de ces méthodes est de permettre d'utiliser l'approximation des harmoniques sphériques simplifiées avec plusieurs groupes thermiques.

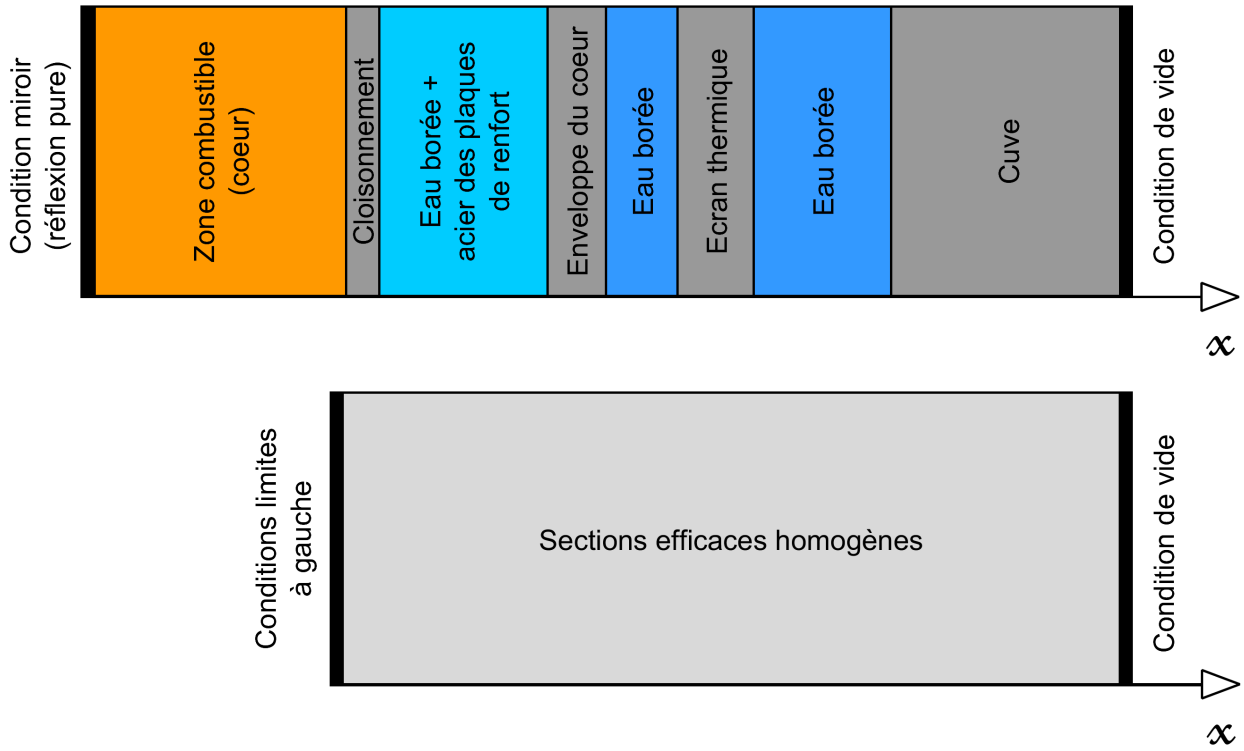


FIGURE 2.11 En haut, une traverse monodimensionnelle représentative de la bordure d'un cœur. En bas, une traverse homogène à munir de sections efficaces équivalentes.

Méthode de Lefebvre-Lebigot

Le réflecteur équivalent est un cas plaque (voir figure 2.11) infini à droite et muni de conditions limites à gauche déterminées par un transport S_N (méthode aux ordonnées discrètes[52,67]) de la traverse hétérogène représentative de la bordure du cœur. Tout d'abord, Lefebvre et Lebigot[63,66] commencent par l'étude des équations de la diffusion à deux groupes en 1D, sans remontée en énergie, pour un milieu homogène et non multiplicateur

$$\begin{cases} -D_1 \Delta\phi_1(x) + (\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2})\,\phi_1(x) = 0 \\ -D_2 \Delta\phi_2(x) + \Sigma_{a2}\phi_2(x) = \Sigma_{1\to 2}\phi_1(x) \end{cases} \tag{2.2}$$

avec :

- le flux ϕ ;
- le coefficient de diffusion D ;
- la section efficace de disparition d'un groupe Σ_{a} ;
- la section efficace de ralentissement $\Sigma_{1\to 2}$;
- 1 et 2 désignant le groupe d'énergie rapide et thermique, respectivement.

La solution de ce système d'équations est

$$\phi_1(x) = \phi_1^0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}}{D_1}}x\right) \tag{2.3}$$

et

$$\begin{aligned}\phi_2(x) = \left(\phi_2^0 - \frac{\Sigma_{1\to 2} D_1 \phi_1^0}{\Sigma_{\mathrm{a}2} D_1 - \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2}\right) \exp\left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}2}}{D_2}}x\right) \\ + \frac{\Sigma_{1\to 2} D_1 \phi_1^0}{\Sigma_{\mathrm{a}2} D_1 - \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2} \exp\left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}}{D_1}}x\right)\end{aligned} \tag{2.4}$$

où ϕ_1^0 et ϕ_2^0 sont les conditions aux limites à gauche, pour les flux rapide et thermique, respectivement.

Le courant net dans le groupe d'énergie g s'exprime

$$J_g(x) = \vec{J}_g(x) \cdot \vec{n} = -D_g \frac{\partial \phi_g(x)}{\partial x} \tag{2.5}$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire orienté vers la droite. Pour ce cas,

$$J_1(x) = \phi_1^0 \sqrt{D_1 \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right)} \exp\left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}}{D_1}}x\right) \tag{2.6}$$

et

$$\begin{aligned}J_2(x) = -D_2 \left(\phi_2^0 - \frac{\Sigma_{1\to 2} D_1 \phi_1^0}{\Sigma_{\mathrm{a}2} D_1 - \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2}\right) \left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}2}}{D_2}}\right) \exp\left(-\sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}2}}{D_2}}x\right) \\ - D_2 \frac{\Sigma_{1\to 2} D_1 \phi_1^0}{\Sigma_{\mathrm{a}2} D_1 - \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2} \left(-\sqrt{\frac{\left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right)}{D_1}}\right) \exp\left(-\sqrt{\frac{\left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right)}{D_1}}x\right).\end{aligned} \tag{2.7}$$

Le but d'une équivalence du réflecteur est de conserver certaines propriétés (que nous détaillerons) des flux et des courants à l'interface entre le cœur et le réflecteur. Seul le comportement en $x = 0$ (à l'interface) présente donc un intérêt, où

$$J_1(0) = \phi_1^0 \sqrt{D_1 \left(\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2}\right)} \tag{2.8}$$

et

$$J_2(0) = \phi_2^0 \sqrt{D_2 \Sigma_{a2}} + \phi_1^0 \Sigma_{1\to 2} \frac{\sqrt{D_1 D_2} \times \sqrt{\left(\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2} - \sqrt{\Sigma_{a2} D_1}}{\Sigma_{a2} D_1 - \left(\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2}. \tag{2.9}$$

qui est réorganisé, en omettant les indices indiquant $x = 0$ pour alléger les notations, en

$$\frac{J_1}{\phi_1} = \sqrt{D_1 \left(\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2}\right)} \tag{2.10}$$

et

$$\frac{J_2}{\phi_1} = \frac{\phi_2}{\phi_1} \sqrt{D_2 \Sigma_{a2}} - \frac{\Sigma_{1\to 2} \sqrt{D_1 D_2}}{\sqrt{\Sigma_{a2} D_1} + \sqrt{\left(\Sigma_{a1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2}}. \tag{2.11}$$

Suite à cette étude analytique du réflecteur, Lefebvre et Lebigot effectuent des expériences numériques, avec un code de transport. Puisqu'ils cherchent un réflecteur qui soit applicable pour un combustible de n'importe quel enrichissement ou épuisement, à n'importe quelle température, ils étudient la réponse du réflecteur avec des combustibles variant de la même manière.

(1) Pour le groupe rapide, ils remarquent que le rapport J_1/ϕ_1 ne dépend que de la géométrie du réflecteur et de sa composition, mais pas de la zone combustible. Ils baptisent ce paramètre

$$R_1 = \frac{J_1}{\phi_1}. \tag{2.12}$$

(2) Pour le groupe thermique, ils remarquent que le rapport J_2/ϕ_1 dépend aussi de la zone combustible. En le traçant pour plusieurs zones combustible différentes, ils remarquent une relation approximativement linéaire. La pente et l'opposé de l'ordonnée à l'origine de la droite passant par ces points sont respectivement nommés R_2 et R_3, tel qu'illustré sur la figure 2.12. Bien sûr, deux points distincts sont nécessaires et suffisants pour obtenir R_2 et R_3 dans

$$\frac{J_2}{\phi_1} = R_2 \frac{\phi_2}{\phi_1} - R_3. \tag{2.13}$$

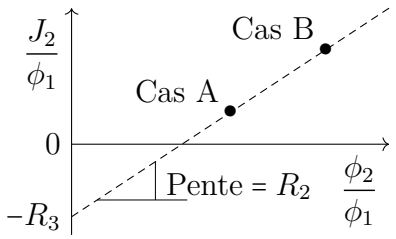


FIGURE 2.12 Droite caractéristique permettant de déterminer R_2 et R_3.

Ces trois paramètres R_1, R_2 et R_3 peuvent être reliés aux sections efficaces du réflecteur équivalent, par les équations analytiques,

$$R_1 = \sqrt{D_1 \left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right)} \tag{2.14}$$

$$R_2 = \sqrt{D_2 \Sigma_{\mathrm{a}2}} \tag{2.15}$$

$$R_3 = \frac{\Sigma_{1\to 2}\sqrt{D_1 D_2}}{\sqrt{\Sigma_{\mathrm{a}2} D_1} + \sqrt{\left(\Sigma_{\mathrm{a}1} + \Sigma_{1\to 2}\right) D_2}}. \tag{2.16}$$

Puisque ces trois paramètres sont calculés par un code S_N, il ne reste plus que deux inconnues à déterminer pour avoir les cinq propriétés neutroniques du réflecteur équivalent (D_1, D_2, $\Sigma_{\mathrm{a}1}$, $\Sigma_{\mathrm{a}2}$ et $\Sigma_{1\to 2}$). Lefebvre et Lebigot proposent, pour des raisons de convergence numérique des codes de diffusion, de fixer les coefficients de diffusion du réflecteur comme étant égaux (ou presque égaux) à ceux des assemblages qu'il côtoie, c'est-à-dire

$$\begin{aligned} D_1^{\text{assemblage}} &\simeq 1{,}3\,\mathrm{cm} & D_1^{\text{réflecteur}} &= 1{,}3\,\mathrm{cm} \\ D_2^{\text{assemblage}} &\simeq 0{,}4\,\mathrm{cm} & D_2^{\text{réflecteur}} &= 0{,}4\,\mathrm{cm}. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Il ne reste alors plus qu'à calculer les trois autres sections efficaces, avec les relations

$$\Sigma_{\mathrm{a}2} = \frac{\left(R_2\right)^2}{D_2} \tag{2.18}$$

$$\Sigma_{1\to 2} = R_3 \left(\frac{R_1}{D_1} + \sqrt{\frac{\Sigma_{\mathrm{a}2}}{D_2}}\right) \tag{2.19}$$

$$\Sigma_{\mathrm{a}1} = \frac{\left(R_1\right)^2}{D_1} - \Sigma_{1\to 2}. \tag{2.20}$$

Une grande force de cette méthode d'équivalence, qui ne se retrouve guère dans d'autres équivalences dédiées au réflecteur (en particulier, celles développées dans un cadre académique), est sa prise en compte dès le départ de la variabilité du combustible faisant face au

réflecteur. Les sections efficaces et coefficients de diffusion équivalents sont donc fortement indépendants du combustible et, plus généralement, de l'état du cœur.

2.4.2 Équivalence de deuxième génération

Une deuxième génération de méthode d'équivalence a vu le jour avec la possibilité de réaliser des simulations déterministes du cœur complet en transport[68]. En effet, Clerc[69], Hébert, Leroyer[70] *et al.*[71] proposent une approche radicalement différente, en minimisant directement les écarts sur la distribution de puissance par rapport à une simulation déterministe de référence réalisée en transport. L'indépendance de ce réflecteur équivalent face à des combustibles variables reste toutefois à démontrer.

2.5 Ajustement de la distribution de puissance

La distribution de puissance étant très sensible aux propriétés du réflecteur, nombreux sont ceux qui les ont utilisées pour réduire l'écart à une référence calculée ou mesurée. Lorsque la référence est calculée, que ce soit avec une méthode déterministe ou de Monte-Carlo, il est encore possible de parler d'*équivalence* (voir, par exemple, la sous-section 2.4.2). En revanche, si la référence est une mesure, il s'agit alors d'un *ajustement*. Cette distinction terminologique est d'une importance majeure dans le cadre de cette thèse, puisqu'équivalence et ajustement ne compensent pas des erreurs de même nature, comme détaillé ci-dessous.

Une équivalence[2] cherche à être générique et permet de compenser des biais déterministes.

Le terme proche de « recalage » est parfois utilisé[72] en lieu et place du terme « ajustement ». Toutefois, le recalage d'un modèle, à l'aide de mesures, renvoie plutôt à la détermination de l'état d'un système *dynamique* voire chaotique, comme le champ de température de l'atmosphère d'un modèle météorologique. Il n'y a donc pas de prétention à déterminer un paramètre universel, mais seulement des paramètres *locaux*, *ponctuels* et qui ne se reproduiront pas. À l'inverse, un ajustement fait plutôt référence à la détermination d'un paramètre sous-jacent de modèle, constamment présent. La section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 par un neutron de 3 MeV, par exemple, est inconnue mais *unique* et universellement *invariante*.

Ci-dessous, deux exemples sont donnés d'ajustements de la distribution de puissance.

(1) Stamm'ler et Abatte rapportent la pratique des années 70, à une époque où les simulations de cœur entier étaient réalisées avec l'approximation de la diffusion et à un seul groupe d'énergie de neutrons : « l'albédo est souvent ajusté aux résultats expérimen-

taux. Il est utilisé comme une constante de “réglage” qui peut varier, dans des limites raisonnables, autour de sa valeur calculée » [73] (traduction par nos soins).

(2) Une pratique courante, mise en œuvre principalement par EDF depuis les années 80, vise à réduire les écarts entre calculs et mesures sur la distribution de puissance en ajustant les propriétés de diffusion du réflecteur — en particulier, son coefficient de diffusion rapide. Les documents publics en donnent la description suivante.

— « L'ajustement du réflecteur [...] réduit l'écart entre les valeurs d'activités calculées et expérimentales dans les assemblages périphériques, en début de cycle, par l'aplatissement de la distribution de puissance qu'il entraîne. En évolution, l'effet de correction devient moins important. Cet ajustement corrige l'écart constaté mais ne constitue pas une solution définitive. Celle-ci, en cours d'élaboration, nécessite un calcul de référence dans les géométries à une et deux dimensions. » [41]

— « Certains paramètres du réflecteur peuvent être ajustés pour que les calculs correspondent aux mesures des chambres à fission mobiles. [...] L'ajustement est fait uniquement sur la description du réflecteur en essayant de diminuer les différences entre les calculs et les mesures. [...] Les paramètres de diffusion des réflecteurs fictifs peuvent être fortement modifiés, jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents, pour que les calculs correspondent aux mesures des chambres à fission mobiles » [74] (traduction par nos soins).

— « Le coefficient de diffusion rapide du réflecteur radial agit sur les fuites radiales et donc sur le bombement de la distribution radiale du flux. Il est ajusté pour une meilleure adéquation à la distribution de puissance expérimentale » [75] (traduction par nos soins).

— « Le coefficient de diffusion rapide du réflecteur est passé de 1,3 cm à 1,78 cm », soit une augmentation de 37%, « suite à l'important retour d'expérience pour améliorer le bombement de la nappe de puissance » [66]. À titre d'exemple de ce bombement, la puissance calculée [3] pour l'assemblage central lors du premier démarrage de Tihange-1 est ainsi fortement augmentée, de 9%, quelle que soit l'insertion des grappes.

Pour ce dernier cas, une précision importante est à apporter : le coefficient de diffusion rapide ajusté n'est pas utilisé, dans les équations 2.19 et 2.20, pour calculer les sections efficaces du réflecteur. Le coefficient de diffusion rapide *avant ajustement* (1,3 cm) reste utilisé, en général. Cela implique que les paramètres R_1, R_2 et R_3 de référence, obtenus en S_N, que de la méthode de Lefebvre-Lebigot cherchait à conserver, ne sont plus ceux imposés. En effet, en

3. La chaîne de calcul déterministe utilisée ici sera introduite plus loin, dans la section 4.1.

injectant les sections efficaces et coefficients de diffusion réellement utilisés dans les équations 2.14 à 2.16, ses paramètres de référence ne seraient pas retrouvés.

À l'inverse, si le coefficient de diffusion rapide *ajusté* (1,78 cm) était employé dans les équations 2.19 et 2.20, l'ajustement serait ineffectif. Par exemple, toujours au premier démarrage de Tihange-1, la puissance de l'assemblage central ne serait pas modifiée de +9% mais de −0,3%, c'est-à-dire pratiquement pas. Cela s'explique par le fait que, cette fois-ci, les paramètres R_1, R_2 et R_3 de référence restent conservés et dominent effectivement, suite au choix judicieux de Lefebvre et Lebigot. C'est donc plutôt le changement relatif de coefficient de diffusion rapide qui importe et qui fait l'ajustement, plutôt que sa valeur absolue initiale ou finale. Sa valeur initiale est, au final, un paramètre libre d'une très faible importance pour la méthode de Lefebvre-Lebigot.

Il convient d'éviter un anachronisme en soulignant que ce type d'ajustement était, jusqu'il y a peu de temps, un choix plutôt naturel, pour les raisons suivantes.

— Par manque de puissance de calcul, il n'était guère possible de résoudre ces problèmes de transport sur des cœurs complets, que ce soit par des méthodes déterministes ou probabilistes, ne serait-ce qu'en référence exceptionnelle. Seules les cartes de réponses des détecteurs étaient disponibles.

— Les incertitudes de données nucléaires étaient encore très peu renseignées dans les évaluations, donnant peu d'indications sur les marges pour de possibles ajustements de données nucléaires.

2.6 Incertitudes d'une chaîne de calcul déterministe

2.6.1 Considérations génériques, concernant toutes les chaînes de calcul déterministe

La sûreté des réacteurs nucléaires reposant en partie sur des prédictions issues de chaînes de calcul déterministe, leurs incertitudes doivent être estimées. De manière étonnante, les sources d'erreurs évoquées dans la section 1.3 ne sont pas mobilisées. À notre connaissance, la seule manière qui soit employée dans le monde à ce jour pour les évaluer se base seulement sur l'écart entre ces chaînes et des mesures. En effet, il est fait l'hypothèse que :

— d'une part, l'écart habituel entre calculs et mesures, et

— d'autre part, l'incertitude de calcul universelle,

sont égaux[76]. Plus précisément, l'écart généralement considéré entre calculs et mesures couvre une large part des mesures habituelles, avec un quantile à 95% obtenu avec un intervalle de confiance à 95%. Ce quantile et, plus généralement, cette manière d'évaluer les

incertitudes peuvent être retrouvés au tout début de l'ère des REP, chez Westinghouse : « l'incertitude est obtenue en comparant les calculs de distributions de puissance en 2D avec les distributions de puissance mesurées lors d'expériences critiques » [77] (traduction par nos soins).

Les fragilités d'un tel raisonnement sont nombreuses.

Pour commencer, *incertitude* (de calcul) et *écart* (entre calcul et mesure) sont des concepts de natures radicalement différentes. La démarche scientifique classique consiste à comparer calcul et mesure *avec leurs incertitudes respectives*, puis de vérifier si les deux se chevauchent. Si c'est le cas, il est conclu que calcul et mesure sont compatibles. Cela ne signifie pas nécessairement que tous les phénomènes sont compris ou qu'aucun biais n'existe, mais plutôt que rien ne permet de les mettre en évidence.

Ensuite, un écart-type est une mesure de la dispersion, mais ne correspond pas nécessairement à une incertitude. Par exemple, l'écart-type de l'âge des personnes présentes dans une salle n'a pas pas grand-chose à voir avec l'incertitude de leurs âges respectifs. Un acte de naissance le fournit avec une incertitude de l'ordre de l'heure. Le nombre de personnes qui entrent dans la salle ou leurs âges respectifs ne devrait pas changer l'incertitude de l'âge de chacun. Se baser sur un quantile de cette population pour obtenir un majorant de l'âge du prochain entrant est, chacun en conviendra, un procédé statistique de dernier recours.

Plus concrètement, si un cœur a déjà été mesuré, un écart similaire entre calcul et mesure peut être attendu pour un cœur pratiquement identique. C'est le cas, par exemple, lorsque le cycle à l'équilibre a été atteint, c'est-à-dire le cas le plus fréquent. Les « incertitudes » ainsi considérées ont alors toutes les chances de couvrir le nouvel écart obtenu. La répétition de ce constat peut mener les observateurs à conclure que cette « incertitude » est effectivement enveloppe.

En revanche, un nouveau cas, encore non mesuré, peut présenter plus d'écart. L'« incertitude » ainsi évaluée sera alors sous-estimée. Des dépassements et anomalies peuvent donc survenir lorsqu'il s'agit d'extrapoler à de nouveaux réacteurs ou à de nouvelles gestions du combustible [4].

Ici aussi, il faut rappeler qu'il n'existait, jusqu'à récemment, guère d'autre choix. De plus, cette capacité à reproduire l'existant, le mesuré, explique cette longévité.

Sur un sujet proche, l'analyse reléguée à l'annexe C traite de l'impossibilité de « dimensionner » une incertitude, expression courante en neutronique des REP.

4. Dans un sens large, puisque quelques permutations d'assemblages pourraient suffire, si elles sont non négligeables et inhabituelles.

2.6.2 Considérations spécifiques aux chaînes de calcul déterministe ajustées

En cas d'ajustement, l'écart retenu avec les mesures est celui de la chaîne de calcul *ajustée*. Il s'agit donc du résidu de l'ajustement, c'est-à-dire l'écart-type le plus faible qui puisse être obtenu et considéré. En effet, toute évaluation d'incertitudes plus faibles encore ne couvrirait pas les écarts connus entre calculs et mesures. Par ailleurs, les fragilités mentionnées plus haut sont accentuées, pour les raisons qui suivent.

— L'ajustement par le réflecteur repose sur des compensations entre des erreurs de différentes natures. Ces compensations ont peu de chance d'être universelles. En 1990, Muller alertait déjà sur la variabilité des erreurs qui pourrait compromettre leurs compensations, lors de l'ajustement du réflecteur [78].

— Tous les écarts entre calculs et mesures étant recentrés autour de zéro (pour moitié positifs et pour moitié négatifs, par construction), cela a tendance à renforcer l'impression que ces « incertitudes » sont bien évaluées.

2.6.3 Des questions anciennes mais toujours d'actualité

Si de nouvelles réponses peuvent être apportées, l'ensemble de ces questions ne sont pas nouvelles. Par exemple, en 1987, la NRC demanda : « Quels ajustements ont été apportés à la méthodologie TURTLE pour améliorer l'accord entre le calcul et la mesure ? Comment l'incertitude de cet ajustement est-elle prise en compte dans les incertitudes de distribution de puissance ? » [77] (traductions par nos soins).

Ces interrogations ont été ravivées récemment. En effet, « l'ASN est particulièrement attentive au retour d'expérience acquis sur les EPR [...] en Chine, qui met en exergue certains sujets nécessitant des investigations et instructions spécifiques. Il concerne notamment [...] les anomalies sur les distributions de puissance dans le cœur des EPR de Taishan » [79,80] dont les premières divergences ont eu lieu, respectivement, le 6 juin 2018 et le 28 mai 2019 [49].

De manière plus générale, ces fragilités de méthodes peuvent aussi concerner les situations accidentelles. Toutefois, les marges qui sont habituellement prises sont conséquentes. Il parait crédible d'émettre l'hypothèse que ces marges ne seront qu'en partie entamées par ces fragilités sur les incertitudes. Pour lever cette hypothèse et gagner en robustesse, il faut revenir aux fondamentaux : les sources d'erreurs.

2.7 Disponibilité des incertitudes liées aux données nucléaires

Les données nucléaires sont transmises sous la forme de fichiers au format ENDF-6 [81,82]. Ils sont produits par les évaluateurs et utilisables par les codes de neutronique, au travers de codes tels que NJOY [83]. Le format ENDF-6 permet également de transmettre les incertitudes sur certaines données nucléaires. Par exemple, pour le cas des sections efficaces, elles sont généralement mises à disposition sous forme de matrices de variances-covariances. Les variances, sur la diagonale, informent sur l'incertitude de la section efficace à une énergie donnée, tandis que les covariances informent sur la corrélation entre les incertitudes aux différentes énergies. Il existe également des corrélations entre les incertitudes des différentes réactions (fission, absorption...) puisque la section efficace totale est généralement mieux connue que ses composantes.

Certains évaluateurs, comme les auteurs de TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library (TENDL) [84], fournissent également des fichiers au format ENDF-6 où les données nucléaires sont échantillonnées aléatoirement au sein de leurs incertitudes, pour permettre à leurs utilisateurs de les propager directement. Plus spécifiquement, les quantités physiques suivantes sont concernées par cet échantillonnage :

(1) les sections efficaces et leurs paramètres de résonances ;

(2) les distributions angulaires et énergétiques des particules secondaires ;

(3) les spectres de fission ;

(4) les nombres moyens de neutrons émis par fission.

Peu d'évaluations des incertitudes des lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère sont proposées par les évaluateurs. Au début de cette thèse, les seules évaluations d'incertitudes disponibles [85] concernaient une température de 293,6 K (≈ 20°C), utiles surtout dans un contexte de sûreté-criticité. Or, les températures de fonctionnement des REP sont typiquement entre 265°C, en fin de prolongation de cycle, et 345°C pour le point d'ébullition à 155 bar. Une évaluation des incertitudes des lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère incluant ces températures a été proposée en vue de TENDL-2021 [86], mais trop tardivement pour être exploitée durant cette thèse.

2.8 Propagation des incertitudes liées aux données nucléaires

Les sources disponibles d'incertitudes de données nucléaires ont été détaillées. Il est maintenant possible de s'intéresser aux différentes méthodes permettant de propager ces incertitudes.

2.8.1 Propagation par la théorie des perturbations

En 2013, Dos Santos[87,88] utilise la théorie des perturbations généralisées pour propager les incertitudes liées aux données nucléaires sur des caractéristiques du système. Une caractéristique du système est une fonctionnelle homogène du flux[52] comme le facteur de multiplication effectif (perturbation classique) ou une distribution de puissance normalisée (perturbation généralisée). La méthode des perturbations généralisées (GPT) a été développée en physique des réacteurs par Pomraning[89] et Gandini[90], simultanément et indépendamment. Cette méthode est particulièrement utile lorsqu'elle est utilisée conjointement à un développement tronqué au premier ordre de l'opérateur de production. Dans ce cas, le flux direct et le flux adjoint de la situation non perturbée suffisent pour obtenir l'incertitude sur la caractéristique souhaitée. Dos Santos montre que, dans le cas du transport sur un assemblage, les biais déterministes sont négligeables pour l'évaluation des incertitudes liées aux données nucléaires. Par ailleurs, cette méthode a permis à Dos Santos de fournir des résultats très utiles, guidant de nouvelles mesures de données nucléaires[91] visant à améliorer les prédictions de distributions de puissance dans les REP. Cependant, la théorie des perturbations présente les inconvénients suivants.

— Elle ne permet pas d'accéder à l'ensemble de la distribution sur la grandeur d'intérêt, mais seulement à la moyenne et à l'écart-type.

— En ce qui concerne l'autoprotection, l'utilisation d'une méthode de sous-groupe et un modèle de ralentissement de type statistique (ST) ou toute résonance (TR), couplée à une équivalence SPH, pose des problèmes très difficiles à résoudre, comme montré par Dion[92]. C'est embarrassant car cette méthode constitue l'état de l'art pour les réacteurs à eau légère.

— À ce jour, personne n'est parvenu, à notre connaissance, à propager des incertitudes avec cette méthode au travers d'un couplage multiphysique. Un cas emblématique sur ce point est l'EPR, pour lequel les cartes de réponses des détecteurs ne sont réalisées qu'à partir de 30% de puissance nominale[93]. Cette limite inférieure est due à son système de mesures, composé d'aéroballs et de collectrons[94]. Or, à ce niveau de puissance, les contre-réactions thermiques et thermohydrauliques ne sont plus négligeables. Cette difficulté peut être contournée sur les réacteurs à eau sous pression munis de chambres à fission mobiles, car celles-ci permettent des mesures à bas niveaux de puissance, de l'ordre de 0,1% de puissance nominale[95], auquel cas les contre-réactions thermiques et thermohydrauliques sont négligeables. De plus, les EPR disposent d'un réflecteur lourd en acier inoxydable 304, c'est-à-dire principalement en fer, pour diminuer les fuites de neutrons et aplanir la distribution de puissance. Une sensibilité différente aux données nucléaires est donc attendue, en particulier accrue pour le fer.

Toutefois, cette méthode constitue un outil très puissant et très rapide, car elle permet d'obtenir des incertitudes détaillées avec seulement le flux direct et le flux adjoint, pourvu qu'elle soit utilisée dans un cadre où ses inconvénients ne sont pas bloquants.

2.8.2 Propagation par la méthode des échantillons corrélés

Il est également possible d'obtenir ces sensibilités par la méthode des échantillons corrélés, qui est une méthode de Monte-Carlo. Hélas, cette méthode ne convient pas pour des variations de données nucléaires trop élevées (supérieures à 50%), comme par exemple dans les résonances[96–99]. Or, comme l'illustre l'annexe F, une incertitude de plus de 50% n'a rien d'exceptionnel pour les données nucléaires les moins connues.

2.8.3 Propagation par échantillonnage

Pour propager les incertitudes liées aux données nucléaires, il est également possible d'échantillonner aléatoirement dans ces incertitudes, puis de propager à travers toute la chaîne qui s'en suit. Celle-ci peut être constituée de codes déterministes ou de codes Monte-Carlo. Dans ce dernier cas, elle est généralement appelée méthode Total Monte-Carlo (TMC)[100–102]. L'inconvénient de l'approche par échantillonnage est qu'elle est plus coûteuse en temps de calcul, mais il est alors possible d'accéder à l'ensemble de la distribution sur la grandeur d'intérêt, sans approximation.

Des codes comme SANDY[103] permettent d'échantillonner aléatoirement des fichiers ENDF-6 au sein des incertitudes disponibles dans les évaluations. En particulier, il permet d'échantillonner :

(1) les sections efficaces ;

(2) les rendements de fission ;

(3) les nombres moyens de neutrons émis lors d'une fission ;

(4) les distributions angulaires et énergétiques des particules secondaires. À titre d'exemple, cela inclut les spectres de fission.

2.9 Ajustement et réduction des incertitudes de données nucléaires

La base de données EXFOR[104] regroupe la quasi-totalité des mesures différentielles de données nucléaires, éventuellement munies d'incertitudes. Ces incertitudes sont généralement trop élevées pour que ces mesures, seules, puissent être utiles dans les cas d'application. Pour les réduire, des mesures intégrales sont également mises à contribution. Celles-ci sont

principalement issues de la base de données de l'ICSBEP et sont effectuées sur des petites maquettes, sur lesquelles il est possible de quantifier l'écart entre le k_{eff} calculé et la réalité ($k_{\text{eff}} = 1$ pour une mesure critique). Si ces cas constituent l'essentiel des mesures intégrales, d'autres mesures sont également utilisées, plus ponctuellement, comme par exemple :

(1) des mesures de coefficient de température, sur le même type de maquettes ;

(2) des mesures de puissance résiduelle ;

(3) des analyses de crayon de combustible irradié, par mesures de concentrations isotopiques et de poids en réactivité.

En revanche, les mesures disponibles sur des réacteurs de puissance sont, à notre connaissance, bien plus rarement utilisées.

Toutes ces mesures peuvent être mises à profit pour déterminer, au sein des incertitudes provenant des mesures différentielles, le meilleur ajustement. La méthode de Petten [105,106] en est un exemple, où des tirages TMC sont réalisés au sein des incertitudes, puis une statistique inspirée du χ^2 est calculée pour chaque tirage k de données nucléaires

$$\chi_k^2 = \sum_i^n \frac{\left(C_{i,k} - E_i\right)^2}{C_i} \tag{2.21}$$

où $C_{i,k}$ est la valeur calculée et où E_i est la valeur mesurée. Parmi les tirages, le meilleur ajustement est celui qui a le χ^2 le moins élevé. Bien qu'efficace et simple, cette méthode présente un inconvénient : elle ne permet pas de déterminer de nouvelles incertitudes au moyen de ces nouvelles informations que sont les mesures intégrales. Pour combler ce manque, Koning [107] propose la méthode de Monte-Carlo bayésienne (BMC), qui sera ensuite formalisée par Helgesson [108]. Il démontre, par exemple, qu'elle est une application cohérente du théorème de Bayes. La méthode BMC attribue, pour chaque tirage k de données nucléaires, un poids [108]

$$w_k = \frac{L\left(\mathbf{p}_k, \mathbf{x}\right)}{\sum_{\kappa=1}^{n} L\left(\mathbf{p}_\kappa, \mathbf{x}\right)} = \frac{\exp\left(-\chi_k^2/2\right)}{\sum_{\kappa=1}^{n} \exp\left(-\chi_\kappa^2/2\right)} \tag{2.22}$$

où $L\left(\mathbf{p}_k, \mathbf{x}\right)$ est la vraisemblance des observations expérimentales $\mathbf{x}$ pour un échantillon k de données nucléaires $\mathbf{p}$ et

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{\left(C_{i,k} - E_i\right)^2}{\sigma_{E_i}^2}. \tag{2.23}$$

Ces équations permettent d'attribuer un poids plus grand aux données nucléaires échantillonnées les plus vraisemblables, c'est-à-dire les plus probables au vu des observations expérimentales.

Concrètement, chaque échantillon de données nucléaires reçoit un poids w_k, en fonction de l'accord entre un calcul avec ces données nucléaires et la mesure correspondante. Ce poids peut ensuite être employé pour réaliser d'autres prédictions. Ce même échantillon de données nucléaires est alors utilisé, au travers d'un code de calcul, pour obtenir une sortie quelconque. Cette sortie peut être pondérée par le poids w_k au travers de toute sorte d'indicateur statistique : la moyenne pondérée, un quantile pondéré...

Pour finir, remarquons que des corrélations entre isotopes apparaissent lors de l'utilisation de mesures intégrales ou encore de mesures différentielles sur des échantillons naturels (avec plusieurs isotopes)[84]. Ces corrélations sont à la fois difficiles à prendre en compte et moins importantes que les incertitudes sur les isotopes pris isolément[84]. Pour ces raisons, ces corrélations ne sont que très rarement prises en compte.

2.10 Quelques notions plus ou moins habituelles de statistiques

2.10.1 Au-delà de la moyenne et de l'écart-type

Les différents moments d'une distribution permettent de la caractériser et de comparer des distributions entre elles. En particulier, son moment d'ordre :

- 1 correspond à sa moyenne ;
- 2 correspond à son écart-type ;
- 3 correspond à son asymétrie ;
- 4 correspond à son excès de kurtosis.

Pour n échantillons x_i au sein d'une population, la moyenne arithmétique s'écrit[109]

$$\overline{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i. \tag{2.24}$$

L'écart-type s'écrit[109]

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \overline{x}\right)^2}. \tag{2.25}$$

L'asymétrie s'écrit[109]

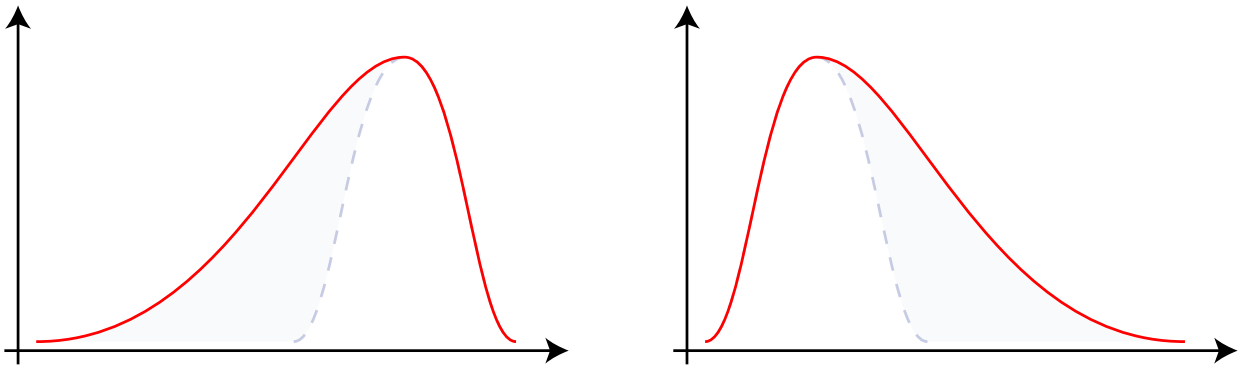
$$a_x = \frac{\sqrt{n(n-1)}}{n-2} \times \frac{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \overline{x}\right)^3}{s_x^3}. \tag{2.26}$$

Le signe de l'asymétrie donne l'orientation de la distribution, comme suit.

— Une asymétrie négative implique une queue de distribution vers les valeurs basses, comme illustré sur la figure 2.13.

— Une asymétrie positive implique une queue de distribution vers les valeurs hautes (même figure).

— Une loi normale a une asymétrie nulle, comme toutes les lois symétriques.



(a) Asymétrie négative (b) Asymétrie positive

FIGURE 2.13 Illustration d'asymétries positives et négatives. Crédit : Rodolfo Hermans, Creative Commons BY-SA 3.0, Wikimedia Commons.

L'excès de kurtosis [5] s'écrit [109]

$$k_x = \frac{(n+1)}{(n-2)(n-3)} \left((n+1) \left(\frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})^4}{n s_x^4} - 3 \right) + 6 \right). \tag{2.27}$$

Le signe de l'excès de kurtosis est également porteur de sens, comme suit.

— Un excès de kurtosis négatif implique des valeurs groupées, avec peu ou pas de valeurs lointaines à l'écart-type.

— Un excès de kurtosis positif implique la présence de valeurs lointaines à l'écart-type.

— Une loi normale a un excès de kurtosis nul.

Le pic de la distribution, par exemple les valeurs encadrées par l'écart-type, ne contribue virtuellement pas à l'excès de kurtosis, car $(x \ll 1)^4 \approx 0$. L'excès de kurtosis n'informe donc que sur l'extrémité de la queue de distribution, où vont dominer les valeurs les plus lointaines, aidées par la puissance 4.

5. Pour éviter d'induire en erreur, il convient d'éviter l'abus de langage consistant à l'appeler simplement *kurtosis*.

Dans cette thèse, les distributions sont régulièrement tracées. Néanmoins, il peut être utile d'avoir quelques illustrations en tête, par exemple pour des distributions peu visibles à échelle constante ou pour comparer objectivement des distributions entre elles. Les figures 2.14 et 2.15 illustrent, sur des lois courantes, des valeurs d'asymétrie et d'excès de kurtosis qui sont typiquement rencontrées dans cette thèse.

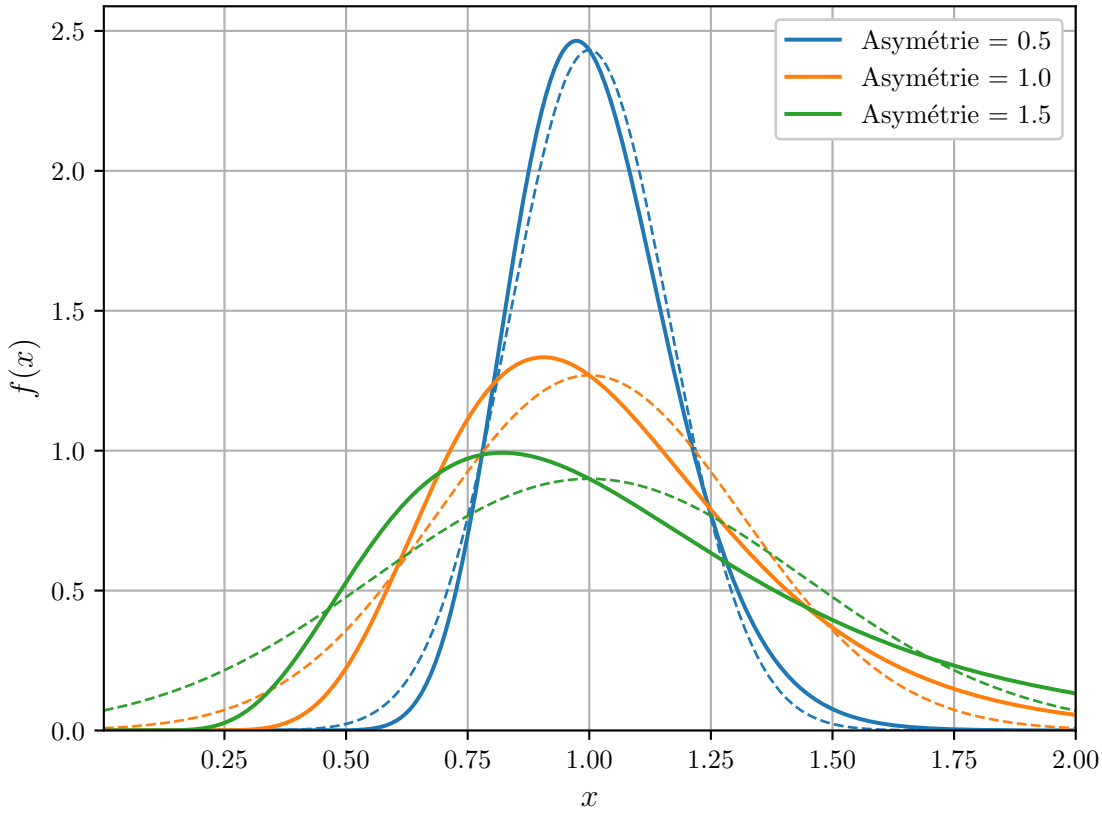


FIGURE 2.14[12] Lois log-normales pour différentes asymétries (lignes continues) ainsi que leurs lois normales équivalentes, de même écart-type (lignes en pointillés). Toutes ces lois ont la même médiane, c'est-à-dire 1.

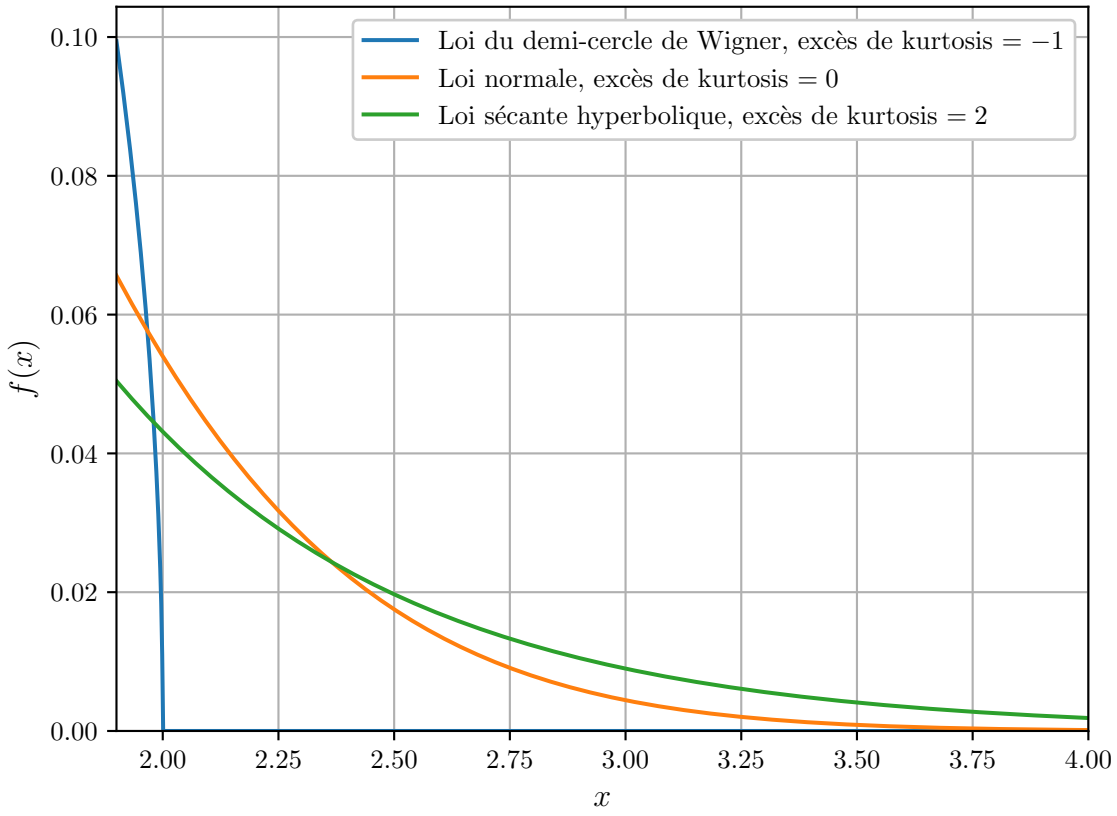


FIGURE 2.15[12] Agrandissement de la partie droite de diverses lois symétriques. Toutes ces lois ont le même écart-type, c'est-à-dire 1, ainsi qu'une médiane et une asymétrie nulles.

2.10.2 Erreurs-types

À partir d'un nombre n limité (fini) d'échantillons au sein d'une population, il est attendu qu'un estimateur (une moyenne, un écart-type…) soit entaché d'une erreur. L'erreur-type (*standard error*, en anglais) est une mesure de la dispersion attendue de cet estimateur.

Erreur-type de la moyenne

L'erreur-type de la moyenne (*standard error of the mean*, en anglais) s'écrit[109]

$$ET_{\mathrm{m}} = \frac{s_x}{\sqrt{n}} \tag{2.28}$$

où s_x est l'écart-type calculé sur les échantillons x_i. Cette équation est valable quelle que soit la distribution sous-jacente.

Erreur-type de l'écart-type

L'erreur-type de l'écart-type s'écrit [110]

$$ET_{\mathrm{s}} = \sqrt{\frac{1}{n}\left(\mu_4 - \frac{n-3}{n-1}s_x^4\right)} \tag{2.29}$$

où μ_4 est le moment ordinaire d'ordre 4 (non centré, non réduit). Cette équation est valable quelle que soit la distribution sous-jacente. Pour une distribution normale, l'équation 2.29 se réduit à

$$ET_{\mathrm{s}} = \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}}. \tag{2.30}$$

Erreur-type de l'asymétrie

L'erreur-type de l'asymétrie s'écrit [109]

$$ET_{\mathrm{a}} = \sqrt{\frac{6n(n-1)}{(n-2)(n+1)(n+3)}}. \tag{2.31}$$

Cette équation est valable quelle que soit la distribution sous-jacente.

Erreur-type de l'excès de kurtosis

L'erreur-type de l'excès de kurtosis s'écrit [109]

$$ET_{\mathrm{k}} = 2 \times ET_{\mathrm{a}} \times \sqrt{\frac{n^2-1}{(n-3)(n+5)}}. \tag{2.32}$$

Cette équation est valable quelle que soit la distribution sous-jacente.

Illustration

La figure 2.16 illustre l'évolution de ces trois dernières erreurs-types en fonction du nombre d'échantillons n. Asymptotiquement, elles évoluent toutes en $1/\sqrt{n}$.

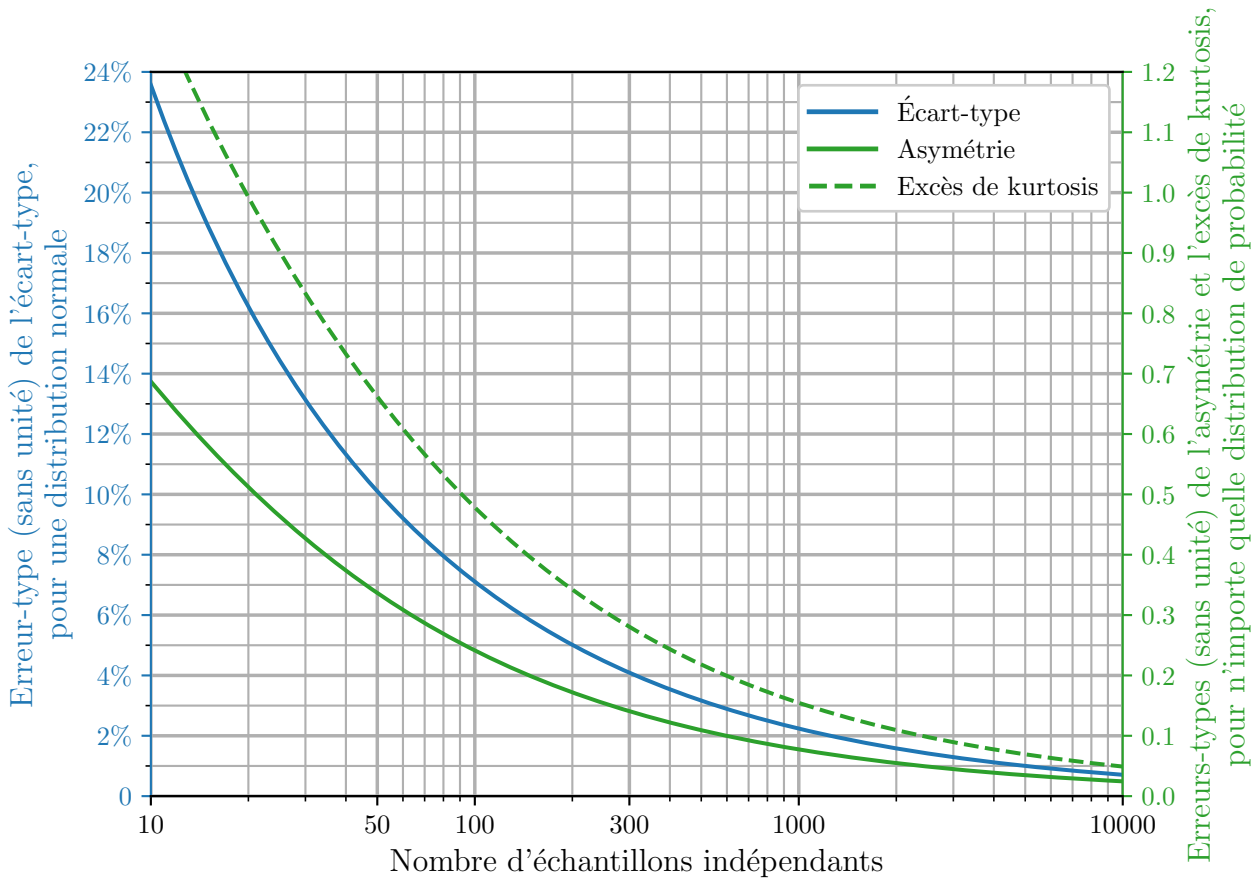


FIGURE 2.16[13] Erreurs-types de l'écart-type (en bleu, axe de gauche), de l'asymétrie et de l'excès de kurtosis (en vert, axe de droite).

Indépendance des échantillons

Ces erreurs-types sont entendues pour des échantillons *indépendants*. À titre d'exemple, les générations de neutrons ne sont pas indépendantes lorsqu'un système critique est simulé avec une méthode de Monte-Carlo, comme abordé au chapitre 4. En effet, les neutrons d'une génération naissent aux sites de fission de la génération précédente. Il existe donc une corrélation entre ces générations.

En revanche, ces erreurs-types peuvent être appliquées à des simulations de Monte-Carlo indépendantes, avec des graines aléatoires différentes. L'échantillonnage de données nucléaires abordé au chapitre 6 est aussi dans ce cas de figure.

Au-delà de ces exemples, cette figure 2.16 est universelle, valable pour toutes les applications à base d'échantillonnage, si tant est que les échantillons soient indépendants.

CHAPITRE 3 DES DONNÉES NUCLÉAIRES AUX BIBLIOTHÈQUES MULTIGROUPES OU À ÉNERGIE CONTINUE

3.1 DRAGON5 et les données nucléaires

Le code DRAGON5 accède aux données nucléaires par l'intermédiaire de bibliothèques multigroupes. Ces fichiers peuvent se présenter sous de nombreux formats. Les principaux formats supportés par DRAGON5 sont :

- WIMS-D4 et WIMS-E, formats qui imposent des approximations[111] ;
- APOLIB-1 à accès séquentiel, tel que CEA86 (basé sur JEF-1) ou CEA93 V2 (basé principalement sur JEF-2.2) ;
- APOLIB-2 à accès séquentiel, avec une compatibilité allant de CEA93 V4 à V10.4 (basé principalement sur JEF-2.2) ;
- APOLIB-2 au format XSM, comme CEA2005 (basé principalement sur JEFF-3.1.1) ; notons qu'une telle APOLIB (5.1.2) est distribuée avec CRISTAL V2.0.2[112], disponible à la banque de programmes de l'OCDE/AEN ;
- APOLIB-3 au format HDF5 ;
- DRAGLIB, format que nous utilisons pour ces travaux. Il sera donc davantage évoqué ci-dessous.

Aucune chaîne de production d'APOLIB ne nous est accessible.

En revanche, au départ de cette thèse, les bibliothèques aux formats WIMS-E et DRAGLIB pouvaient être produites par PyNjoy2012[113–115], un logiciel *open source* (sous licence BSD). Ce dernier est une surcouche en Python, encapsulant les appels aux modules de NJOY2012[1]. Il a vocation à en simplifier l'utilisation et à faciliter la production de bibliothèques complètes, pour un choix d'évaluation de données nucléaires et de maillage énergétique multigroupe. Une présentation globale des modules de NJOY et de leurs enchaînements est disponible dans la réf. [52].

3.2 Versions disponibles de NJOY

Diverses versions de NJOY sont disponibles auprès de Los Alamos National Laboratory (LANL). Un tour d'horizon s'impose.

1. Les bibliothèques DRAGLIB basées sur des données nucléaires plus anciennes peuvent aussi être produites avec PyNjoy, développé autour de NJOY99.

3.2.1 NJOY2012

Cette version est de plus en plus difficile à obtenir : elle exige la signature d'une licence avec un accord de confidentialité très restrictif. Seule sa version initiale (NJOY2012.0) est proposée à la distribution. La gestion de versions, permettant à l'utilisateur d'effectuer une mise à jour jusqu'aux dernières versions, se fait par un système plutôt ancien, dénommé `upd` (pour *update*). LANL ne maintient plus du tout ce code.

3.2.2 NJOY2016

NJOY2016 est *open source* (sous licence BSD) et géré avec Git. LANL l'a déclaré obsolète en 2018, mais continue de le maintenir. Ainsi, des correctifs sont régulièrement mis à disposition. Il est largement utilisé.

3.2.3 NJOY21

NJOY21 est un projet de rénovation en C++, entamé en 2012, alors que les versions précédentes étaient en Fortran. En pratique, il s'agit d'une surcouche déléguant pour l'instant à NJOY2016, malgré le sceau de l'obsolescence dont ce dernier a été frappé. Certains modules (RECONR, LEAPR et THERMR) devraient être mis en production prochainement, dans une version rénovée (en C++). À notre connaissance, la rénovation n'a pas commencé pour d'autres modules indispensables, comme BROADR, HEATR, UNRESR, PURR, GROUPR ou ACER. Bien qu'étant officiellement la version actuelle de NJOY, son utilisation pose en général plus de problèmes que l'utilisation directe de NJOY2016, suite à la présence de cette surcouche C++. Pour un utilisateur, cette version peut donc être qualifiée d'expérimentale.

3.3 Production de Draglib avec PyNjoy2016

Ces constats ont encouragé la modernisation de PyNjoy autour de NJOY2016, avec l'espoir de support en cas de bug, mais aussi de rencontrer moins de bugs, suite aux corrections apportées à NJOY2016 durant les dernières années. Par ailleurs, cela permet d'avoir une chaîne déterministe intégralement *open source*, de la donnée nucléaire jusqu'au calcul de cœur, ce qui n'est pas sans avantage (voir la sous-section 1.7). Pour procéder à cette évolution sans provoquer de régression, il convient de progresser méthodiquement, en intégrant progressivement les éléments de PyNjoy2012. Celui-ci, dans sa dernière version, est constitué :

— de NJOY2012.137 (ou `up137`, dans le jargon `upd`) ;
— de scripts Python automatisant les appels à NJOY sur une évaluation complète ;
— d'ajouts et de modifications aux sources de NJOY. Dans le détail, il s'agit :
  (1) de l'ajout du module DRAGR et des sous-programmes liés au format XSM ;
  (2) de l'ajout de maillages énergétiques dans GROUPR (89, 281, 295, 315 et 361 groupes) ;
  (3) d'une correction dans WIMSR pour la production de bibliothèques WIMS-E[111] ;
  (4) d'une correction dans MODER pour le thorium 232 d'ENDF-B/VII.0 ;
  (5) d'une correction dans RECONR pour les fichiers ENDF-6 provenant d'EAF ;
  (6) d'une correction remettant à zéro les sections efficaces négatives dans PURR et UNRESR. Elle est nécessaire pour de nombreuses évaluations qui sont hélas incorrectes puisqu'elles induisent des sections efficaces négatives (non physiques) dans le domaine des résonances non résolues.
  (7) de la modification des énergies incidentes de neutrons dans THERMR, avec 357 points au lieu des 118 points par défaut. Cette discrétisation, qui concerne aussi les bibliothèques à énergie continue, ne doit pas être confondue avec celle du maillage multigroupe. Ce point est abordé plus en détail dans la sous-section 3.3.2.

Dans un premier temps, les éléments indispensables à la production d'une DRAGLIB (points 1 à 6) sont réintégrés dans un embranchement de NJOY2016[116].

3.3.1 Vérification de l'absence de régression entre PyNjoy2012 et PyNjoy2016

La vérification est réalisée avec la méthode P_{ij} sur un cas de crayon UOX en évolution[2], quand bien même l'évolution du combustible n'est pas abordée dans cette thèse. Deux DRAGLIB à 172 groupes sont produites, à partir de l'évaluation JEFF-3.1.1, avec PyNjoy2012 et PyNjoy2016. Ces DRAGLIB sont utilisées dans DRAGON5, révision 1834. Les facteurs de multiplication effectifs alors obtenus se trouvent dans l'annexe D. Les écarts entre ceux-ci sont calculés en logarithme népérien[3]

$$\Delta \ln k_{\text{eff}} = \left(\ln k_{\text{eff}}^{2012} - \ln k_{\text{eff}}^{2016}\right) \times 10^5. \tag{3.1}$$

2. Cas TCDR04 dans la base de non-régression de DRAGON5, décrit originellement dans la réf. [117].
3. Cette définition est utilisée tout le long de cette thèse. Elle est peu courante en France, en particulier pour les réacteurs électrogènes, où l'écart en réactivité $\Delta\rho$ est utilisé. En revanche, elle se retrouve régulièrement dans les références américaines, à l'image de celles de Westinghouse[118]. Son avantage, évident du point de vue de la formule des quatre facteurs, est qu'elle permet de *sommer* des écarts de facteurs de *multiplication* avec plus de précision. Les propriétés mathématiques du logarithme népérien permettent ce pont entre addition et multiplication. Enfin, le domaine de la sûreté-criticité fait plutôt appel aux écarts en Δk, dont les sommes sont également moins précises qu'en $\Delta \ln k$.

TABLEAU 3.1 Écarts de k_{eff} par rapport à PyNjoy2012, en $\Delta \ln k_{\text{eff}}$ (pcm).

	Épuisement spécifique (MWj/t)	0	36,8	1000	2500	5000
Ⓐ	NJOY2016 avec 118 points dans THERMR	15,9	15,5	4,7	8,2	10,5
Ⓑ	NJOY2016 avec 357 points dans THERMR	−0,4	−0,4	−0,2	−0,3	−0,3
Ⓒ	NJOY2016 avec 357 points dans THERMR et avec les constantes physiques de NJOY2012	0	0	0	0	0
Ⓓ	NJOY99 avec 357 points dans THERMR	0	0	0	0	0

Comme indiqué sur la ligne Ⓐ du tableau 3.1, l'écart maximum est de 16 pcm. C'est faible, bien sûr, mais l'émergence de problèmes peut être crainte si cet écart devenait bien plus élevé pour d'autres cas. Il est donc plus sage d'investiguer l'origine de ces écarts, jusqu'à les comprendre totalement. Le premier suspect est la différence dans THERMR, évoquée au point (7) ci-dessus.

3.3.2 Ajout de la modification des énergies incidentes des neutrons dans THERMR

La discrétisation des énergies incidentes des neutrons est utilisée par le sous-programme `calcem` de THERMR pour obtenir la matrice de diffusion dans le domaine thermique. Pour savoir s'il est pertinent de retenir la modification des énergies incidentes des neutrons de PyNjoy2012, il est utile de retracer son origine.

— Dans NJOY99.0, une discrétisation à 59 points est utilisée, couvrant jusqu'à 5,1 eV.

— En 2004, la discrétisation a été affinée avec 117 points et étendue jusqu'à 10 eV dans NJOY99.93[119,120] (voir aussi l'annexe E). En 2016, elle a été légèrement ajustée à 118 points dans NJOY2012.78 (même annexe). Cette discrétisation est encore utilisée dans les dernières versions de NJOY2016.

— En 2006, Yamamoto et Sugimura[121] ont démontré que la discrétisation à 59 points apportait de larges erreurs, même sur des systèmes extrêmement simples, comme un mélange homogène et infini d'uranium 238 et d'hydrogène. Ils ont également montré que 175 points n'étaient pas suffisants et que les erreurs dues à la discrétisation devenaient acceptables à 349 points. La discrétisation qu'ils proposent couvre jusqu'à 5,1 eV, tout comme celle de NJOY99.0. Sur la base de ces résultats, Hébert, en 2008, emploie cette discrétisation en 349 points pour produire des DRAGLIB avec NJOY99, encapsulé dans PyNjoy.

— Lors du passage de PyNjoy à PyNjoy2012, Hébert a fusionné les deux discrétisations. Il a utilisé la discrétisation à 349 points, auxquels il a ajouté les 8 points au-dessus de 5,1 eV de la discrétisation de NJOY2012, jusqu'à 10 eV, menant ainsi à une discrétisation à 357 points.

Il apparaît donc pertinent de retenir cette discrétisation à 357 points. En l'intégrant à PyNjoy2016, l'écart par rapport à PyNjoy2012 est réduit à une fraction de pcm, comme indiqué sur la ligne Ⓑ du tableau 3.1. C'est encore plus faible, mais non nul. L'explication de cet écart non nul est recherchée dans les différences résiduelles de code source entre PyNjoy2012 et PyNjoy2016. Elles semblent toutes correspondre à des correctifs anodins, à l'exception notable de faibles différences de constantes physiques universelles.

3.3.3 Constantes physiques universelles

Ces différences sont illustrées dans le tableau 3.2. Dans le pire des cas, elles affectent le sixième chiffre significatif. Cet ordre de grandeur semble compatible avec l'écart résiduel sur le facteur de multiplication effectif, portant aussi sur le sixième chiffre significatif.

En rétroportant ces constantes dans PyNjoy2016, l'écart par rapport à PyNjoy2012 devient strictement nul, comme l'illustre la ligne Ⓒ du tableau 3.1. Par ailleurs, nous ne constatons plus aucune différence porteuse de sens dans les DRAGLIB générées : lorsqu'on applique la commande Unix `diff` sur ces fichiers DRAGLIB en ASCII, les seules différences sont les dates de production. Absolument aucun chiffre de différence dans les données physiques n'est trouvé. Cela laisse supposer qu'aucune simulation DRAGON5 ne serait différente. À l'inverse, il convient de prendre garde à ne pas extrapoler les écarts précédents à d'autres situations,

TABLEAU 3.2 Changement de constantes physiques universelles entre NJOY2012 et NJOY2016. Liste non exhaustive et limitée aux principales constantes : les masses des particules élémentaires sont également concernées.

			NJOY
Constante de Boltzmann k_B [eV/K]	8,617 3**85**	$\times 10^{-5}$	2012
	8,617 3**30 3**	$\times 10^{-5}$	2016
Constante de Planck réduite $\hbar$ [eV.s]	6,582 1**18 89**	$\times 10^{-16}$	2012
	6,582 1**95 14**	$\times 10^{-16}$	2016
Charge élémentaire e [C]	1,602 17**7 33**	$\times 10^{-19}$	2012
	1,602 17**6 620 8**	$\times 10^{-19}$	2016
Unité de masse atomique [MeV/c^2]	931,494 0**13**		2012
	931,494 0**95 4**		2016

car ils peuvent être plus élevés pour d'autres cas (plus sensibles) ou plus faibles pour d'autres encore (moins sensibles). Enfin, notons également que cette DRAGLIB rejoint celle produite historiquement avec NJOY99 (au sein de PyNjoy), tel qu'illustré sur la ligne Ⓓ du tableau 3.1.

L'objectif est donc atteint. Pour la suite de cette thèse, les constantes physiques universelles les plus récentes et une discrétisation des énergies incidentes ayant fait ses preuves sont retenues (option Ⓑ).

3.3.4 Ajout d'un cas de non-régression pour DRAGR

D'après sa documentation[83], « la mission de NJOY est de récupérer les données de base des bibliothèques de données nucléaires et de les convertir dans des formes adéquates pour les applications » (traduction par nos soins). Aussi, dans la perspective souhaitable d'une intégration de DRAGR dans la version officielle de NJOY2016, nous avons créé un cas de non-régression spécifique pour DRAGR. Aucun n'existait auparavant. Cet ajout permet de maximiser l'acceptabilité de DRAGR. Dans cette même optique, ce cas de non-régression :

— fait appel aux fichiers ENDF-6 d'isotopes déjà utilisés dans la batterie de non-régression de NJOY2016 ; il n'alourdit donc pas son dépôt ;

— est le plus court possible. Il ne comporte pas tous les isotopes d'une évaluation (en général, aux environs de 300). Tous les cas possibles sont toutefois couverts. En effet, les neuf isotopes utilisés sont : ^{1}H dans une molécule d'eau légère, ^{10}B, ^{58}Fe, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{83}Kr, ^{119}Sn, ^{90}Zr et ^{109}Ag.

Dans ce cas de non-régression, il existe toutefois une zone d'ombre concernant l'énergie dégagée pour chaque réaction (*Q-value*, en anglais). En l'état actuel, celles-ci sont écrites sous forme de fichier texte[4] et ne peuvent pas être incluses dans une DRAGLIB sans une aide extérieure (par exemple, PyNjoy). Ce fonctionnement se prête peu à une batterie de non-régression. En guise de perspective, il serait utile de modifier DRAGR pour qu'il soit indépendant.

3.3.5 Synthèse

Un nouveau système de production de bibliothèques multigroupes au format DRAGLIB, nommé PyNjoy2016, a été mis au point avec succès, en fusionnant NJOY2016 et PyNjoy2012. Des comparaisons approfondies n'ont pas permis de distinguer de régression. D'éventuelles futures

4. Ce fichier était utilisé par Ramamoorthy (premier développeur de PyNjoy) pour imposer ces énergies dégagées par réaction à une évolution couplée à une méthode de Monte-Carlo[113], par souci de cohérence avec DRAGON.

comparaisons entre PyNjoy2012 et PyNjoy2016 devraient montrer des écarts non nuls mais très faibles, dus à la mise à jour des constantes physiques universelles dans NJOY.

Si ces résultats peuvent finir par convaincre de l'absence d'erreur, il convient de rester vigilant : ils ne valent pas pour autant démonstration qu'il n'existe aucune erreur dans PyNjoy2016, car, selon la formule célèbre de Dijkstra, « des essais peuvent être utilisés pour montrer la présence d'erreurs, mais jamais pour démontrer leur absence »[122]. En effet :

— Deux DRAGLIB identiques peuvent être fausses toutes les deux, de la même manière.

— PyNjoy2016 pourrait se comporter différemment de PyNjoy2012 s'ils étaient sollicités différemment des essais réalisés ici, par exemple pour d'autres données nucléaires.

3.4 Production de fichiers ACE à énergie continue avec PyNjoy2016

Puisque des fichiers ACE ne dépendent pas des approximations couramment employées dans les méthodes déterministes (maillage multigroupe, dilutions pour l'autoprotection...), il est tentant de penser qu'une évaluation de données nucléaires ne peut aboutir qu'à un unique jeu de fichiers ACE. Or, ils sont loin d'être uniques. Ils dépendent, de manière non négligeable, de la version de NJOY et des options utilisées. Comparer des résultats déterministes et Monte-Carlo obtenus à partir de n'importe quels fichiers ACE (par exemple, ceux fournis avec le code) implique donc des incohérences, puisque la version de NJOY et les options utilisées sont presque immanquablement différentes de celles utilisées pour la bibliothèque déterministe. La très grande majorité des comparaisons entre codes de Monte-Carlo et déterministes disponible dans la littérature publique ou industrielle est affectée par ces incohérences, à quelques exceptions notables près, comme le formulaire de sûreté-criticité CRISTAL V2[112].

Pour éviter cet écueil, il est indispensable de produire les deux types de bibliothèque en même temps, ce qui représente un effort notable. Par chance, PyNjoy dispose, depuis ses débuts, d'une capacité rudimentaire de production de fichiers ACE[113]. La remise en service de cette fonctionnalité dormante a permis de gagner une cohérence maximale : la même exécution de NJOY, dans une même version et avec les mêmes options, produit les bibliothèques déterministes (DRAGLIB) et à énergie continue (ACE). À titre d'exemple, l'écart sur le facteur de multiplication effectif entre des fichiers ACE produits avec PyNjoy2016 et ceux livrés par défaut avec SERPENT, basés sur JEFF-3.1.1 dans les deux cas, est de 100 pcm pour chaque assemblage présent au premier démarrage de Tihange-1. Cet ordre de grandeur est courant.

Pour cette thèse, cette capacité de production de fichiers ACE est même indispensable : certaines données nucléaires employées ne sont pas fournies avec des fichiers ACE préexistants, en particulier celles échantillonnées aléatoirement (voir chapitre 5).

Conclusion

PyNjoy2016 constitue de solides fondations sur lesquelles la suite de cette thèse peut être bâtie.

CHAPITRE 4 MISE EN PLACE D'OUTILS DÉTERMINISTES ET PROBABILISTES

4.1 DRAKKAR, une chaîne de calcul déterministe standard

Une chaîne de calcul déterministe de REP a été mise au point. Elle est composée :

- de DRAGON5, un code de réseau et de transport, dans sa révision 1923 ;
- d'un schéma de calcul d'assemblage, détaillé ci-dessous ;
- d'un schéma de calcul de réflecteur ;
- de TRIVAC5, un solveur de diffusion, dans sa révision 1923 ;
- de DONJON5, contenant toutes les autres fonctionnalités utiles pour un code de cœur, dans sa révision 1923,
- d'un schéma de calcul de cœur.

Pour désigner cet ensemble plus brièvement dans la suite de cette thèse, un nom lui est attribué : « DRAKKAR ». En revanche, les données nucléaires varieront. Elles ne sont donc pas incluses dans cette dénomination, séparant ainsi données (qu'elles soient nucléaires ou technologiques) et méthodes. DRAKKAR désigne donc un ensemble de méthodes, présentant les caractéristiques suivantes[52].

- Le traitement des données nucléaires choisies est assuré par PyNjoy2016, contrôlant NJOY2016, aboutissant à une DRAGLIB à 295 groupes[123].
- Les dimensions des matériaux font l'objet d'une dilatation thermique, selon leurs températures.
- Les grilles sont diluées axialement dans l'eau, substituant les alternances axiales d'eau et de matériaux de structure par un mélange homogène conservant le bilan global d'atomes de chaque isotope concerné. Ce modèle permet de tenir compte, dès la modélisation des assemblages, de l'effet en réactivité des grilles, c'est-à-dire le retrait d'eau et l'ajout du matériau absorbant des grilles. Au niveau du modèle du cœur complet, il n'existe ici plus de représentation axiale des grilles.
- Les lames d'eau au bord de l'assemblage sont intégrées aux cellules se trouvant aux bords et aux coins.
- Pour tenir compte des effets de peau, les crayons de combustible et d'absorbants en AIC sont divisés en quatre couronnes[124].

— L'uranium 235 et 238, l'argent 107 et 109, le zirconium 90, 91, 92, 94 et 96 sont autoprotégés par une méthode de sous-groupes[125,126]. Seul l'uranium 238 est autoprotégé de manière spatialement différenciée, selon les couronnes mentionnées au point précédent. Les tables de probabilité utilisées avec la méthode de sous-groupes sont mathématiques[127] entre 4,63 eV et 11,1 keV puis physiques au-delà[125].

— Après correction de transport, l'équation du transport est résolue par une méthode de probabilité de première collision (P_{ij}) à courant d'interface, avec un courant linéairement anisotrope (UP1) entre les cellules.

— Les fuites sont modélisées d'après l'approximation du mode fondamental, avec un modèle B_1 homogène. Les taux de fuites sont réinclus dans l'équation du transport hétérogène par la méthode de Diffon[128].

— Les sections efficaces et les coefficients de diffusion sont condensés à deux groupes séparés à une énergie de 0,625 eV. Cette condensation est suivie d'une équivalence SPH avec une normalisation de Selengut[52]. Pour cela, les flux au bord de l'assemblage sont obtenus à partir des courants sortants du pourtour de l'assemblage.

— L'équation du transport est résolue avec une méthode S_{16} sur le réflecteur 1D hétérogène et représentatif de la géométrie réelle, allant du centre du cœur jusqu'à la cuve.

— Le réflecteur homogène équivalent est déterminé d'après la méthode de Lefebvre-Lebigot.

— À l'échelle du cœur, l'équation de la diffusion à deux groupes d'énergie est résolue en 3D par une méthode à éléments finis superconvergents quadratiques mixte-duaux de Raviart-Thomas. Les assemblages sont divisés en quatre mailles radiales (deux par deux) et 50 mailles axiales.

Contrairement aux chaînes habituelles, une seule exécution de DRAKKAR peut enchaîner les étapes d'assemblage, de réflecteur et de cœur, à partir d'une même DRAGLIB. Cette fonctionnalité permet d'essayer rapidement des variations de données nucléaires, sans sauvegarde de fichiers intermédiaires à deux groupes, lorsque ceux-ci n'ont pas vocation à persister. Dans un contexte d'échantillonnages de données nucléaires (voir chapitre 5), cela permet en outre d'assurer facilement une cohérence complète : les mêmes données nucléaires sont utilisées pour l'assemblage et le réflecteur, comme celles de l'hydrogène de l'eau. Un autre exemple est l'oxygène dans le combustible ($\mathrm{U}\mathbf{O}_2$) et dans l'eau ($\mathrm{H}_2\mathbf{O}$), qu'elle soit à l'intérieur du cœur ou dans le réflecteur. Enfin, ce fonctionnement intégré pourrait le rendre utilisable par des experts en données nucléaires, par exemple pour contraindre des données nucléaires et leurs incertitudes avec des cartes de réponses des détecteurs, en économisant un investissement chronophage dans le développement de méthodes déterministes.

Avec toutes ces étapes (assemblages, réflecteurs, cœurs), le temps de calcul est d'environ 30 minutes sur un cœur [1], en cumulé, pour les trois états (insertions de grappes) disponibles pour le premier démarrage de Tihange-1. Cette durée est suffisamment courte pour l'application visée dans cette thèse. Son optimisation, tout à fait envisageable, n'a donc pas été poussée plus loin.

Les distributions de puissance obtenues avec DRAKKAR et JEFF-3.3 pour le démarrage de Tihange-1 sont présentées sur la figure 4.1. Lorsque les grappes sont extraites, la puissance est pratiquement plate sur la partie centrale, avec toutefois un léger damier (entre assemblages sans Pyrex et avec), puis s'abaisse à la périphérie. Lorsque le groupe D est inséré, la puissance s'abaisse à l'endroit des grappes, d'environ de moitié, ainsi que dans les quelques assemblages aux alentours. Lorsque les groupes C et D sont insérés, la puissance s'abaisse fortement, de moitié environ, dans la zone centrale entourée par un rideau de grappes, ainsi que dans quelques assemblages concernés par chaque grappe, en bout de médiane et de traverse. À l'inverse, la puissance augmente d'environ un tiers dans les autres assemblages, par effet de normalisation. La normalisation classique, utilisée dans ce document, s'écrit

$$P_i^{\,\mathrm{rel}} = \frac{P_i \times N}{\sum_{i=1}^{N} P_i} \tag{4.1}$$

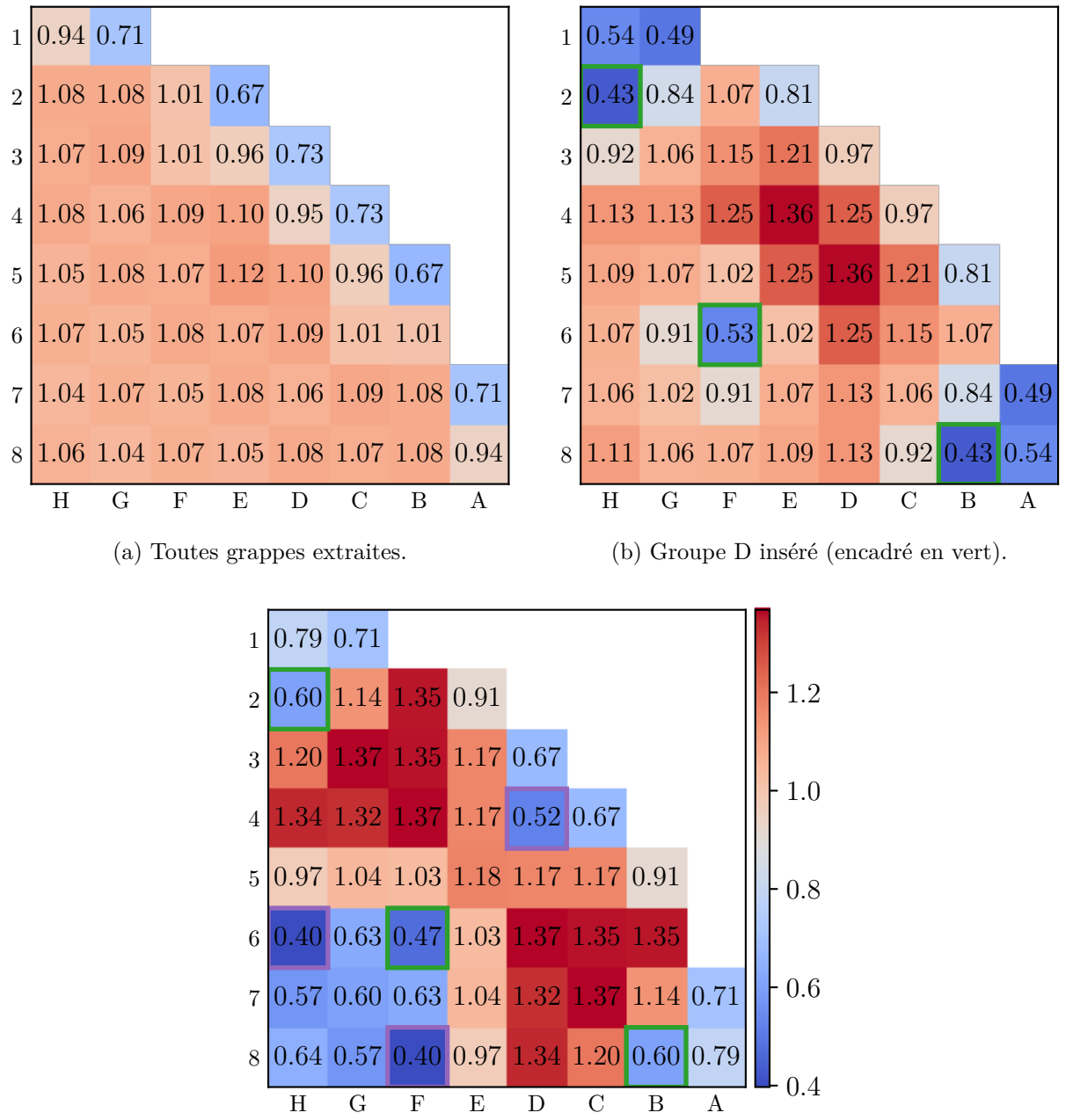
où P_i est la puissance de l'assemblage i et N est le nombre d'assemblages dans le cœur entier (déplié), c'est-à-dire 157 pour les réacteurs Westinghouse de 900 MWe. La puissance moyenne des assemblages, ainsi normalisée, est égale à 1.

4.2 Production automatique de modèles Serpent

Les simulations de Monte-Carlo rapportées dans cette thèse sont réalisées en 3D, à énergie continue, sur des modèles hétérogènes, avec le code SERPENT 2.1.32. L'extraction des résultats est effectuée à l'aide de serpentTools[129]. Pour le chapitre 4 (actuel), les données nucléaires proviennent de JEFF-3.3.

Pour faciliter la construction des modèles pour ce code de Monte-Carlo, un traducteur automatique des modèles déterministes, nommé D2S, a été mis au point. La cohérence entre ces deux types de modèles permet de s'assurer que les écarts de résultats sont uniquement dus aux biais déterministes. En effet, les modèles réalistes impliquent une dilatation thermique et comportent un grand nombre de compositions isotopiques complexes et mélangées ; leur construction est donc une grande source d'erreurs, difficiles à localiser et qui peuvent mener à une mauvaise évaluation des biais déterministes.

1. CPU Intel® Xeon® E5-2667 cadencé à 2,90 GHz.



(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 4.1[14] Distributions de puissance obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR sur le premier démarrage de Tihange-1.

Le principe de D2S est de lire directement les objets internes de DRAGON, avant toute utilisation par ses solveurs déterministes ou homogénéisation, pour produire un modèle SERPENT le plus détaillé possible. Pour un assemblage en milieu infini, il s'agit des objets de géométrie et de composition (respectivement, `geometry` et `library`, contenant les concentrations atomiques). Cette traduction est aussi générique que possible. Elle peut être utilisée avec n'importe quelle taille d'assemblage, avec n'importe quels nombre et positions de cellules, avec n'importe quelles compositions et températures. Elle est toutefois limitée aux assemblages de REP symétriques par huitième et aux SMR similaires. L'extension à d'autres symétries ne présenterait pas de difficulté majeure. Les modèles SERPENT restent faciles à lire pour des humains.

Pour un cœur complet, la géométrie de DONJON est également employée, ainsi que la géométrie et la composition des réflecteurs axiaux et radiaux. Les figures 2.3 à 2.8, produites par SERPENT, illustrent les modèles obtenus.

4.3 Validation du schéma de calcul déterministe d'assemblage

Ici, une validation du schéma de calcul déterministe est présentée. Elle est succincte, car l'objectif de cette thèse n'est pas de proposer des améliorations de schémas de calcul d'assemblage. Elle permet toutefois de se rendre compte des performances du schéma de calcul utilisé.

Les modèles de fuite de SERPENT et de DRAGON étant différents, ils ne sont utilisés dans aucun des deux, pour ne pas introduire de différence.

Les écarts de facteurs de multiplication infini entre SERPENT et DRAGON pour les assemblages présents au premier démarrage de Tihange-1 sont indiqués sur la figure 4.2. Sur cette figure, les concentrations massiques de bore dans l'eau sont celles mesurées dans les trois états qui ont fait l'objet d'essais physiques. Les observations suivantes peuvent être formulées quant aux écarts.

— Ils sont tous positifs, indiquant une sous-estimation du facteur de multiplication infini par DRAGON par rapport à SERPENT.

— Ils ne diffèrent pas significativement en fonction de la concentration en bore.

— Ils varient très peu en fonction de l'enrichissement (moins de 50 pcm), pour un même nombre de crayons absorbants, c'est-à-dire sans absorbants ou avec 12 crayons en Pyrex.

— Ils sont très faibles lorsqu'aucun absorbant n'est inséré (moins de 50 pcm).

— Ils s'accroissent fortement en fonction de l'insertion des absorbants (8 Pyrex, 12 Pyrex puis 20 AIC), allant de 350 pcm à 450 pcm pour les crayons en Pyrex et culminant à 1100 pcm pour les crayons en AIC.

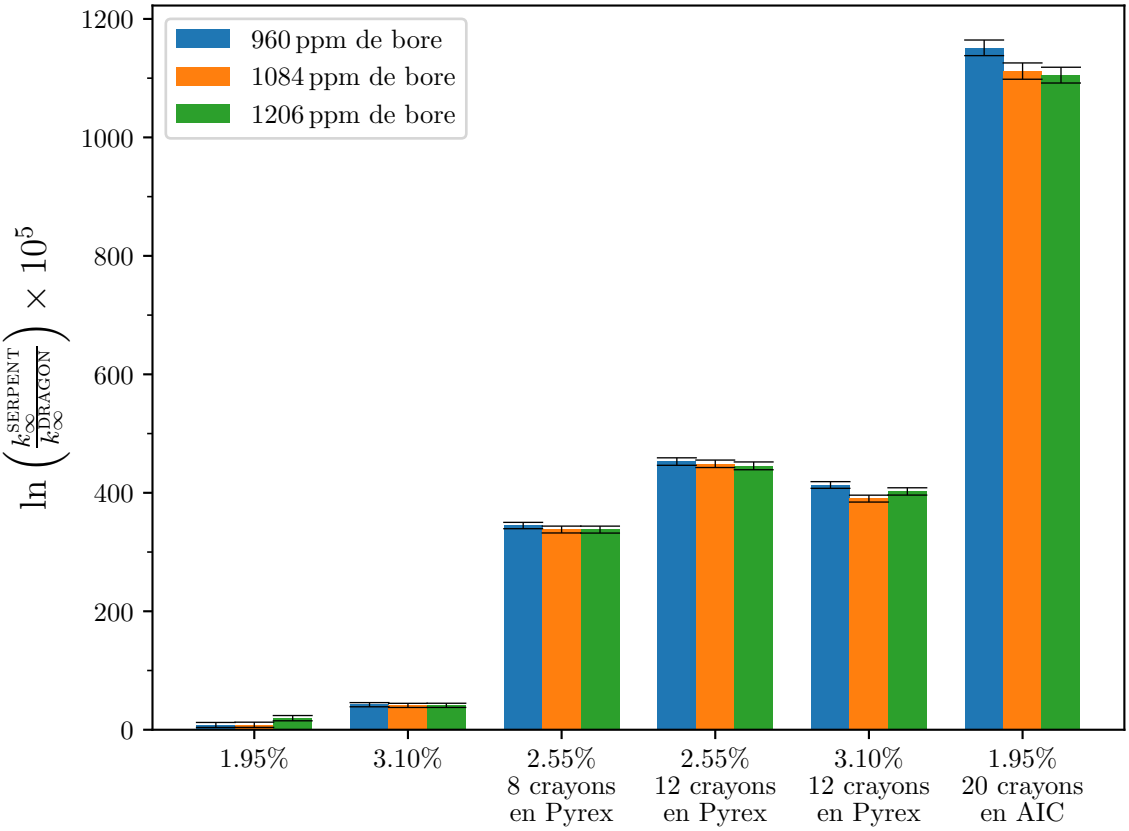


FIGURE 4.2[15] Écarts en logarithme népérien de facteur de multiplication infini entre SERPENT et DRAGON, en pcm. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique provenant de la méthode de Monte-Carlo (1σ).

Ainsi, les variations de concentration en bore et d'enrichissement ne posent pas de problème, mais l'insertion d'absorbants augmente significativement les écarts. Toutefois, ceux-ci ne semblent pas anormaux, car ils peuvent typiquement s'expliquer par le traitement de l'anisotropie du choc[130], relativement simple dans le schéma de calcul adopté (P_0c). Les sources de diffusion étant approximées comme isotropes, les neutrons sont renvoyés en surnombre en direction des absorbants, augmentant la sous-estimation du facteur de multiplication infini.

Plus anecdotiquement, l'incertitude statistique provenant de la méthode de Monte-Carlo s'accroît également en fonction de l'insertion de crayons de plus en plus absorbants, indiquant une plus grande difficulté de convergence.

4.4 Modèles de dépôt d'énergie dans Serpent

Les premiers résultats de distributions de puissance sur les cœurs complets obtenus avec SERPENT présentaient de larges écarts par rapport à DRAKKAR, localisés à l'endroit des grappes. Aucune erreur n'étant décelée dans DRAKKAR, l'investigation s'est orientée vers le modèle de dépôt d'énergie de SERPENT, et, en particulier, de la prise en compte des réactions de capture radiative (n,γ).

Par défaut, le modèle de dépôt d'énergie dans SERPENT est *très* approximatif. Toutes les réactions autres que la fission ne déposent aucune énergie. L'énergie *déposée* par la fission $E_{\text{fiss},i}$ d'un isotope i est

$$E_{\text{fiss},i} = \frac{Q_i}{Q_{U235}} H_{U235} \tag{4.2}$$

où Q_i est l'énergie *dégagée* par la fission d'un isotope i et le paramètre H_{U235} :

- est une estimation de l'énergie déposée par une fission d'uranium 235, égale à 202,27 MeV et écrite en dur dans le code source de SERPENT ;
- inclut une estimation de l'énergie dégagée dans d'autres réactions par des neutrons qui n'effectuent pas de fission, comme la capture radiative (n,γ) ;
- inclut aussi l'énergie cinétique des neutrons émis, qui n'est donc pas déposée à l'endroit des collisions, mais de leurs naissances, comme s'ils partaient avec vitesse mais sans énergie cinétique.

Ce modèle est spatialement inexact, puisque toute l'énergie est déposée sur les lieux de fission. Par ailleurs, l'hypothèse d'une quantité fixe d'énergie déposée par capture pour chaque fission ne tient pas compte de la possibilité de présence de grandes quantités d'absorbants.

Lors de comparaison entre codes, l'attitude la plus courante face à ce modèle approximatif est d'ignorer la différence avec le modèle du code comparé[123,131,132]. Immanquablement, des écarts apparaissent suite à cette différence. Le plus souvent, le code comparé est déterministe et se voit donc incorrectement attribué cette erreur, en supplément. Une autre attitude, déjà moins courante, consiste à niveler par le bas le code comparé, en lui faisant suivre le modèle de SERPENT[133]. Dans cette thèse et à l'instar de Ramamoorthy[113], une solution à ce problème a été recherchée : sans cela, les résultats de la méthode de Monte-Carlo ne peuvent plus être considérés comme des résultats de référence. En particulier, ce problème ne peut pas être ignoré face à des mesures.

Fort heureusement, SERPENT dispose également d'un modèle avancé[134]. Celui-ci permet un dépôt d'énergie à l'endroit de chaque réaction, pour toutes les réactions, avec ou sans transport des photons[2]. De plus, le temps de calcul sans transport des photons est sensiblement le même qu'avec le modèle approximatif. Hélas, ce modèle réclame des fichiers ACE spécifiques. Ceux habituellement livrés avec SERPENT ne permettent pas ce modèle avancé et, fatalement, obligent l'utilisateur à garder le modèle approximatif présenté ci-dessus. Cependant, ils peuvent être produits avec un code en Perl publiquement indisponible, mais obtenu auprès des développeurs de SERPENT (VTT)[135]. Ce code appelle NJOY – les modules déjà employés dans le chapitre 3, mais aussi PURR, HEATR et GASPR – puis concatène les fichiers ACE classiques avec ces morceaux choisis :

— les énergies dégagées par réaction, se situant dans le bloc en `MF=1` et `MT=458` du fichier ENDF-6 de départ ;

— les coefficients de KERMA, des blocs en `MF=3`, `MT=301` et `MT=318` des fichiers PENDF, avec ou sans transport des photons ;

— les tables de probabilité dans le domaine non résolu pour les coefficients de KERMA, localisés au bloc en `MF=2` et `MT=153` des fichiers PENDF, avec ou sans transport des photons.

Une réécriture isofonctionnelle de ce code en Perl a été intégrée à PyNjoy2016, permettant ainsi de produire ces fichiers hybrides, mélangeant le format ACE et le format ENDF-6. L'enchaînement des modules de NJOY – en particulier, PURR, HEATR et GASPR – a été réalisé en s'inspirant de GAIA[136,137] et de NDL[138]. Cette réécriture est complète et vise la réutilisabilité, en particulier pour les aspects suivants.

— Elle permet les deux modèles de dépôt d'énergie, avec et sans transport de photons, même si aucun transport de photons n'est entrepris dans cette thèse.

— Le domaine des résonances non résolues n'a aucun impact tangible sur les réacteurs à eau, mais est tout de même pris en compte dans PyNjoy2016 pour de potentielles futures utilisations sur des cas épithermiques[137].

À l'usage, la première observation vis-à-vis de ce modèle avancé est le dépôt d'énergie dans le réflecteur. En effet, 0,3% (toutes grappes extraites ou groupe D inséré) à 0,35% (groupes C et D insérés) de la puissance totale est déposée dans les réflecteurs, principalement radiaux. À l'inverse, les chaînes déterministes habituelles considèrent que toute l'énergie est déposée dans le cœur, ce qui constitue un petit conservatisme. Pour permettre des comparaisons, ce même conservatisme est appliqué pour SERPENT : les distributions de puissance montrées

2. Dans le cas où les photons ne font pas l'objet de transport, leurs énergies sont déposées à l'endroit de leurs émissions.

dans cette thèse sont normalisées par la puissance déposée dans le cœur seulement, c'est-à-dire en ignorant celle déposée dans le réflecteur.

L'impact du modèle approximatif de dépôt d'énergie est illustré sur :

— la figure 4.3, où toutes les réactions déposent leur énergie à l'endroit de la réaction ;

— la figure 4.4, où seule la fission dépose de l'énergie ;

— la figure 4.5, l'écart relatif entre les deux précédentes.

À partir de ces figures, les observations suivantes peuvent être formulées quant au modèle approximatif.

— Il dépose plus d'énergie (0,7% à 0,9%) sur les assemblages de bord.

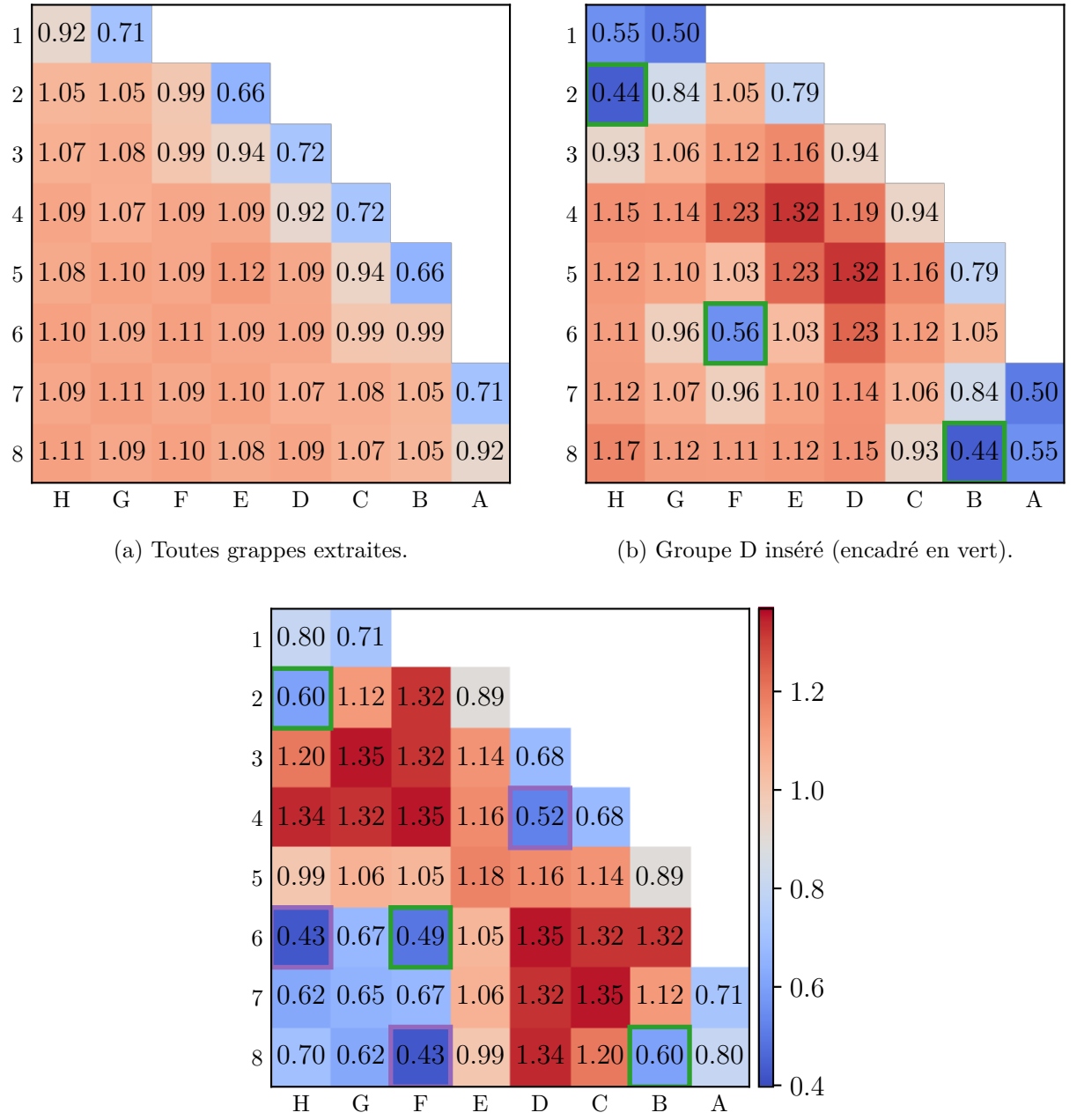
— Il dépose un peu moins d'énergie (0,1%) dans les assemblages comportant du Pyrex.

— Enfin et surtout, il dépose beaucoup moins d'énergie (environ 5%) dans les assemblages avec des grappes en AIC.

Ces résultats montrent que 5% de l'énergie d'un assemblage avec une grappe en AIC est émis par d'autres réactions que la fission ; très probablement par la réaction de capture radiative (n,γ) dans ces absorbants. Du fait de la normalisation, ces erreurs sont redistribuées en sens inverse sur le reste du cœur.

Une comparaison incluant des simulations de Monte-Carlo doit habituellement tenir compte des erreurs statistiques provenant du nombre fini de réalisations. Cet exemple est néanmoins une exception : ces encaissements sont réalisés en même temps, à partir des mêmes histoires simulées, au cours de mêmes exécutions de SERPENT. Aussi, les erreurs statistiques relatives sur ces taux de réactions sont les mêmes dans les deux cas. La différence ne tient qu'aux réactions prises en compte. Cela permet de distinguer de petits effets. Du reste, il sera montré, dans la prochaine section, que les erreurs statistiques sont très faibles et bien inférieures aux nombres mentionnés ici.

Les deux types de simulation – encaissant toutes les réactions ou la fission seule – sont réalisés avec le modèle avancé de dépôt d'énergie, car SERPENT ne permet pas d'encaisser selon le modèle avancé et le modèle simplifié en même temps. Il ne s'agit donc pas exactement du modèle simpliste mentionné ci-dessus. En pratique, pour cette illustration, cela revient néanmoins au même.

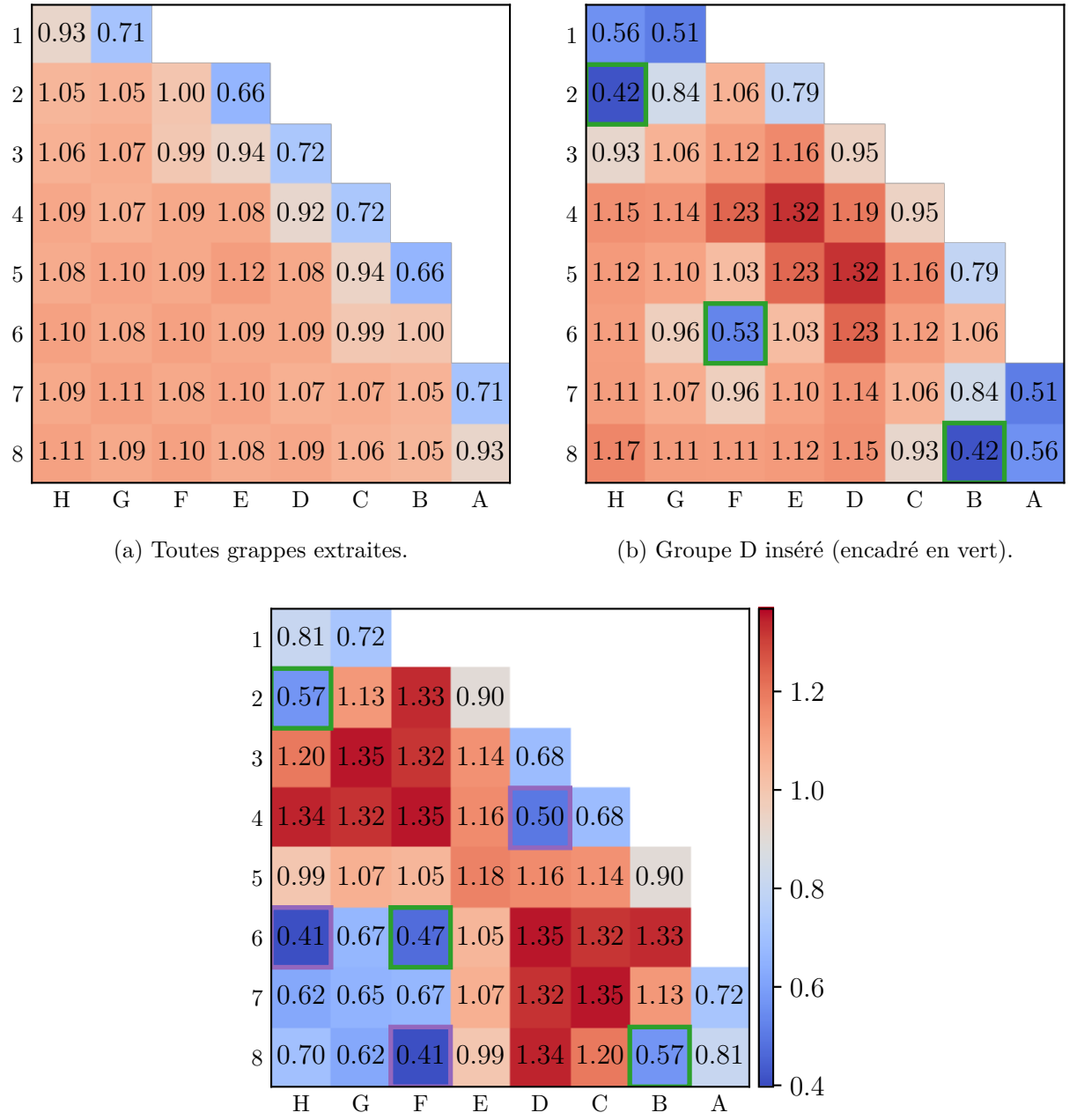


(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 4.3[14] Distributions de puissance obtenues avec JEFF-3.3 et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1. **Aucune réaction n'est ignorée lors de l'encaissement du dépôt d'énergie.**

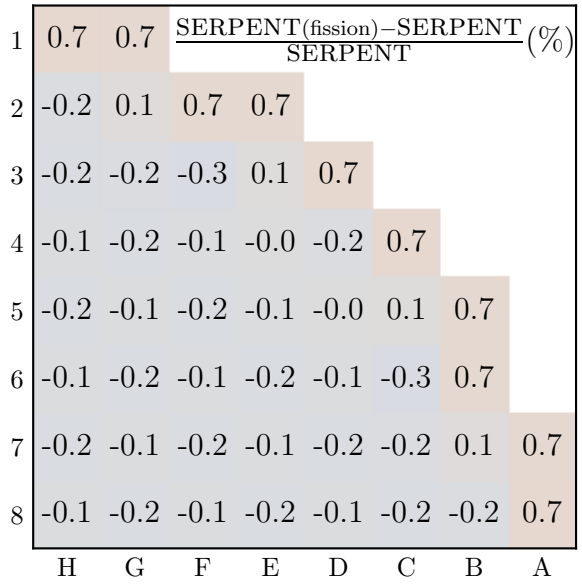


(a) Toutes grappes extraites.

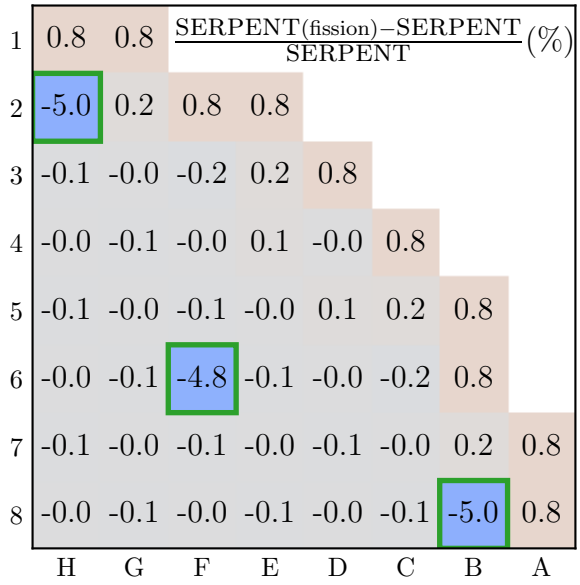
(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

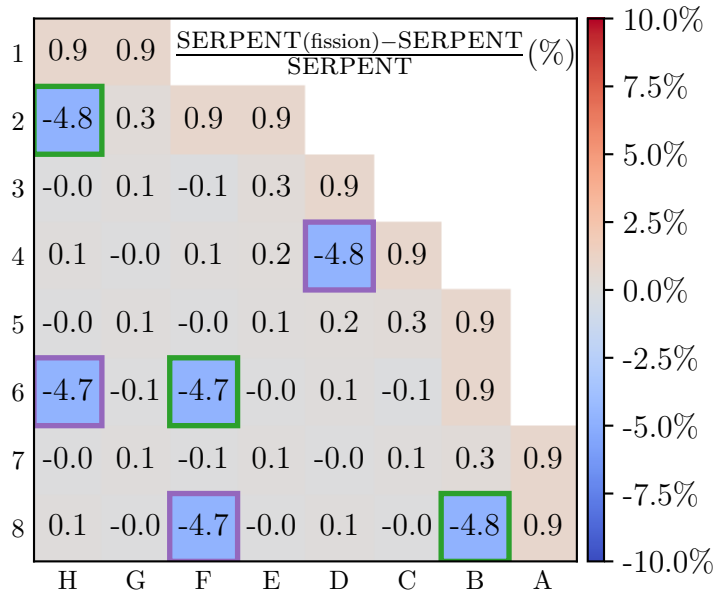
FIGURE 4.4[14] Distributions de puissance obtenuee avec JEFF-3.3 et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1. **Seule l'énergie déposée par la réaction de fission est encaissée.**



(a) Toutes grappes extraites.



(b) Groupe D inséré (encadré en vert).



(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 4.5[14] Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT (fission seule) et SERPENT (toutes réactions) sur le premier démarrage de Tihange-1.

En conclusion, nous recommandons aux utilisateurs de SERPENT d'utiliser de tels fichiers ACE hybrides avec le modèle avancé de dépôt d'énergie, que ce soit pour l'analyse de taux de réactions (comme la puissance déposée) ou pour l'évolution du combustible [3]. Le seul cas typique qui n'est pas concerné par cette recommandation est une comparaison de facteur de multiplication infini sans évolution de combustible, comme celle effectuée dans la section 4.3. Pour rappel, les fichiers ACE produits pendant cette thèse peuvent être réutilisés (voir la section 1.7). Pour une comparaison avec DRAGON5, les DRAGLIB cohérentes peuvent également être réemployées (voir le chapitre 3).

4.5 Erreur-type des distributions de puissance de Serpent

Toute simulation de Monte-Carlo est entachée d'une erreur statistique, qu'il est important d'évaluer. L'écart-type calculé sur des générations successives de neutrons, parfois appelé écart-type *apparent*, peut être largement sous-estimé par rapport à l'écart-type réel, car il ignore les corrélations entre ces générations (voir la section 2.10.2). Pour cette raison, l'écart-type apparent d'une simulation de Monte-Carlo doit toujours être regardé avec une certaine distance, en particulier pour des résultats locaux sur de grands systèmes. Par prudence, ils ne sont donc pas utilisés dans cette thèse.

Toutes les distributions de puissance provenant de SERPENT, dans ce chapitre, sont des moyennes sur 50 simulations indépendantes, avec des graines aléatoires différentes. Les erreurs-types de la moyenne sont donc obtenues, à l'aide de l'équation 2.28, à ±10% (1σ, voir la figure 2.16) et sont présentées dans la figure 4.6. Il y apparaît une couronne d'erreur-type minimale :

— fine, allant de la colonne D à la ligne 4, lorsque toutes les grappes sont extraites ;

— plus large mais située approximativement au même endroit, lorsque plus de grappes sont insérées.

Les erreurs-types les plus élevées sont rencontrées au centre, surtout, et dans une moindre mesure en bordure de cœur. Globalement, la convergence statistique est très bonne, puisque l'erreur-type sur la moyenne est de 1,6‰, tout au plus.

Les cœurs sont simulés en entier, avec un encaissement par assemblage. Puisqu'ils sont symétriques par huitième, les distributions de puissance présentées dans cette thèse sont repliées

3. L'épuisement spécifique étant une quantité d'énergie déposée (MWj) par unité de masse (tonne), il est important d'estimer correctement la quantité d'énergie déposée. Si elle est mal estimée, une dérive apparaît durant l'évolution. Dans le cas de SERPENT, cette remarque est d'autant plus importante en présence d'un absorbant fort, comme le Pyrex, le gadolinium, l'AIC, le carbure de bore (B_4C) ou l'hafnium.

par huitième, ce qui permet d'améliorer la statistique [4]. Cette technique présente cependant un inconvénient. L'assemblage central ne peut pas bénéficier de ce repliage, car ses huitièmes ne sont pas encaissés séparément dans notre modèle. Il a donc une plus grande dispersion qu'avec un repliage sur ses huitièmes. Dans une moindre mesure, les assemblages sur la médiane et la diagonale sont également concernés, puisque quatre assemblages sont moyennés au lieu de huit. Une première solution à ce problème, probablement longue à mettre en place, serait l'encaissement sur des huitièmes d'assemblage. Une autre solution, plus simple, serait de réaliser des modèles d'un huitième de cœur [139]. Ainsi, s'il n'existe pas d'avantage théorique à limiter la simulation à la fraction symétrique d'un problème, il existe un avantage pratique sur la facilité de la mise en place de l'encaissement.

Pour les trois insertions de grappe cumulées, le temps de calcul est d'environ 10 heures sur 256 cœurs [5], en utilisant 8 cœurs par exécution, parallélisés en OpenMP.

4.6 Vérification de la convergence des simulations probabilistes

Dans ce chapitre, toutes les exécutions indépendantes de SERPENT sont réalisées avec :

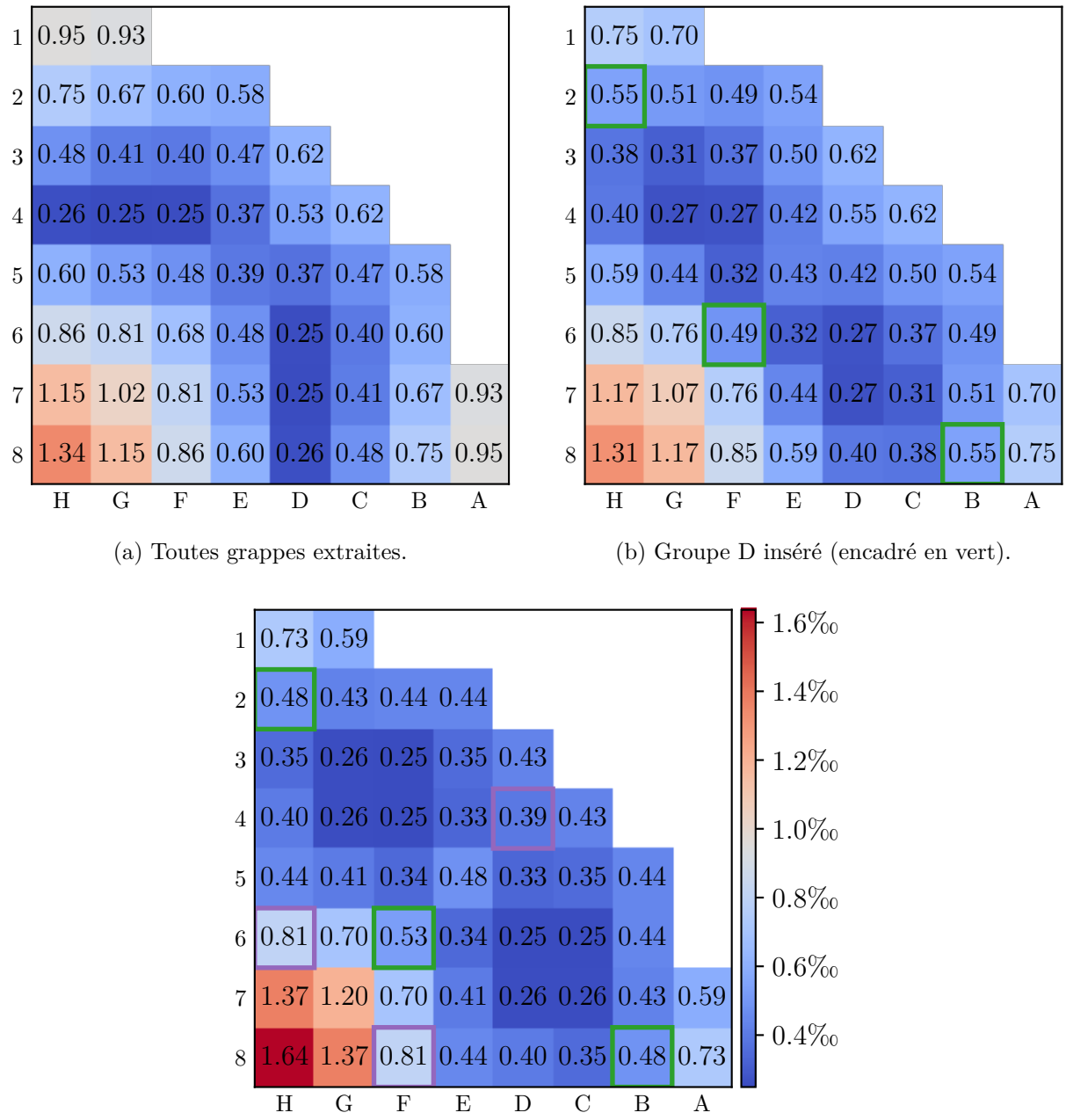
- des neutrons initiaux échantillonnés uniformément dans la géométrie complète ;
- 100 000 neutrons par génération, ce nombre élevé permettant d'éviter l'apparition d'amas isolés de neutrons (*cluster*, en anglais) [140,141] ;
- 200 générations inactives, pour converger la localisation des sources, c'est-à-dire des sites de fission ;
- 1 000 générations actives, pour l'encaissement des résultats.

La convergence de la puissance par assemblage durant les 200 générations inactives est présentée sur les figures 4.7 à 4.9, où la puissance à chaque génération inactive est la moyenne sur 50 exécutions indépendantes. Son observation indique que la puissance par assemblage est convergée, au pire, à partir de 100 générations inactives, et souvent bien avant. Nous conservons tout de même 200 générations inactives, par mesure de prudence.

Les résultats Monte-Carlo ne sont donc pas biaisés par une insuffisance statistique.

4. Pour faciliter la lecture des figures, les cartes de distributions de puissance sont montrées redépliées en quarts, qui restent donc symétriques par huitième.

5. CPU Intel® Xeon® E5-2667 cadencé à 2,90 GHz.



(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 4.6[14] Erreur-type, en pour mille, de la moyenne de la puissance de chaque assemblage obtenue avec SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1.

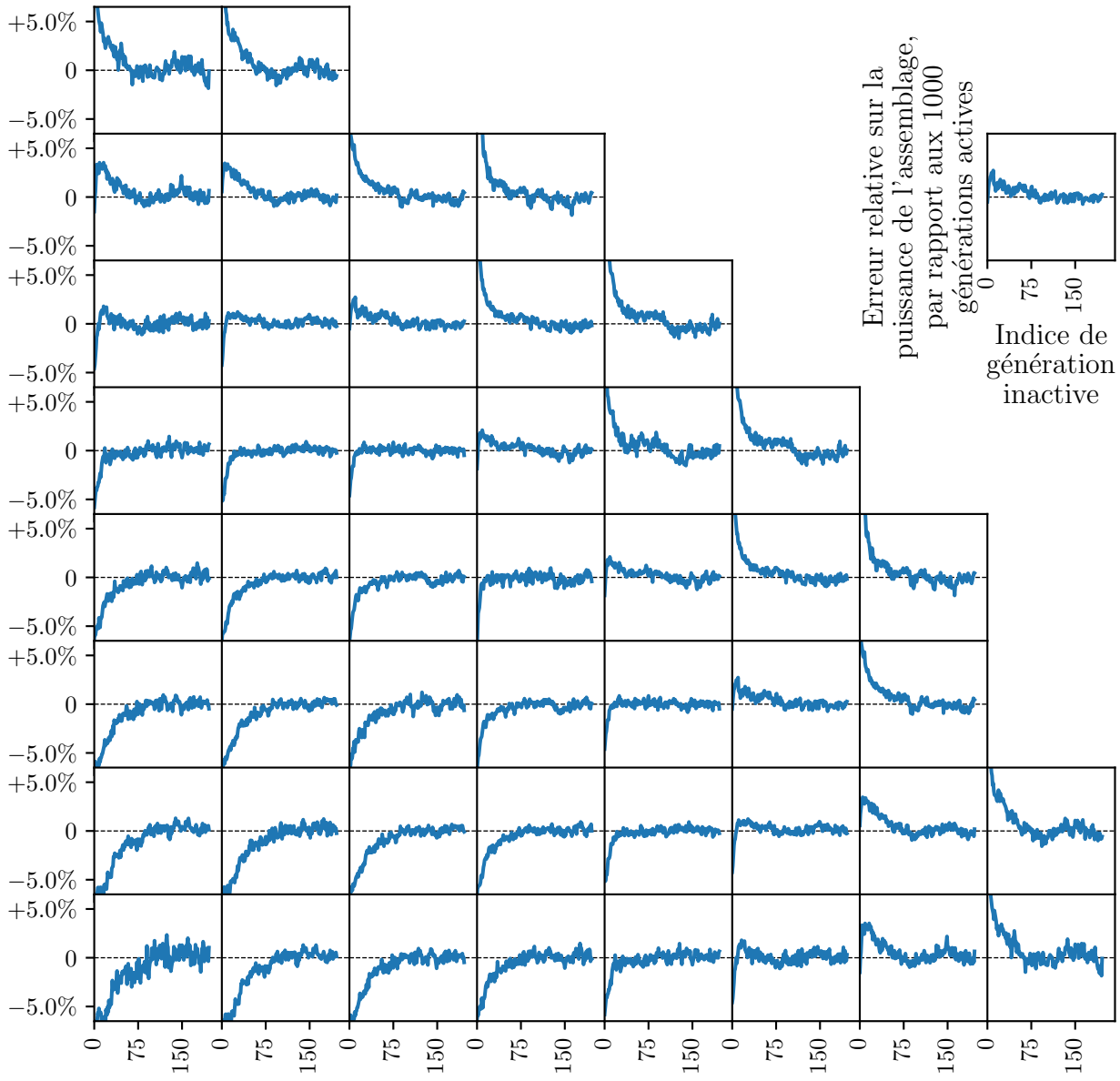


FIGURE 4.7[16] Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, moyennée à chaque génération sur 50 simulations indépendantes, sur le premier démarrage de Tihange-1, toutes grappes extraites.

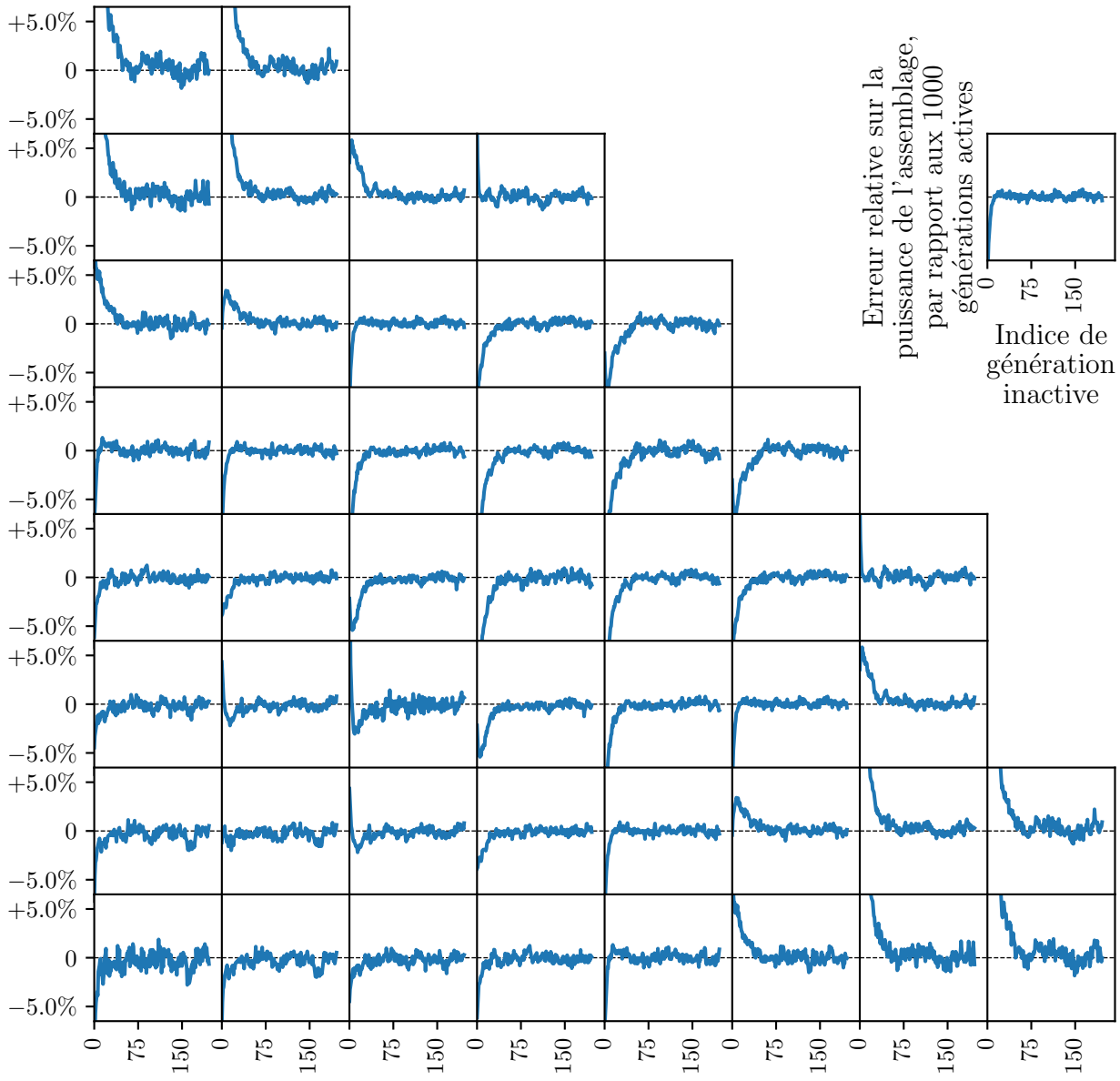


FIGURE 4.8[16] Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, moyennée à chaque génération sur 50 simulations indépendantes, sur le premier démarrage de Tihange-1, avec le groupe D inséré.

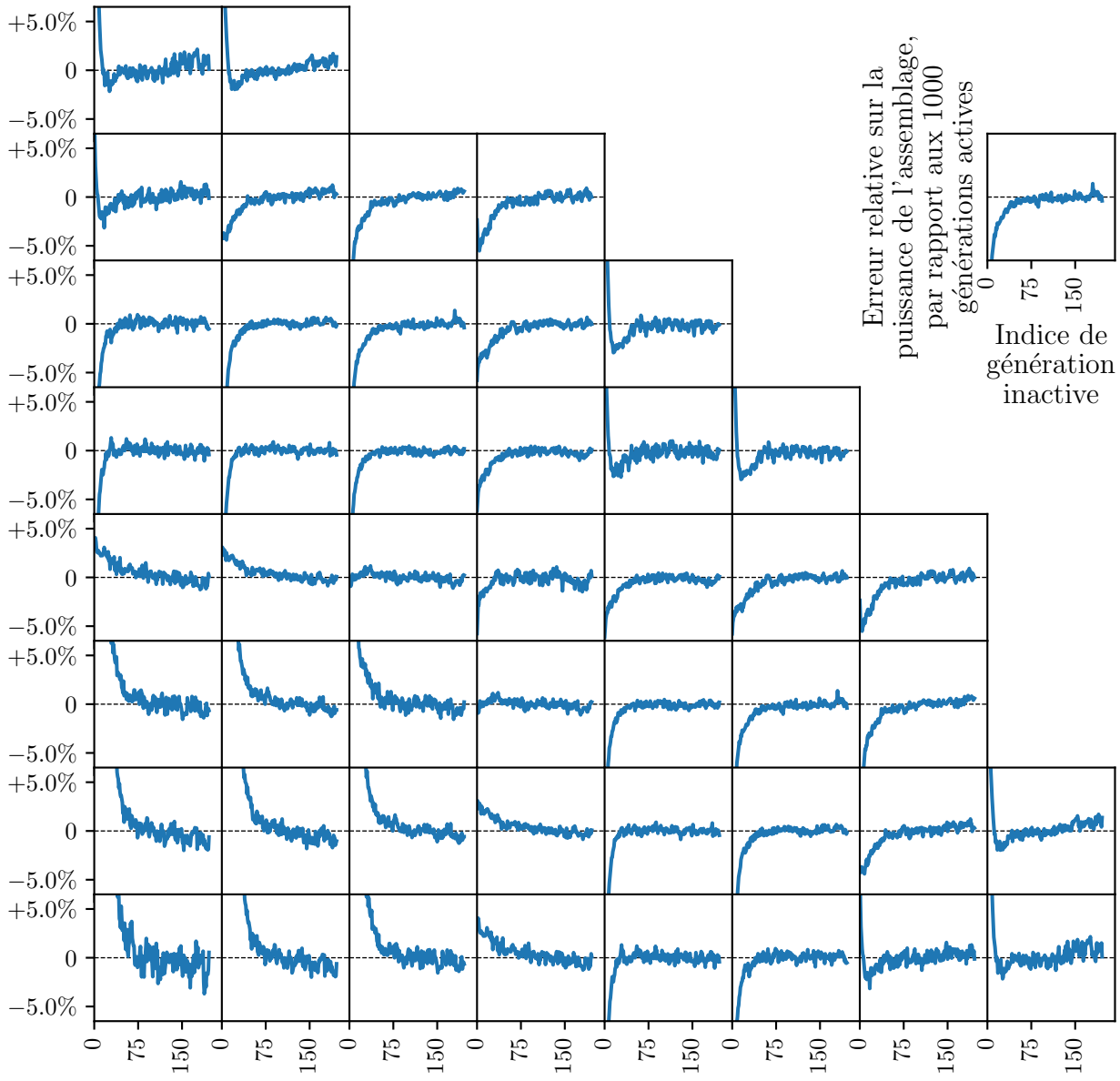


FIGURE 4.9[16] Convergence de la puissance par assemblage pendant 200 générations inactives, moyennée sur 50 simulations indépendantes, sur le premier démarrage de Tihange-1, avec les groupes C et D insérés.

4.7 Biais déterministes sur les cœurs complets

L'écart entre les résultats obtenus avec les méthodes déterministes et la méthode de Monte-Carlo constitue le biais déterministe. Cela n'est vrai que grâce aux efforts de cohérences de données nucléaires (voir chapitre 3). Les écarts relatifs sont présentés, toutes grappes extraites, sur la figure 4.10a. Un basculement de puissance s'y manifeste, avec une sous-estimation de −4,2% au centre et une surestimation de 2,8% vers le bord du cœur. Ce type de biais déterministe est caractéristique d'un défaut de la méthode d'équivalence du réflecteur. D'ailleurs, l'ajustement typique effectué à posteriori de la méthode de Lefebvre-Lebigot consiste à augmenter le coefficient de diffusion rapide du réflecteur (avec JEF-2.2, voir section 2.5), augmentant la puissance au centre et la diminuant au bord. L'utilisation d'une méthode d'équivalence plus avancée, ne nécessitant pas de mesures, permettrait de confirmer cette hypothèse.

Comme le montrent les figures 4.10b et 4.10c, ces écarts se détériorent davantage au fur et à mesure de l'insertion de grappes. Ils atteignent une sous-estimation de −8,2% au centre du cœur lorsque les groupes C et D sont insérés. La zone centrale derrière le rideau de grappes, déjà très déconnectée du reste du cœur en Monte-Carlo, le devient encore plus en déterministe. Suit, ci-après, une liste non exhaustive d'hypothèses plausibles quant à ce désaccord.

(1) Il pourrait être dû à un biais de schéma de calcul de réseau, puisqu'il a été montré que l'absorption des grappes est surestimée (voir section 4.3). Toutefois, ce n'est pas l'hypothèse la plus probable. En effet, absolument aucun effet de damier n'est visible lorsque toutes les grappes sont extraites, alors que le cœur est chargé en damier avec du Pyrex, pour lequel l'erreur n'est pas négligeable. Cette hypothèse pourrait être vérifiée avec un schéma de calcul plus précis. Par exemple, il serait particulièrement adapté d'utiliser une méthode des caractéristiques avec un développement de la section de diffusion en polynômes de Legendre tronqué à l'ordre 3 (P_3)[130].

(2) Une autre hypothèse est le comportement trop abrupt du flux dans le rideau de grappes centrales pour être géré correctement sous l'approximation de la diffusion. Cette hypothèse pourrait être explorée en confrontant diffusion, transport et d'éventuels intermédiaires en 1D radial ou sur un cœur complet en 2D[68].

Dans un tel cas, une minimisation de cet écart par le coefficient de diffusion rapide du réflecteur (cf. section 2.5) mènerait à un résultat moyen[6] pour toutes les insertions : les écarts seraient amoindris avec les grappes insérées, mais empirés lorsque les grappes seraient ex-

6. « Moyen » doit être compris ici dans le sens des moindres carrés, mais aussi au sens d'intermédiaire, d'entre deux.

traites. D'éventuelles erreurs qui n'apparaissent qu'en présence de grappes contamineraient également les simulations où les grappes sont extraites. Dans ce cas, ces éventuelles erreurs seraient liées aux approximations déterministes dans la modélisation des grappes. En revanche, dans le cas d'un ajustement sur des mesures, les erreurs de données nucléaires seraient également reportées. L'ajustement proposé dans le chapitre 10 n'est pas affecté par un tel phénomène.

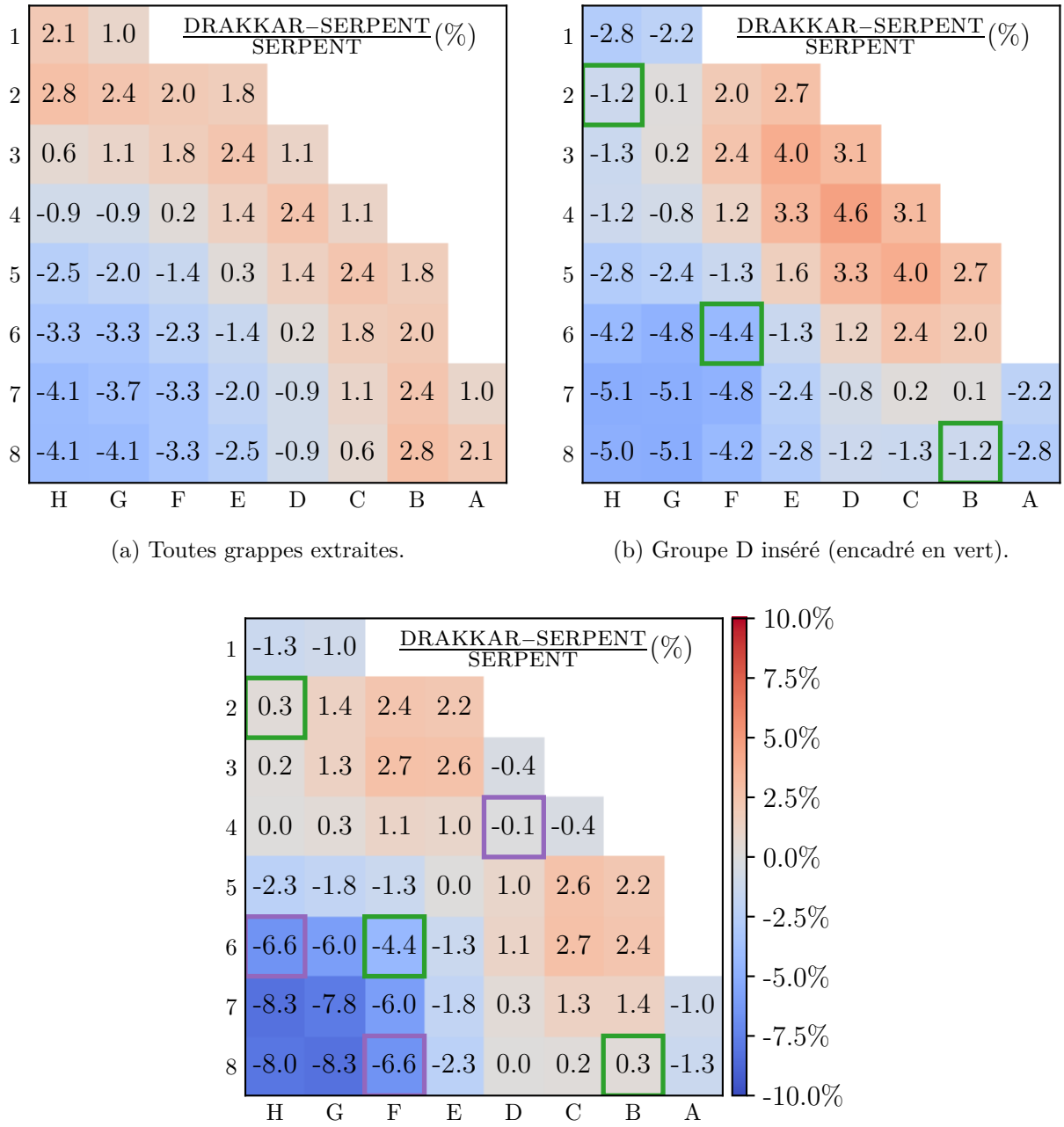
Synthèse

DRAKKAR est représentatif d'une chaîne de calcul déterministe standard. Elle a donc ses avantages, comme la rapidité et la simplicité. Elle a aussi ses inconvénients : sur les cas analysés, son biais sur la puissance par assemblage atteint 8%, ce qui est élevé, mais peu surprenant. L'amélioration des schémas de calcul déterministe constitue un axe de recherche courant, qui n'est cependant pas celui de cette thèse. De tels futurs travaux pourront tout de même bénéficier des outils proposés : une chaîne de calcul déterministe complète, en libre accès, avec des modèles réalistes de REP ayant fait l'objet de mesures, pouvant être traduits automatiquement pour SERPENT, muni d'un modèle de dépôt d'énergie précis.

Conclusion

— Les limites du schéma de calcul déterministe employé sont cernées.

— Les modèles déterministes et probabilistes mis en place forment un tout cohérent, permettant d'aborder sereinement l'échantillonnage de leurs données nucléaires.



(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 4.10[14] Écarts relatifs de distribution de puissance entre DRAKKAR et SERPENT sur le premier démarrage de Tihange-1.

CHAPITRE 5 INCERTITUDES DE DONNÉES NUCLÉAIRES

Dans le chapitre précédent, seule la meilleure estimation (*best estimate*, en anglais) des données nucléaires est utilisée. Chacune des distributions de puissance obtenues s'avère donc être la meilleure estimation. Or, une approche robuste de sûreté nucléaire considère le cas enveloppe, qui correspond aux bornes limites de l'incertitude estimée. Ce cas enveloppe coïncide rarement avec la meilleure estimation.

Ce chapitre présente les incertitudes de données nucléaires utilisées par la suite.

5.1 Choix de sources de fichiers ENDF-6 aléatoires

Les principales évaluations d'incertitudes de données nucléaires sont les suivantes.

— Les matrices de variances-covariances, disponibles dans les évaluations européennes ou américaines, par exemple. Leurs dernières versions respectives sont JEFF-3.3[142] et ENDF-B/VIII.0[143]. À partir de ces matrices, des fichiers ENDF-6 peuvent être échantillonnés, par exemple avec le code SANDY[103]. Cet échantillonnage doit être réalisé selon une distribution (ou loi) de probabilité qui ne peut pas être précisée dans un fichier au format ENDF-6. En général, une approximation gaussienne est utilisée. Ces matrices sont discrétisées selon un maillage multigroupe, ce qui signifie que ces incertitudes sont constantes par morceau, et donc discontinues. Bien que ceci s'améliore avec le temps[1], ces incertitudes sont régulièrement manquantes ou incomplètes, et ce d'autant plus si l'isotope n'est pas d'importance majeure.

— L'évaluation TENDL-2019 propose des fichiers ENDF-6 dont l'échantillonnage est réalisé en amont des modèles nucléaires. Les quelques avantages suivants en découlent.

(1) Ses incertitudes, évaluées à partir de données expérimentales, varient continûment, sans discontinuités.

(2) L'approximation gaussienne n'est pas imposée aux quantités physiques telles que les sections efficaces (en particulier, du domaine rapide), les distributions angulaires et énergétiques des particules secondaires, les spectres de fission ou les nombres moyens de neutrons émis par fission.

1. Voir l'annexe portant sur l'historique dans la réf. [81] et, pour remonter davantage, les réf. [144] et [145].

(3) Ses fichiers ENDF-6 sont tous issus d'une chaîne unique de production. Cela leur donne des formats identiques ainsi qu'une grande homogénéité. Comme il le sera vu, leur exploitation est donc plus sûre et plus rapide qu'une évaluation classique, plus variable.

Les évaluateurs de TENDL-2019 proposent leurs propres fichiers ENDF-6 pour un très grand nombre d'isotopes, mais ont fait le choix d'exclure les suivants :

— les noyaux légers, comportant moins de 20 nucléons, en conséquence des limites des modèles optiques utilisés par TALYS[146] et des codes comparables de physique nucléaire, comme EMPIRE[147] ;

— les isotopes lourds les plus importants, c'est-à-dire l'uranium 233, 235 et 238, le plutonium 239 et le thorium 232.

Pour ces isotopes-là, TENDL-2019 ne peut donc pas être la source de leurs incertitudes. Pour ceux-ci, les incertitudes de JEFF-3.3 seront utilisées, pour les raisons suivantes.

(1) Cette thèse est réalisée dans un contexte majoritairement européen. D'éventuels échanges et collaborations avec les évaluateurs ont plus de chances d'être fluides.

(2) De manière générale, une évaluation récente a moins d'incertitudes non renseignées. Il en manque cependant encore, comme il le sera abordé dans ce chapitre.

Le fait de compléter les évaluations classiques avec la dernière version de TENDL n'a rien d'inhabituel. Pour son code CASMO-5, Studsvik a une approche comparable, complétant les évaluations avec la dernière version de TENDL[148]. Le projet JEFF complète également ses propres évaluations à partir de versions récentes de TENDL[142]. Ici, seule la position du curseur change, suite au fait que nous nous intéressons plus aux incertitudes qu'aux meilleures estimations. En effet, une approche tenant compte des incertitudes préférera toujours des incertitudes complètes (sans manques) et bien évaluées (pas de larges sous-estimations), même si la meilleure estimation est moins bonne : la réalité est alors toujours incluse dans les bornes de l'incertitude. À l'inverse, une excellente évaluation mais dont l'incertitude est largement sous-estimée risque de passer à côté de la réalité.

Il faut souligner que l'idée n'est pas de démontrer les qualités ou les défauts de JEFF-3.3 ou de TENDL-2019 par rapport à d'autres évaluations. Il s'agit simplement d'un choix d'évaluation, puisqu'il est nécessaire d'en faire un. Une fois les méthodes mises en place, les données peuvent toujours être changées. L'hypothèse sous-jacente est qu'un autre choix de données nucléaires mènerait aux mêmes écarts entre méthodes déterministes et probabilistes. En revanche, les classements de l'importance de chaque isotope pour l'incertitude résultante, tout comme l'incertitude totale elle-même, pourraient être sensibles à ce choix.

5.2 Production de fichiers ACE et Draglib échantillonnés

La propagation de ces incertitudes nécessite la production de fichiers ACE et DRAGLIB. Pour cela, SANDY a été intégré dans PyNjoy2016 pour permettre l'échantillonnage dans des matrices de variances-covariances. Pour l'appliquer au cas du démarrage de Tihange-1, six isotopes sont échantillonnés dans JEFF-3.3 :

— l'uranium 235 et 238 du combustible ;

— l'oxygène 16 du combustible et de l'eau ;

— l'hydrogène de l'eau ;

— le bore 10 et 11 de l'eau borée et des crayons de poison consommable en Pyrex.

Les fichiers ENDF-6 prééchantillonnés de TENDL-2019 sont utilisés pour les vingt autres isotopes présents dans des quantités non négligeables lors d'un premier démarrage :

— le zirconium 90, 91, 92, 94 et 96 des gaines ;

— le fer 54 et 56, le nickel 58 et le chrome 52, présents principalement dans le réflecteur ;

— l'argent 107 et 109, l'indium 115, le cadmium 106, 108, 110 à 114 et 116 des grappes de contrôle.

5.3 Quelques illustrations

There is no excuse for failing to plot and look.
J. Tukey[149]

Les figures 5.1 à 5.10 illustrent quelques incertitudes de sections efficaces multigroupes contenues dans les DRAGLIB utilisées au chapitre suivant. Ces courbes ne sont pas celles de certains échantillons spécifiques, mais des statistiques sur tous les échantillons contenus dans les DRAGLIB, en l'occurrence des quantiles, dont la médiane, et l'écart-type. Davantage de graphiques similaires sont présentés dans l'annexe F.

La température sélectionnée pour ces graphiques est la plus proche de celle mesurée lors du premier démarrage à chaud de Tihange-1, c'est-à-dire 547°F (≈ 286,11°C).

Un fort découpage, de plus de 15 000 groupes, est visible sur ces figures entre 4,63 eV et 11,1 keV. De ce grand niveau de détail provient d'ailleurs la précision des méthodes de sous-groupes mathématiques. Au-delà, ce sont les sections efficaces à dilution infinie qui sont montrées ici.

Des paliers d'incertitudes sont particulièrement visibles sur les figures 5.1 et 5.2, respectivement pour l'uranium 238 et 235, au-dessus de 100 eV. Ils sont dus à la discrétisation des matrices de variances-covariances. Les bornes en énergie de ces discrétisations sont décidées par l'évaluateur et dépendent de l'isotope.

L'hydrogène, présenté sur la figure 5.4, mérite d'être souligné pour son incertitude extrêmement faible. Il s'agit de l'isotope le mieux connu de tous[150]. À ce titre, il sert même d'étalon primaire en physique nucléaire[150]. En l'occurrence, son écart-type est de 0,3% sur la majorité des énergies d'intérêts, avec un sommet à 2,5% à haute énergie. L'absence d'incertitude dans les lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère (cf. section 2.7) implique une incertitude nulle en dessous de 4 eV, comme cela peut être vu sur la figure 5.5.

La section efficace du bore 10, illustrée sur la figure 5.6, est notable pour l'importance de la réaction (n,α).

Les sections efficaces de diffusion inélastique de l'oxygène 16 et du bore 10, présentées sur les figures 5.3 et 5.6, ont tous leurs quantiles superposés, ce qui signifie une incertitude anormalement nulle. Toutefois, cette observation s'explique : dans JEFF-3.3, ces incertitudes sont décrites sous un format peu courant et non supporté nativement par SANDY. Dans le jargon d'ENDF-6[81], leurs matrices de variances-covariances sont dites de type NC, indiquant que leurs incertitudes doivent être calculées à partir des incertitudes sur les autres sections efficaces, en l'occurrence par

$$s(\sigma_{\text{inélastique}}) = s(\sigma_{\text{totale}}) - s(\sigma_{\text{élastique}}) - s(\sigma_\gamma) - s(\sigma_{\text{p}}) - s(\sigma_{\text{d}}) - s(\sigma_{\alpha_0}) - s(\sigma_{\alpha_1}) - s(\sigma_{\text{t2}\alpha}) \quad (5.1)$$

où $s(\sigma_{\text{x}})$ est l'incertitude de la section efficace σ_{x} de la réaction (n,x). À l'inverse, les matrices de variances-covariances habituelles sont dites de type NI, dans ce même jargon [2], c'est-à-dire que les incertitudes sont données explicitement pour toutes les sections efficaces, sans nécessité de réaliser le calcul ci-dessus. Ce problème d'incompatibilité corrobore, hélas, l'hétérogénéité des données nucléaires et pousse à placer le curseur au plus possible vers TENDL-2019. En l'occurrence, il s'agit d'un problème aux conséquences mineures, puisque ces sections efficaces ne sont pas les plus importantes. En guise de perspective, il serait toutefois utile d'intégrer dans SANDY un support natif de ces matrices de type NC.

La section efficace de l'argent 107, illustrée sur la figure 5.10, est fortement non gaussienne au-delà de 7 keV. Cela constitue une richesse que seul TENDL-2019 peut présenter, à ce jour.

2. Les initiales NI et NC ne sont pas développées explicitement dans les documents de référence [81] et [83]. Une hypothèse parmi tant d'autres : elles pourraient signifier Nombre d'incertitudes Indépendantes (NI) ou Composées à partir des incertitudes des autres réactions (NC).

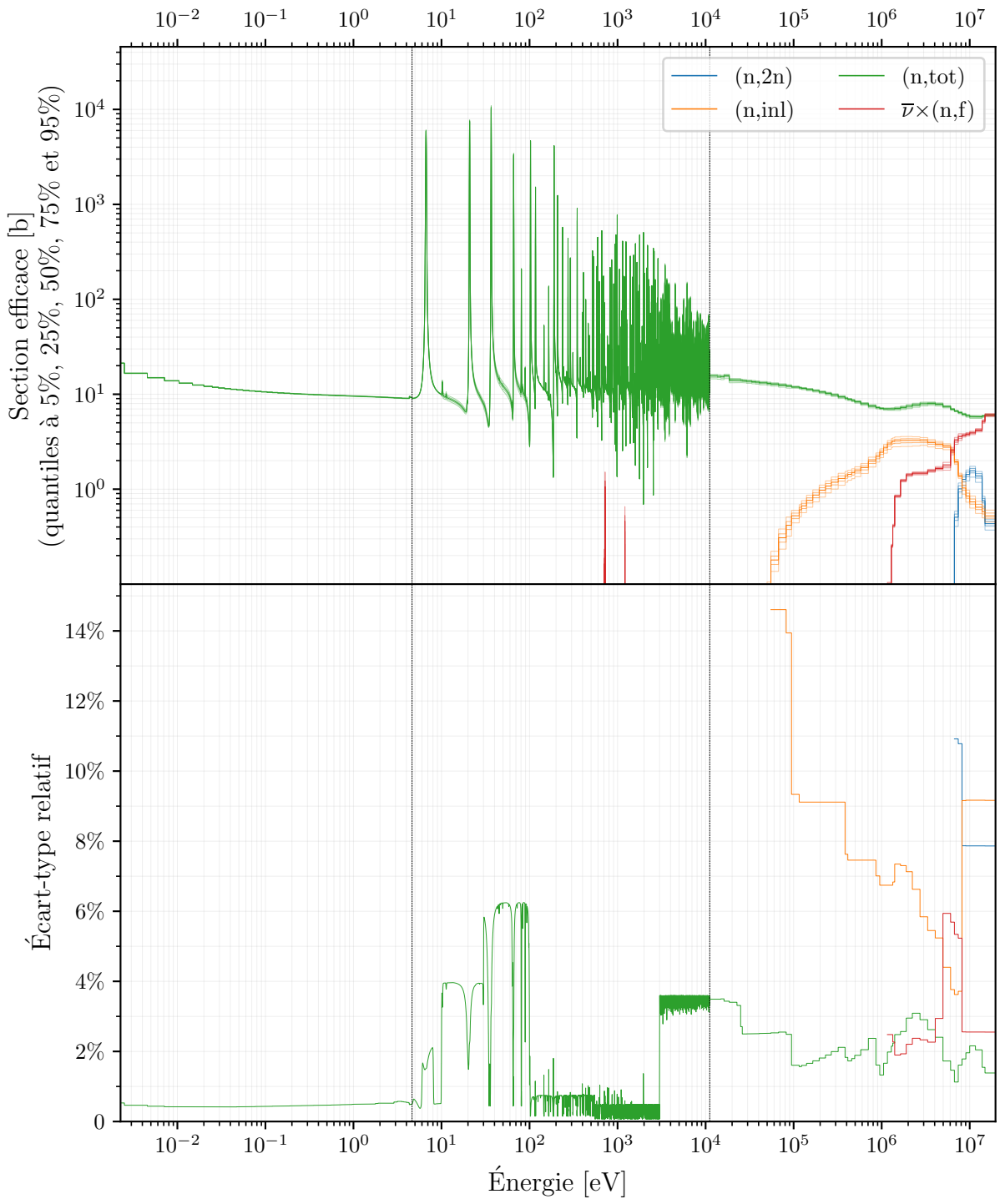


FIGURE 5.1 [17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'uranium 238 dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

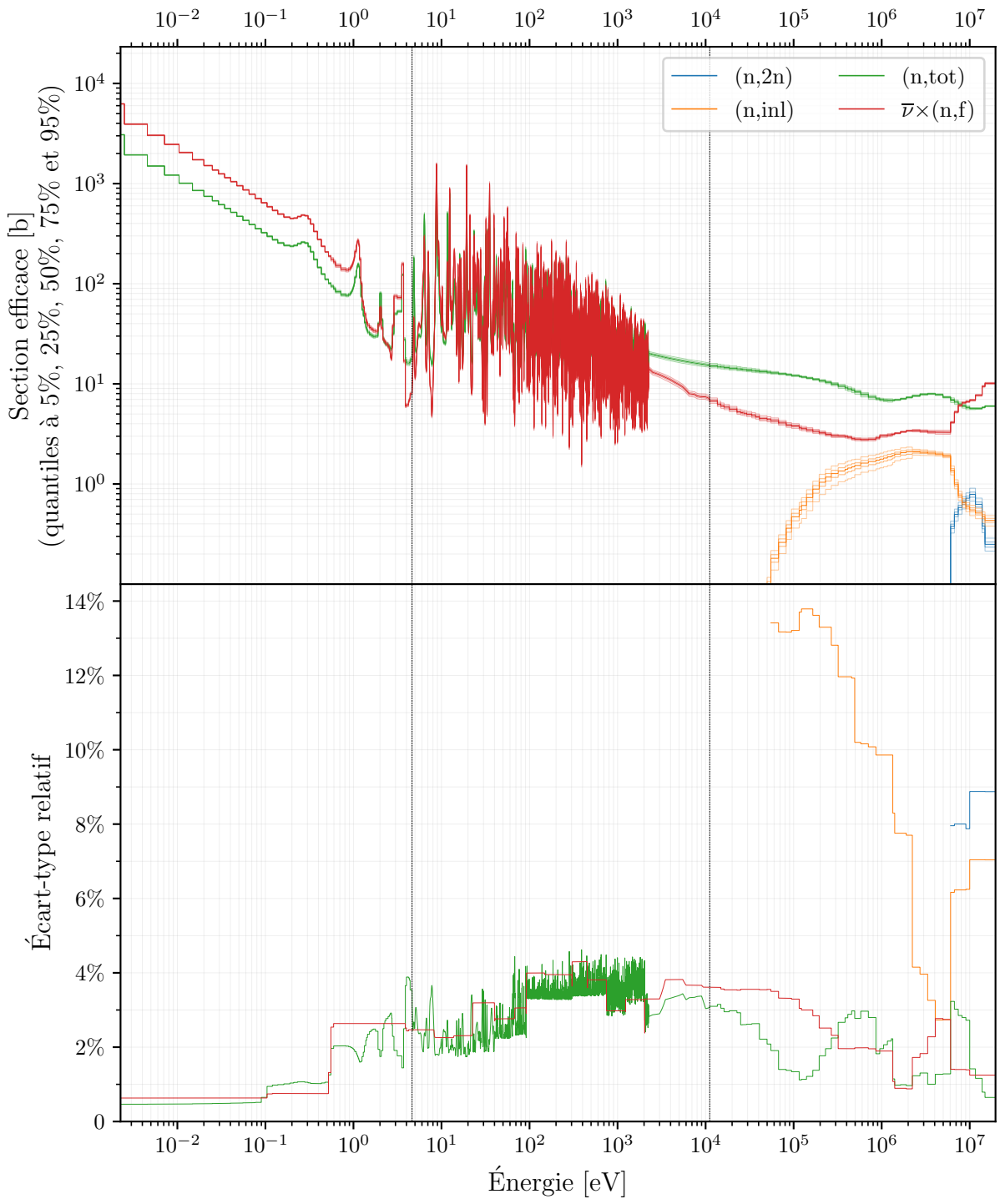


FIGURE 5.2[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'uranium 235 dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

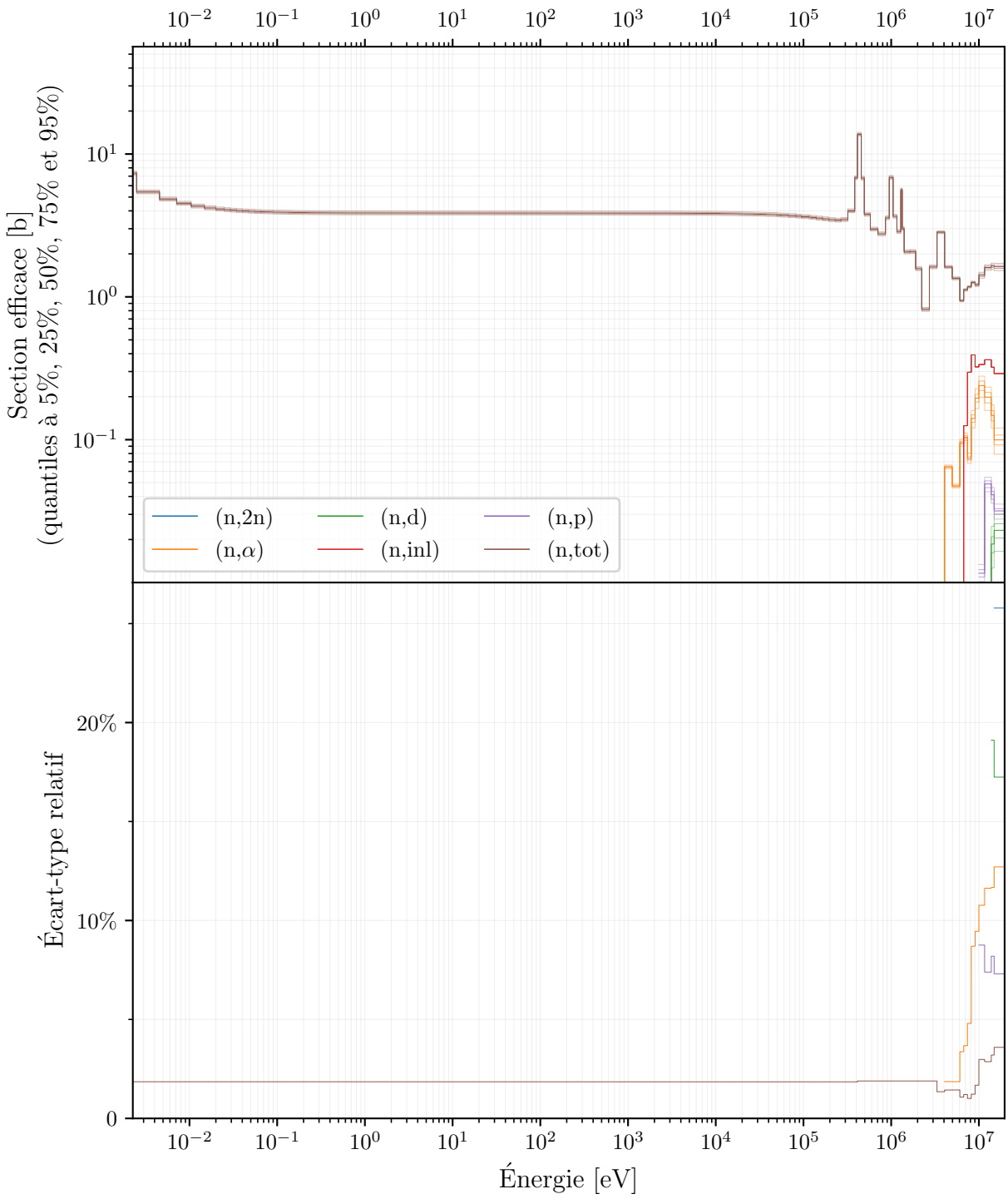


FIGURE 5.3[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'oxygène 16 dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

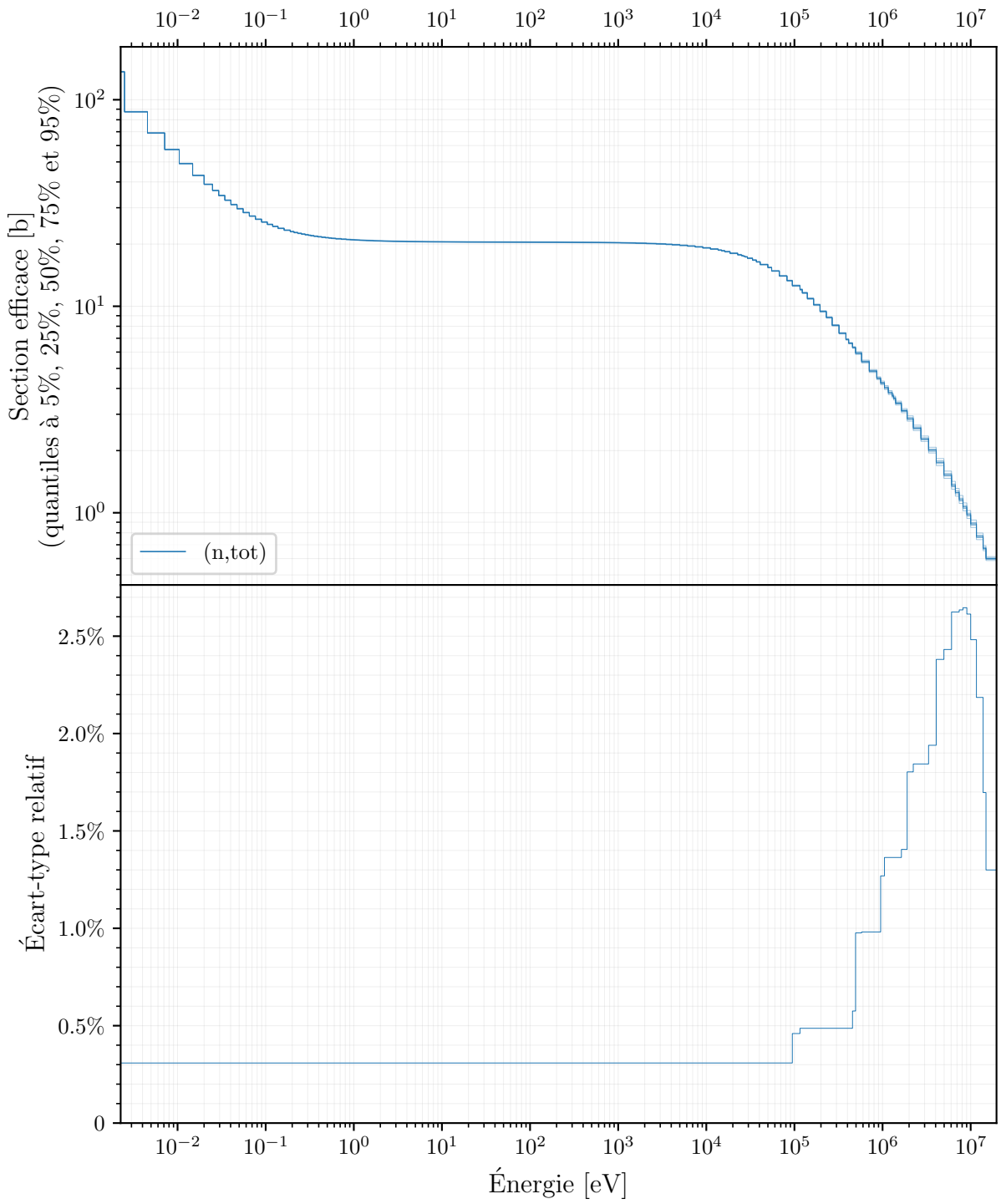


FIGURE 5.4[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'hydrogène dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

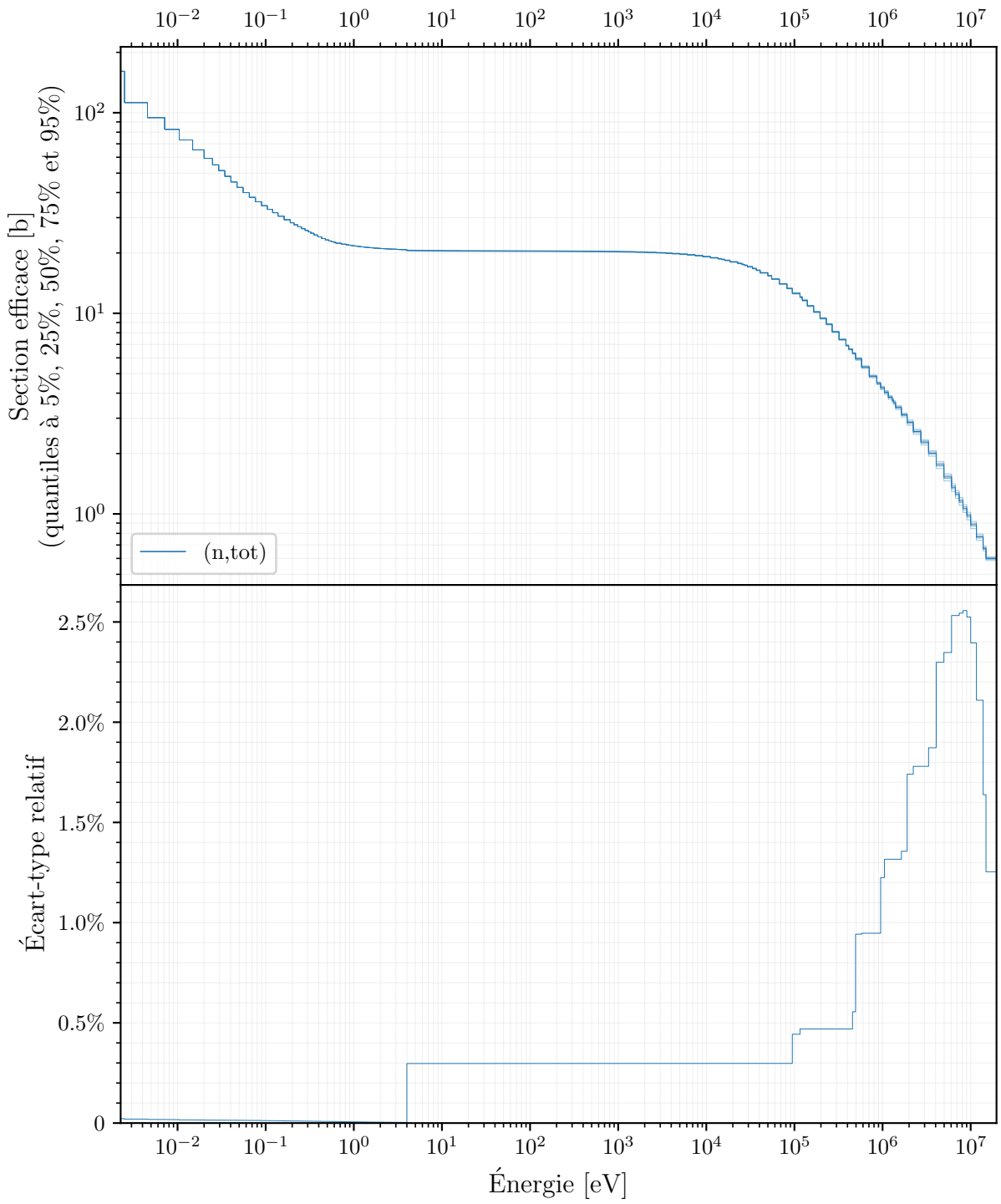


FIGURE 5.5[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces de l'hydrogène lié à l'eau légère dans JEFF-3.3, à 573,6 K (300,45°C).

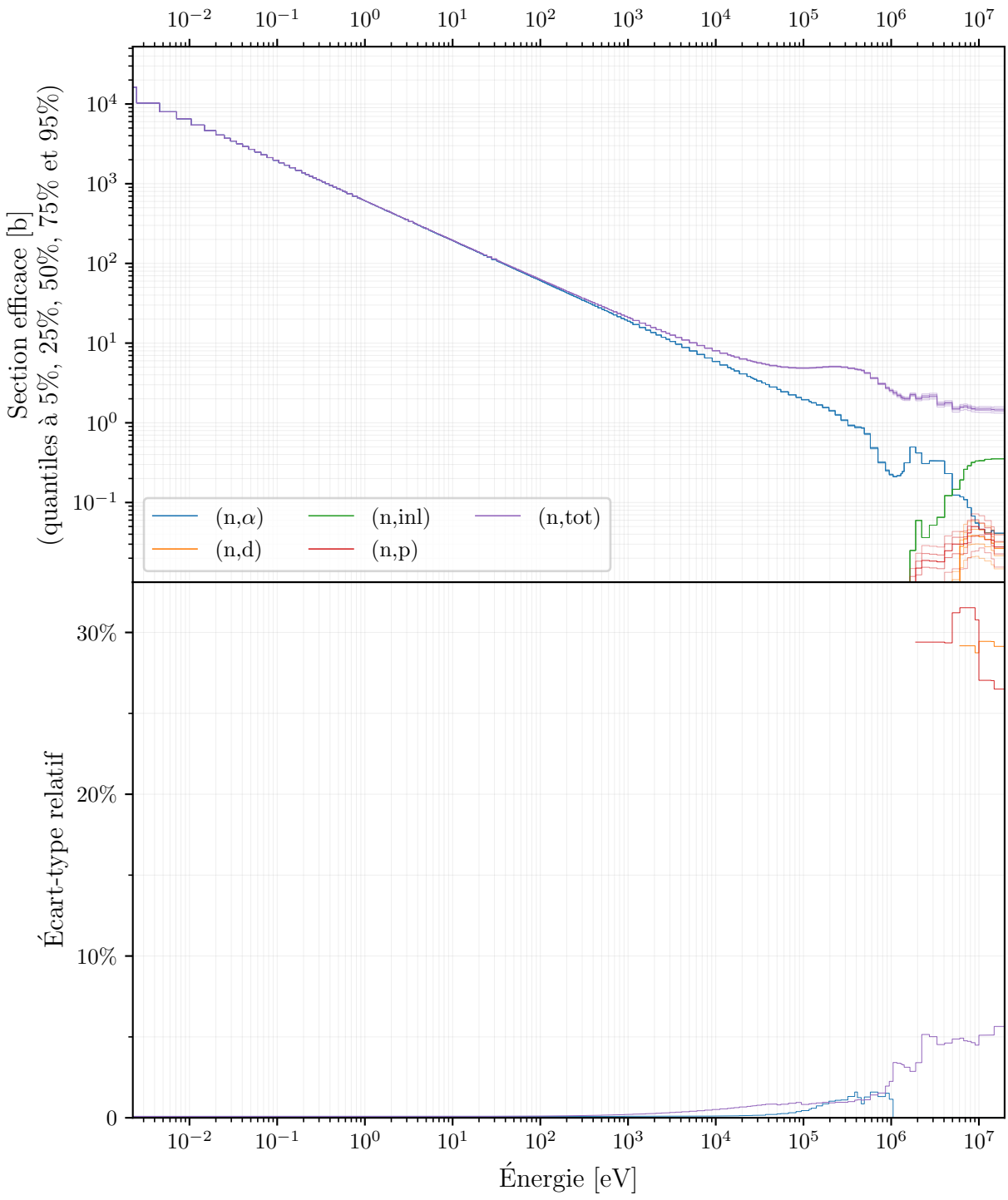


FIGURE 5.6[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces du bore 10 dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

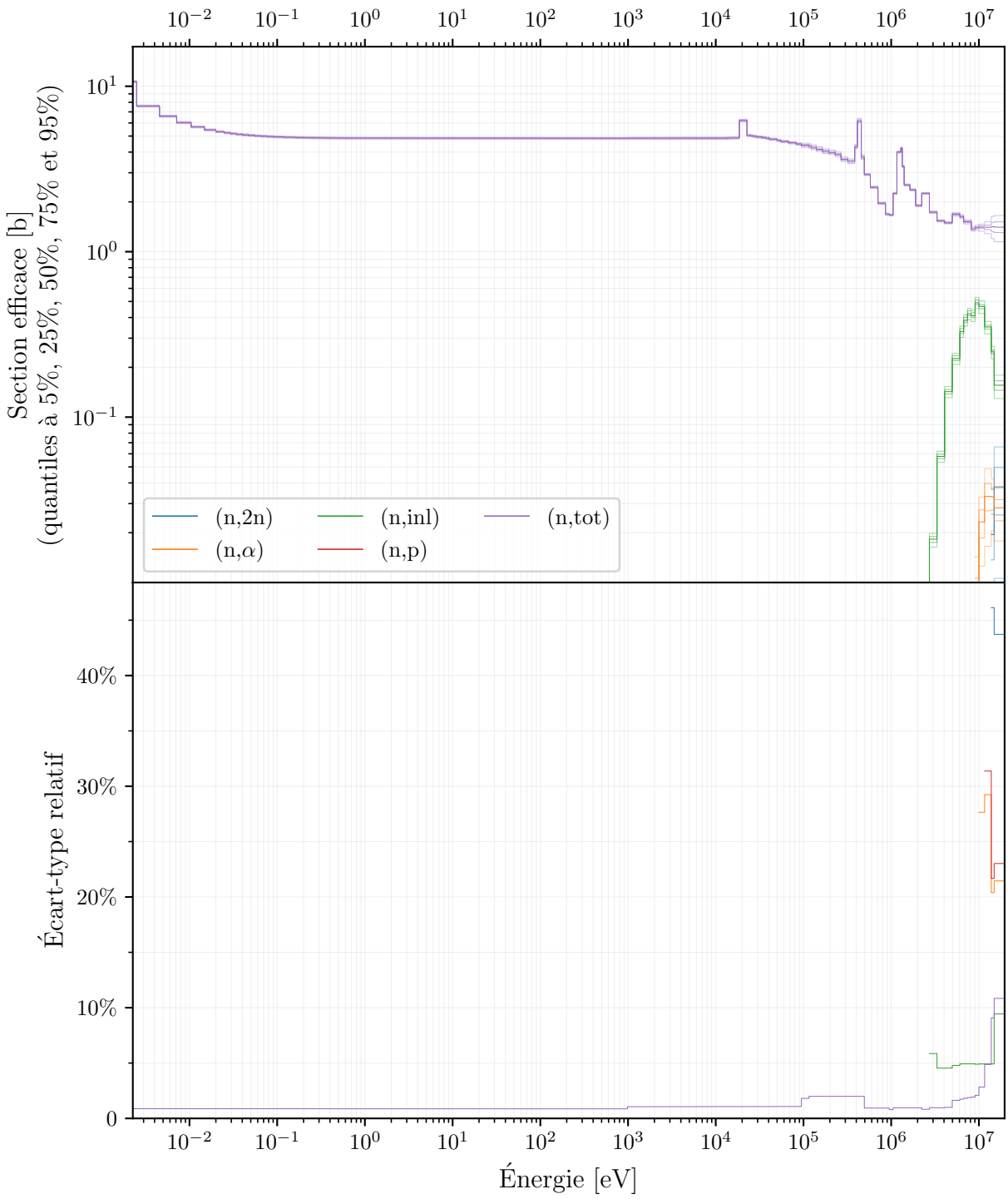


FIGURE 5.7[17] Statistiques de 300 échantillons de sections efficaces du bore 11 dans JEFF-3.3, à 550 K (276,85°C).

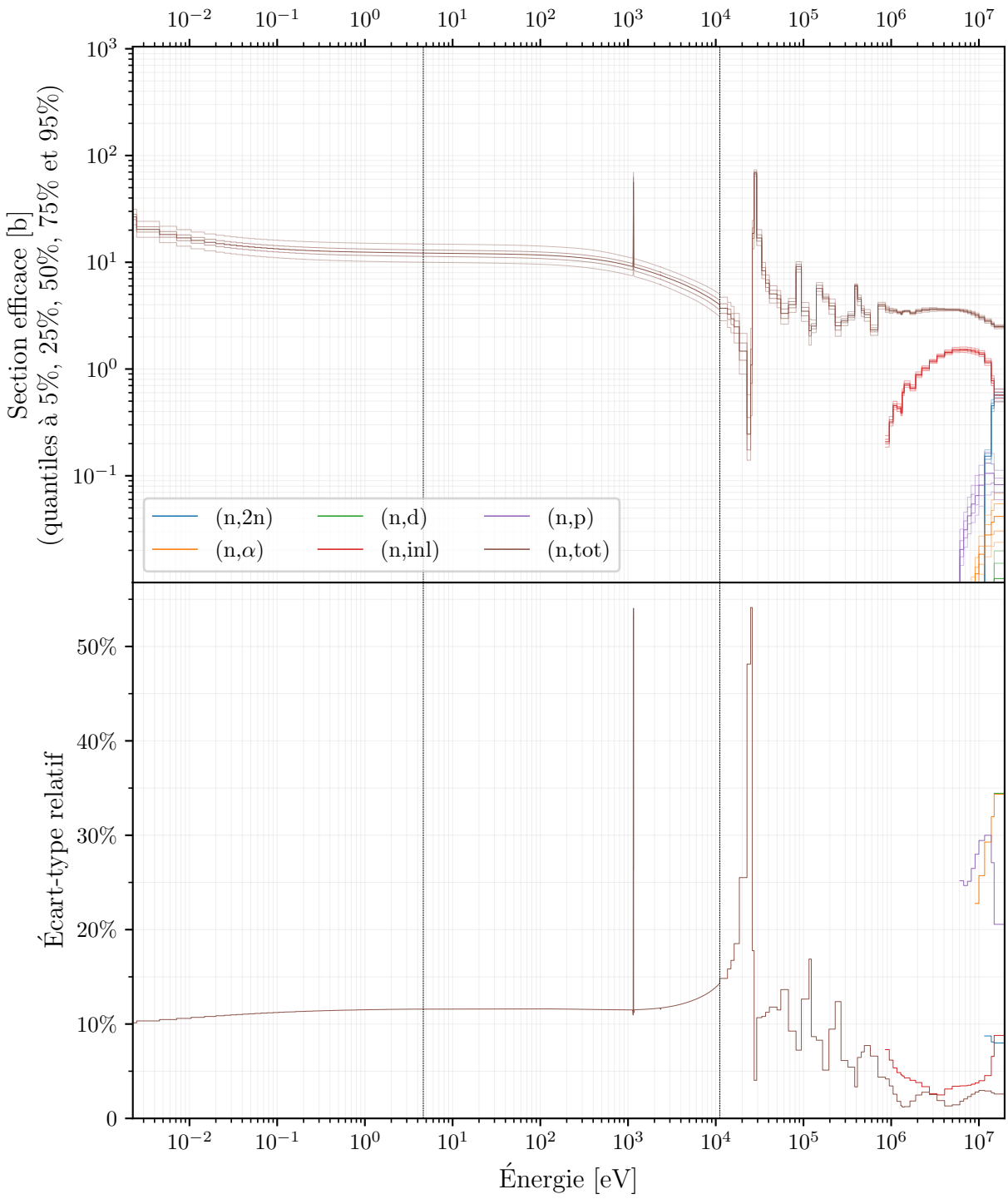


FIGURE 5.8[17] Statistiques de sections efficaces du fer 56 dans les 300 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

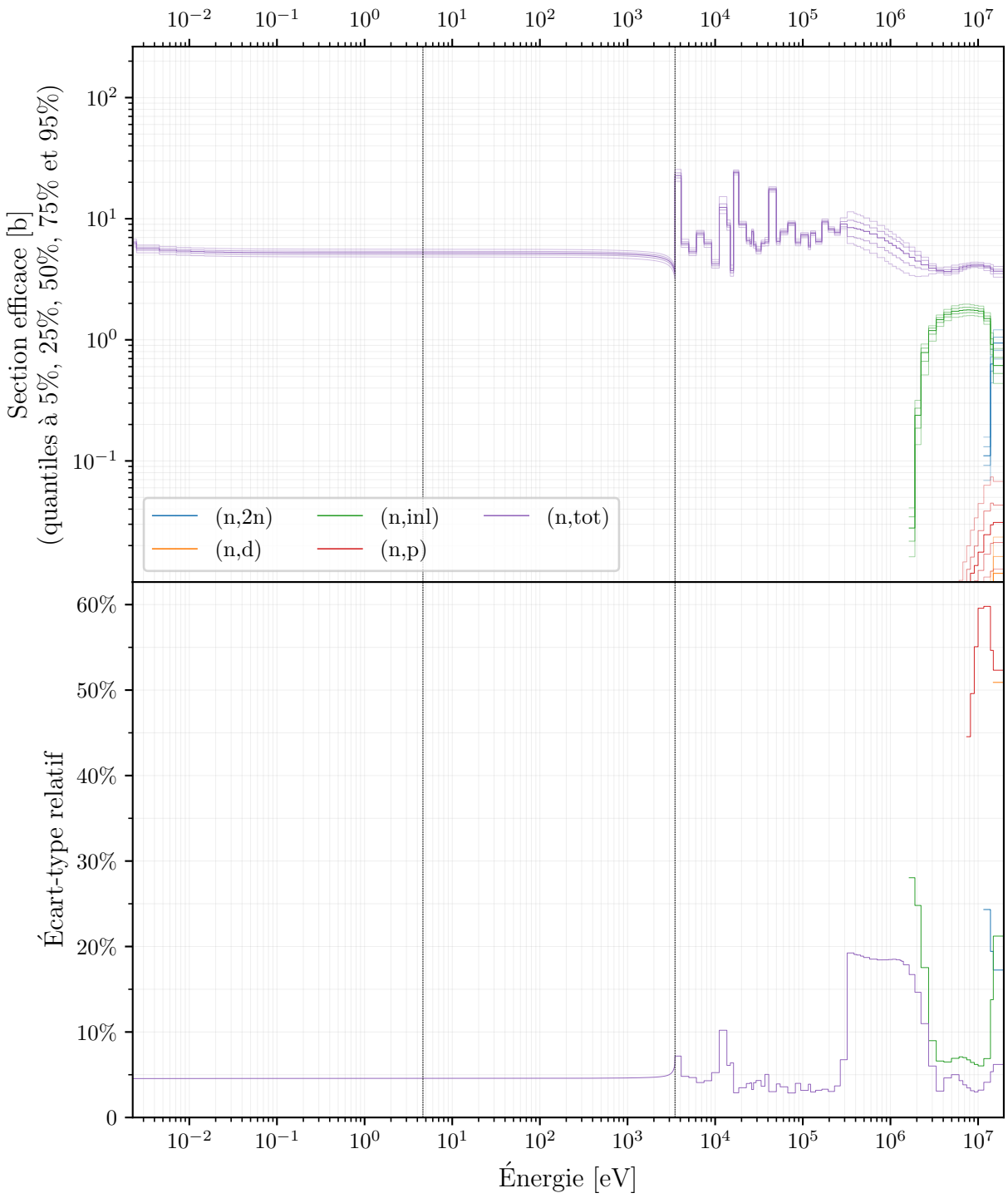


FIGURE 5.9[17] Statistiques de sections efficaces du zirconium 90 dans les 300 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

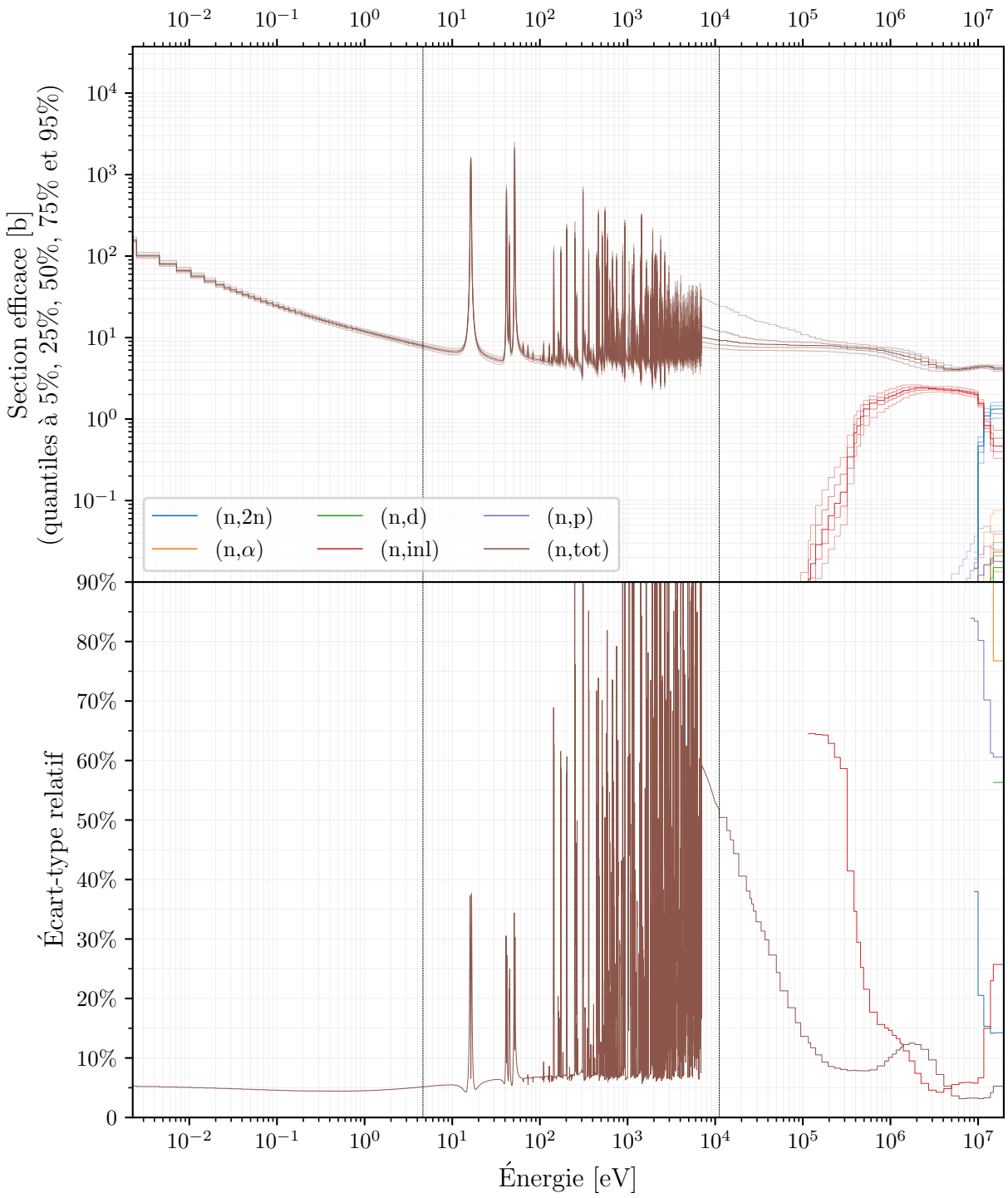


FIGURE 5.10 [17] Statistiques de sections efficaces de l'argent 107 dans les 100 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

En résumé, les limites de l'exercice sont les suivantes.

— Les sections efficaces de diffusion inélastique sur l'oxygène 16 et sur le bore 10 n'ont pas d'incertitudes, SANDY ne supportant pas leurs formats de données nucléaires, car trop peu courants.

— À notre connaissance, il n'existe aucune évaluation de l'incertitude des distributions angulaires et énergétiques des neutrons diffusant sur l'hydrogène non lié moléculairement ou sur l'uranium. Hélas, ces incertitudes devraient avoir un impact non négligeable sur le premier ordre de Legendre des sections efficaces de diffusion, et donc sur les coefficients de diffusion[52].

— Aucune évaluation des incertitudes des lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère n'était disponible lors de ces travaux pour les températures en jeu (cf. section 2.7), encore une fois à notre connaissance.

Ces limites sont essentiellement celles des évaluations, qui nécessitent donc encore et toujours d'être améliorées.

Une autre amélioration possible de la part des évaluateurs serait la mise à disposition de fichiers ENDF-6 échantillonnés le plus en amont possible, en plus des matrices de variances-covariances. En effet, celles-ci sont fréquemment construites à partir d'échantillonnages[151]. En rééchantillonnant dans ces matrices avec une approximation gaussienne, tous les moments d'ordres supérieurs (asymétrie, kurtosis…) éventuellement préexistants sont supprimés, tout comme leurs corrélations (co-asymétrie, co-kurtosis…). Pour récupérer cette richesse, quelques centaines ou milliers d'échantillons seraient suffisants, ce qui est loin d'être inaccessible. Une voie alternative serait la mise à disposition du code réalisant les échantillonnages en amont de ces matrices. Dans tous les cas, il incomberait aux utilisateurs de vérifier la convergence sur leurs configurations. Cette responsabilité de l'utilisateur existe déjà lors de la résolution de l'équation de Boltzmann avec une méthode de Monte-Carlo ou, dans une moindre mesure, déterministe.

Par ailleurs, cela permettrait d'éviter un problème inhérent à l'utilisation de l'approximation gaussienne : la possibilité d'obtenir des sections efficaces négatives, non physiques, en particulier lorsque les écarts-types sont élevés. SANDY tronque ces valeurs négatives, ce qui introduit un biais d'échantillonnage difficilement évitable avec des matrices de variances-covariances. Ce fait encourage, là aussi, à privilégier TENDL-2019 pour ne pas utiliser de matrices de variances-covariances pour des isotopes mal connus : leurs incertitudes élevées impliqueraient de grandes chances d'obtenir des sections efficaces négatives, non physiques.

5.4 Validation des incertitudes de données nucléaires

L'évaluation d'une donnée nucléaire peut être validée :

(1) en la comparant à des mesures différentielles ou à d'autres évaluations, ou

(2) en comparant des mesures intégrales au résultat exploitant cette évaluation.

En revanche, l'*incertitude* fournie par un évaluateur ne peut pas être validée de la même manière, par comparaison, car ce n'est pas une donnée physique intemporelle et universelle, contrairement à la donnée nucléaire elle-même. Une incertitude représente la connaissance que des humains ont d'une donnée physique ; à quel point ils *pensent* être justes[7]. Par exemple, il est clair qu'un autre évaluateur, disposant de plus de temps, de moyens et de mesures plus précises, aura toutes les raisons d'obtenir une incertitude plus faible. Comparer l'amplitude des incertitudes n'a donc guère de sens. Au mieux, une validation des incertitudes consiste à vérifier que les évaluations sont compatibles, c'est-à-dire qu'avec des mesures indépendantes ou des choix théoriques différents, les évaluateurs aboutissent à des incertitudes qui se chevauchent. Si ce n'est pas le cas, l'existence d'au moins un biais systématique peut être suspecté dans une évaluation au moins, et au pire dans toutes, si elles sont toutes biaisées différemment. Cette démarche n'a rien d'exotique : l'histoire de la physique est jonchée de telles comparaisons, qui ont permis de découvrir des biais systématiques et de repousser les frontières de la connaissance. Par exemple, citons la mesure du temps de désintégration d'un neutron, problème encore non résolu à ce jour[152], ou encore celle de la charge de l'électron [3].

Dans la suite, nous ne proposerons qu'une validation des incertitudes par comparaison avec des cartes de réponses de détecteurs (à la manière du point 2 ci-dessus). La comparaison entre évaluations (point 1) de chaque donnée nucléaire individuelle est un travail long, ingrat mais indispensable, revenant aux expérimentateurs et aux évaluateurs de données nucléaires.

3. « Millikan a mesuré la charge de l'électron par une expérience avec des gouttes d'huile qui tombent, et a obtenu une valeur que nous savons maintenant ne pas être tout à fait juste. Elle était un peu fausse parce qu'il a utilisé une valeur incorrecte de la viscosité de l'air. C'est intéressant de regarder l'histoire des mesures de la charge de l'électron, après Millikan. Si vous les tracez en fonction du temps, vous verrez apparaître une valeur un peu plus grande après Millikan, puis une autre encore plus grande, jusqu'à ce qu'enfin elles se stabilisent sur la valeur que nous connaissons. Pourquoi n'ont-ils pas découvert tout de suite cette valeur plus élevée ? Les scientifiques ont honte de cette histoire parce qu'il est évident que, quand ils obtenaient une valeur qui était trop élevée par rapport à celle de Millikan, ils pensaient que quelque chose devait être faux. Ils cherchaient et trouvaient des corrections jusqu'à ce qu'ils se rapprochent de Milllikan. Lorsqu'ils obtenaient une valeur compatible avec celle de Millikan, ils ne cherchaient plus autant. Par conséquent, ils ont éliminé les valeurs qui étaient trop éloignées. » Extrait du discours de Feynman à Caltech (1974), traduit par nos soins.

Conclusion

Les évaluations d'incertitudes de données nucléaires de JEFF-3.3 et de TENDL-2019 ont permis de produire des bibliothèques probabilistes et déterministes échantillonnées au sein de ces incertitudes.

CHAPITRE 6 ÉCHANTILLONNAGES DE DONNÉES NUCLÉAIRES EN DÉTERMINISTE

DANS CE CHAPITRE, les incertitudes présentées au chapitre précédent sont propagées au travers de DRAKKAR, par échantillonnage.

Il s'agit d'une méthode de référence de propagation d'incertitudes. Elle permet d'éviter les approximations gaussiennes et de linéarité de la réponse qu'emploient les méthodes de propagation par perturbation. Par exemple, si l'incertitude d'une donnée nucléaire est le double de la perturbation, l'impact sur la distribution de puissance n'est pas nécessairement exactement doublé, suite à une non linéarité de la réponse.

Plus généralement, l'approche par échantillonnage retenue présente les avantages suivants.

— Puisque celle-ci a lieu au niveau des fichiers ENDF-6, tous les effets implicites (amont à l'autoprotection) peuvent être pris en compte. Les distinctions entre effets implicites et explicites n'ont pas lieu d'être, ce qui évacue la nécessité d'approximations et de traitements *ad hoc* qui en découlent [153]. Par ailleurs, une perturbation au niveau de la bibliothèque multigroupe induirait des approximations [154], ici évitées, pour différencier les contributions au sein d'une matrice de diffusion combinée, sommant les contributions élastiques, inélastiques, (n,2n) et (n,3n). Ces complications sont accentuées lorsque ces bibliothèques sont livrées, non reproductibles, dans un format propriétaire et binaire.

— Chaque échantillon peut également être propagé indistinctement au travers d'autres simulations physiques, comme la thermique du combustible ou la thermohydraulique. Aucune modification ou approximation supplémentaire n'est à réaliser dans ces simulations.

— Il est possible d'échantillonner tous les isotopes en même temps. Cela permet de capturer l'effet des interactions, entre isotopes, de leurs incertitudes respectives.

Toutefois, dans ce chapitre, l'échantillonnage est réalisé isotope par isotope, tour à tour. Lorsqu'un isotope n'est pas échantillonné, la meilleure estimation de l'évaluation JEFF-3.3 est conservée. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 6.1 à 6.20. Ces figures comportent quatre indicateurs statistiques de la puissance par assemblage, c'est-à-dire :

(1) sa moyenne ;

(2) son écart-type relatif ;

(3) son asymétrie ;

(4) son excès de kurtosis ;

ainsi qu'une courbe en fond, que le lecteur sur ordinateur pourra regarder de *très* près. Cette courbe correspond à la densité de probabilité [1] de produire une certaine puissance. Par exemple, sur la première colonne de la figure 6.1, les courbes sont à peu près alignées verticalement, au premier ordre. Cela signifie une puissance quasiment constante dans la partie interne du cœur, ce qui est effectivement le résultat attendu au vu des moyennes. Par ailleurs, la largeur de la densité de probabilité donne une idée de l'incertitude.

Davantage de figures similaires se trouvent dans l'annexe G. Elles concernent les isotopes échantillonnés les moins remarquables.

6.1 Moyennes

La moyenne correspond aux résultats habituels, c'est-à-dire à la meilleure estimation (cf. figure 4.1). Les exceptions à ce constat concernent les échantillonnages de TENDL-2019, comme ceux du fer 56 (figure 6.7) ou du zirconium 90 (figure 6.16). Cette observation s'explique par le fait que la meilleure estimation de TENDL-2019 est différente de la meilleure estimation de JEFF-3.3.

6.2 Écarts-types

Sur pratiquement toutes ces figures (6.1 à 6.20), une couronne d'incertitudes minimales (voire nulles) peut être observée, avec des incertitudes plus importantes au centre et au bord. Ce fait est immédiatement visible à la quantité de bleu (largeur de la densité de probabilité), pour chaque assemblage. Il avait déjà été observé par Dos Santos [87] et est dû à la normalisation de la distribution de puissance (voir équation 4.1), exprimant le fait que la somme des puissances des assemblages est égale à la puissance totale. En vertu de cette normalisation, ces incertitudes sont corrélées : une surestimation au centre implique une sous-estimation au bord, et vice-versa.

Ce fait pourrait avoir des conséquences bénéfiques sur la démonstration de sûreté et, *in fine*, sur les plans de chargement pratiqués. Par exemple, cela pourrait mener à préférer que les crayons significativement plus chauds soient placés systématiquement dans cette couronne, car l'incertitude y serait insensible aux basculements de puissance et donc plus faible. À l'inverse, avoir des crayons dégageant le plus de puissance au centre et à la périphérie mènerait à prendre plus de marges, car n'importe quel basculement de puissance (dans un sens ou dans

1. Plus formellement, il s'agit d'un histogramme, c'est-à-dire le pendant discret d'une densité de probabilité continue. Cet abus de langage, assumé, est employé dans l'espoir de communiquer plus clairement la notion de *probabilité* qu'un assemblage produise telle ou telle puissance.

l'autre) augmenterait la puissance des crayons d'un côté ou d'un autre. Cette remarque est particulièrement applicable aux configurations encore peu connues, comme les premiers plans de chargement.

Ce comportement, avec un maximum d'incertitude en plein centre ou au bord, parfois les deux à égalité, est une constante. La figure 6.21 résume tous les résultats détaillés dans ce chapitre, en classant les isotopes par le maximum d'incertitude qu'ils causent dans le cœur. Sur cette figure, les erreurs-types sur l'écart-type, l'asymétrie et l'excès de kurtosis sont également ajoutées. Elles sont calculées respectivement à partir des équations 2.29, 2.31 et 2.32. Il serait également possible de les calculer par rééchantillonnage, par exemple avec la méthode de Cyrano (*bootstrap*, en anglais) ou du couteau suisse (*jackknife*, en anglais).

Ci-après, les résultats pour chaque isotope sont abordés en suivant ce classement. Le classement et les amplitudes obtenus sont bien entendu dépendant du choix des évaluations d'incertitudes de données nucléaires. Un autre classement et d'autres amplitudes pourraient être obtenus avec d'autres évaluations d'incertitudes.

6.2.1 Uranium 238

Lorsque toutes les grappes sont extraites (figure 6.1), les incertitudes sur l'uranium 238 induisent un écart-type de 1,1% en plein centre et au bord, en bout de médiane. En bout de diagonale, l'écart-type n'est que de 0,4%.

Le point de bascule sur la médiane est situé sur le troisième assemblage en partant du bord. Il est intéressant de noter qu'un point de bascule a déjà été vu à la section 4.5, avec l'erreur-type de SERPENT (figure 4.6a), mais se situait alors sur le quatrième assemblage. Ces variations discréditent l'idée facile qu'il n'existe qu'un seul point de bascule. Il est également envisageable, mais difficile à percevoir sur les figures de ce chapitre, que le point de bascule varie pour chaque isotope.

Avec l'insertion de grappes (figures 6.2 et 6.3), l'écart-type au bord diminue à 0,6% et culmine à 1,6% au centre du cœur, en particulier dans la zone encadrée par les grappes centrales lorsque les groupes C et D sont insérés.

6.2.2 Hydrogène

L'incertitude due à l'hydrogène est similaire à celle de l'uranium 238. Tout comme pour celui-ci, l'écart-type est de 1,1% au centre et au bord lorsque toutes les grappes sont extraites. Cependant, il augmente un peu moins au centre lorsque les groupes C et D sont insérés, avec 1,4% d'écart-type. Ce résultat est surprenant à plusieurs titres. Tout d'abord, cette incertitude est l'une des plus importantes, pratiquement à égalité avec celle de l'uranium 238,

alors que la section efficace de l'hydrogène est extrêmement bien connue (cf. section 5.3). Ensuite, ce résultat est en désaccord avec bien d'autres publiés, comme ceux de Dos Santos [87], ce dernier trouvant un écart-type de 0,4%, c'est-à-dire presque trois fois moins. Les hypothèses suivantes, non exhaustives et ne s'excluant pas mutuellement, peuvent être formulées quant à ce désaccord.

(1) Les incertitudes des sections efficaces de l'hydrogène utilisées par Dos Santos pourraient être plus faibles. Cette hypothèse semble cependant peu probable, puisque la section efficace élastique de l'hydrogène de BOLNA [155], employée par Dos Santos, a une variance relative de 0,1% à 0,87%, ce qui nous donne 0,7% à 8% d'écart-type relatif, suivant le même profil énergétique que la figure 5.5. Les incertitudes de l'hydrogène évaluées par BOLNA ne semblent donc pas trois fois plus faibles, mais plutôt deux à trois fois supérieures. Ce n'est pas surprenant pour des évaluations d'incertitudes plus anciennes, mais cela accroît le désaccord entre les résultats que nous obtenons et ceux de Dos Santos. Une incertitude de 0,3% sur le plateau de la section efficace de l'hydrogène est courante dans la littérature [156].

(2) Le réacteur pourrait présenter une sensibilité plus élevée. Cette hypothèse semble également peu probable. En effet, Dos Santos a utilisé le premier démarrage de Fessenheim, qui a un plan de chargement semblable, avec des enrichissements à 2,1%, 2,6% et 3,1% et du Pyrex en damier, largement similaire au premier démarrage de Tihange-1.

(3) Ni l'incertitude, ni la sensibilité réelle ne semblant être seule en cause, il est possible que la sensibilité calculée par la théorie des perturbations soit en erreur comparée à la méthode de référence que nous utilisons ici. Par exemple, il se pourrait que des sensibilités implicites indirectes soient à l'œuvre ici. Évoquer des sensibilités implicites peut surprendre, puisqu'il s'agit d'effets se situant à l'intérieur des groupes des maillages déterministes. Ils sont donc essentiellement liés à l'autoprotection, alors que l'hydrogène n'a aucune résonance. Ses sections efficaces interviennent toutefois lors de la résolution de l'équation du ralentissement pour les isotopes lourds. Un changement dans le modérateur a donc toutes les chances d'avoir un impact sur les sections efficaces autoprotégées. Ces effets ont déjà été observés sur un cas de sphère d'uranium remplie de polyéthylène [157]. L'effet implicite sur le k_{eff} y est plutôt faible, mais la distribution de puissance des grands cœurs pourrait y être plus sensible. Un tel effet ne peut pas être pris en compte par la théorie des perturbations, tandis qu'il l'est naturellement par échantillonnage. Une comparaison approfondie entre théorie des perturbations et une méthode d'échantillonnage permettrait de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse.

(4) Malgré les profondes vérifications menées, une erreur de notre part ne peut pas être exclue. Une reproduction par un pair permettrait de renforcer ce résultat.

6.2.3 Fer 56

Les incertitudes dues au fer 56, essentiellement présent dans le cloisonnement du réflecteur, sont également surprenantes. Sur les figures 6.7 à 6.9, un écart-type de l'ordre de 0,9% au centre et au bord du cœur peut être constaté. Contrairement aux incertitudes de la part de l'uranium 238 et de l'hydrogène, celui-ci est pratiquement indépendant de l'insertion des grappes. Ce comportement rappelle l'effet, également pratiquement constant (cf. section 2.5), de l'ajustement sur le coefficient de diffusion rapide du réflecteur. De plus, il est étonnant que le fer 56 se hisse en troisième position, alors qu'il n'est présent que dans 2,8 cm d'acier autour d'un cylindre de plus de trois mètres de diamètre contenant plus d'une tonne d'uranium 235 et des tonnes d'oxygène. Au vu de ce résultat, la distribution de puissance en présence d'un réflecteur lourd pourrait être très incertaine. Enfin, contrairement aux isotopes précédents, les incertitudes maximales sont dans les assemblages de coin, présentant deux faces au réflecteur, et ce malgré la simplicité de la modélisation des réflecteurs retenue. Les assemblages en question ont, de la part d'autres isotopes, une incertitude généralement bien plus faible. Ce constat révèle d'ailleurs l'intérêt de visualiser des cartes d'incertitudes en deux dimensions.

6.2.4 Oxygène 16

L'incertitude due à l'oxygène 16 présente un comportement plus commun, semblable en forme à celui de l'uranium 238 et de l'hydrogène. Toutes grappes extraites, l'écart-type est de 0,5% au centre et au bord du cœur (figure 6.10). Il diminue au bord à 0,3% lors d'insertions de grappes et atteint 0,7% dans la zone centrale encadrée par les grappes, lorsque les groupes C et D sont insérés (figures 6.11 et 6.12).

6.2.5 Uranium 235

L'uranium 235 est également surprenant, puisqu'il arrive tardivement dans ce classement. Son incertitude est de forme semblable à celle du fer 56, avec un écart-type de 0,6% pratiquement identique quelle que soit l'insertion de grappes (figures 6.13 à 6.15), avec seulement une légère baisse sur le bord du cœur avec l'insertion, diminuant ainsi jusqu'à 0,4%.

6.2.6 Zirconium 90

Malgré sa célèbre transparence aux neutrons, le zirconium 90 induit une incertitude non négligeable et de forme semblable à celle de l'uranium 238 et de l'hydrogène. Son écart-type est de 0,3% au bord et à l'intérieur du cœur, lorsque les grappes sont extraites (figure 6.16).

Avec l'insertion (figures 6.17 et 6.18), l'écart-type diminue à 0,1% au bord et monte à 0,4% dans la zone centrale, toujours celle encadrée par les grappes.

6.2.7 Argent 107

L'argent 107 a un impact faible, mais atypique et très instructif. Aucune couronne d'incertitude minimale n'est observée, ni aucun effet de basculement entre le centre et le bord du cœur. Lorsque le groupe D est inséré (figure 6.19), un écart-type de 0,2% apparaît à l'endroit de l'insertion de ce groupe, ainsi que dans les assemblages sous leurs zones d'influences, c'est-à-dire ceux coincés entre ces grappes et le réflecteur. Ce comportement très localisé, unique, est à l'évidence dû à la présence très concentrée de ces isotopes dans les grappes. Cette localisation n'explique pas tout : le fer 56, localisé uniquement à l'extérieur, a lui un effet sur le cœur complet.

Le même ordre de grandeur d'écart-type apparaît lorsque les groupes C et D sont insérés (figure 6.20), à l'endroit des insertions de ces grappes ainsi que dans la zone centrale, sous influence.

Au global, les incertitudes supplémentaires entraînées par ces grappes sont surtout indirectes. Par exemple :

— l'uranium 238, l'hydrogène et l'oxygène 16 voient leurs contributions augmenter fortement dans la zone centrale lors de l'insertion des groupes C et D ;

— tandis que le fer 56 et l'uranium 235 conservent la même contribution.

6.3 Asymétrie

Les moments d'ordres supérieurs sont détaillés amplement ici, car ils sont peu rencontrés dans d'autres travaux : seules les méthodes d'échantillonnages permettent d'y accéder.

Tout d'abord, il peut être utile de rappeler que chaque donnée nucléaire de l'uranium 238 et 235, de l'hydrogène, de l'oxygène 16 et du bore 10 et 11 est échantillonnée selon une gaussienne. En revanche, la réponse du cœur peut être non gaussienne, car la physique des réacteurs n'a pas de raison d'être linéaire, dans la mesure où il ne s'agit pas d'une simple addition ou multiplication. L'apparition d'asymétrie ou d'excès de kurtosis est donc attendue.

En revanche, les données nucléaires issues de TENDL-2019, comme celles du fer 56, du zirconium 90 ou de l'argent 107, peuvent être non gaussiennes avant même la physique des réacteurs. En pratique, les sections efficaces du fer 56 semblent toutefois gaussiennes (voir figure 5.8).

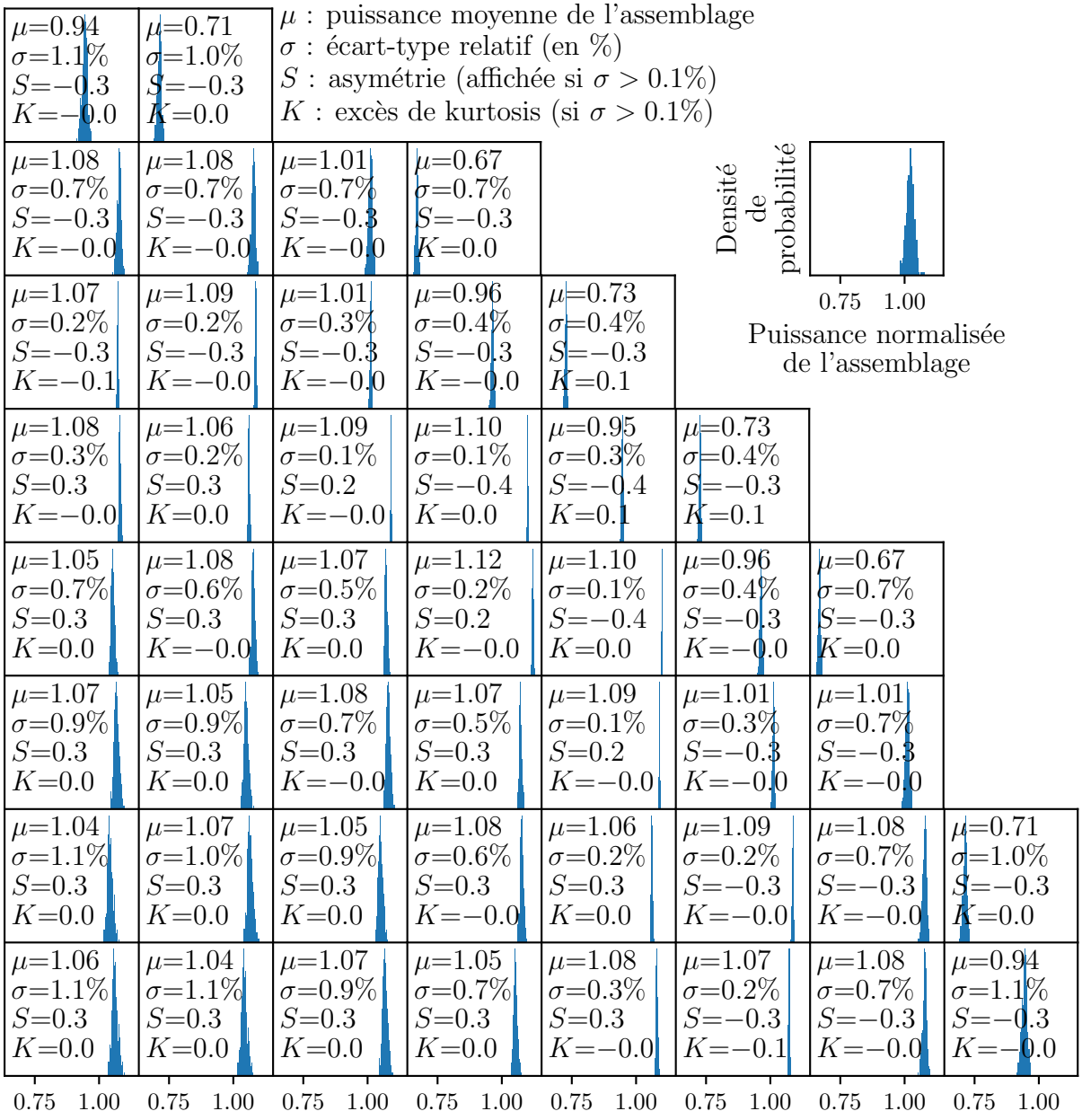


FIGURE 6.1 [18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

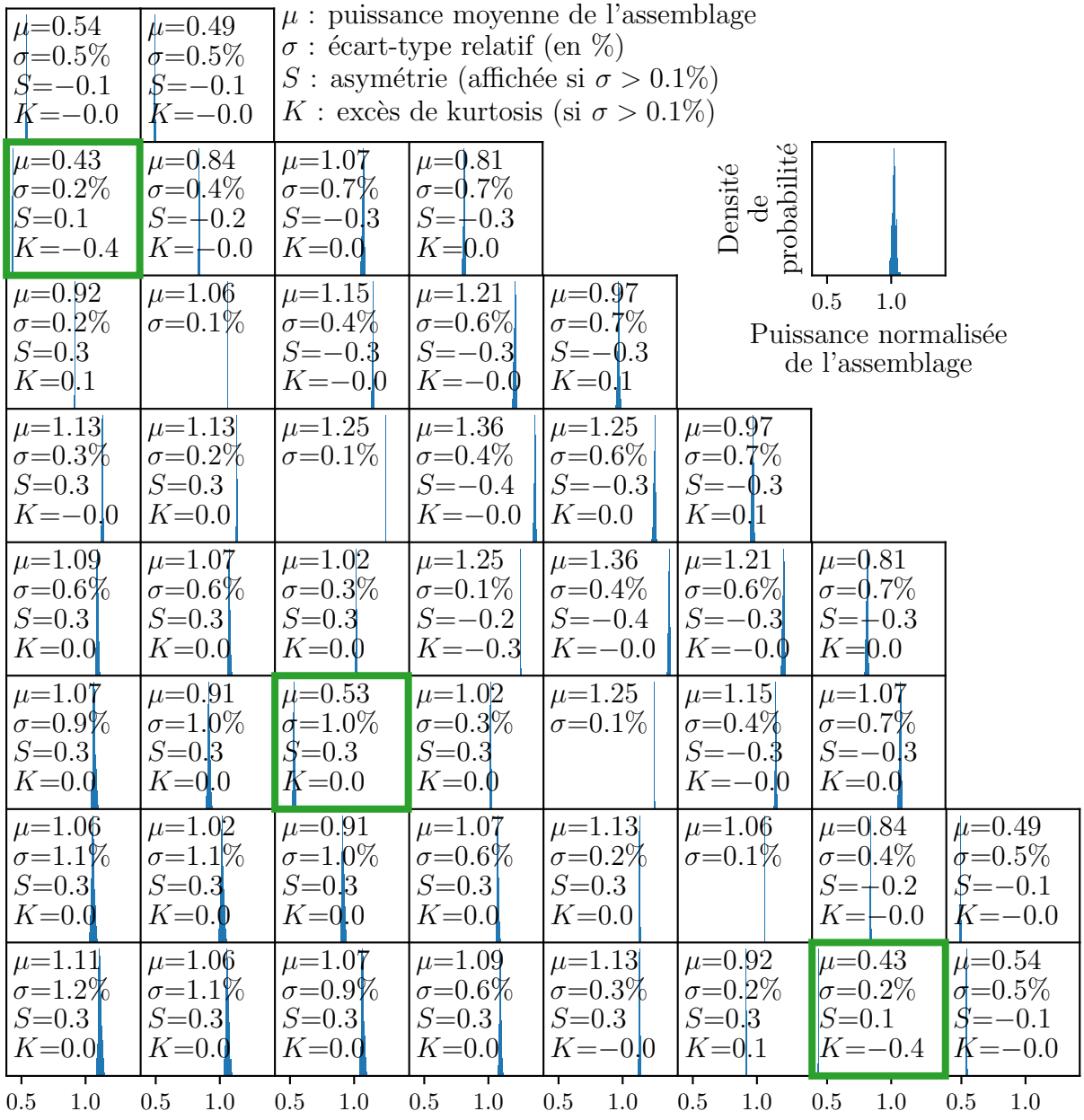


FIGURE 6.2[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

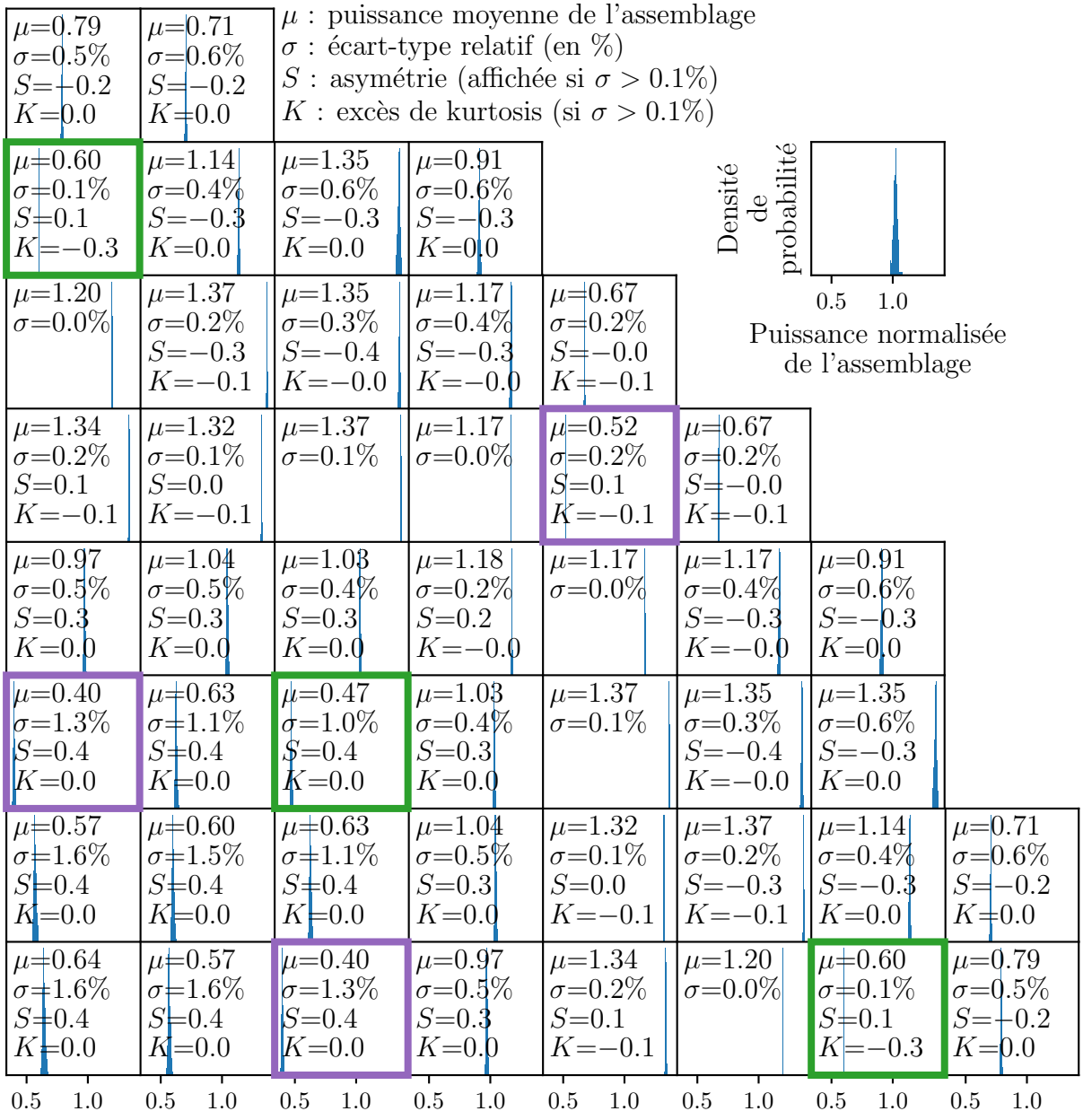


FIGURE 6.3[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

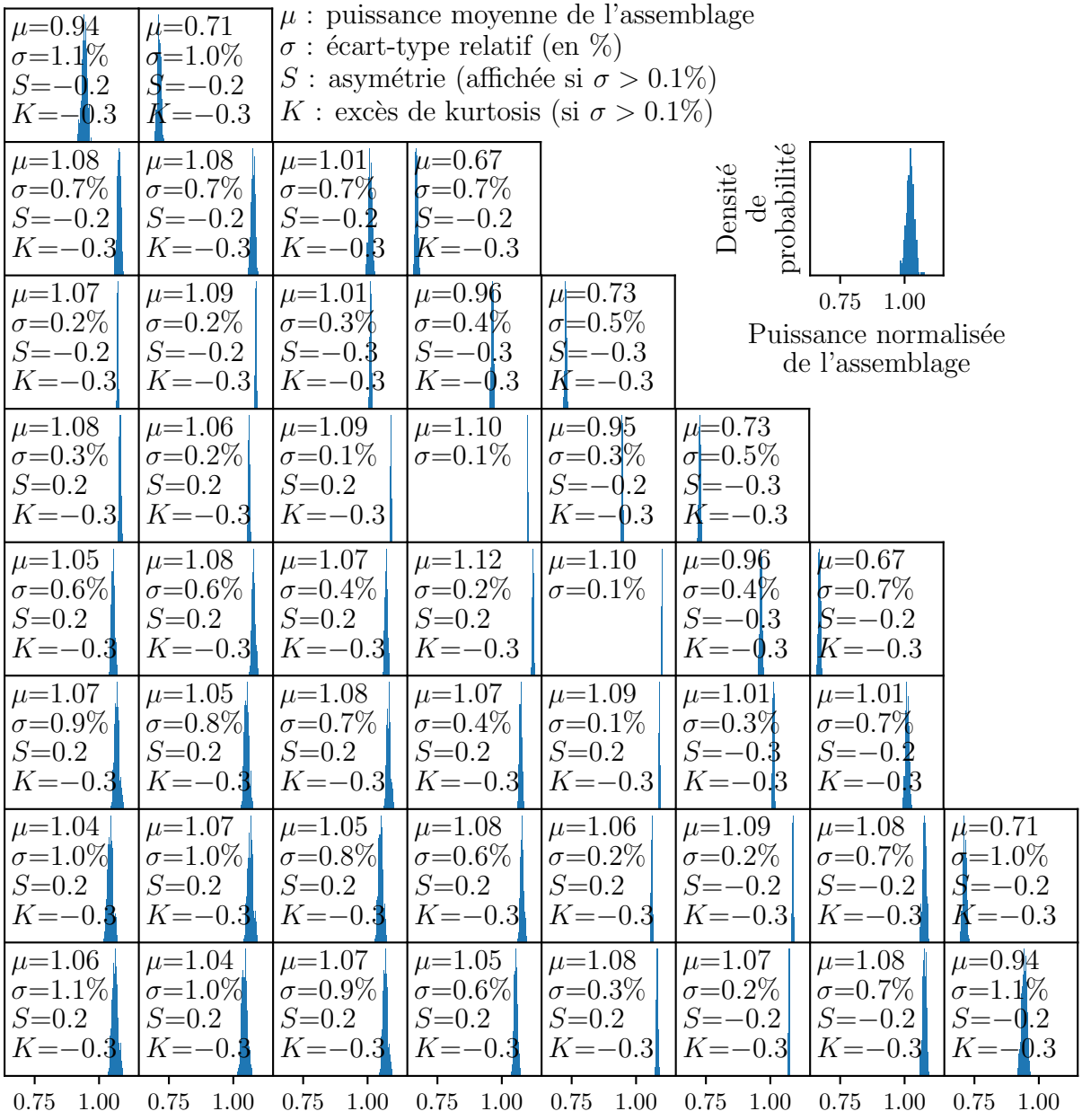


FIGURE 6.4[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

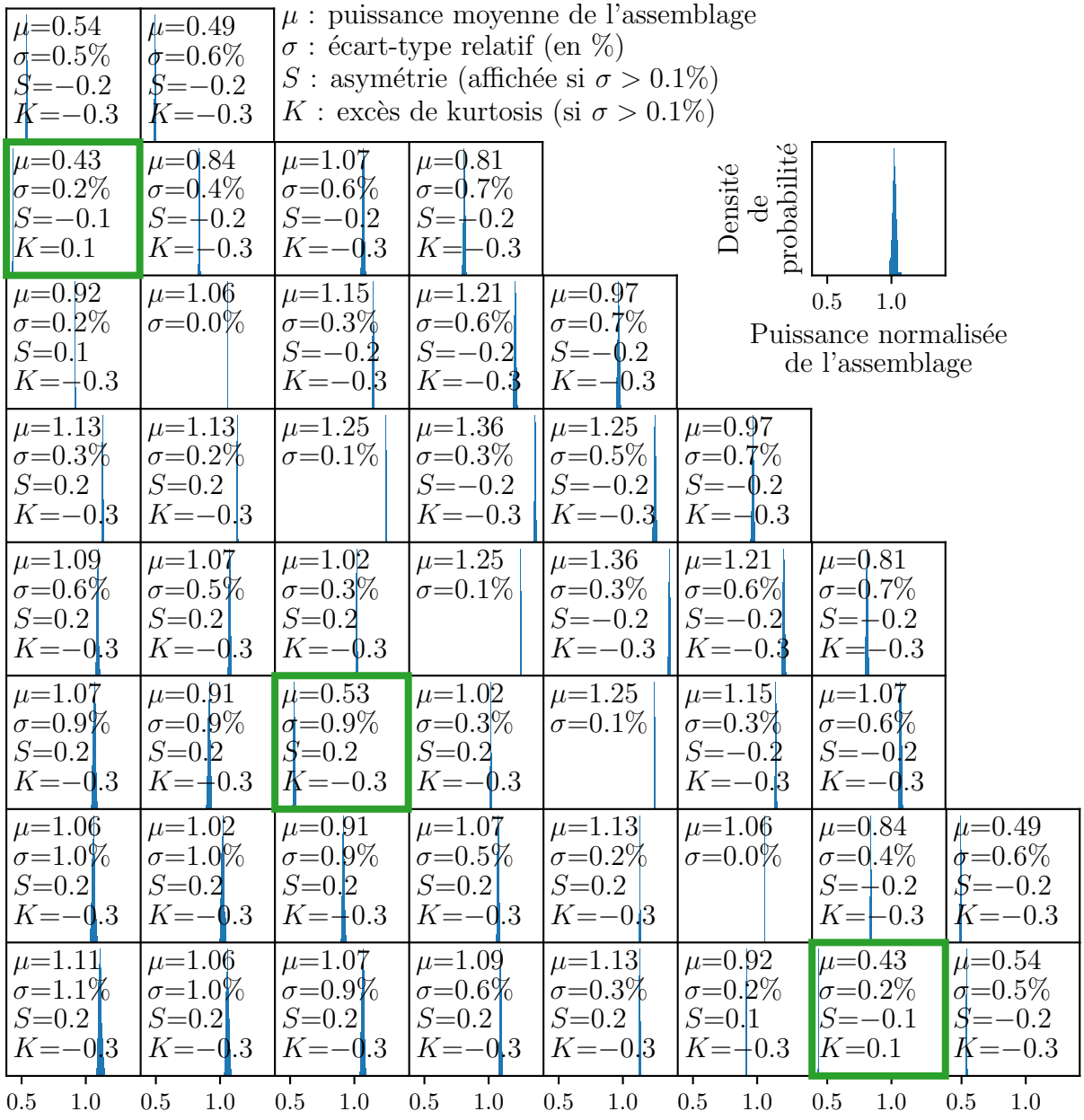


FIGURE 6.5[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

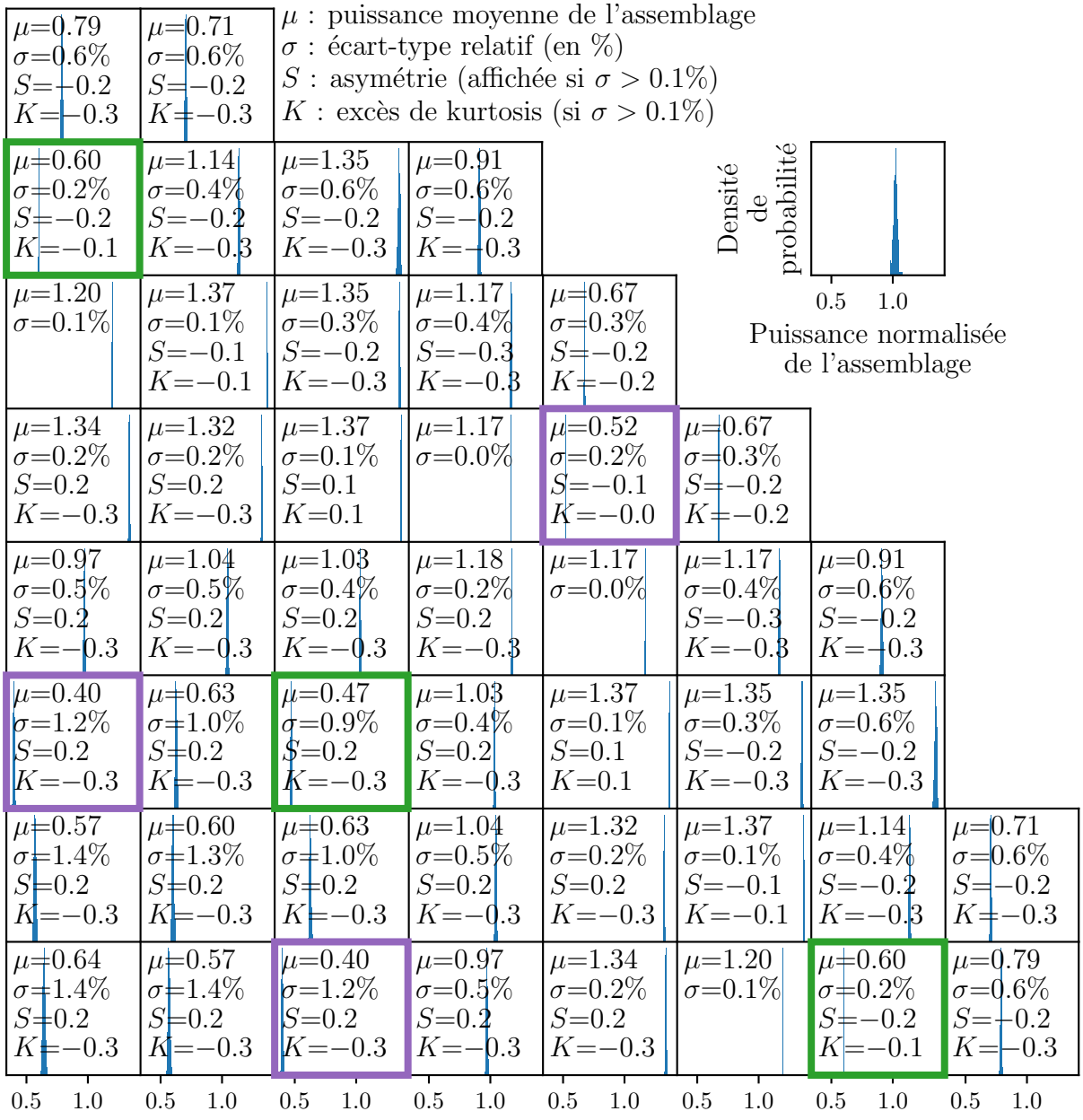


FIGURE 6.6[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

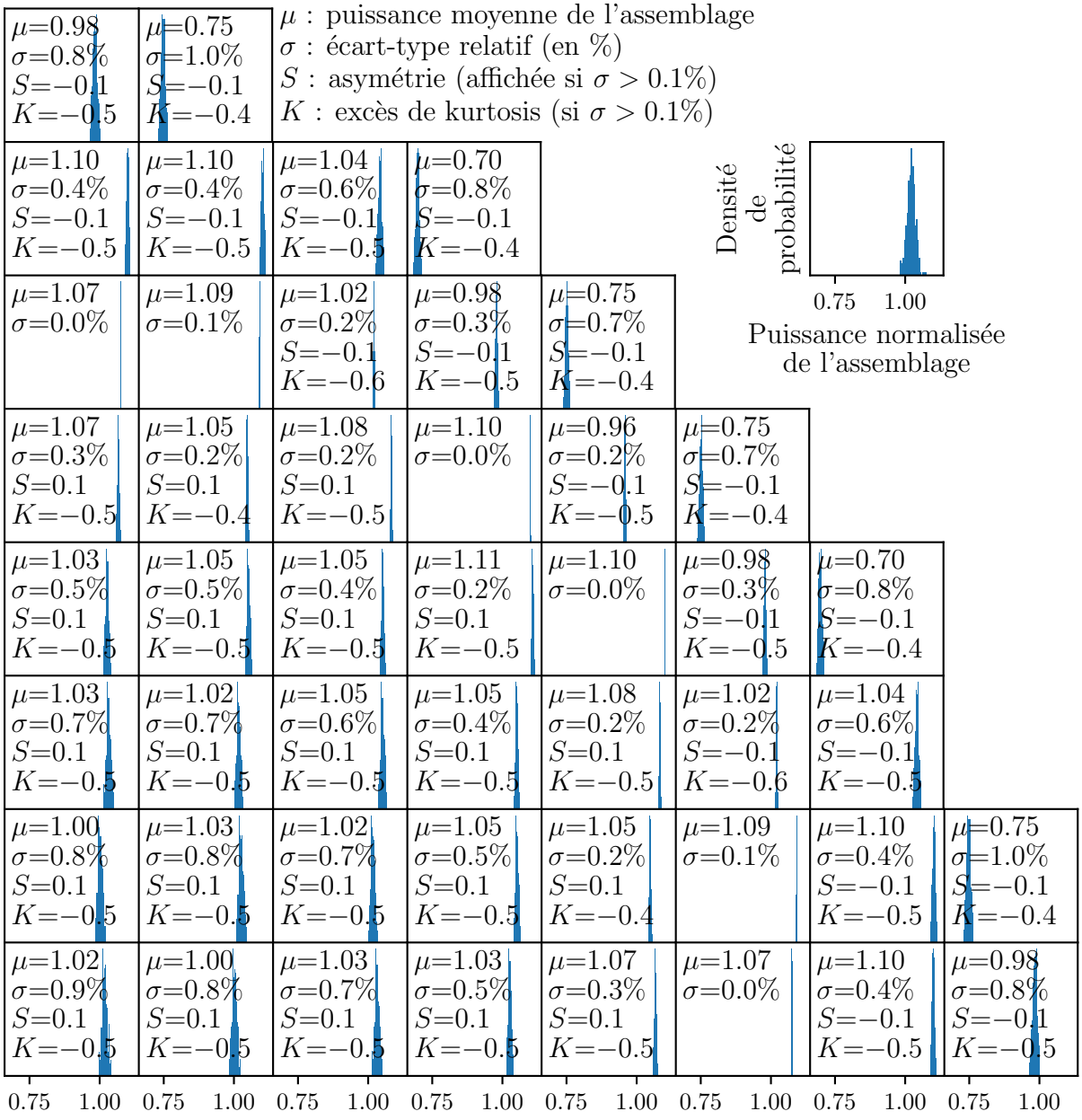


FIGURE 6.7[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

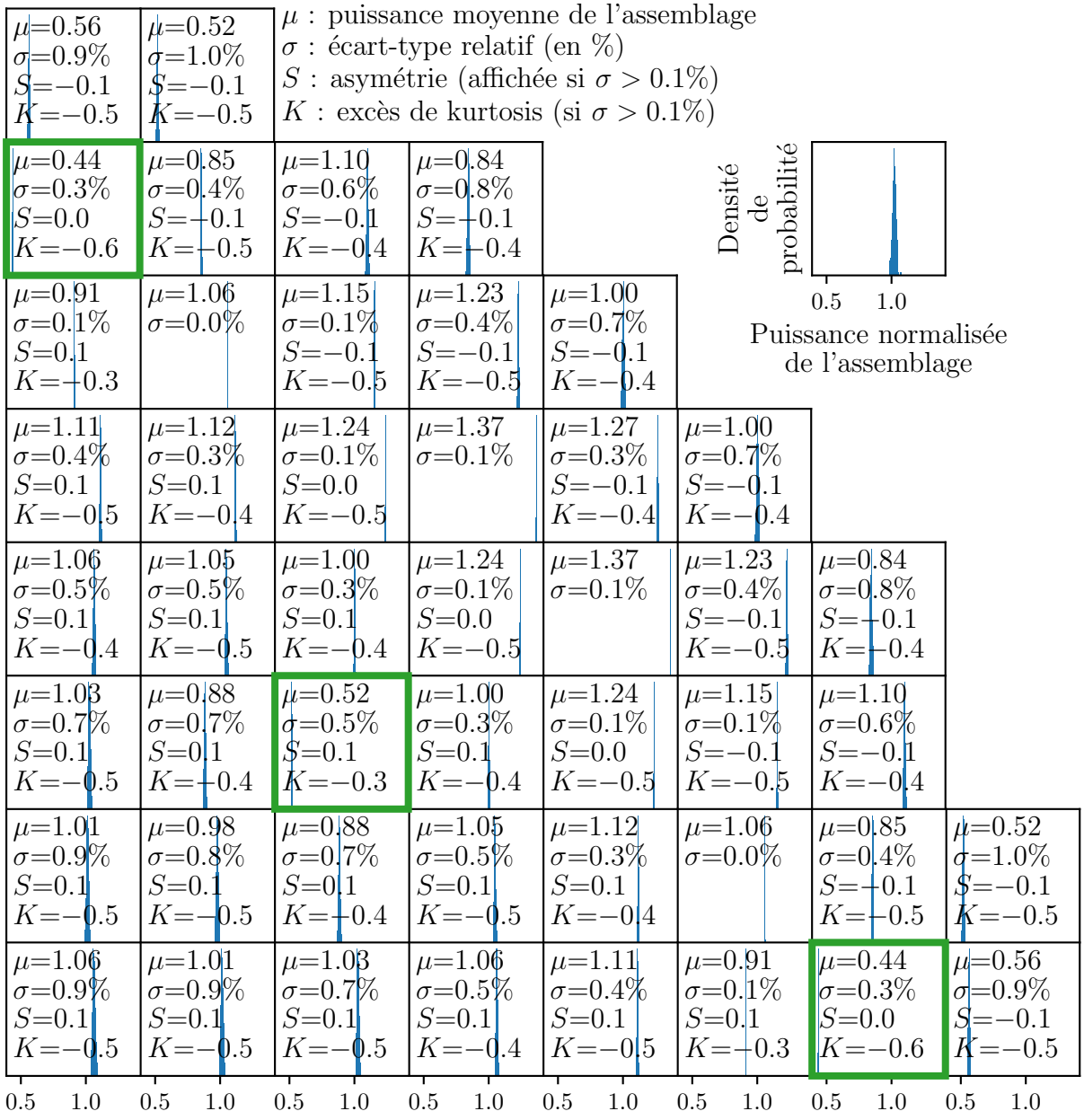


FIGURE 6.8[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

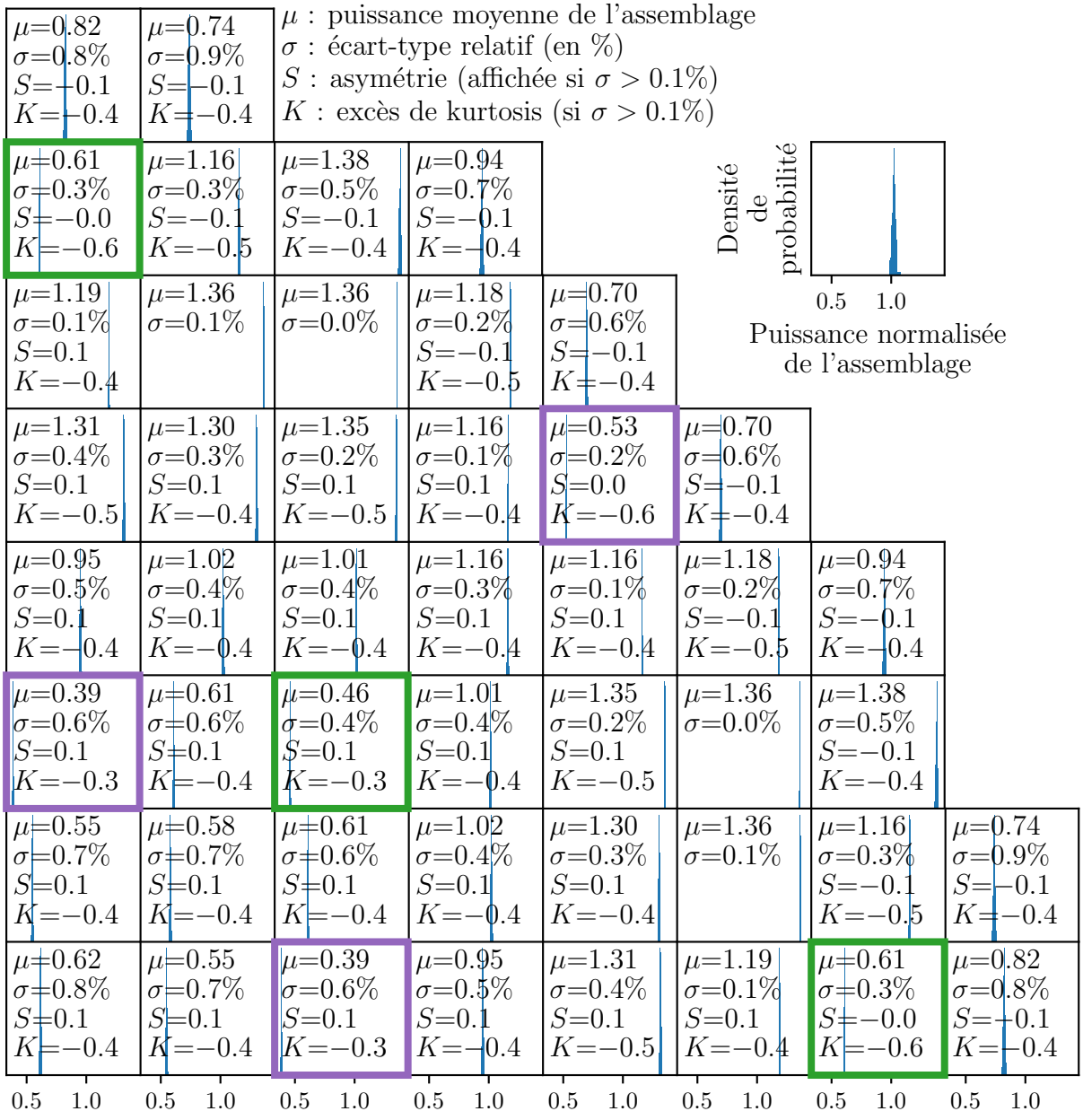


FIGURE 6.9[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

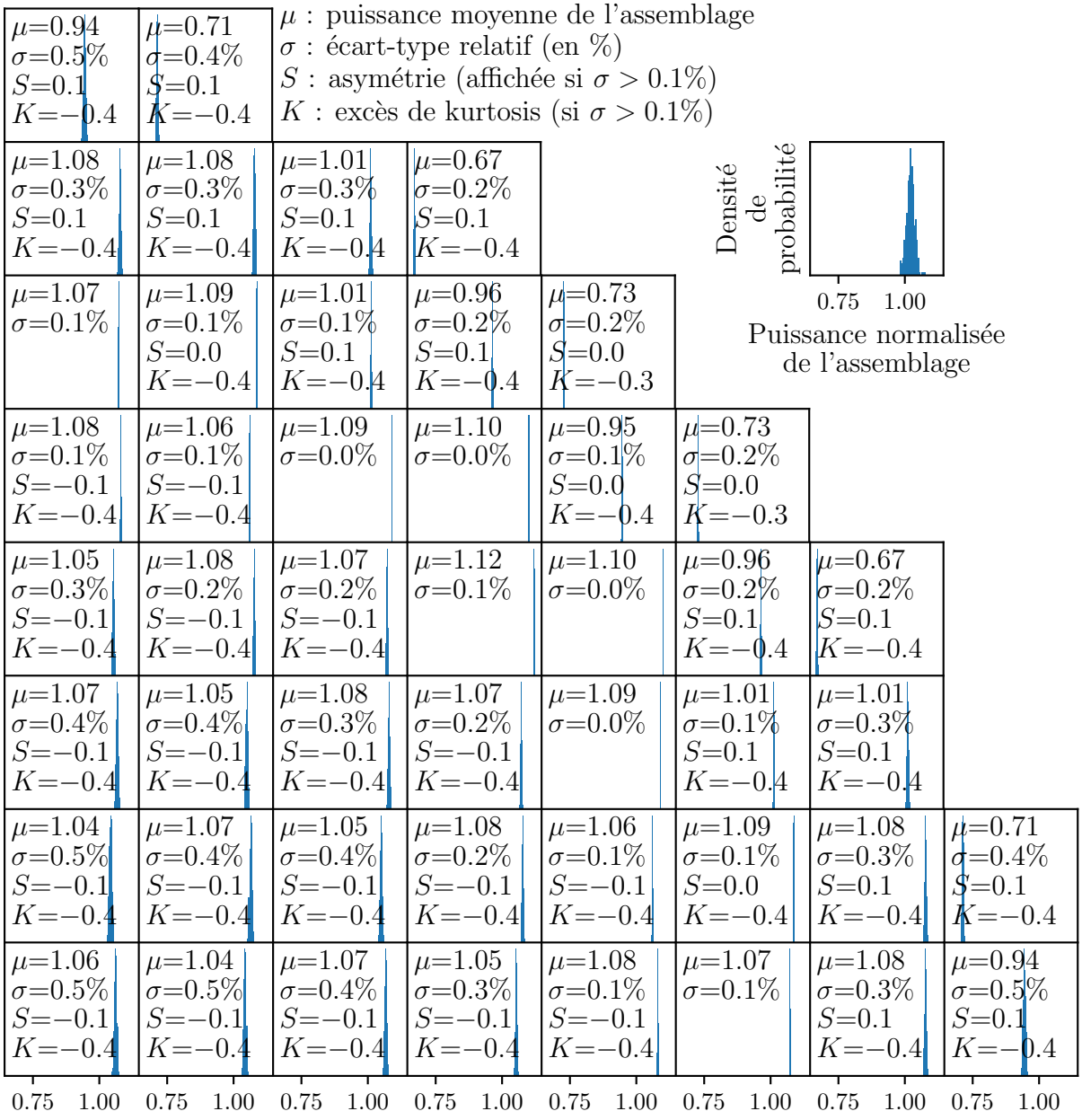


FIGURE 6.10[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

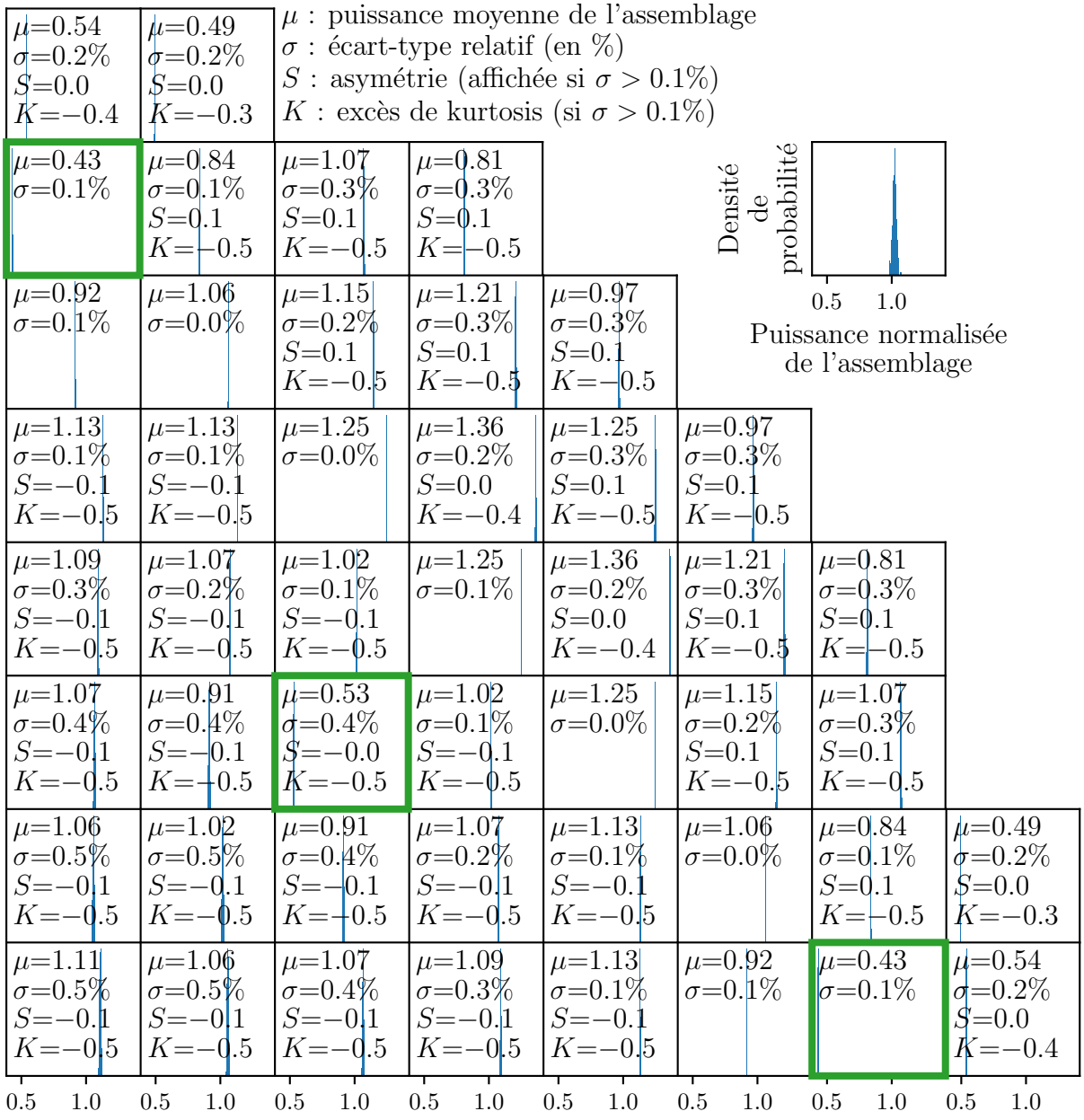


FIGURE 6.11 [18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

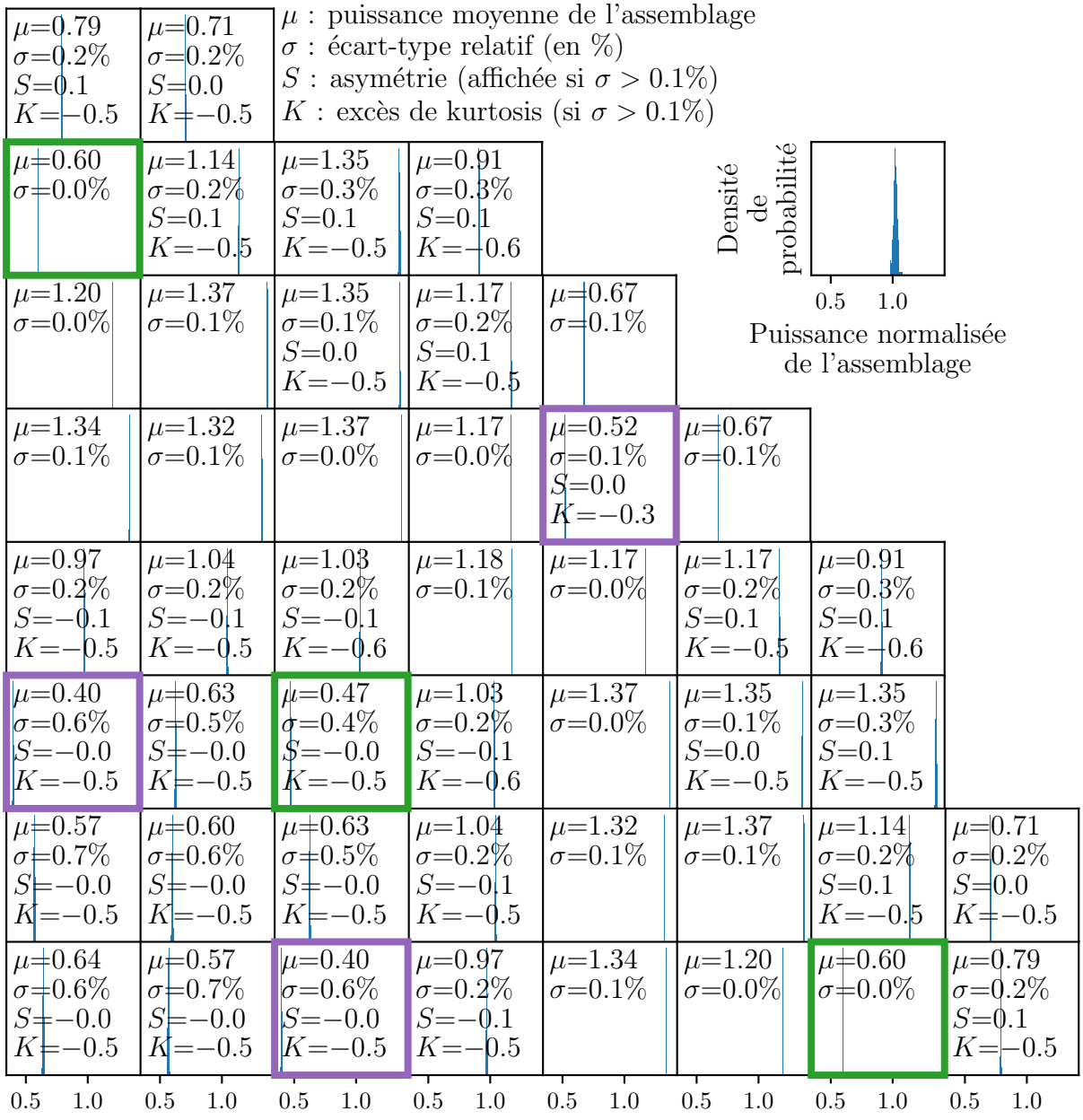


FIGURE 6.12[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

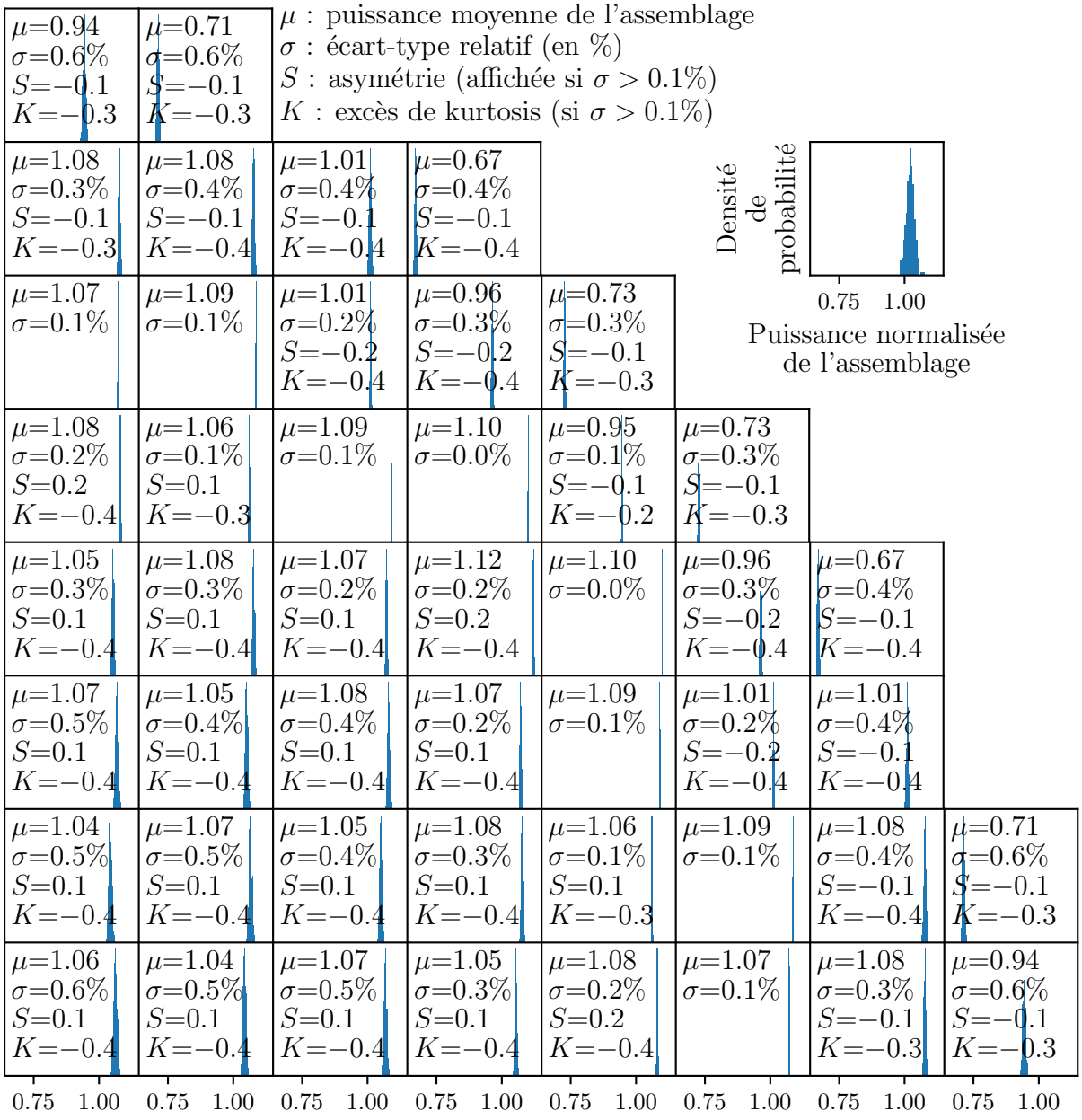


FIGURE 6.13[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

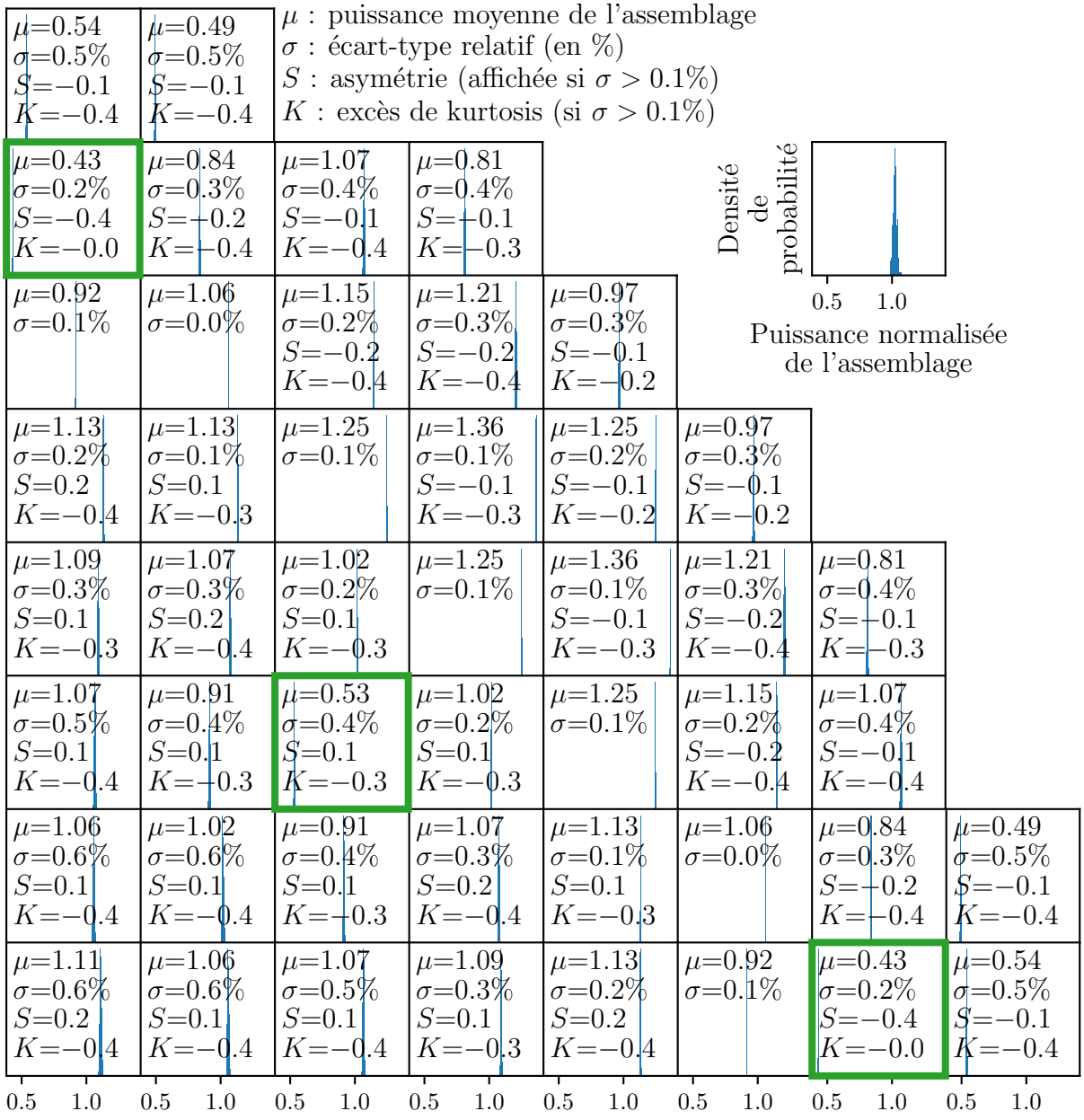


FIGURE 6.14[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

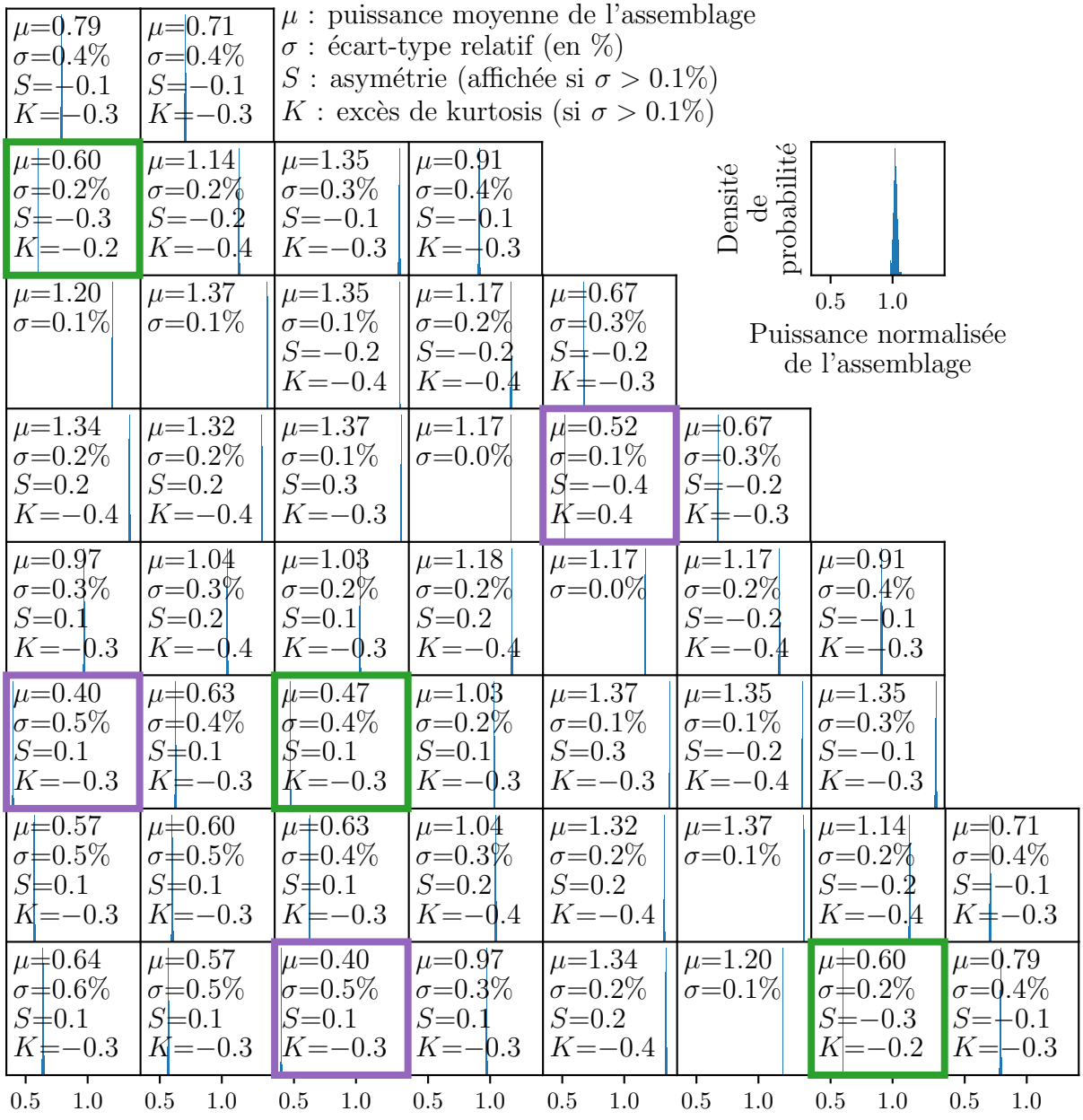


FIGURE 6.15[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

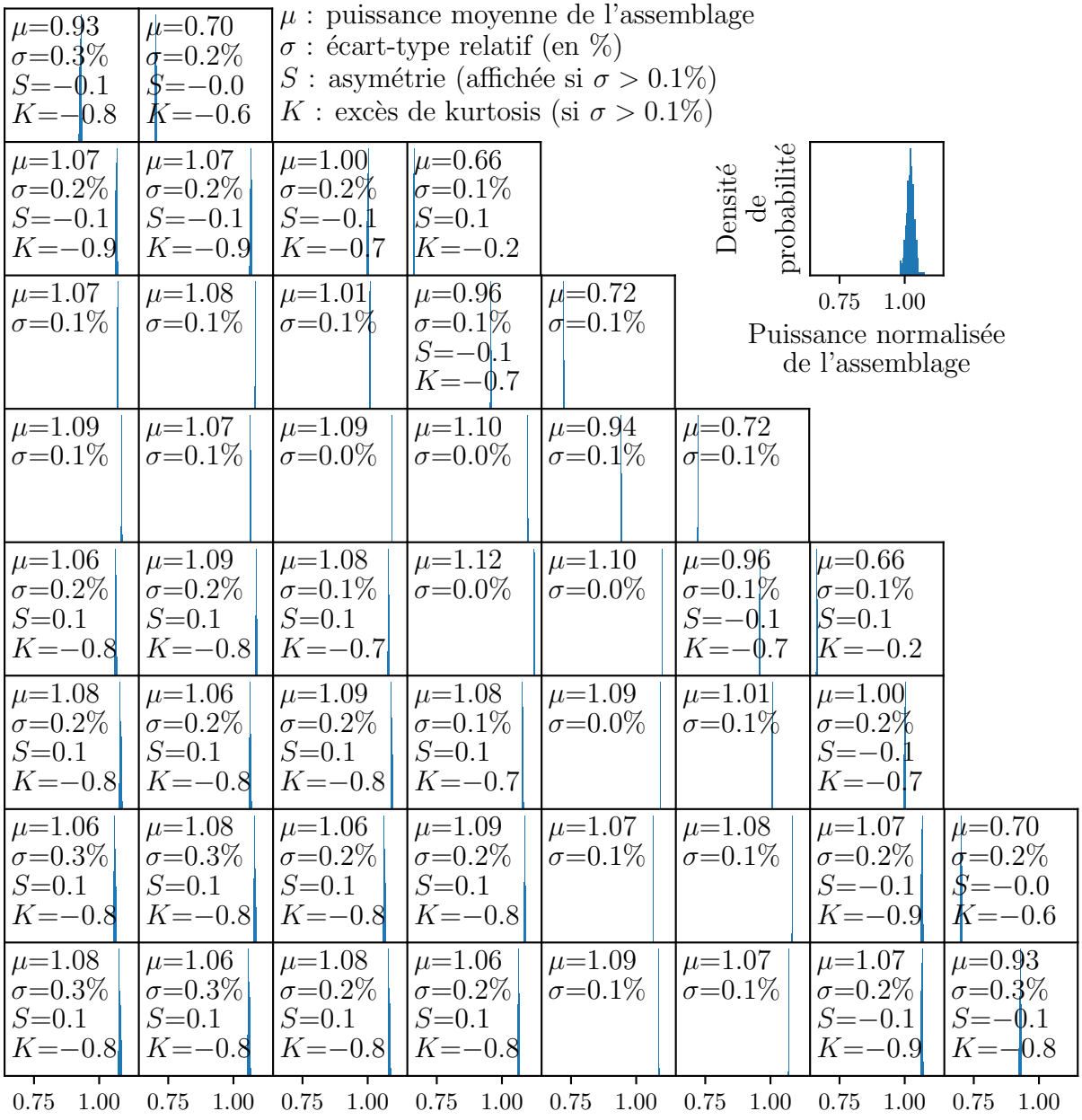


FIGURE 6.16[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

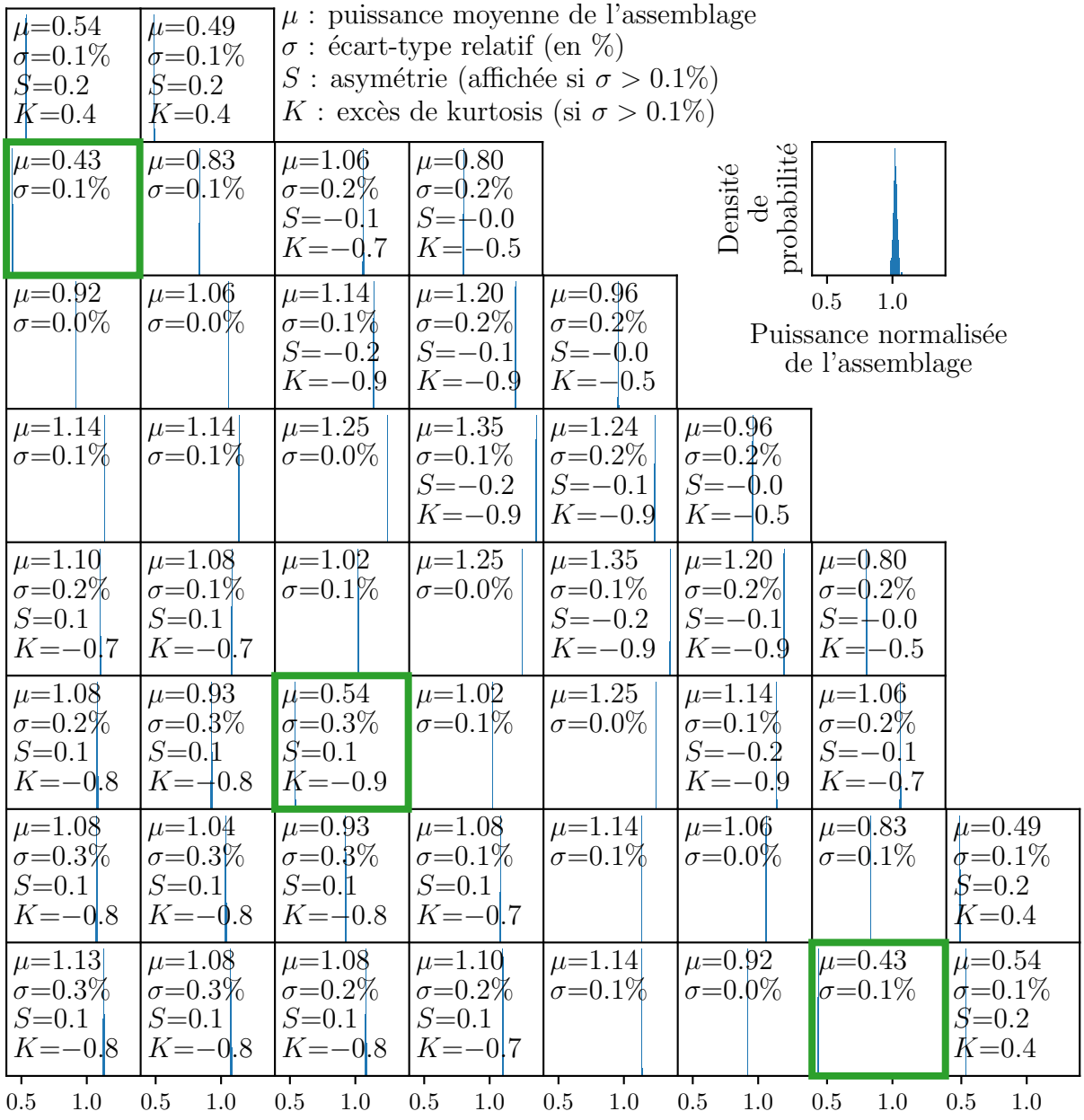


FIGURE 6.17[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

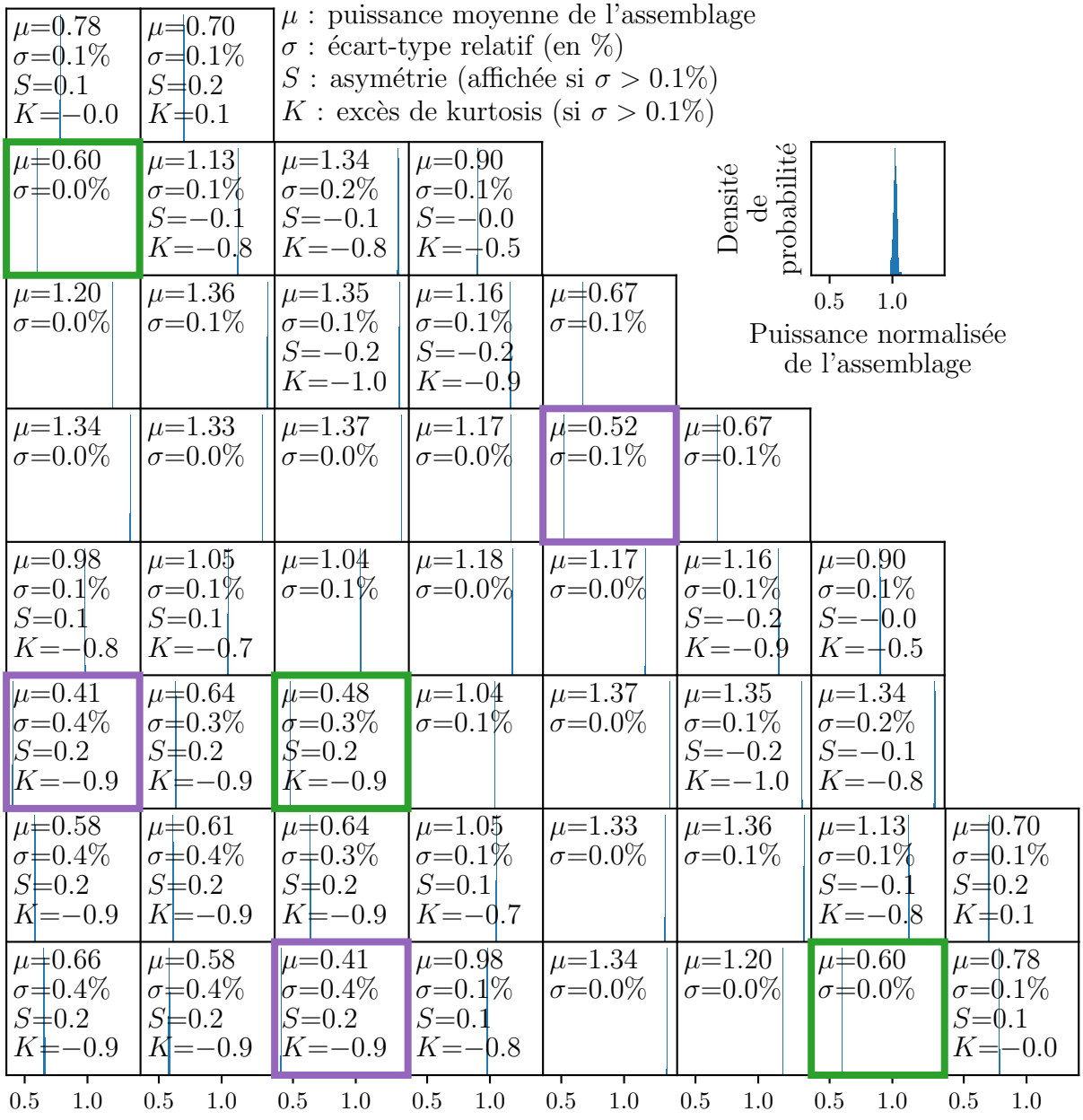


FIGURE 6.18[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

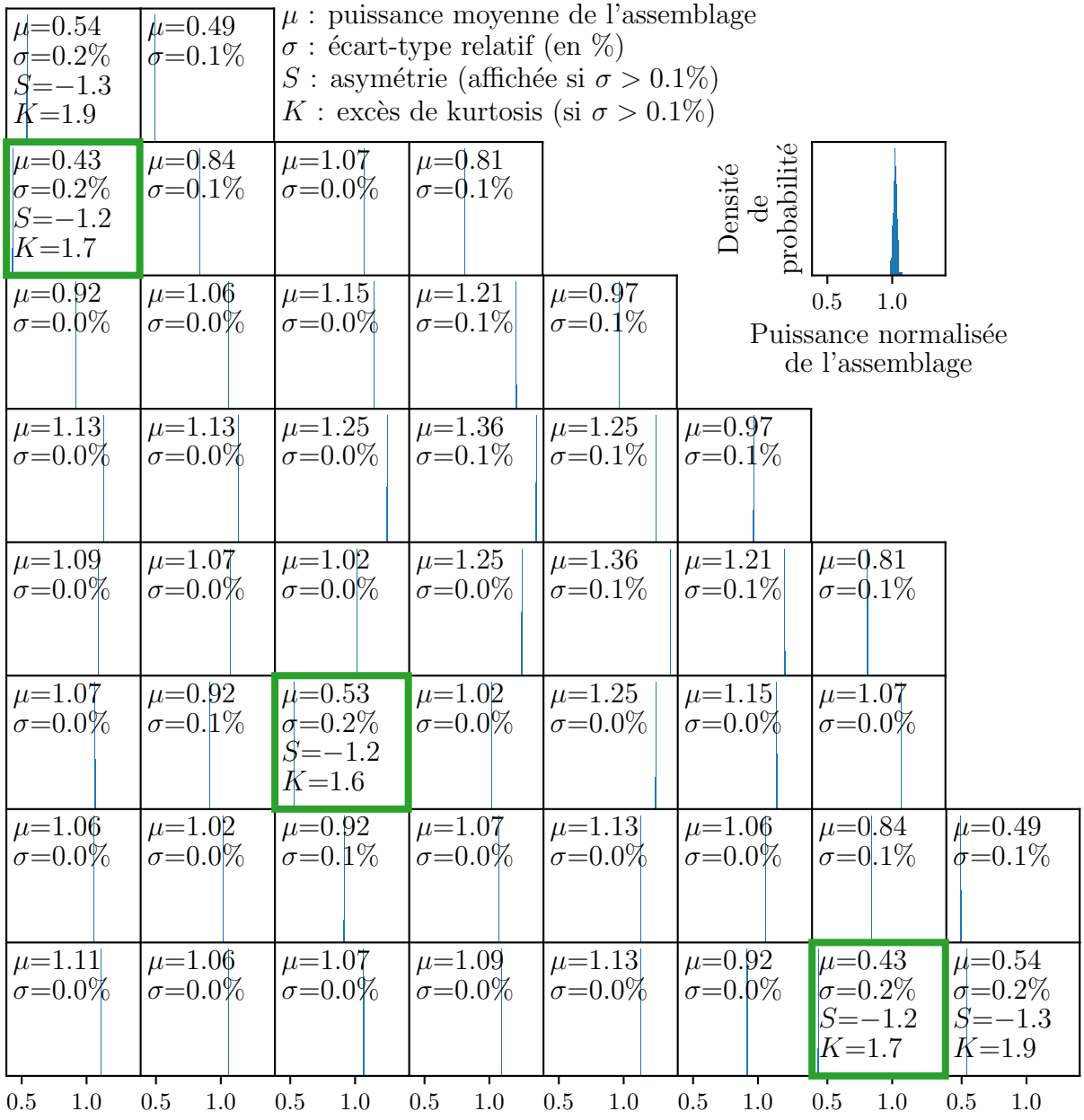


FIGURE 6.19[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 107** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

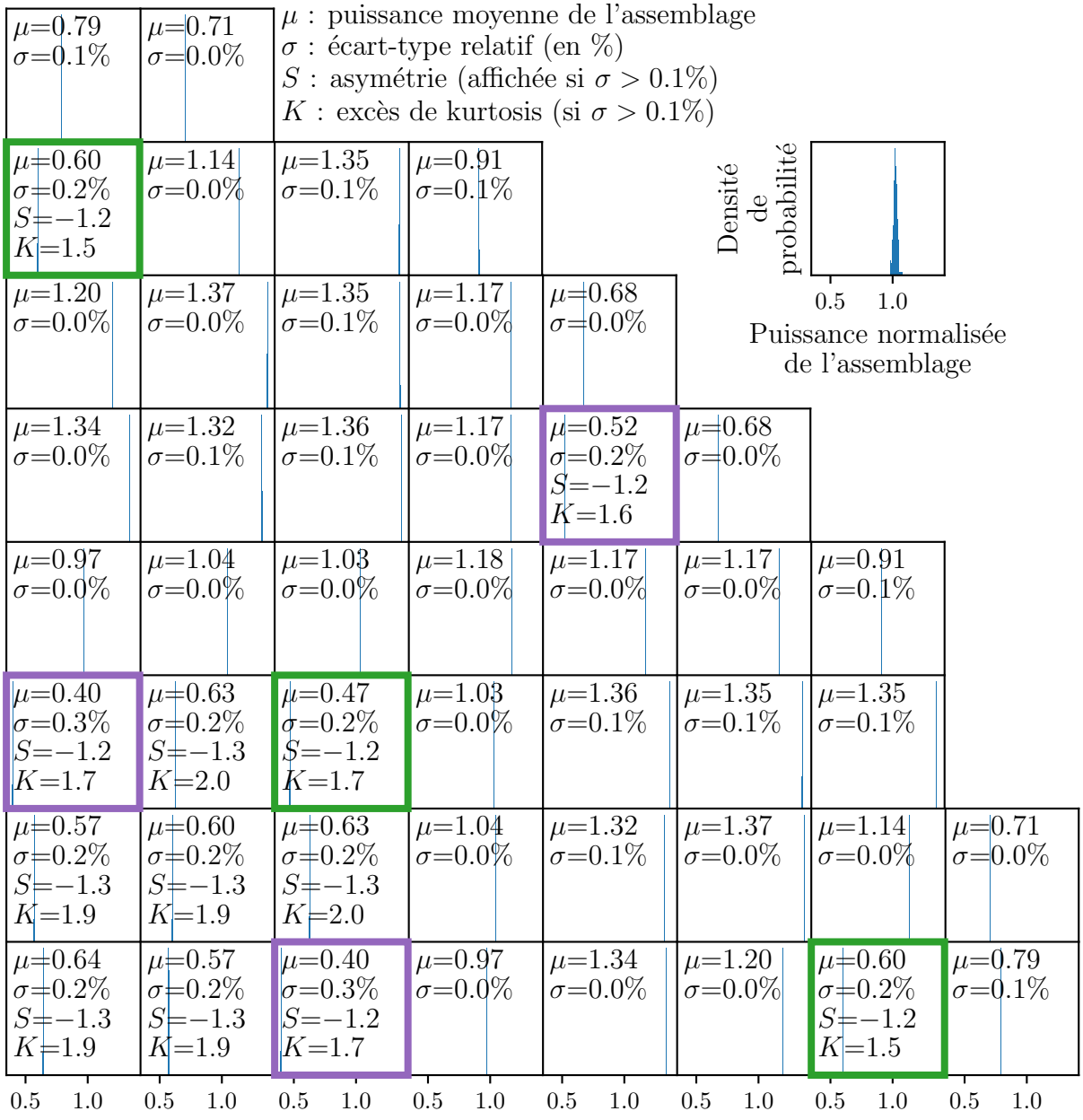


FIGURE 6.20[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 107** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

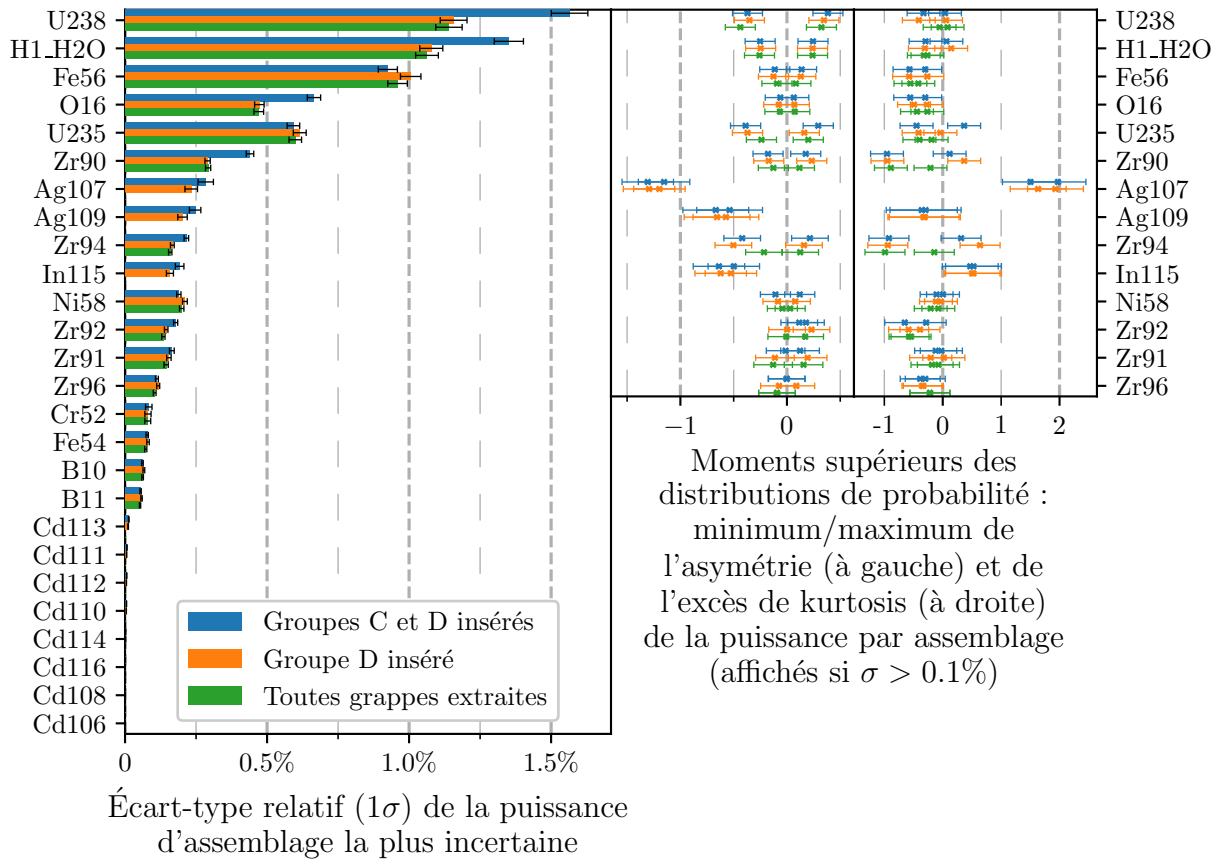


FIGURE 6.21[18] Classement des incertitudes de données nucléaires avec DRAKKAR sur le premier démarrage de Tihange-1, avec trois insertions de grappes différentes. Généralement, l'assemblage dont la puissance est la plus incertaine (cadre de gauche) se situe en plein centre ou sur le bord, parfois à égalité. Les isotopes de l'AIC font exception à ces observations. Toutes les barres d'erreurs correspondent aux erreurs-types statistiques (1σ).

Si l'écart-type est très faible, cela n'a guère de sens de s'intéresser aux moments d'ordres supérieurs. Pour toutes choses pratiques, ces distributions peuvent être considérées comme des Dirac. L'écart-type de 0,1% est utilisé comme limite arbitraire en dessous de laquelle ils ne sont ici pas relevés.

D'après les figures 6.1 à 6.18, les asymétries sont faibles, allant de 0,3 à 0,1 pour l'uranium 238, l'hydrogène, l'uranium 235 et le zirconium 90. Aucune asymétrie significative ne peut être observée pour le fer 56 et l'oxygène 16. La physique des réacteurs impose visiblement une constante : les asymétries sont toujours négatives sur le bord et positives au centre. Ces comportements opposés sont liés à la normalisation : une queue de distribution vers les faibles puissances au bord implique nécessairement une queue de distribution vers les fortes puissances au centre. L'exception à ce constat concerne le zirconium 90, avec des asymétries positives au bord et négatives au centre. Ce comportement unique est probablement lié à l'asymétrie de la section efficace du zirconium 90 au-dessus de 300 keV (visible sur la figure 5.9). Enfin, les asymétries sont très homogènes de chaque côté de la bascule et peu variables en fonction de l'insertion des grappes.

L'argent 107, sur les figures 6.19 et 6.20, est un cas à part. Les asymétries sont fortement négatives, c'est-à-dire de −1,2 à l'endroit des grappes et de −1,3 dans leur zone d'influence. Comme la figure 5.10 le montre, la queue de distribution des sections efficaces de cet isotope capturant est tournée vers les hautes valeurs, impliquant une queue de distribution en direction de plus de capture, et donc moins de puissance dans la zone centrale, par exemple.

Ainsi, la physique des réacteurs a tendance à créer une faible asymétrie négative au bord et positive au centre. En revanche, la source majeure d'asymétrie se situe dans les données nucléaires en entrée, si elles sont asymétriques.

6.4 Excès de kurtosis

D'après les figures 6.1 à 6.20, les excès de kurtosis ne montrent pas de dépendance forte en fonction de l'insertion des grappes. De plus, ils sont pratiquement toujours négatifs et homogènes sur le cœur, d'après les observations suivantes.

- L'excès de kurtosis dû au zirconium 90 est très négatif (−0,9).
- Une tendance négative est observable pour le fer 56, l'oxygène 16 et l'uranium 235, avec un excès de kurtosis d'environ −0,4.
- Une tendance négative (−0,3) peu significative semble se dessiner pour l'hydrogène.
- Étonnement, l'uranium 238 ne présente pas d'excès de kurtosis significatif.

Ainsi, les queues de distributions sont pratiquement systématiquement écourtées. Pour le zirconium 90, un excès de kurtosis déjà négatif en entrée peut être suspecté.

Il faut noter qu'un excès de kurtosis peut être infiniment élevé, mais qu'il a une limite inférieure. Par exemple, dans le cas très extrême d'une loi uniforme continue, l'excès de kurtosis est égal à −1,2 (voir aussi la figure 2.15). Les excès de kurtosis négatifs rencontrés ici ne sont donc absolument pas négligeables.

L'exception à ces constats est, encore une fois, l'argent 107. Les excès de kurtosis sont très positifs, mais seulement à l'endroit des grappes (+1,5 à +1,7) et dans leur zone d'influence (+1,9 à +2). Cela indique, à ces endroits, des valeurs de puissance éloignées du reste de la distribution.

Dans l'ensemble, la physique des réacteurs a plus d'effets sur l'excès de kurtosis que sur l'asymétrie, en recentrant les valeurs les plus lointaines.

6.5 Convergence statistique

Les observations formulées jusque-là, dans ce chapitre, ne peuvent tenir que pour un nombre d'échantillons suffisamment élevé. Des illustrations des convergences statistiques sont présentées sur les figures 6.22 et 6.23 pour l'écart-type, 6.24 et 6.25 pour l'asymétrie et, enfin, 6.26 à 6.29 pour l'excès de kurtosis. Comme attendu, l'écart-type converge extrêmement bien, l'asymétrie présente plus de difficulté mais semble bien converger, tandis que la convergence de l'excès de kurtosis est la plus difficile. L'observation la plus discutable, statistiquement parlant, est donc la tendance négative de l'excès de kurtosis. Toutefois, cette tendance est observée quasi-systématiquement (cf. figure 6.21, par exemple), ce qui renforce les conclusions obtenues.

6.6 Quelques commentaires sur les moments au-delà de la moyenne

L'exploration des moments au-delà de la moyenne est un champ rempli de surprises. En ce qui les concerne, les observations régulières et systématiques sont rares. Cela rend difficile la détermination de règles pour connaître, à l'avance, l'influence de l'écart-type, de l'asymétrie ou de l'excès de kurtosis d'une donnée nucléaire sur un cas quelconque.

Il est donc probablement plus sage de reposer sur une propagation sans approximation, et ce le plus tôt possible, pour conserver toute la physique amont et ses non-linéarités. Par exemple, si la résolution d'un détecteur utilisé lors d'une expérience différentielle est la convolution d'une lorentzienne et d'une gaussienne, peut-être serait-il judicieux de propager cette information.

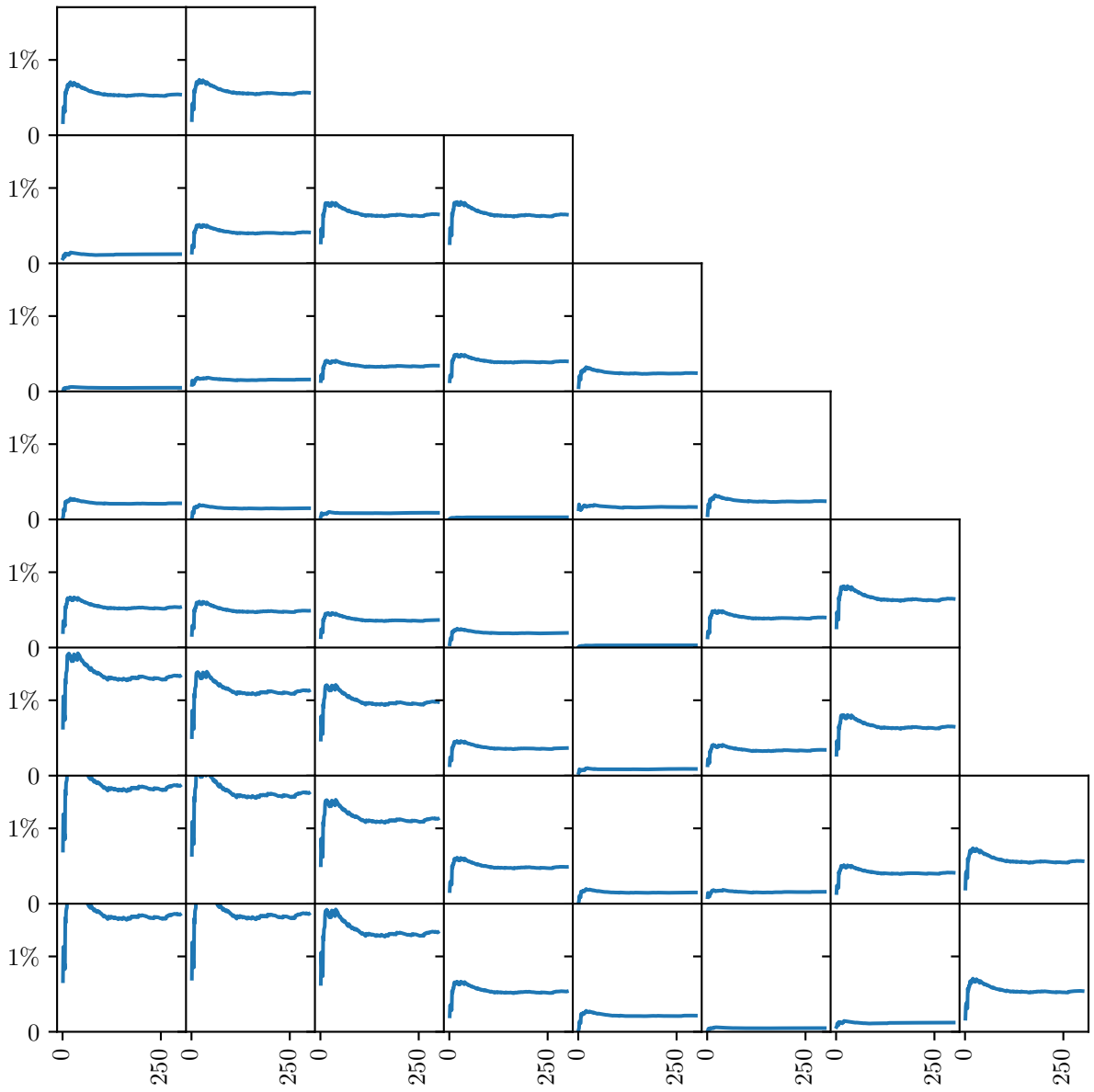


FIGURE 6.22[18] Écart-type de la puissance par assemblage dû à l'**uranium 238** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

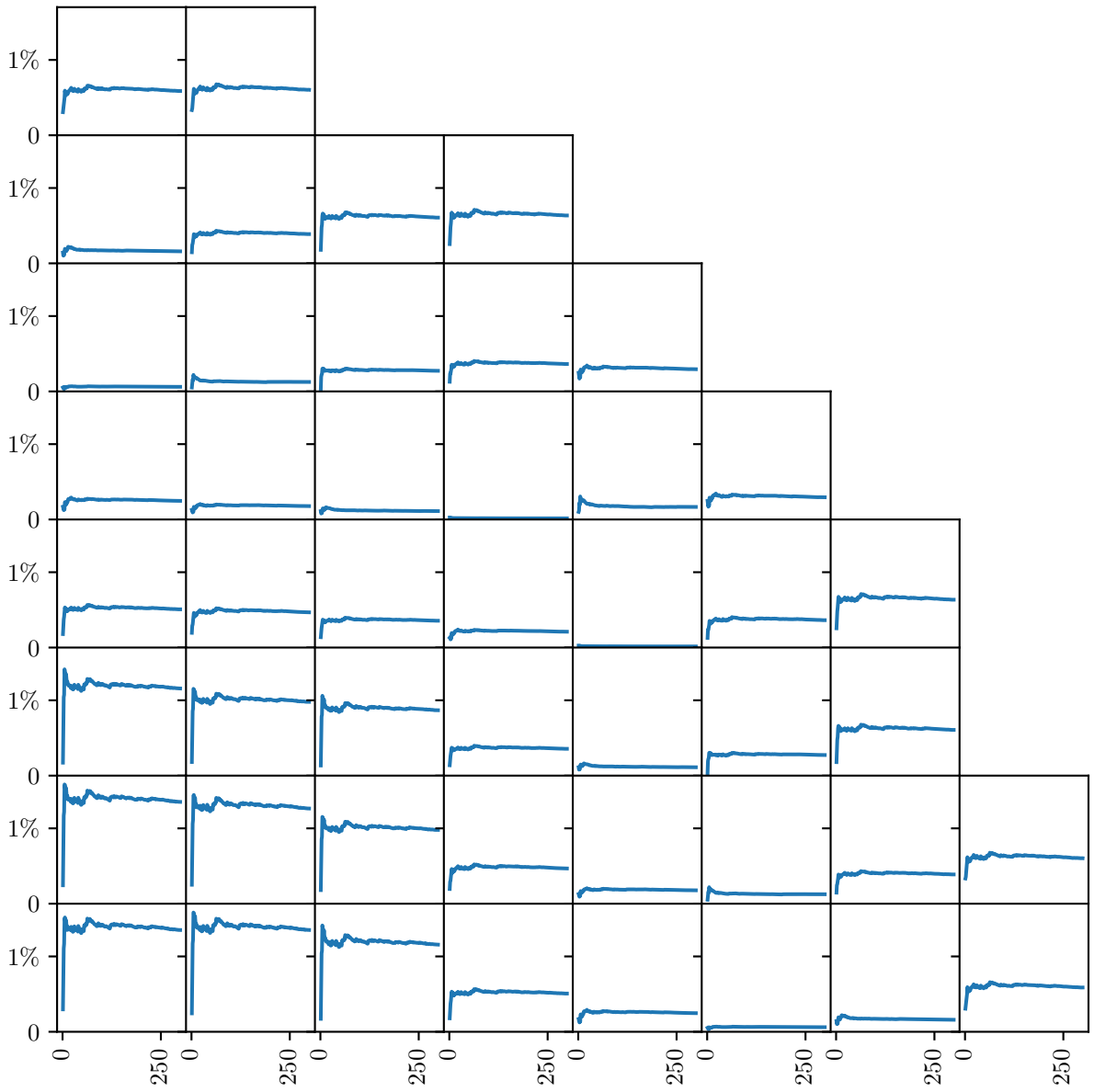


FIGURE 6.23[18] Écart-type de la puissance par assemblage dû à l'**hydrogène** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

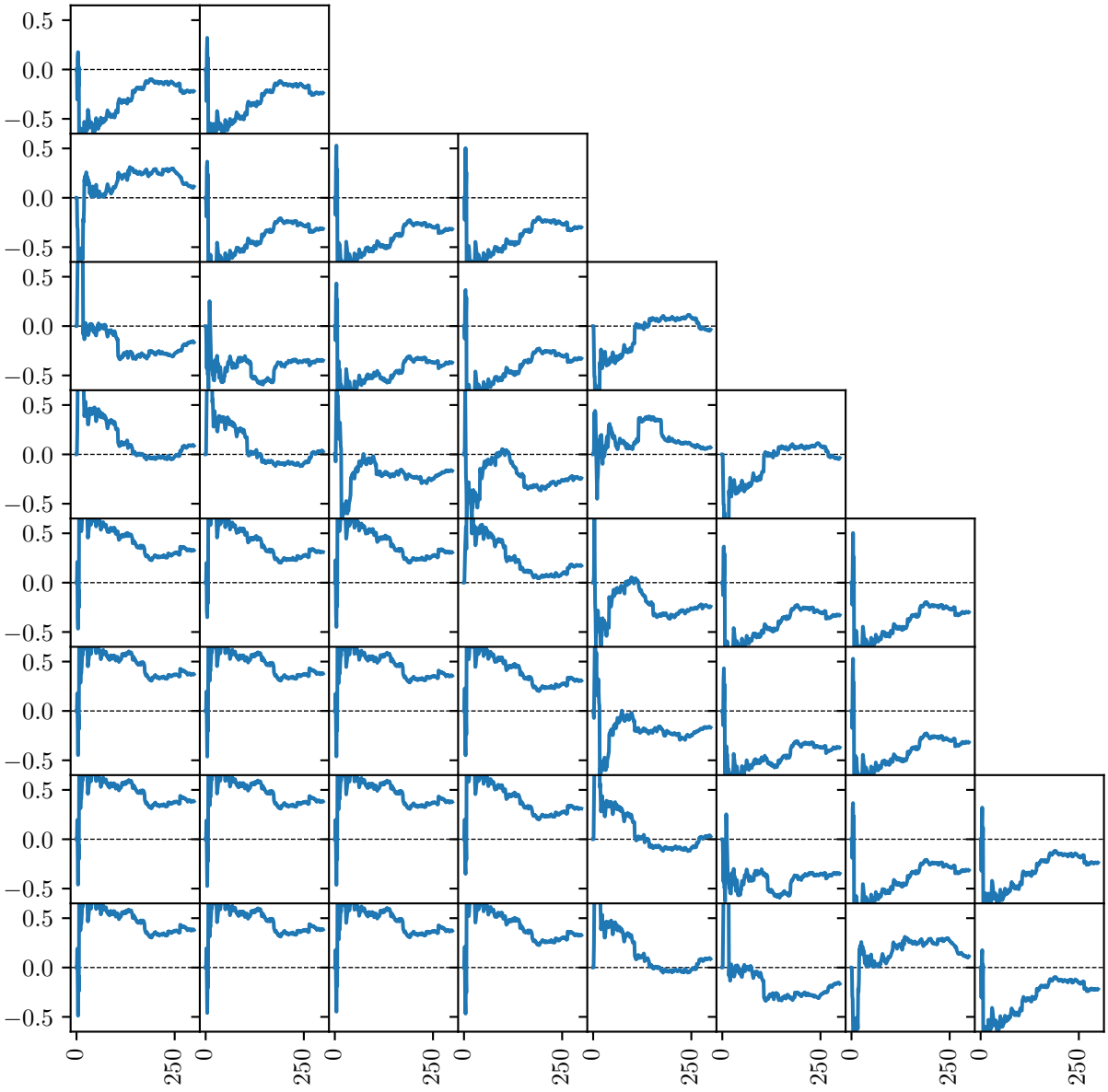


FIGURE 6.24[18] Asymétrie de la puissance par assemblage dû à l'**uranium 238** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

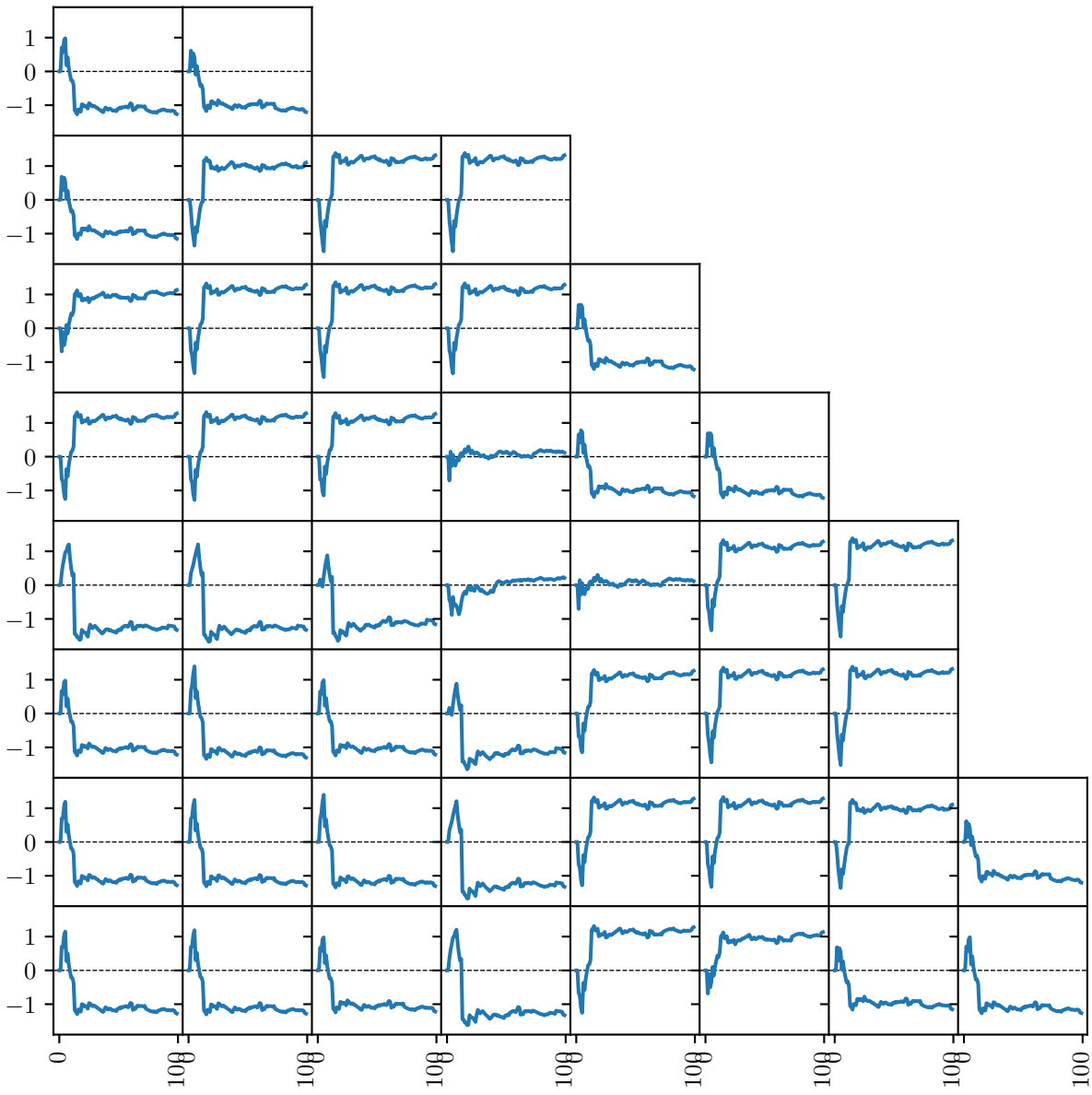


FIGURE 6.25[18] Asymétrie de la puissance par assemblage dû à l'**argent 107** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

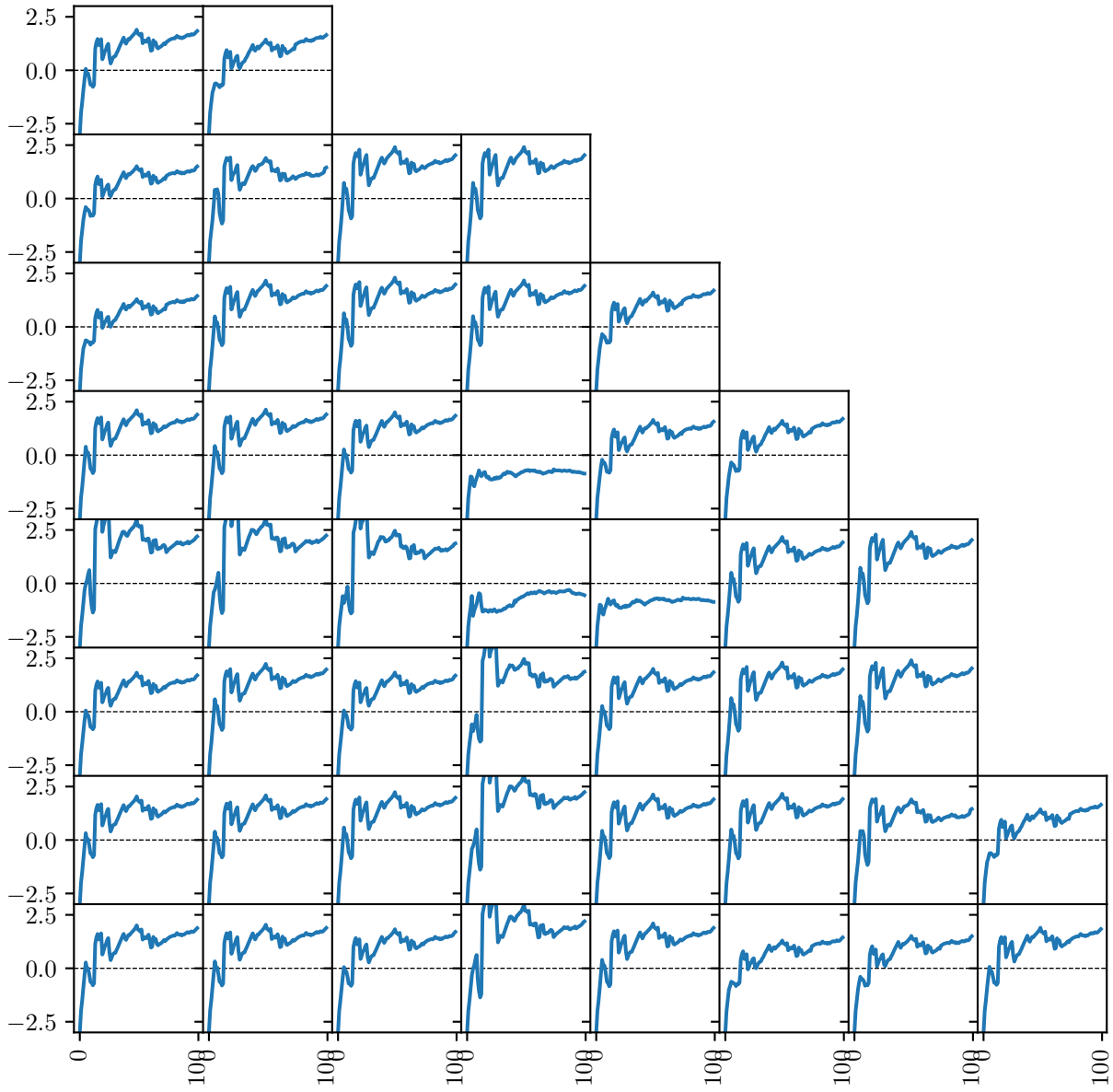


FIGURE 6.26[18] Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'**argent 107** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

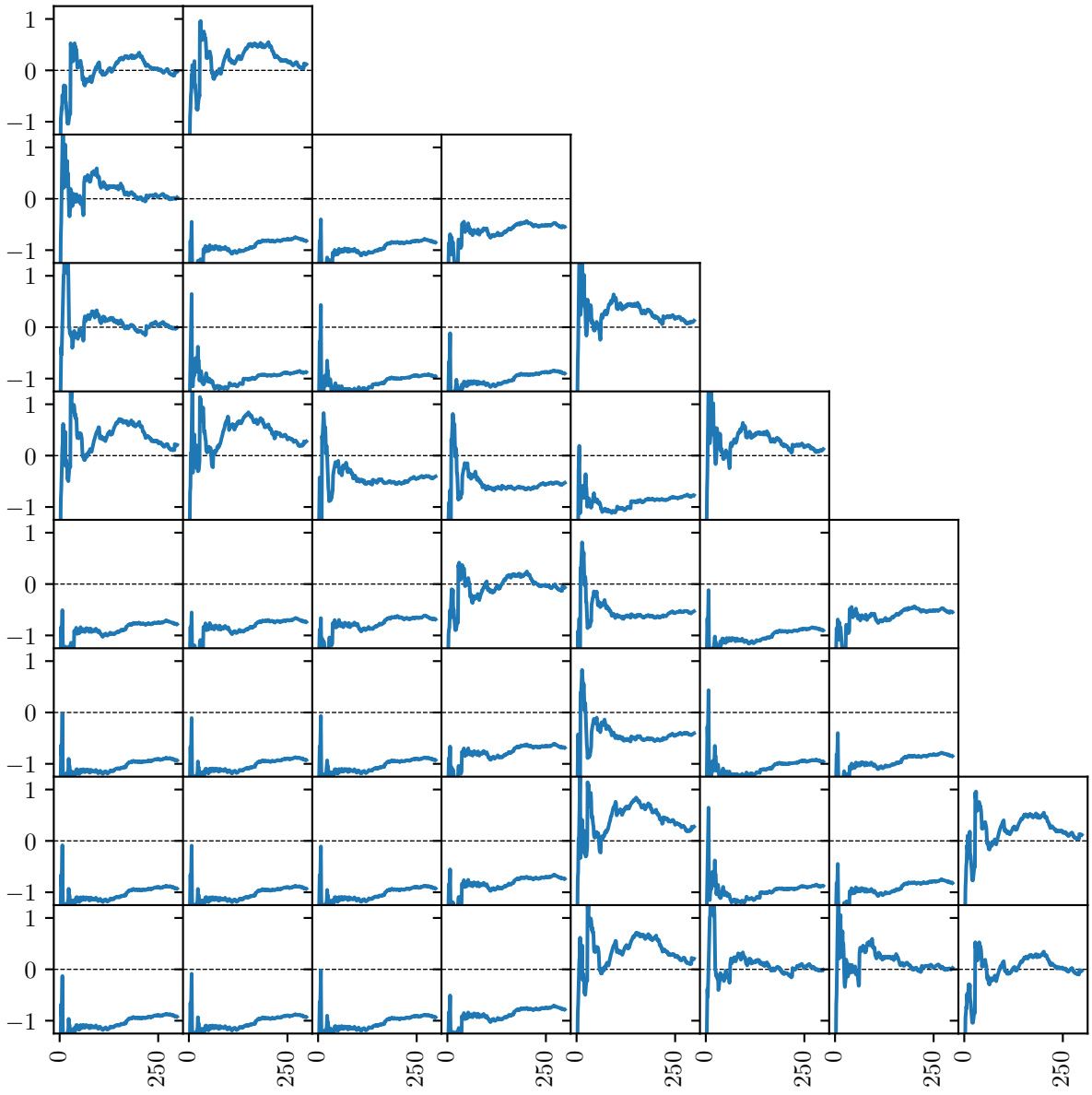


FIGURE 6.27[18] Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû au **zirconium 90** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

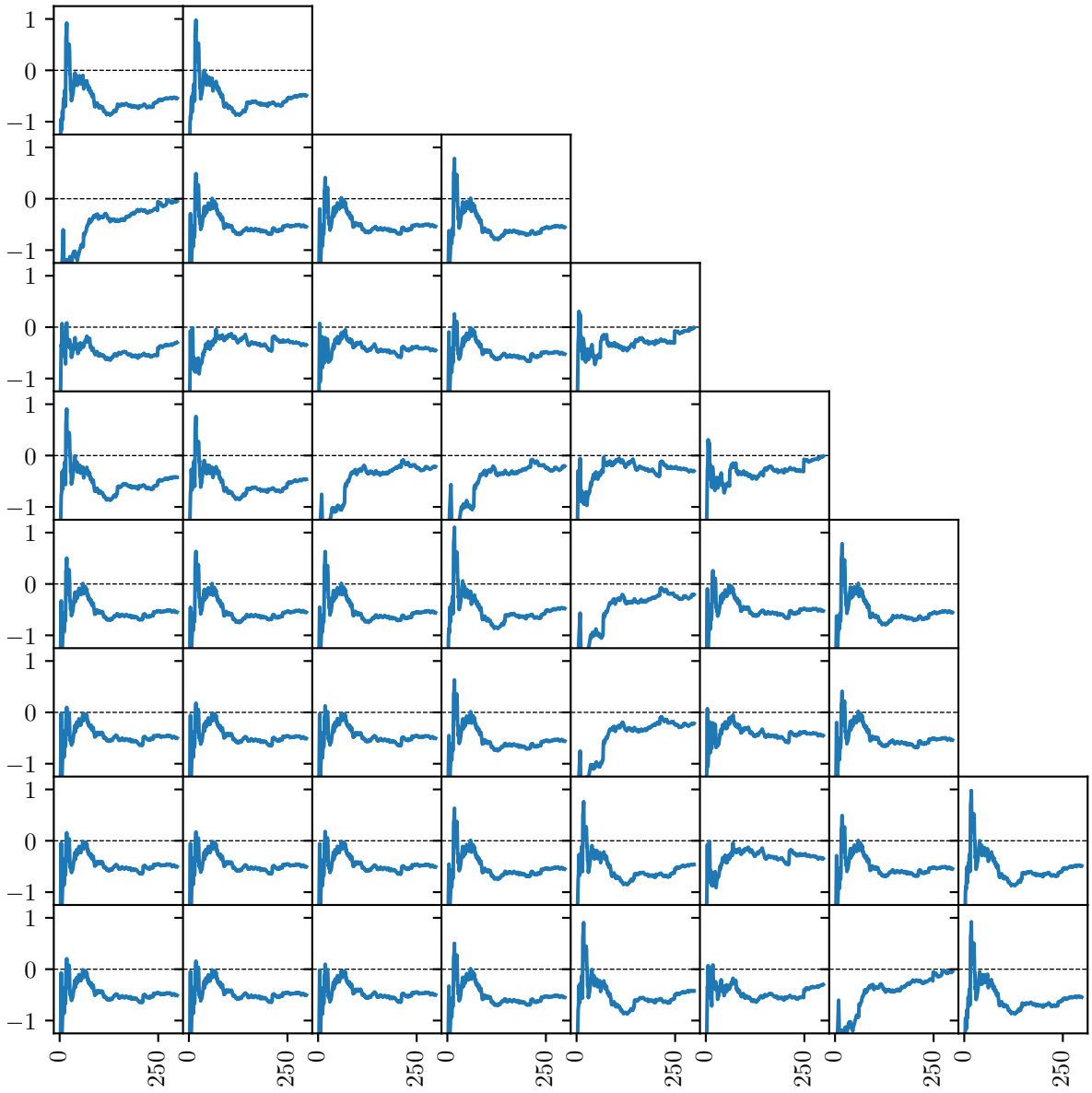


FIGURE 6.28[18] Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'**oxygène 16** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

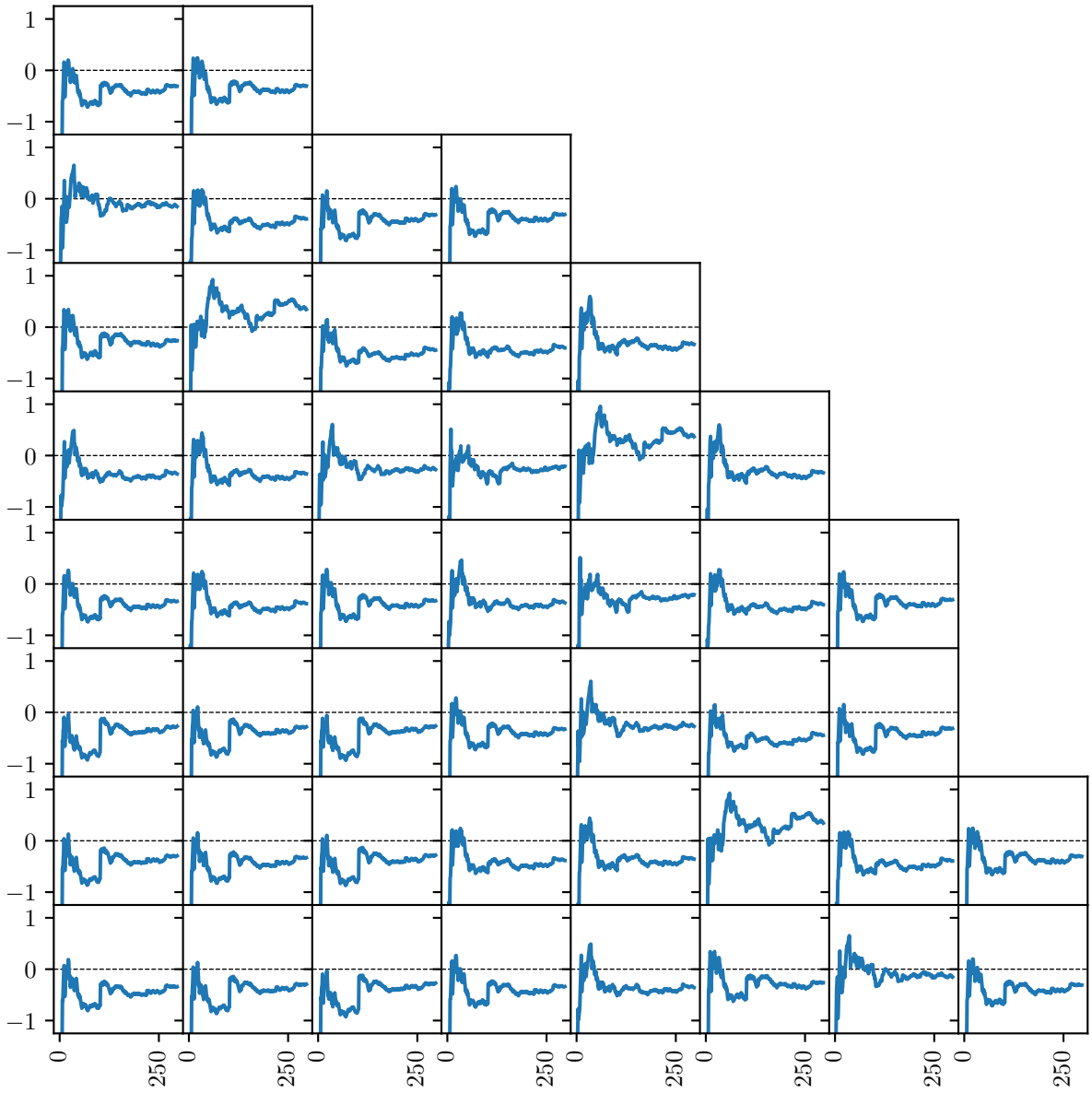


FIGURE 6.29[18] Excès de kurtosis de la puissance par assemblage dû à l'**uranium 235** en fonction du nombre d'échantillons, lors du premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

Bien entendu, cette recommandation de s'appuyer sur une propagation avec le minimum d'approximations concerne davantage les incertitudes qui dominent dans les objectifs finaux.

Cette préconisation de propagation systématique dérive de la difficulté d'anticiper au moyen de règles universelles. Néanmoins, une conjecture peut être émise : l'incertitude due au fer 56 sur la distribution de puissance du parc français en exploitation pourrait être plus faible que celle obtenue ici. En effet, sa sensibilité devrait être plus élevée lorsque les assemblages les plus réactifs sont aux bords. Ce positionnement est typique des plans de chargement « extérieur-intérieur »[2] utilisés aux démarrages de Tihange-1 et du parc français actuel. À l'inverse, les gestions du combustible actuelles visent de plus faibles fluences à la cuve, en plaçant moins d'assemblages neufs aux bords[9,158]. Enfin, quant au futur, l'introduction d'une forte quantité d'absorbant en hafnium[159] à la périphérie devrait encore diminuer l'incertitude due au fer 56.

6.7 Décomposition d'incertitude par réaction et par domaine énergétique

L'incertitude totale est suffisante pour les applications, puisque qu'elle fournit les marges à considérer lors du dimensionnement. Toutefois, il peut être souhaitable, en phase de recherche et développement, de connaître la source précise d'une incertitude, en particulier si une réduction est souhaitée. Sur la base de ce besoin, des expériences différentielles ou intégrales spécifiques peuvent être mises au point[160].

Les méthodes de perturbation sont extrêmement efficaces pour décomposer les incertitudes par réaction et par domaine énergétique. Hélas, ces méthodes ne sont pas toujours applicables (revoir la sous-section 2.8.1). Une alternative basée sur l'échantillonnage est proposée dans la réf. [161]. Elle est basée sur la corrélation entre :

— une donnée d'entrée, comme une section efficace, voire un paramètre en amont des codes de physique nucléaire ;

— une donnée de sortie, comme la puissance d'un assemblage, ou plus loin encore, sur la longueur naturelle de cycle ou sur le dépôt d'énergie pendant un hypothétique transitoire violent.

Le coefficient de corrélation de Pearson, mis au carré, peut être interprété comme une version linéarisée de l'indice de Sobol de premier ordre[161].

2. *Out-in*, en anglais. Avec une gestion du combustible « extérieur-intérieur », les assemblages neufs sont placés à la périphérie du cœur (*extérieur*) durant leur premier cycle d'exploitation, puis ensuite à l'*intérieur*, avec un damier entre assemblages de deuxième et troisième cycles d'exploitation.

Dans cette sous-section, cette technique fait l'objet d'un essai rapide. La puissance de l'assemblage central, c'est-à-dire la plus incertaine, est prise comme donnée de sortie. À titre expérimental, la donnée d'entrée est une section efficace tirée des fichiers ENDF-6 (amont aux DRAGLIB) les plus simples : ceux de l'hydrogène. Ce dernier, en effet, ne présente aucune résonance et ne peut interagir qu'au travers de deux réactions, c'est-à-dire la diffusion élastique (n,el) et la capture radiative (n,γ).

La corrélation, pour chaque énergie et réaction, est présentée sur les figures 6.30 à 6.32. Ces dernières sont des sortes d'équivalents des profils de sensibilité qu'obtiennent les méthodes de perturbation[162]. D'après ces figures, pour diminuer l'incertitude de la puissance de l'assemblage central, il faut tout d'abord mesurer la section efficace de diffusion élastique, à n'importe quelle énergie. Ce résultat peut paraître surprenant, comparé à des profils de sensibilité, mais il est fort logique : une mesure précise à n'importe quelle énergie du plateau de la section efficace de l'hydrogène (cf. figure 5.4) donne la section efficace sur tout le plateau. Cela illustre une caractéristique de cette méthode, c'est-à-dire que les corrélations initiales

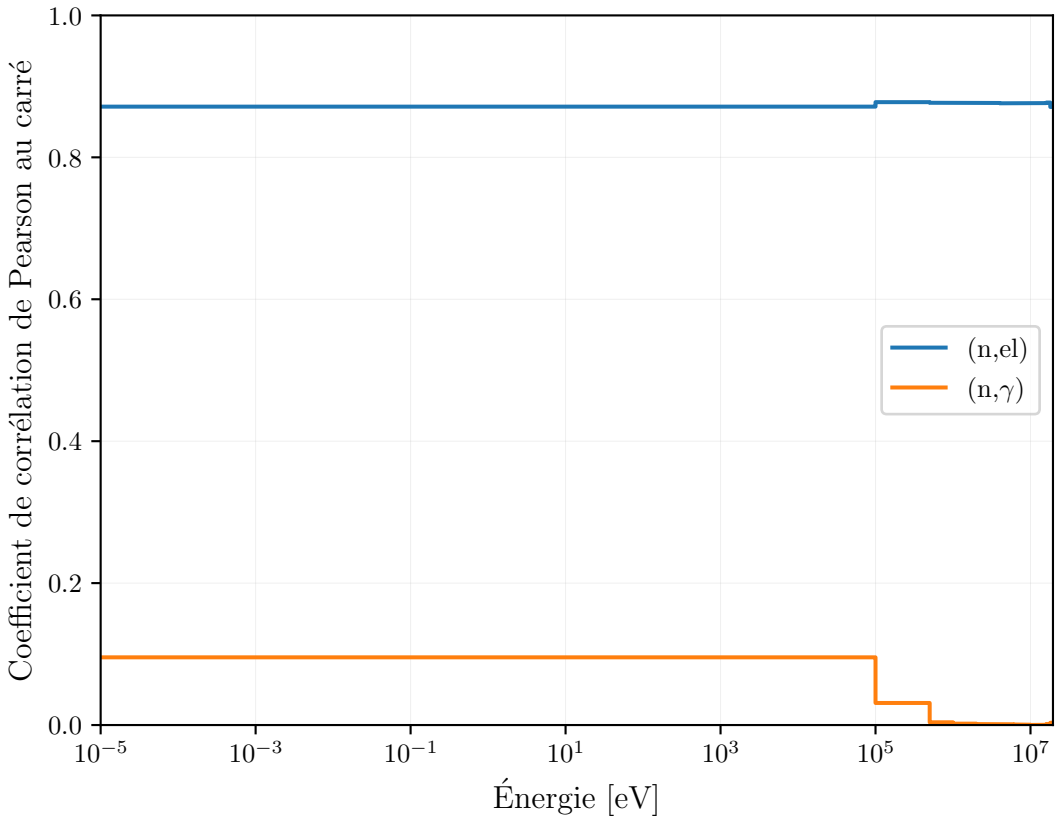


FIGURE 6.30[19] Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, **toutes grappes extraites**.

entre données nucléaires sont prises en compte. Ce peut être vu comme un inconvénient, car le détail énergétique n'est pas accessible, mais aussi comme un avantage : une mesure indirecte, qui est corrélée, apporterait tout autant d'information qu'une mesure directe.

Cette méthode présente un second inconvénient : elle recherche une relation linéaire, à la manière d'une régression linéaire. Son utilité est donc à réserver au filtrage rapide des données les plus sensibles. Pour davantage de précision, la méthode de Sobol (complète) et ses généralisations pour des données corrélées pourraient être mises à profit, bien qu'elles réclament un plus grand nombre d'échantillons[163]. Néanmoins, à l'étape de conception d'une expérience coûteuse, il reste probablement plus sage de procéder à quelques essais avec une variation, seule, des quelques données en question.

Il serait intéressant de mener une exploration approfondie de l'ensemble de ces méthodes, y compris celle expérimentée rapidement ici : elles permettent d'établir des classements de priorités en visant directement la réduction de l'incertitude du paramètre final, important pour la sûreté ou l'exploitation.

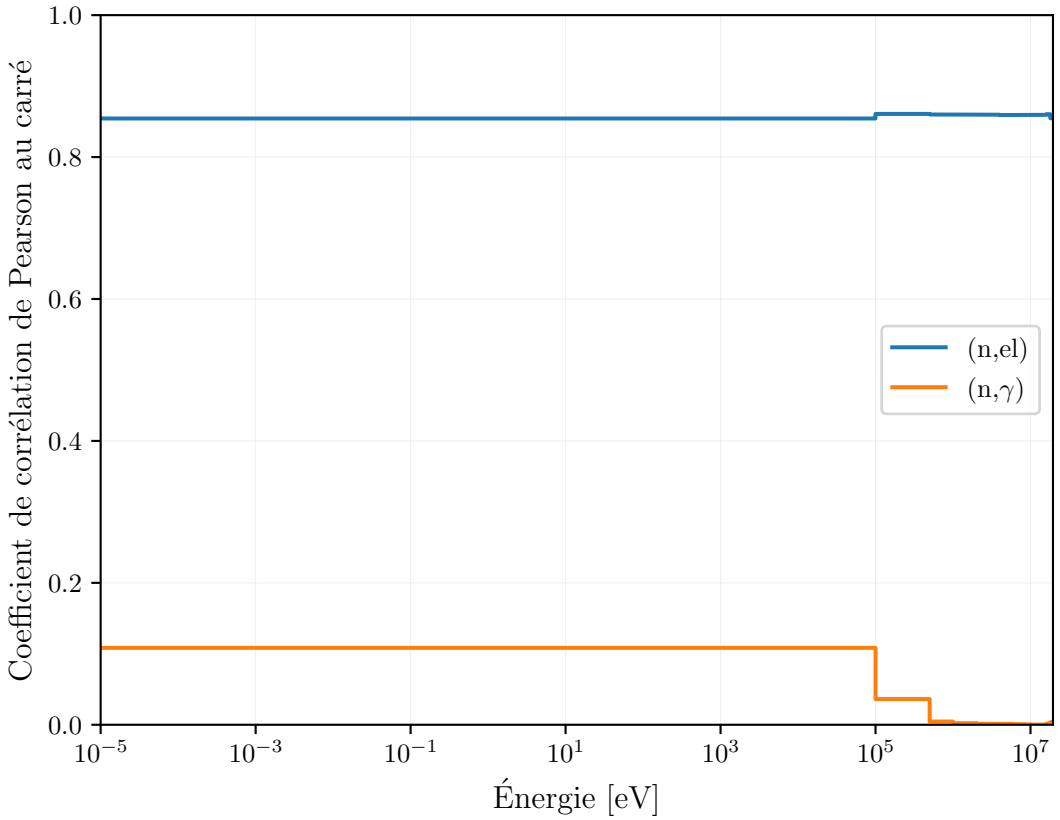


FIGURE 6.31[19] Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, **groupe D inséré**.

Enfin, le coût modeste de l'opération doit être souligné : aucune simulation déterministe additionnelle n'a été nécessaire. Cette décomposition aurait donc intérêt à être systématique. En guise de perspective, elle pourrait être menée à partir des données nucléaires des DRAGLIB, s'agissant d'un format plus simple à traiter.

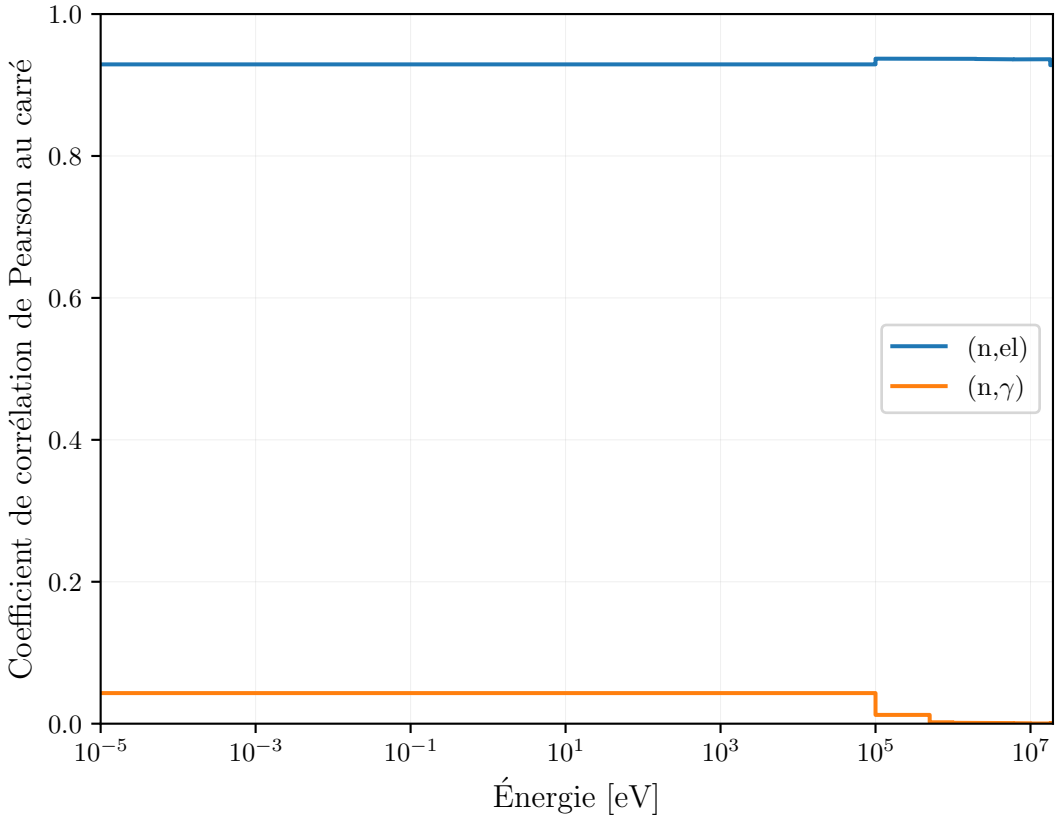


FIGURE 6.32[19] Coefficient de corrélation de Pearson (au carré) entre la section efficace de l'hydrogène et la puissance de l'assemblage central, **groupes C et D insérés**.

6.8 Analogie météorologique avec les modèles d'ensembles

Un écho frappant peut être trouvé entre les méthodes exploitées dans ce chapitre et celles de la météorologie moderne. Les modèles météorologiques sont traditionnellement initialisés par des mesures expérimentales, connues au temps initial. Ces mesures ne sont toutefois pas d'une précision infinie. Or, le mathématicien et météorologiste Lorenz[164] découvrit en 1961 que les scénarii peuvent devenir très différents pour de petites erreurs sur les données supposément connues.

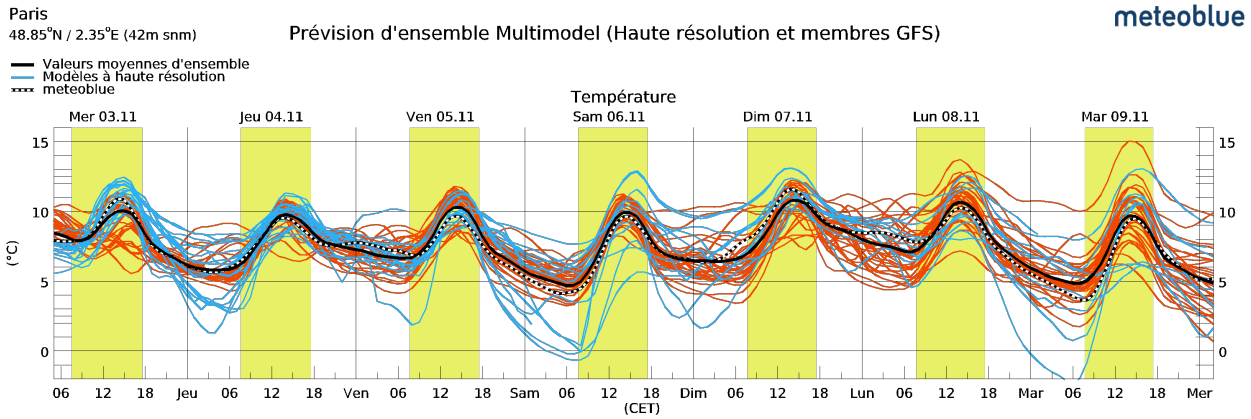


FIGURE 6.33 Météogramme d'un modèle d'ensemble. Crédit : meteoblue.com, avec leur aimable autorisation.

Durant les 30 dernières années[165], les météorologistes ont exploité des modélisations dites « d'ensembles » pour évaluer l'incertitude finale, à partir de celles sur les données de base. Pour cela, les mesures sont échantillonnées au sein d'incertitudes plausibles. Ces hypothèses sont ensuite propagées, indépendamment, au travers des modèles. Un exemple de résultats d'un modèle d'ensemble est illustré sur la figure 6.33, où les modèles à haute résolution apparaissent en bleu. La tendance globale y est une augmentation de l'incertitude lorsque les mesures deviennent lointaines. Néanmoins, tous les échantillons se regroupent parfois, sur un jour peu sensible aux erreurs des données mesurées, comme le dimanche sur cet exemple. À l'inverse, le passage d'une perturbation induit de plus grandes incertitudes, à l'instar du samedi matin.

À titre d'exemple, l'indice de confiance donné par Météo-France[166], qui est une échelle allant de 1 à 5, provient de la dispersion de ces modèles d'ensembles. En l'occurrence, 51 simulations indépendantes sont utilisées par Météo-France[167]. Ce nombre évoque d'ailleurs l'estimation de la limite haute ou basse (unilatérale) d'un quantile à 95% avec une probabilité de 95%, qui nécessite au moins 59 échantillons, d'après la méthode de Wilks[168,169].

Des comportements similaires pourraient être constatés, sur les réacteurs nucléaires, lors d'une propagation d'incertitudes de données nucléaires. Cela permettrait de prédire des comportements plus incertains lors d'états passagers plus sensibles à des données nucléaires plus incertaines.

Le point commun, fort, est qu'il s'agit de propagation d'incertitudes par des méthodes de Monte-Carlo, dans les deux cas. La limite évidente de cette analogie tient à la nature chaotique des équations d'évolution de l'atmosphère[170], tandis qu'un réacteur nucléaire évolue dans un contexte beaucoup plus contrôlé.

Conclusion

La méthode de référence employée, l'échantillonnage, a permis d'évaluer les incertitudes sur la distribution de puissance à partir des incertitudes de données nucléaires. Les évaluations d'incertitudes de données nucléaires choisies pour ces travaux indiquent, en tête de peloton, l'uranium 238, l'hydrogène et le fer 56, pour le cœur de Tihange-1.

Quant aux moments d'ordres supérieurs, la physique des réacteurs tend à regrouper les distributions (excès de kurtosis négatif), mais a peu d'effet sur l'asymétrie, se contentant de répercuter celles existantes éventuellement dans les données nucléaires en amont.

Toutes ces observations sont remplies de surprises, que ce soit dans le classement des isotopes les plus importants ou dans le comportement spatial de chacun de leurs moments, comme l'écart-type, l'asymétrie ou l'excès de kurtosis. En fin de compte, seul le moment d'ordre le plus habituel ne réserve aucune surprise : la moyenne.

CHAPITRE 7 ÉCHANTILLONNAGES DE DONNÉES NUCLÉAIRES AVEC LA MÉTHODE DE MONTE-CARLO

D'après la section 4.7, il est connu que les distributions de puissance obtenues au chapitre précédent sont entachées d'un biais déterministe. La variabilité de ce biais sera explorée, dans ce chapitre, pour différents échantillonnages de données nucléaires en amont. À l'image de ce qui a été obtenu asymptotiquement en transport sur des assemblages par Dos Santos (voir la sous-section 2.8.1), nous émettons l'hypothèse que, pour toutes choses pratiques, ces biais déterministes sont également constants, malgré l'approximation de la diffusion. Ce chapitre est dédié à la vérification de cette hypothèse.

Dans cet objectif, les travaux du chapitre précédent doivent être menés de nouveau avec une méthode de résolution de l'équation de Boltzmann qui puisse être considérée comme exempte de biais. Or, contrairement aux simulations déterministes d'un assemblage en transport, celles d'un cœur complet en diffusion ne se prêtent que difficilement à l'annulation asymptotique des biais déterministes. Cela tient précisément à l'emploi de l'approximation de la diffusion.

La méthode de Monte-Carlo est donc de nouveau employée, avec le code SERPENT. Ces simulations deviennent extrêmement coûteuses avec l'échantillonnage indépendant de données nucléaires. Il est donc indispensable d'apporter un soin particulier aux comparaisons envisagées, pour qu'elles soient réalisables, ainsi qu'au temps de calcul de SERPENT.

7.1 Des simulations de Monte-Carlo ciblées et optimisées

(1) Tout d'abord, il est utile de cibler les isotopes pour lesquels cette hypothèse sera vérifiée. Pour cela, il est possible de s'appuyer sur les résultats du chapitre précédent, où l'ensemble des possibilités a été exploré avec des méthodes déterministes. Avec la figure 6.21, il semble clair qu'un isotope comme le bore 10, par exemple, ne constitue pas une cible prioritaire. D'une part, il ne contribue que très peu à l'incertitude totale et n'apporte que très peu d'incertitude, de l'ordre de 0,5‰. D'autre part, distinguer un signal si faible noyé dans le bruit statistique émanant de la méthode de Monte-Carlo paraît difficile. Par conséquent, nous ne sélectionnons que les isotopes les plus importants d'après cette même figure 6.21, c'est-à-dire ^{235,238}U, ^{1}H dans l'eau légère, ^{56}Fe, ^{16}O, ^{90}Zr et ^{107}Ag, sans préjuger de la hiérarchie entre ceux-ci que nous obtiendrons par une méthode de Monte-Carlo. Ce choix permet une couverture large de la vérification de l'hypothèse en jeu, car ces sept isotopes ont des localisations différentes, des fonctions très différentes et leurs incertitudes se comportent différemment (cf. le chapitre

précédent). Tous les autres isotopes sont moins importants et se rapprochent d'un des isotopes sélectionnés (même localisation, fonction et comportement).

(2) Sur les cas de cœurs complets utilisés ici, une diminution de 15% du temps de calcul est observée avec le compilateur C d'Intel (`icc -O2`) par rapport au compilateur C de GNU (`gcc -O2`). Aucune autre option de compilation n'a permis d'obtenir de meilleures performances, même parmi les options recommandées (`-xHost`, `-xCORE-AVX512`)[171].

(3) Comme l'illustre la figure 7.1, la parallélisation de SERPENT est très efficace et n'engendre que peu de pertes. Elle peut donc être employée. Pour un petit nombre de cœurs, une accélération super-linéaire (au-delà des tirets noirs) peut même être observée. Par exemple, toutes grappes extraites, une exécution de SERPENT sur deux processeurs dure trois fois moins de temps que sur un seul processeur. Cette accélération super-linéaire est probablement due à un effet de cache : la quantité de mémoire (cache) mis à disposition dans le processeur augmente avec le nombre de cœurs. Davantage de données souvent utilisées peuvent être conservées directement dans le processeur, évitant les temps d'accès plus long à la mémoire vive (RAM).

(4) L'ensemble des simulations à réaliser ont des distributions de puissance très proches. Or, il est coûteux de repartir, pour chaque simulation, de neutrons échantillonnés uniformément dans la géométrie complète (voir la section 4.6). Il est plus économique de partir d'un point commun préconvergé. Ce dernier est obtenu avec JEFF-3.3 et quatre fois plus de statistique répartie ainsi :

   — 200 000 neutrons par génération, cette augmentation permettant de réduire encore le risque d'amas isolés de neutrons et, *in fine*, d'éviter aux chercheurs de demain de reconduire cette coûteuse vérification de l'hypothèse en jeu ;

   — 200 générations inactives ;

   — 2 000 générations actives.

Les encaissements des résultats montrés dans ce chapitre sont réalisés avec :

— 200 000 neutrons par génération ;

— 100 générations inactives ;

— 2 000 générations actives ;

— 300 échantillons de données nucléaires pour chaque isotope (sauf pour l'argent 107, pour lequel 100 échantillons sont disponibles), où chacun est exécuté 4 fois avec des graines aléatoires différentes, pour augmenter la statistique ;

— chacun des sept isotopes mentionnés plus tôt dans ce chapitre.

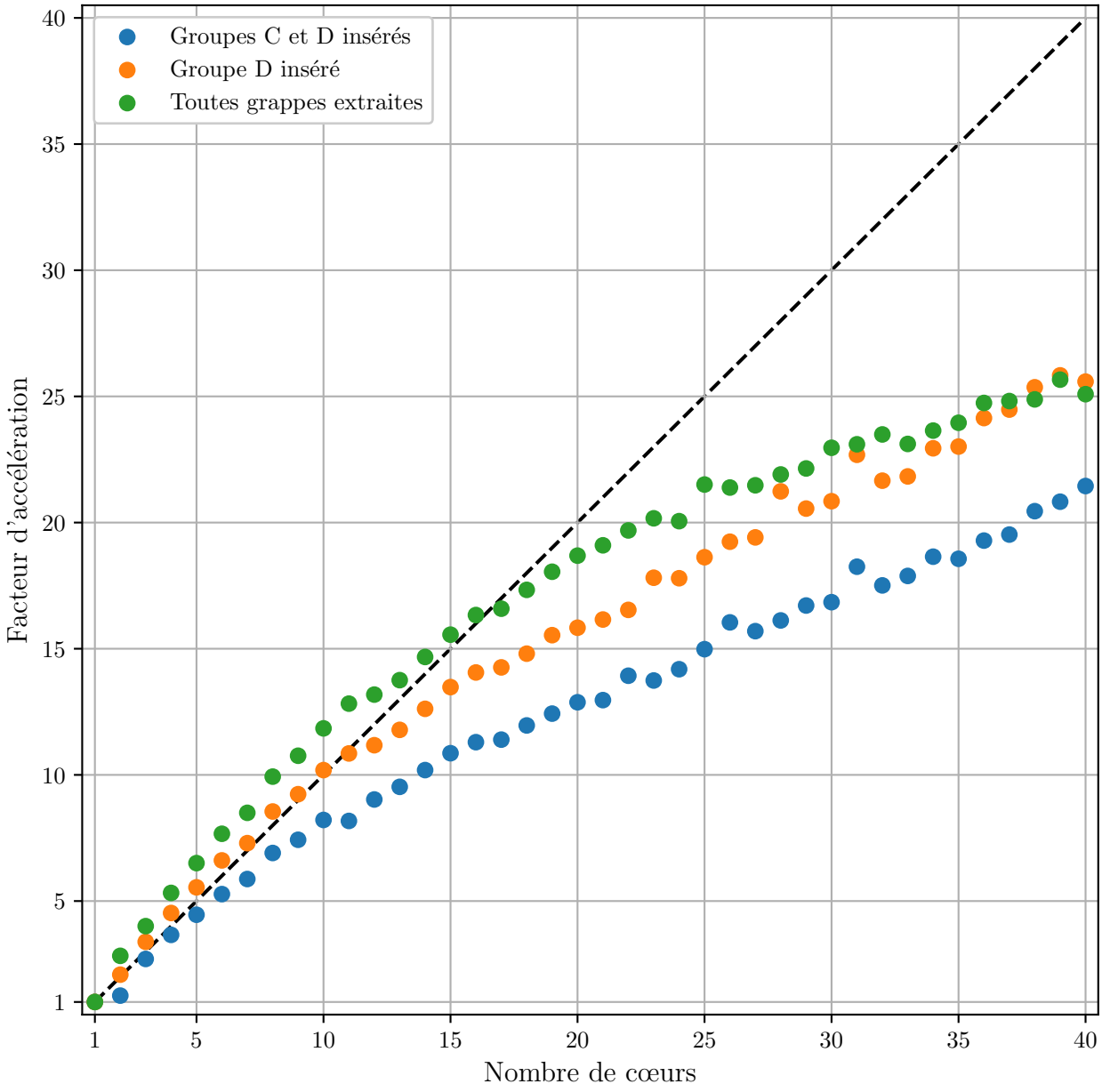


FIGURE 7.1 [20] Facteur d'accélération du temps de calcul de transport en fonction du nombre de cœurs mis à disposition de SERPENT. Résultats obtenus séquentiellement sur un seul ordinateur ne réalisant aucune autre tâche, disposant de 192 Go de RAM et de deux processeurs Intel® Xeon® Gold 6230 cadencé à 2,10 GHz. Chacun de ces deux processeurs contient 20 cœurs, pour 40 cœurs physiques au total (pas d'*hyper-threading*). La parallélisation a été effectuée avec OpenMP seulement. Aucune parallélisation MPI n'a été demandée à SERPENT. Ici, le nombre de neutrons simulés est celui de la section 4.6.

L'utilisation d'une source de référence préconvergée permet de diminuer le nombre de générations inactives. Quelques dizaines pourraient même suffire (voir la section 4.6). Néanmoins, par mesure de prudence, un nombre conséquent en est conservé, permettant la transition de la distribution des sources de fission entre JEFF-3.3 et la donnée nucléaire échantillonnée. Même avec cette précaution, la part inactive (écartée) ne représente plus que 5% de perte de temps de calcul, au lieu de 17% initialement.

Les autres chapitres de cette thèse ont été réalisés à l'aide d'ordinateurs relativement classiques. En revanche, ce chapitre-ci a nécessité d'énormes capacités de calcul. Ces simulations ont donc été réalisées sur un supercalculateur nommé Cobalt [1], comptant parmi les 500 les plus puissants au monde. Il est mis à disposition de l'IRSN au travers d'une collaboration avec le Centre de Calcul Recherche et Technologie (CCRT), hébergé dans les locaux et avec les équipes du Très Grand Centre de Calcul (TGCC) du CEA.

Un tel déploiement de moyens pour ces simulations de Monte-Carlo permet d'atteindre des statistiques de convergence excellentes, mais pas infinies. En particulier, la limitation à 4 graines aléatoires différentes pour chaque échantillonnage de données nucléaires correspond aux capacités de calcul disponibles sur Cobalt. Hélas, cette limitation implique que les signaux les plus faibles ne pourront pas être discernés du bruit.

Au total, cela représente $(300 \times 6 + 100) \times 4 = 7600$ simulations indépendantes pour chacune des trois insertions de grappe modélisées.

7.2 Uranium 238

Les résultats obtenus en échantillonnant l'uranium 238, toutes grappes extraites, sont illustrés sur la figure 7.2. Ceux obtenus précédemment, avec les méthodes déterministes, y sont superposés. Cette figure est donc un panorama complet des erreurs étudiées jusqu'ici, présentant les éléments suivants.

— L'étalement de chaque distribution correspond aux incertitudes de données nucléaires.

— L'écart entre chaque couple de distributions, déterministe et probabiliste, correspond au biais déterministe.

Pour chaque assemblage, les distributions de puissance déterministes et probabilistes sont semblables et seulement décalées, ce qui est compatible avec un biais déterministe constant.

Une queue de distribution très légère est observable, visible seulement en agrandissant fortement à la base des distributions. Celle-ci est compatible avec l'existence d'un faible bruit provenant de la méthode de Monte-Carlo.

1. Cobalt a été arrêté définitivement le 8 décembre 2021, tandis sa relève au CCRT est assurée par Topaze.

Les écarts-types des méthodes déterministes et probabilistes sont en excellent accord. Ils sont différents de 0,1%, au plus. Ces observations sont également compatibles avec l'hypothèse d'un biais déterministe constant.

Pour chaque assemblage, le test de Kolmogorov-Smirnov est utilisé pour comparer ces deux distributions, auxquelles leurs moyennes respectives sont préalablement soustraites. Cela revient à soustraire la puissance totale du cœur et à ne scruter que les variations relatives autour de leurs moyennes respectives. Cette soustraction est effectuée car il est déjà connu que les moyennes des méthodes déterministes sont biaisées (voir la section 4.7), d'où le décalage entre les distributions. Ce procédé permet de se concentrer sur les moments d'ordres supérieurs.

La statistique de Kolmogorov-Smirnov, c'est-à-dire la distance entre les deux distributions cumulatives, est faible, de l'ordre de 0,6 au maximum. Par conséquent, la vapeur-p (*p-value*, en anglais) est toujours supérieure à 0,05, ce qui signifie que les deux distributions ne peuvent pas être différenciées. L'exception à ces observations concerne les assemblages sur la couronne de bascule. À ces endroits, des distributions très fines, sous forme de pics, ont tendance à être obtenues par les méthodes déterministes, tandis qu'elles sont légèrement plus étalées avec la méthode de Monte-Carlo. Ce constat est compatible avec l'existence, dans cette dernière, d'un bruit faible. Pour cette raison, ces assemblages ne seront pas abordés davantage.

Ces excellents accords se maintiennent sur les figures 7.3 et 7.4, lorsque les groupes D, puis C et D sont insérés.

7.3 Hydrogène

D'après les figures 7.5 à 7.7, les accords sur les écarts-types des méthodes déterministes et probabilistes pour l'hydrogène sont, en pratique, parfaits. Les valeurs-p sont également excellentes. Ces accords renforcent mutuellement la confiance à accorder à ces résultats déterministes et probabilistes, malgré leurs écarts avec ceux de Dos Santos. Plus précisément, cet accord infirme l'hypothèse de résultats déterministes erronés dans le chapitre précédent, par exemple à cause du traitement de l'anisotropie.

7.4 Fer 56

En dépit de la simplicité des modèles de réflecteur des méthodes déterministes employés, d'excellents résultats se maintiennent pour le fer 56, sur les figures 7.8 à 7.10. En particulier, les incertitudes des puissances des assemblages de coin sont bien plus élevées par rapport aux

isotopes précédents, à la fois pour les méthodes déterministes et probabilistes.

7.5 Oxygène 16

Les figures 7.11 à 7.13 permettent de constater qu'un très bon accord persiste sur les écarts-types, pour l'oxygène. Toutefois, pour ces mêmes différences ponctuelles de 0,1% de l'écart-type, les p-valeurs commencent à souffrir. Cette observation n'est pas surprenante, car les écarts-types scrutés baissent significativement après le trio de tête (revoir la figure 6.21).

Une exception à ces observations concerne l'assemblage central. L'écart-type obtenu avec SERPENT devient significativement plus élevé, de 0,2% lorsque le groupe D est inséré (figure 7.12) et lorsque les groupe C et D sont insérés (figure 7.13). Cette source de bruit dans les résultats Monte-Carlo a déjà été observée et expliquée dans la section 4.5, pour cet assemblage. Pour cette raison, il ne sera pas abordé davantage non plus.

7.6 Uranium 235

À partir des figures 7.14 à 7.16, les mêmes observations que sur l'oxygène 16 peuvent être formulées sur l'uranium 235.

7.7 Zirconium 90

Lorsque toutes les grappes sont extraites, des différences de 0,1% sur l'écart-type se maintiennent, comme illustré sur la figure 7.17.

En revanche, lorsque des groupes sont insérés, les différences d'écarts-type observées sur les figures 7.18 et 7.19 sont désormais de 0,2%, pour un signal du même ordre de grandeur. Le bruit devient donc important. De manière logique, les p-valeurs sont pratiquement toujours en dessous de 0,05. Ainsi, les limites de cet exercice commencent à être atteintes.

7.8 Argent 107

Pour l'argent 107, les figures 7.20 et 7.21 détaillées ci-après permettent d'observer que les écarts-types obtenus avec la méthode de Monte-Carlo sont bien plus élevés que ceux provenant des méthodes déterministes employées.

— Les écarts-types des simulations déterministes ne sont que de l'ordre de 0,2% et ne concernent que les assemblages grappés et ceux sous leurs influences. Aucune couronne d'incertitude minimale n'apparaît.

— Les écarts-types des simulations probabilistes sont de 0,6% au centre et 0,3% en bout de médiane, avec une couronne d'incertitude minimale. Ils sont presque indépendants de l'insertion des grappes, avec seulement une légère augmentation de 0,1% pour les assemblages grappés par le groupe C et ceux sous l'influence des grappes. Cela semble compatible avec l'existence d'un signal noyé dans le bruit. D'autres éléments, qui suivent, mènent à penser que ces écarts-types plus élevés sont dus au bruit de la méthode de Monte-Carlo.

  (a) Les écarts-types les plus élevés, entre 0,5% à 0,6%, concernent particulièrement les 4 assemblages centraux (9 en comptant ses symétriques, non affichés). Ces écarts-types s'abaissent, de manière abrupte, vers 0,3% pour les assemblages qui les entourent. Cette forme et cette localisation rappellent l'erreur-type de la moyenne, due au bruit de la méthode de Monte-Carlo, illustré sur la figure 4.6. Dans ce cas-là, ce n'est pas l'erreur de la moyenne qui est scrutée, mais l'erreur du moment d'ordre immédiatement supérieur, c'est-à-dire l'écart-type. Sa convergence est, bien entendu, plus difficile.

  (b) Seulement 100 échantillons de l'argent 107 sont disponibles dans TENDL-2019, au lieu de 300 pour tous les isotopes précédents, ce qui induit bien moins de statistique.

  (c) Ce cœur comporte 32 028 crayons de combustible. À l'inverse, l'argent 107 n'est présent que dans un petit nombre de crayons, plus précisément 20 crayons dans 8 à 16 assemblages. 160 à 320 crayons sont donc présents dans le cœur complet, donc 100 à 200 fois moins. Cette rareté ne peut pas aider à l'obtention d'une statistique solide.

Enfin, il se peut que l'asymétrie et l'excès de kurtosis des données nucléaires de l'argent 107 n'aident pas la convergence de la méthode de Monte-Carlo. En guise de perspective, ce point précis pourrait être étudié davantage en analysant la convergence de l'écart-type entre des simulations de Monte-Carlo indépendantes, pour différents paramètres de convergence statistique :

— soit en exploitant des données nucléaires non gaussiennes, comme c'est le cas ici ;

— soit en échantillonnant de manière gaussienne dans les mêmes données nucléaires, par exemple en passant par une matrice de variances-covariances ;

— soit sans échantillonner de données nucléaires.

L'emploi d'une méthode intrusive[172] pourrait également réduire ces difficultés. Toutefois, ce point n'est pas capital. Par ordre d'importance, il s'agit du septième isotope, provoquant une incertitude objectivement faible (0,2%). Par ailleurs, il paraît peu probable qu'une vérification

plus poussée, pour cet isotope, parvienne à observer des biais déterministes extrêmement variables.

Ces difficultés ne sont pas très surprenantes : l'analyse d'un petit effet avec la méthode de Monte-Carlo réclame toujours d'énormes capacités de calcul, et ce d'autant plus que l'effet est petit, comme ici.

Enfin, l'ensemble de ces observations renforce l'idée de départ : il est pertinent de s'appuyer sur les méthodes déterministes pour effectuer un premier tri, avant d'investir davantage sur les isotopes induisant le plus d'incertitudes.

7.9 Quelques commentaires généraux

L'hypothèse formulée en début de chapitre est confirmée : les biais déterministes semblent remarquablement constants, pour des variations ayant l'amplitude des incertitudes sélectionnées de données nucléaires. Les résultats obtenus pour des isotopes plus mineurs ne semblent pas contredire cette hypothèse, en tenant compte du bruit statistique, lui-même étant lié aux capacités de calcul mobilisées, certes très grandes, mais pas infinies.

Ce résultat, anodin en apparence, a en réalité de profondes implications. Il induit qu'il est possible :

— de réaliser la propagation d'incertitudes uniquement avec des méthodes déterministes ;

— de corriger le biais déterministe de l'ensemble de ces résultats par un unique résultat Monte-Carlo, réalisé avec la meilleure estimation des données nucléaires.

Graphiquement, sur les figures exposées dans ce chapitre, cela revient à translater la distribution de probabilité obtenue par des méthodes déterministes, de sorte que son pic corresponde à celui de la distribution obtenue par la méthode de Monte-Carlo. Tous les autres coûteux échantillonnages réalisés avec la méthode de Monte-Carlo ne sont donc plus utiles. L'indispensable se limite donc à la meilleure estimation de données nucléaires, employée avec la méthode de Monte-Carlo. Cette hybridation revient, *in fine*, à combiner :

— la moyenne obtenue par la méthode de Monte-Carlo ;

— les moments d'ordres supérieurs obtenus par des méthodes déterministes, à commencer par l'écart-type.

Cette technique permet de bénéficier du « meilleur des deux mondes [2] », puisque les faiblesses de l'un sont les forces de l'autre.

2. Cette expression vint à Eric Dumonteil, lorsqu'il écouta ces idées. *Redde Cæsari quæ sunt Cæsaris.*

Sauf pour le maillage énergétique et l'autoprotection, les méthodes déterministes choisies sont – à dessein – parmi les plus rudimentaires encore en usage dans le monde industriel, en particulier quant à la modélisation des réflecteurs. Il est raisonnable de penser que des méthodes déterministes plus précises, c'est-à-dire toutes les autres encore utilisées, auront des biais déterministes aussi constants ou encore davantage.

Enfin, dans ce chapitre, les moments d'ordres supérieurs ne sont pas explorés avec la méthode de Monte-Carlo, car leurs convergences seraient extrêmement longues, voire inaccessibles. Par exemple, l'écourtement des queues de distribution est un effet qu'il est très difficile de capturer par la méthode de Monte-Carlo, à cause de l'étalement dû au bruit statistique. Concernant ces aspects, les observations des méthodes déterministes du chapitre précédent resteront donc les plus précises que nous puissions formuler. C'est bien sûr la raison pour laquelle il est pertinent de retenir les moments d'ordres supérieurs provenant des méthodes déterministes.

Conclusion

Les biais déterministes peuvent effectivement être considérés comme constants pour les gammes de variations de données nucléaires échantillonnées. Cette approximation trouvera une application toute particulière et très utile dans les chapitres à venir.

La force de la double approche, déterministe et probabiliste, apparaît clairement dans ce chapitre : les simulations onéreuses de Monte-Carlo ne sont effectuées que sur un petit ensemble pertinent. Celui-ci est choisi d'après une exploration complète de l'espace des phases, rendue accessible par d'économiques méthodes déterministes.

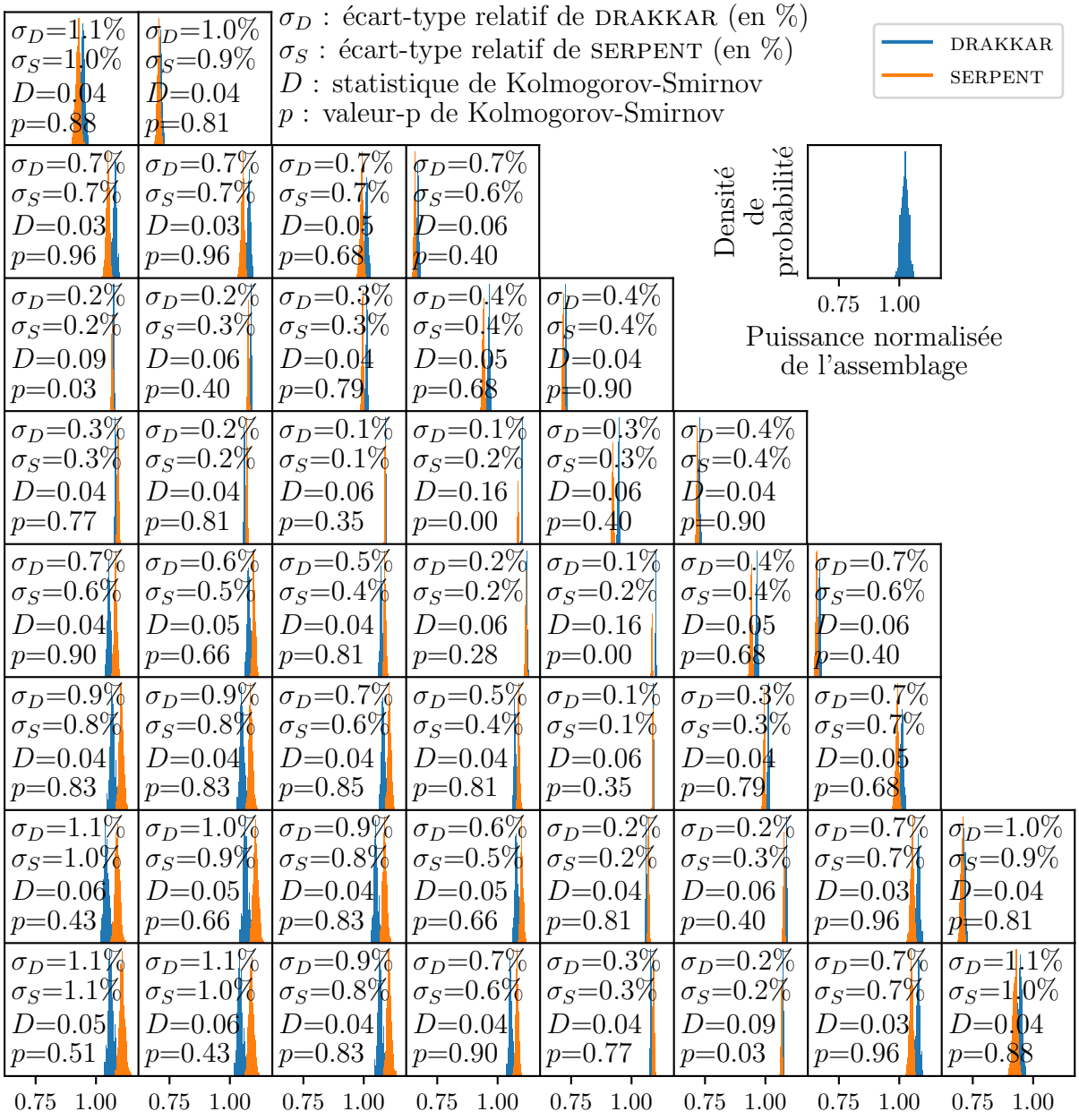


FIGURE 7.2[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

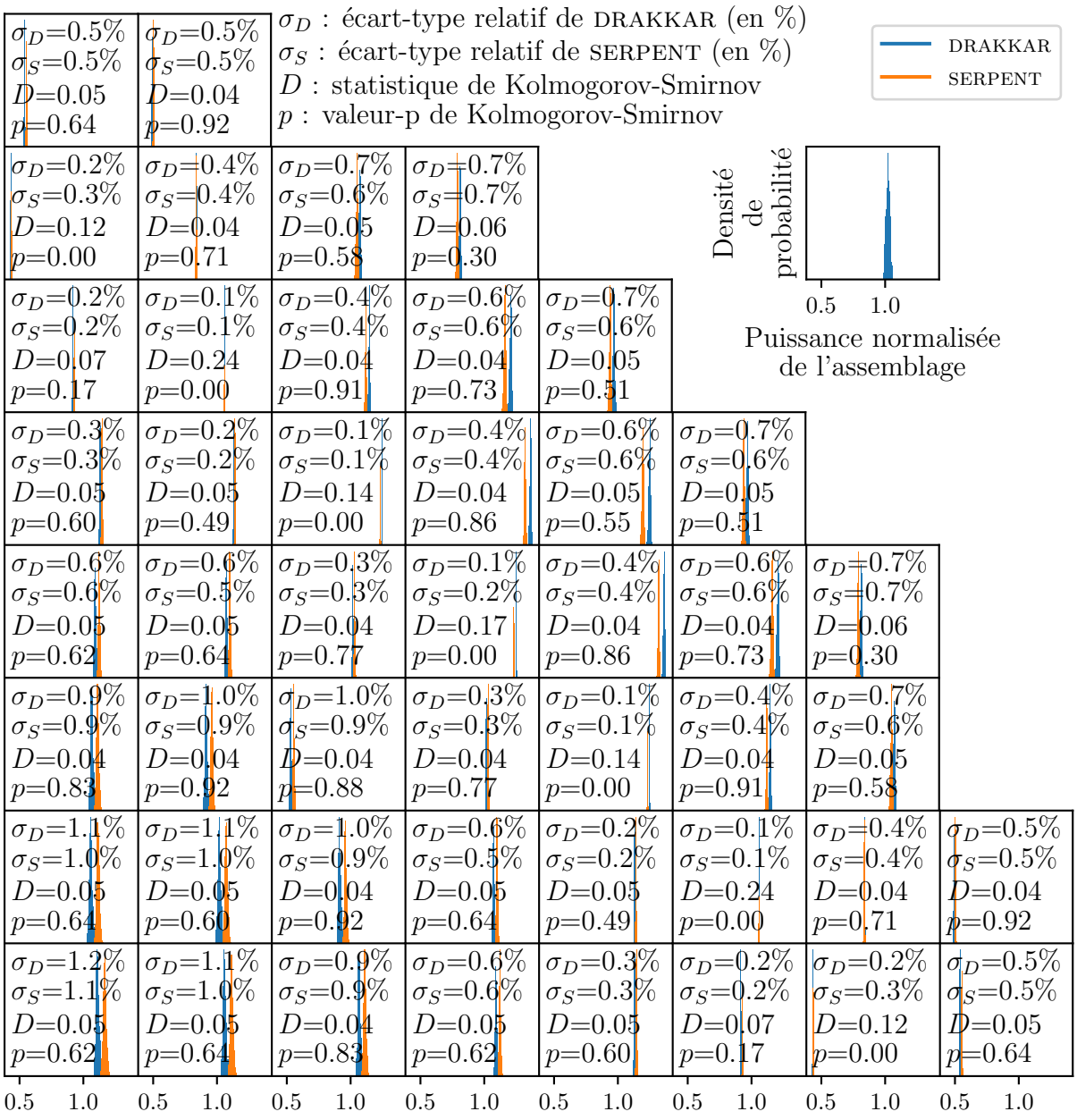


FIGURE 7.3[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

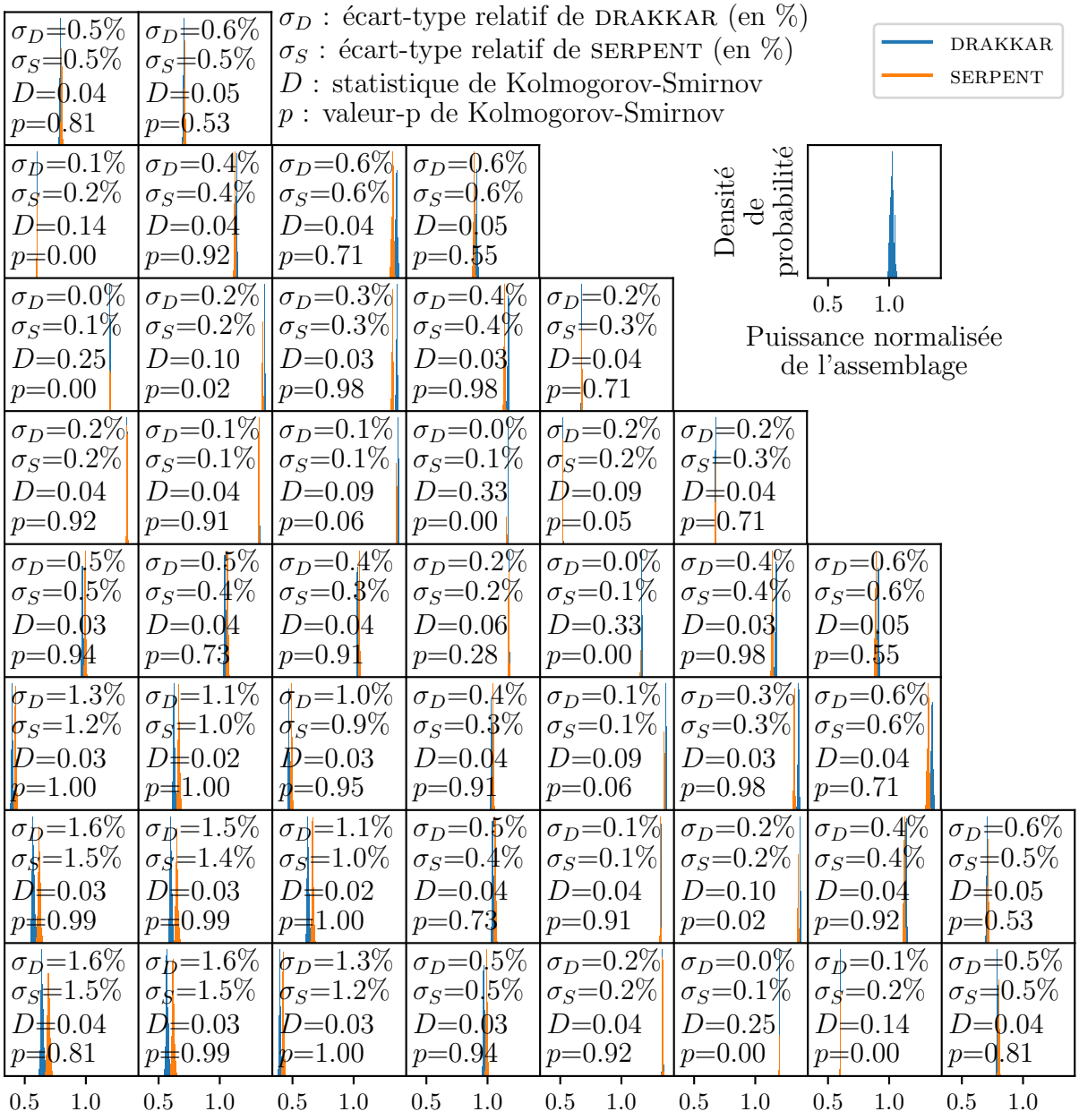


FIGURE 7.4[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

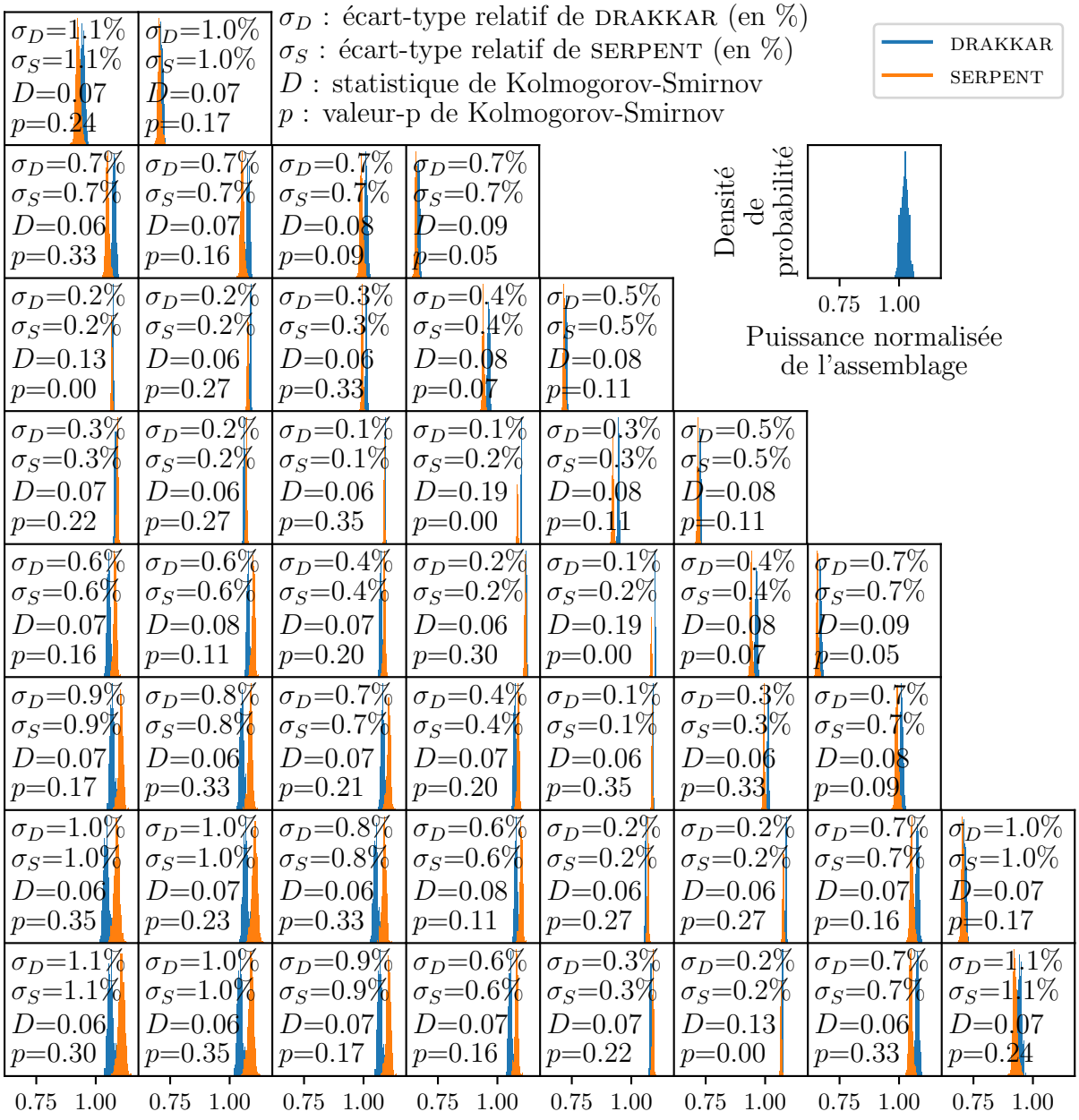


FIGURE 7.5[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

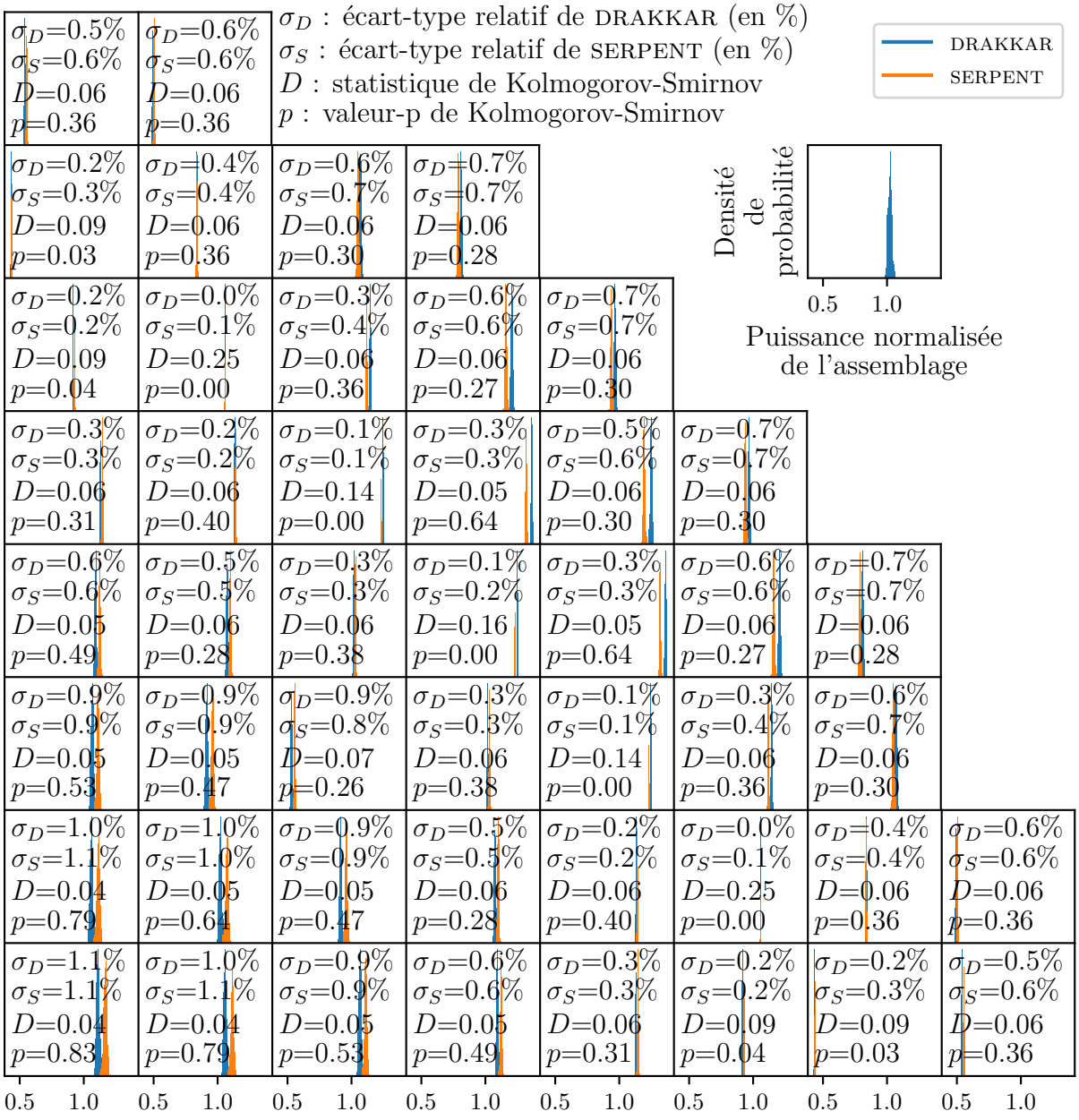


FIGURE 7.6[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

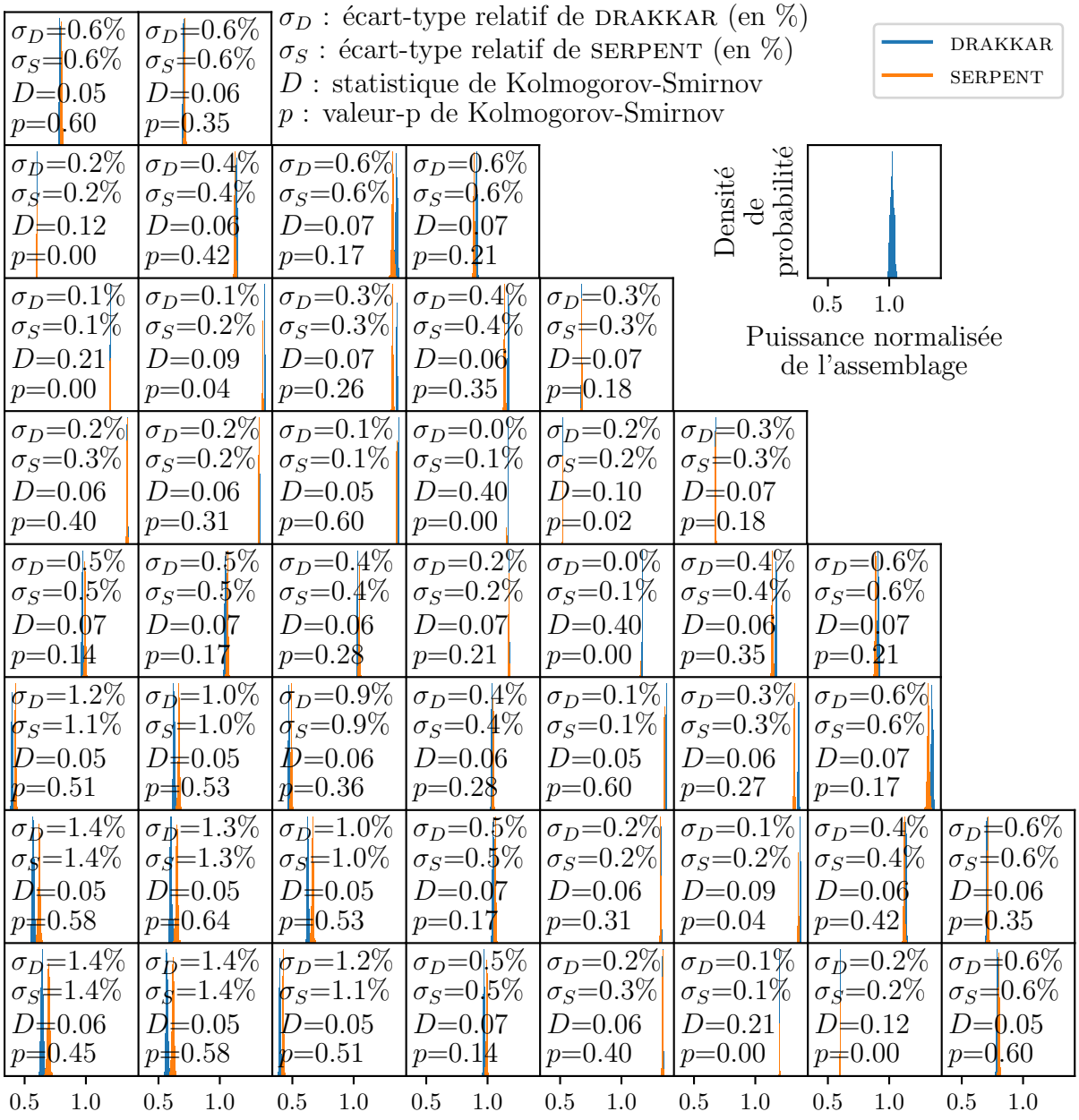


FIGURE 7.7[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

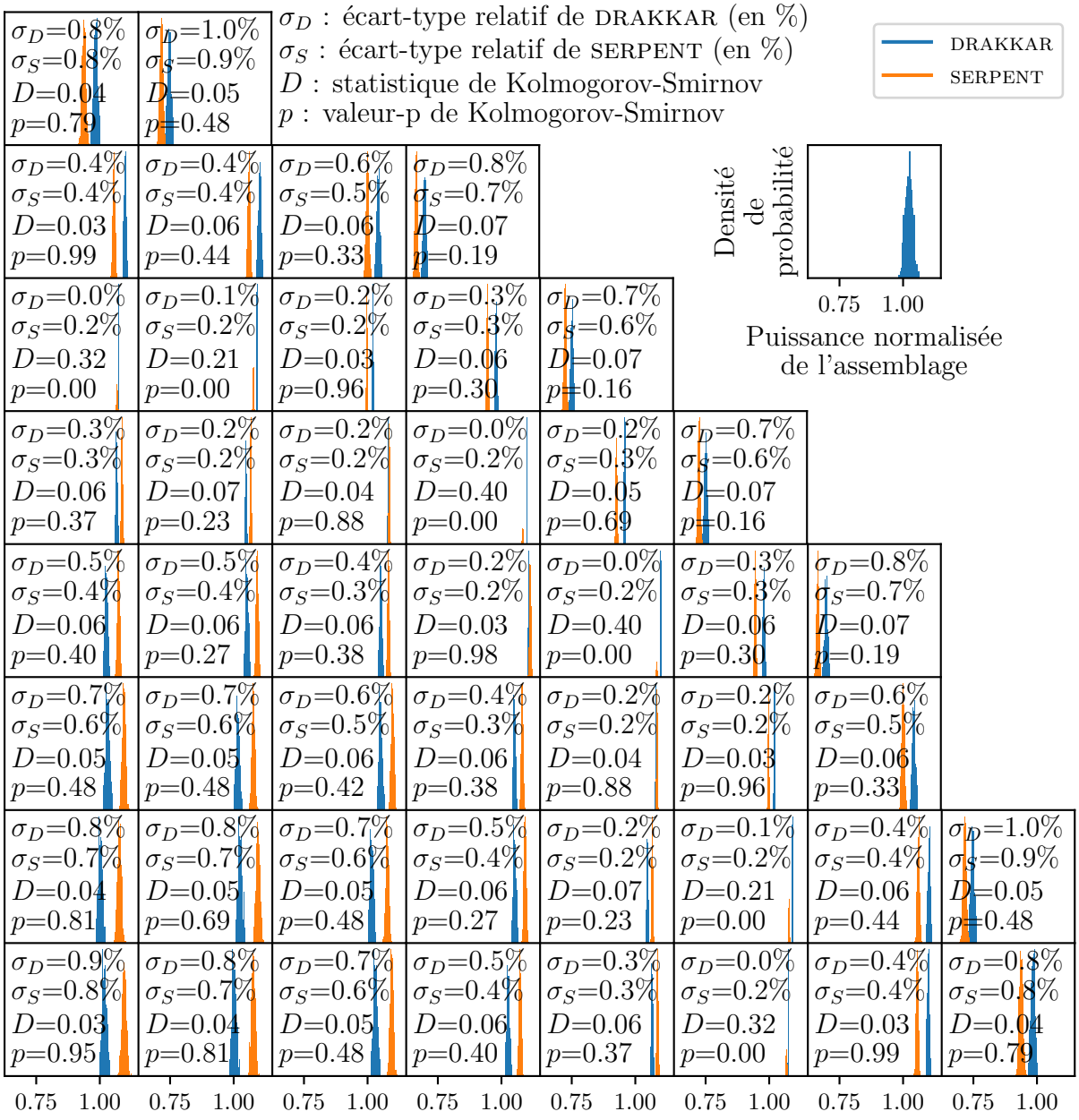


FIGURE 7.8[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

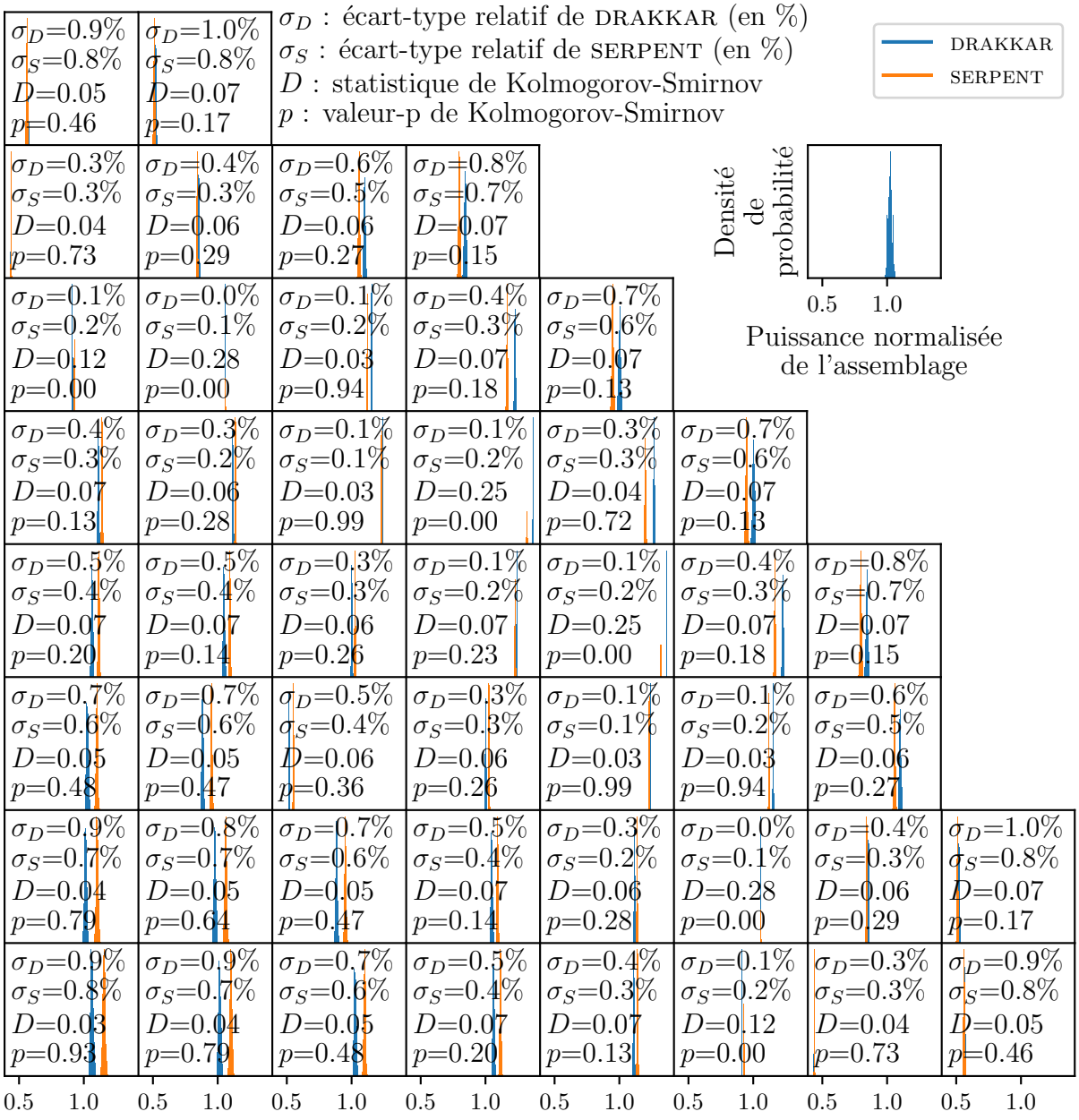


FIGURE 7.9[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

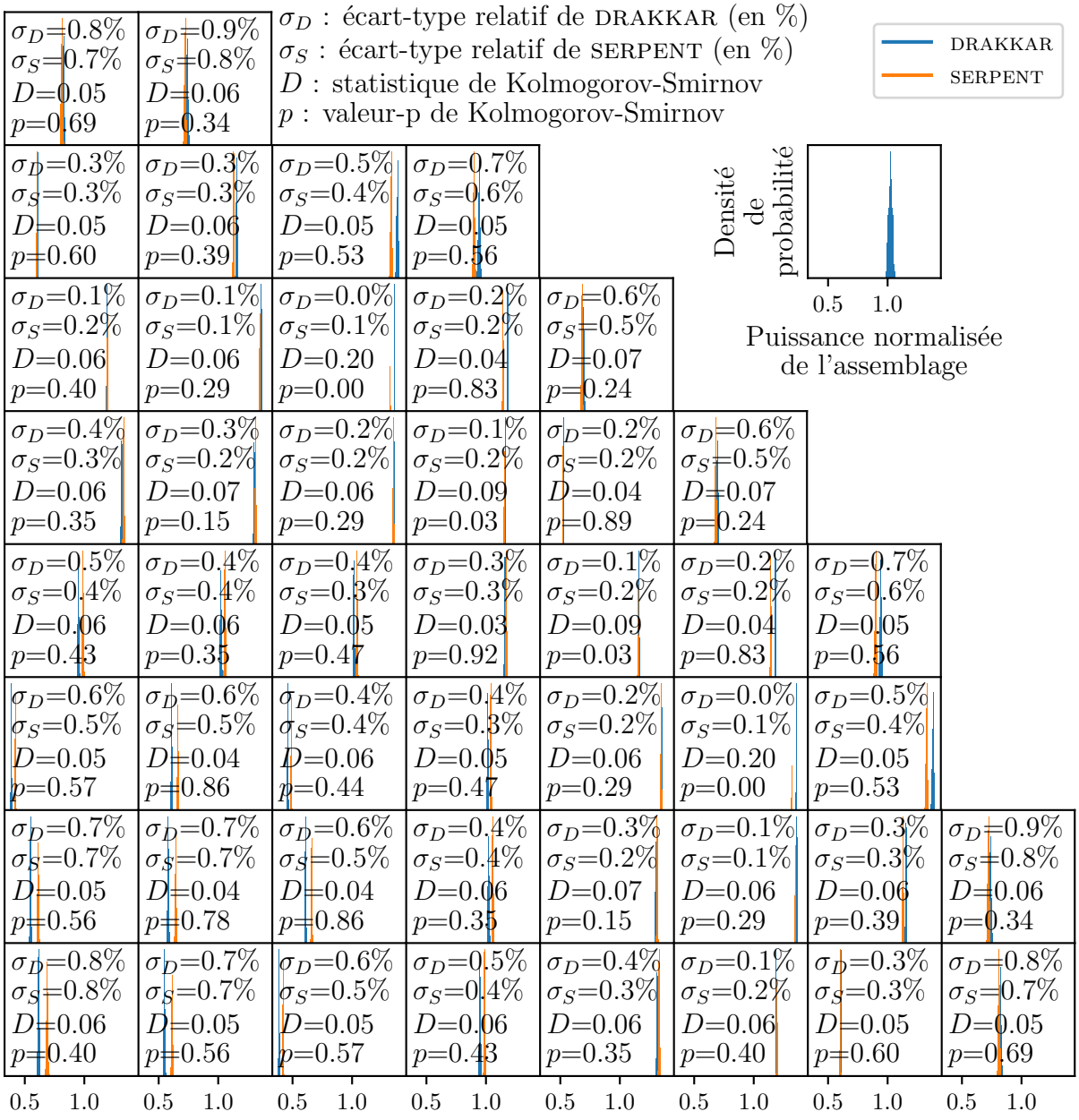


FIGURE 7.10[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

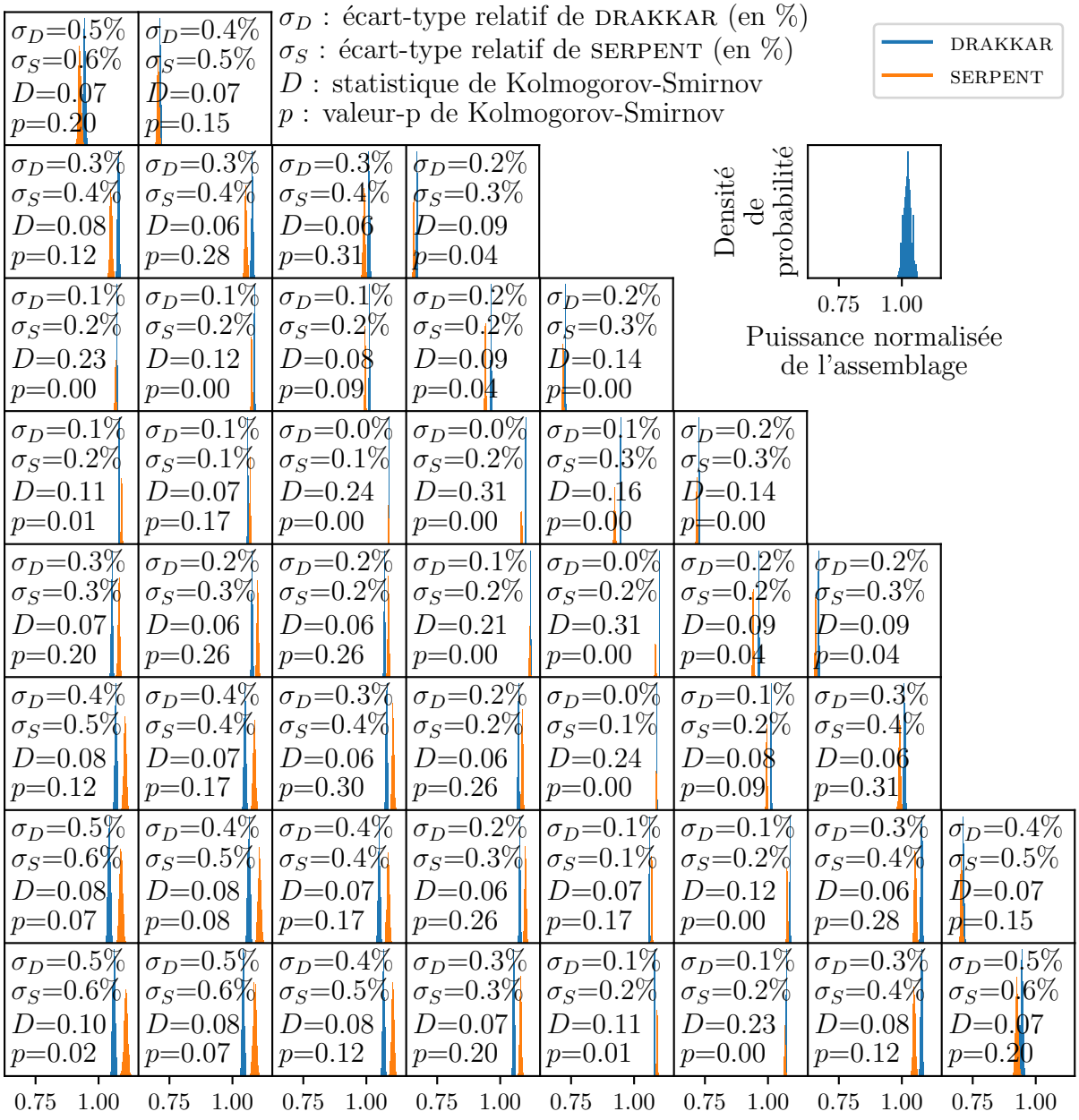


FIGURE 7.11[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

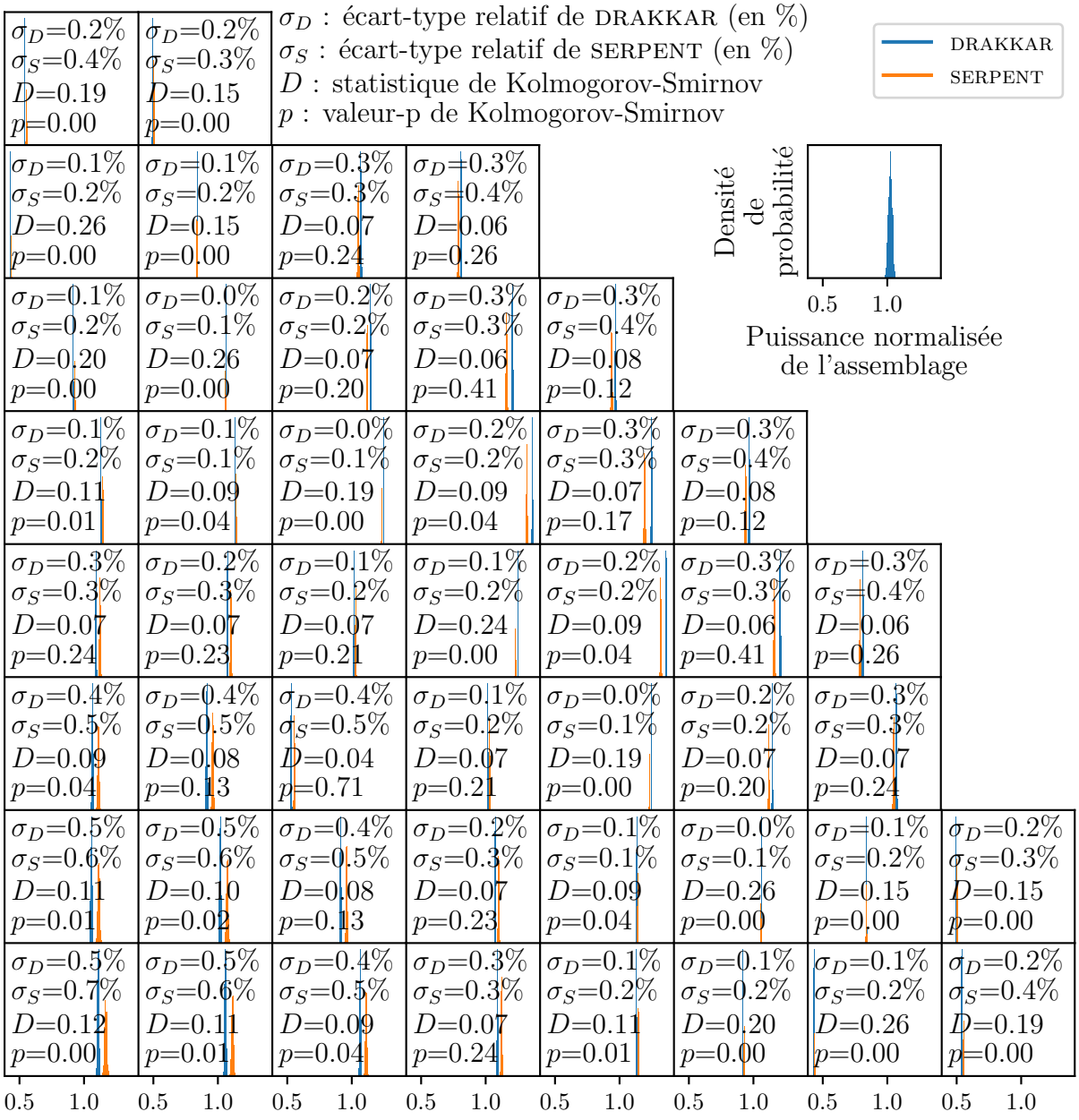


FIGURE 7.12[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

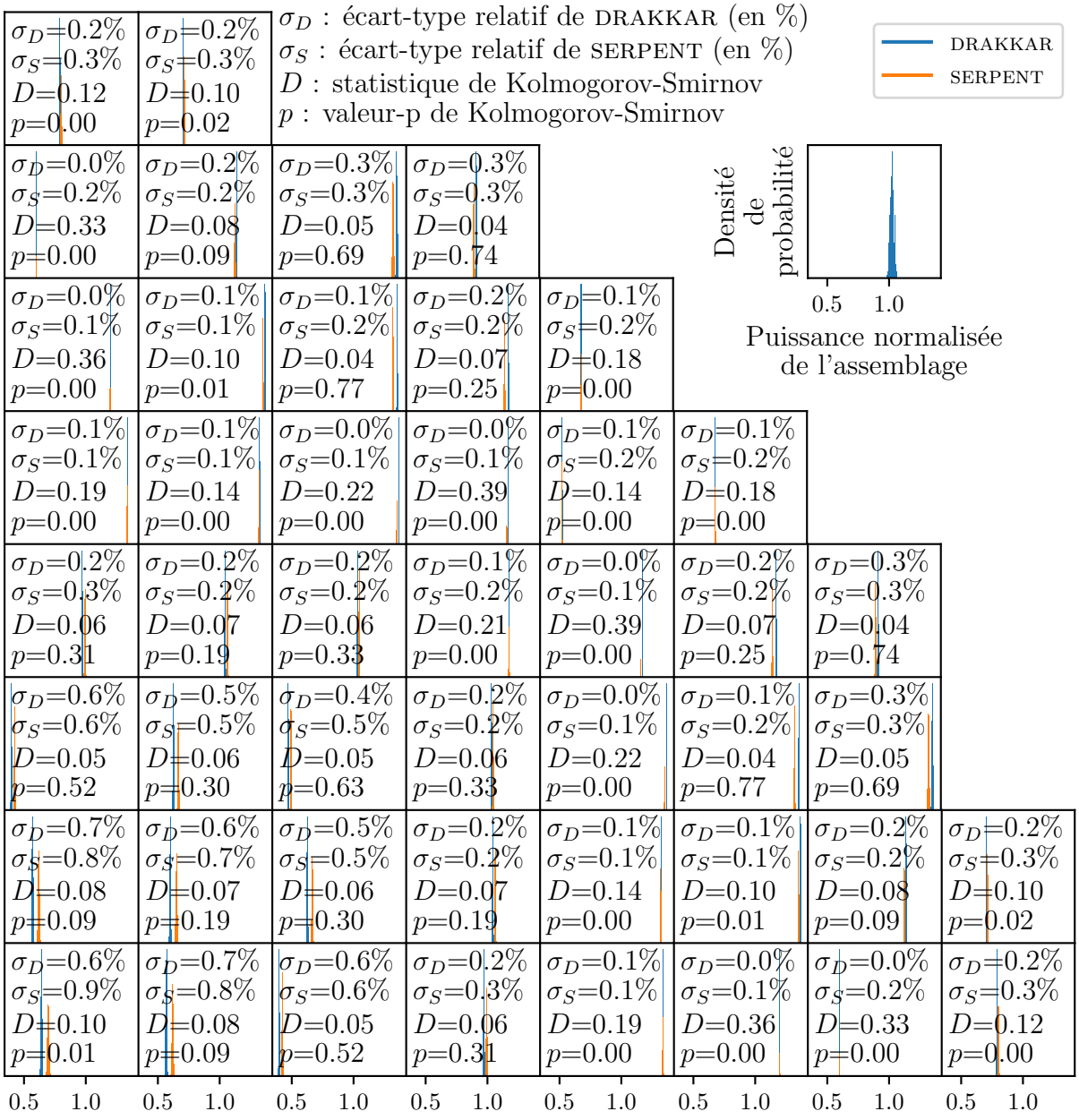


FIGURE 7.13[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**oxygène 16** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

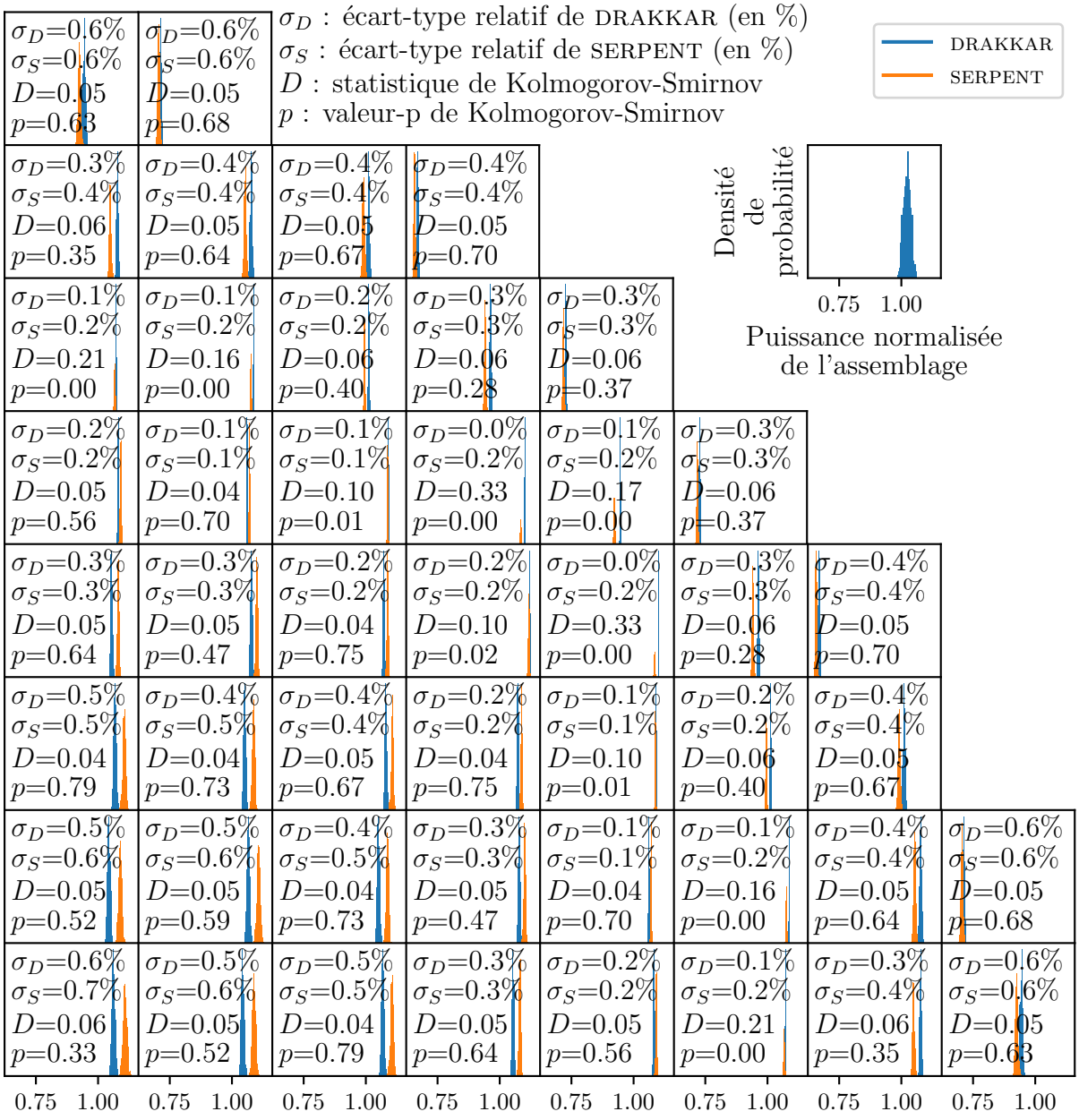


FIGURE 7.14[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

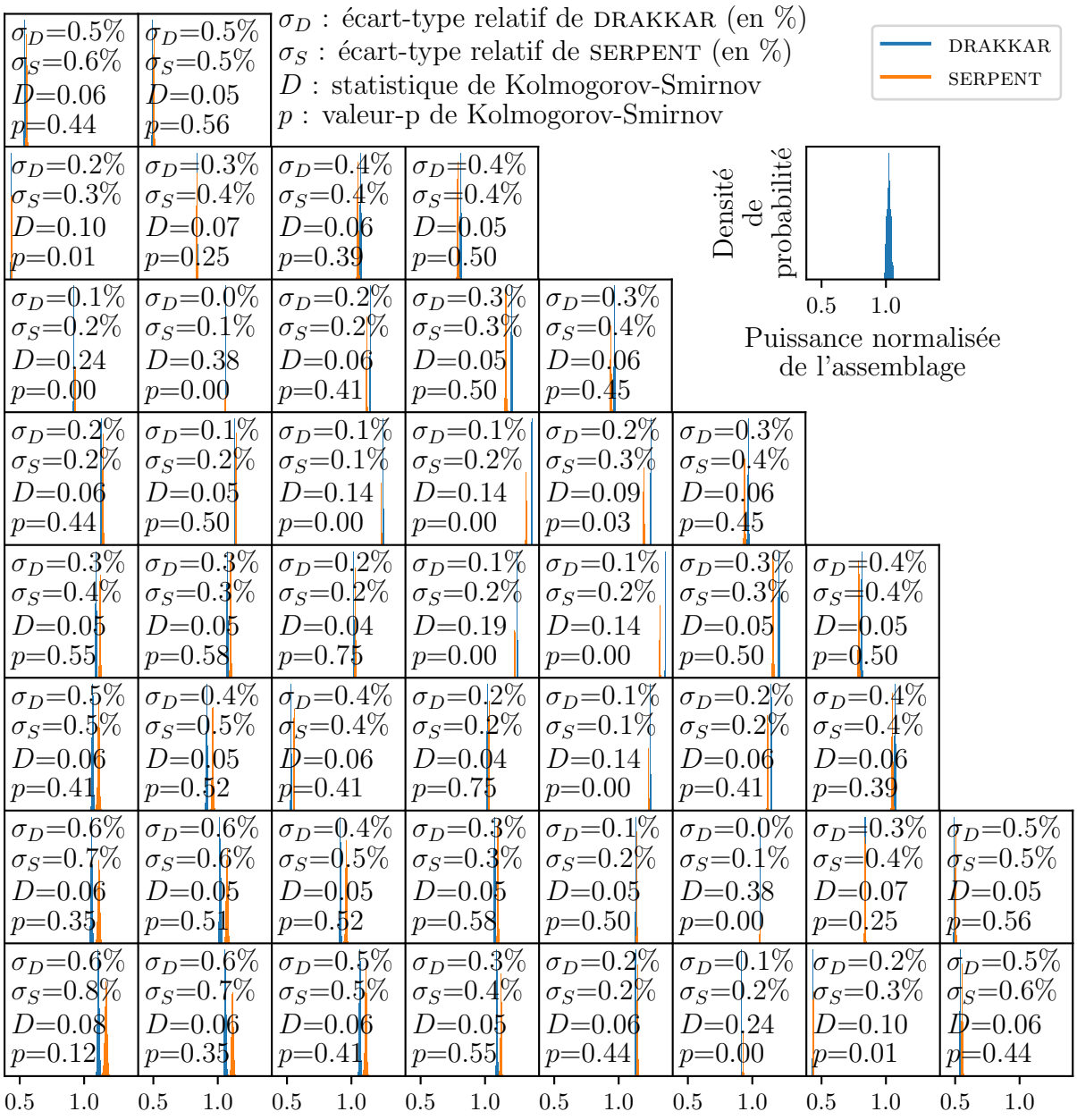


FIGURE 7.15[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

FIGURE 7.16[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 235** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

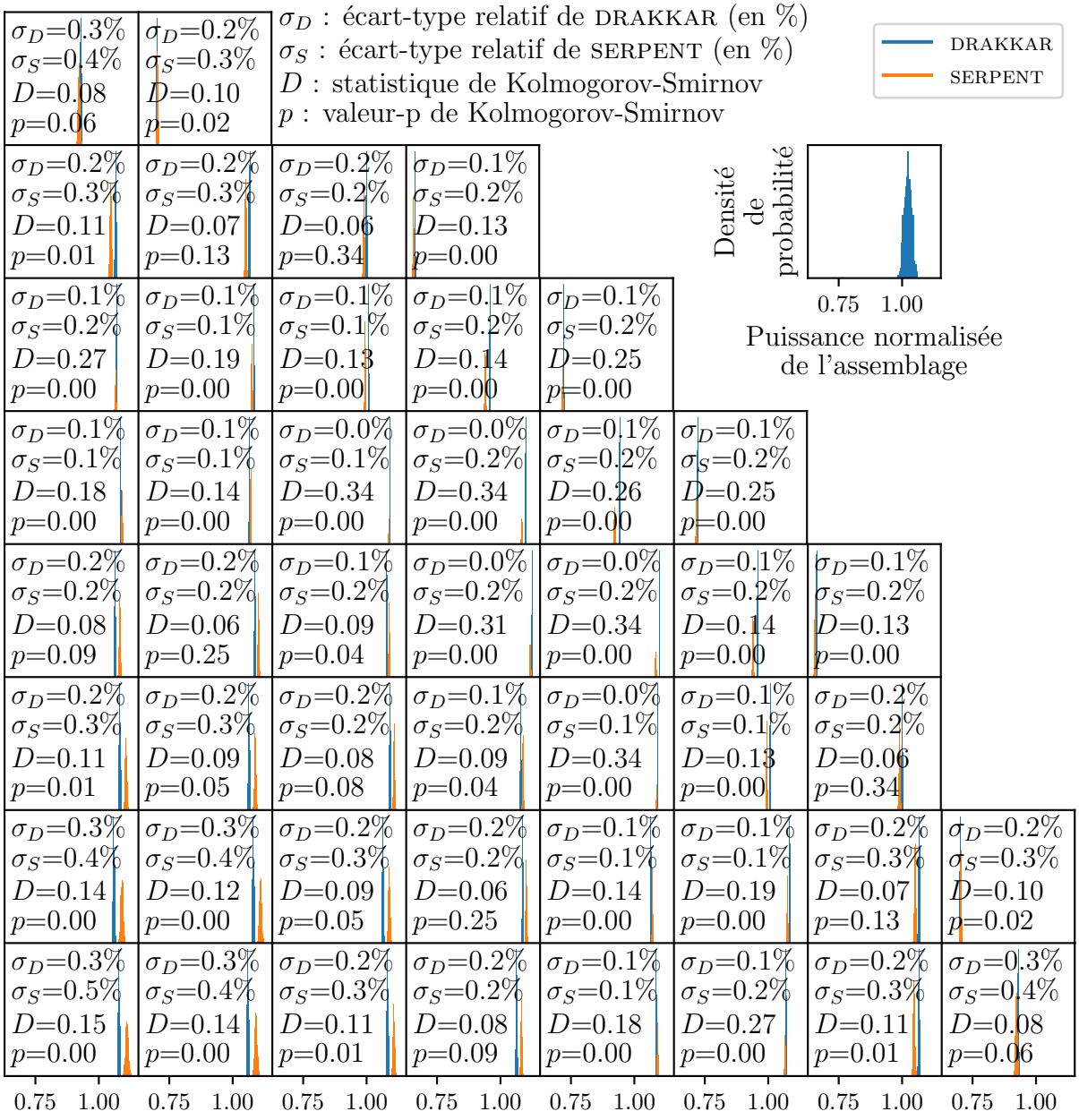


FIGURE 7.17[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

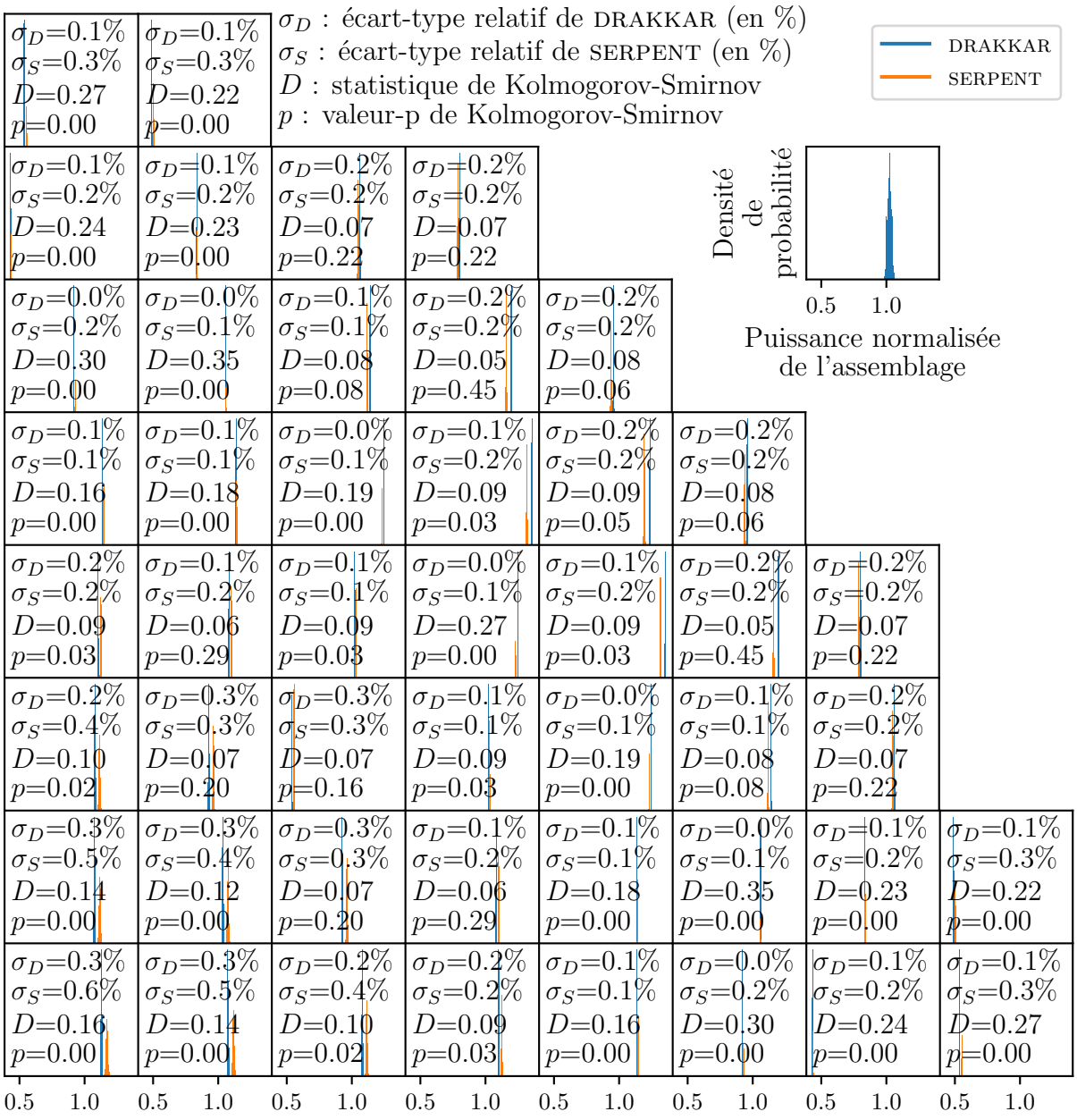


FIGURE 7.18[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

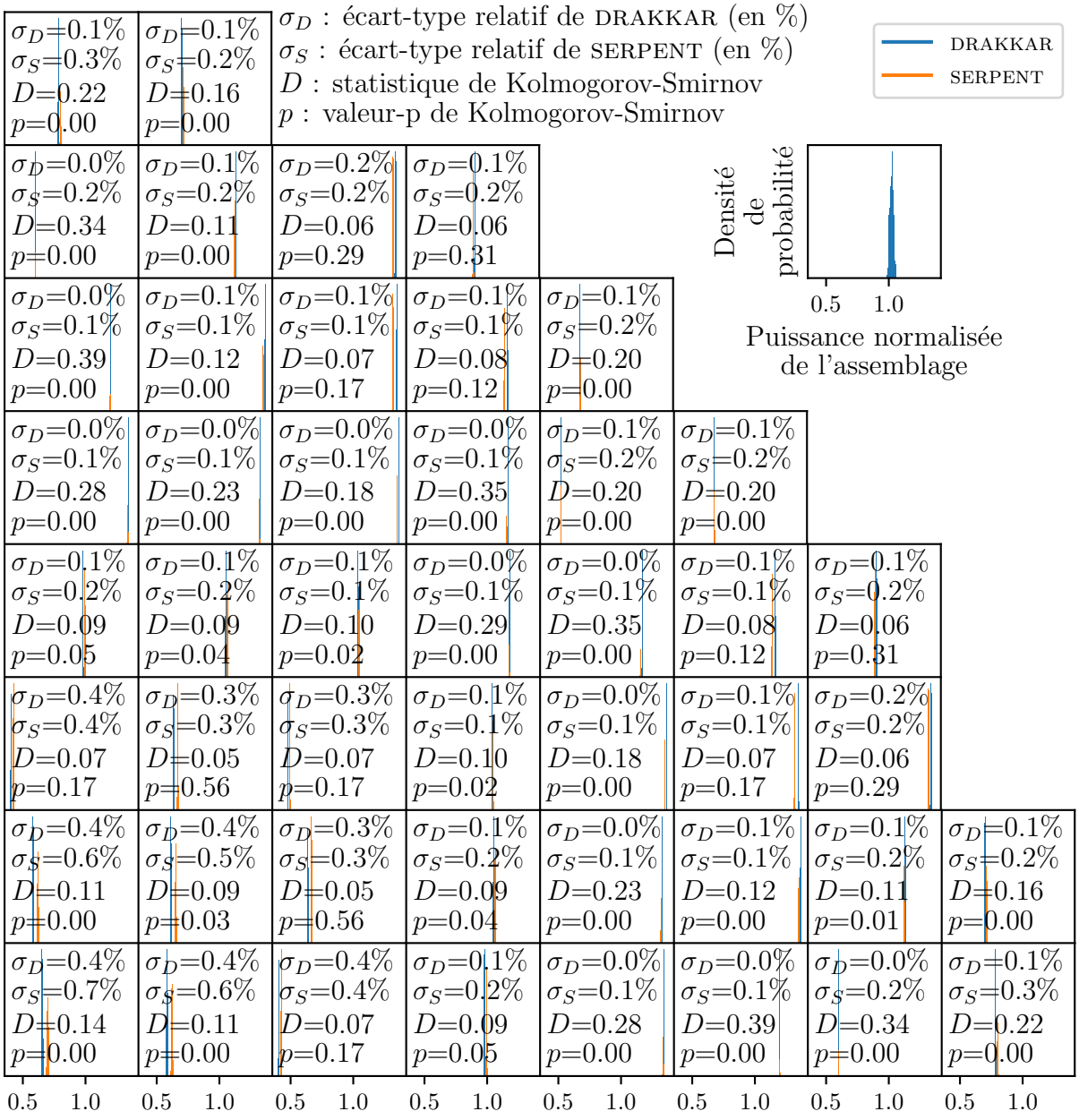


FIGURE 7.19[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 90** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

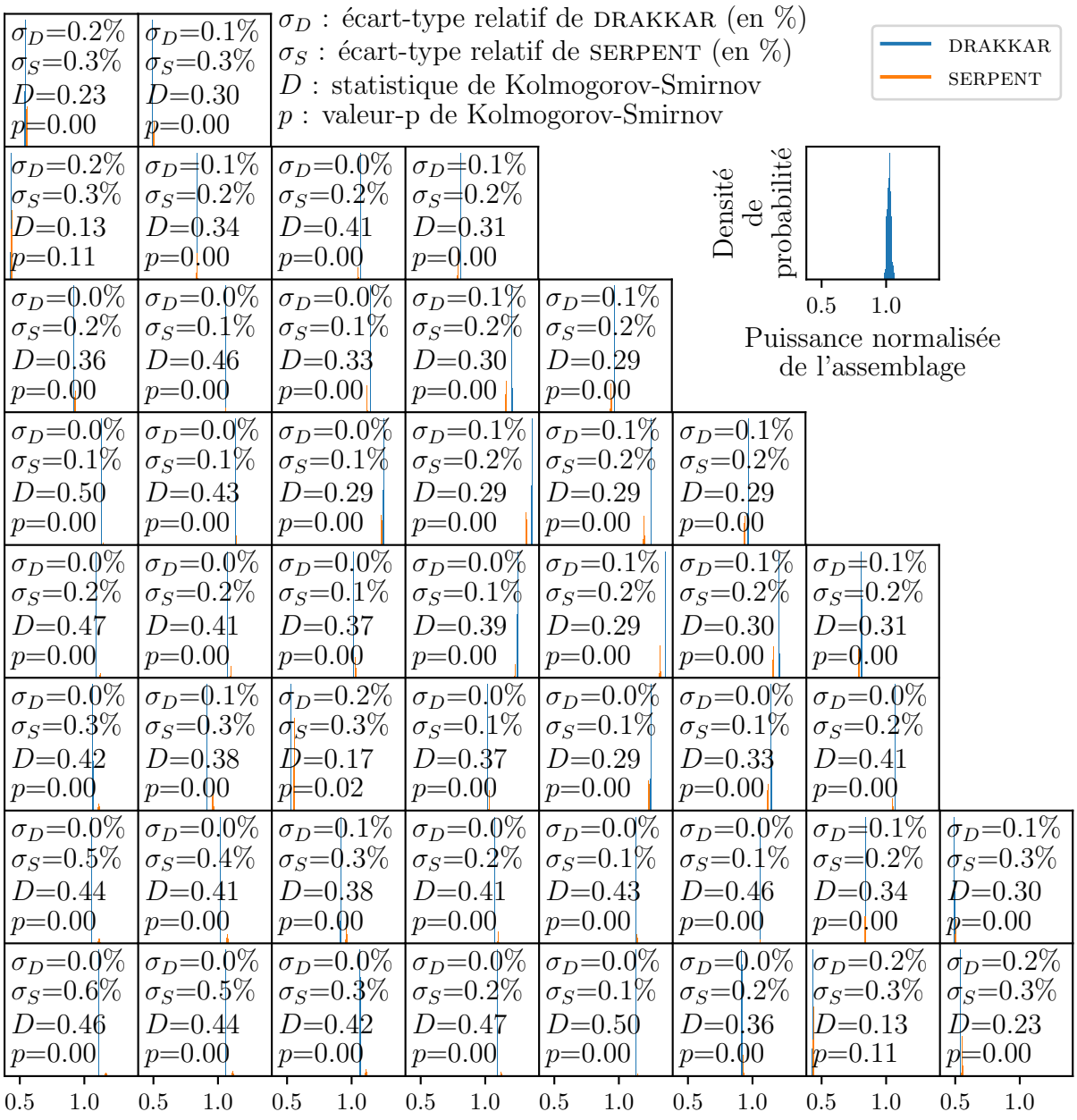


FIGURE 7.20[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 107** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré**.

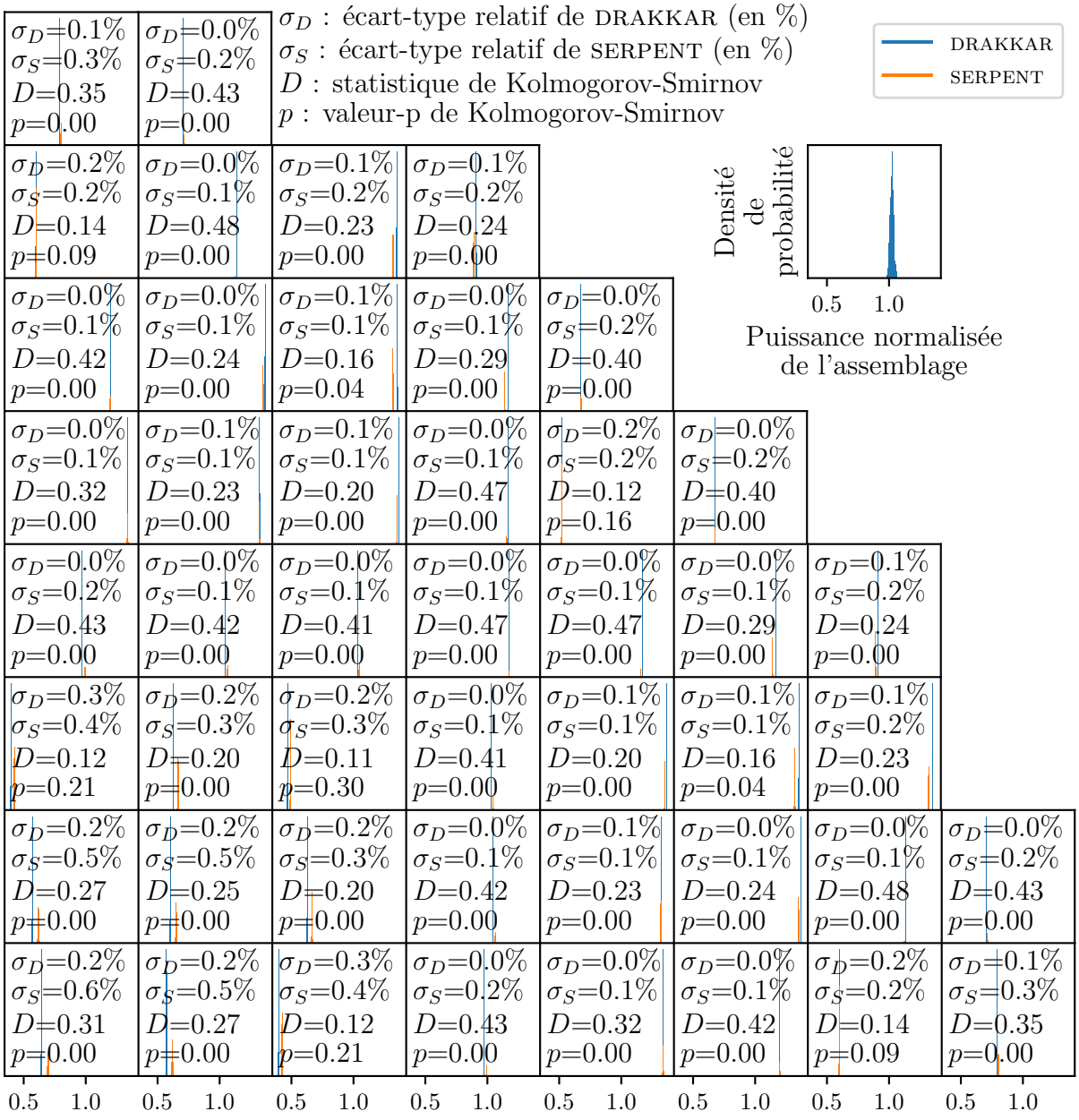


FIGURE 7.21[21] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec SERPENT, DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 107** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés**.

CHAPITRE 8 COMPARAISONS AUX MESURES DE DISTRIBUTIONS DE PUISSANCE

8.1 Mesures de Tihange-1

Les différentes sources d'erreurs, provenant des données nucléaires et des biais déterministes, sont désormais évaluées sur le cas de Tihange-1. Il devient possible de comparer les distributions de puissance jusqu'ici obtenues à celles mesurées lors de son premier démarrage. Deux jeux de données expérimentales, communiqués l'un par Framatome et l'autre par EDF, sont rapportés dans la réf. [38]. Ils sont également présentés, respectivement, sur les figures 8.1 et 8.2. Les écarts entre ces derniers sont présentés sur la figure 8.3. S'il s'agissait de deux séances de mesures successives, les écarts entre les deux auraient le profil d'un bruit. Ce n'est pas du tout ce que montrent ces écarts.

(1) La présence d'un damier est flagrante, sauf dans quelques blocs. Dans le cas où les grappes sont extraites, une absence de damier se trouve :

- en bout de diagonale, dans le carré allant de D4 à C3 ;
- en B5→B6 et E2→F2 ;
- en C6→C5→D5 et E4→E3→F3.

Ces blocs correspondent précisément aux assemblages sans alternance de chargement en Pyrex (voir figure 2.3). Ces observations s'estompent en partie lors de l'insertion des grappes. Le damier est présent partout en dehors de ces blocs. Il a une amplitude crête à crête de :

- 2% à 4%, lorsque toutes les grappes sont extraites ;
- 2% à 5%, lorsque le groupe D est inséré ;
- 0,3% à 7%, lorsque les groupes C et D sont insérés.

De plus, il a été montré[173] que des écarts très similaires pouvaient être produits, en diffusion, par l'absence d'équivalence SPH pour les assemblages Pyrex, tout en la maintenant pour les grappes en AIC.

(2) L'écart le plus important se situe toujours en bout de médiane, quelque soit l'insertion de grappes. Il est d'environ 6% lorsque les groupes C et D sont insérés et, sinon, de 4%.

(3) Lorsque les groupes C et D sont insérés, une large différence d'estimation des faibles et fortes puissances est observable, comme suit.

- Les faibles puissances le sont encore plus pour EDF et moins pour Framatome.

— Les puissances élevées le sont encore plus pour Framatome et moins pour EDF.

Dans ce dernier cas, le basculement entre les zones de fortes et de faibles puissances est très important, d'environ 10% de crête à crête.

L'ensemble de ces remarques mène à penser qu'il ne s'agit pas d'erreurs de mesure. De plus, les différences élevées entre les deux fragilisent la confiance attribuable à chacun d'eux, en particulier lorsque les groupes C et D sont insérés. Pour comprendre ces écarts, il est utile de s'interroger sur l'origine de ces mesures.

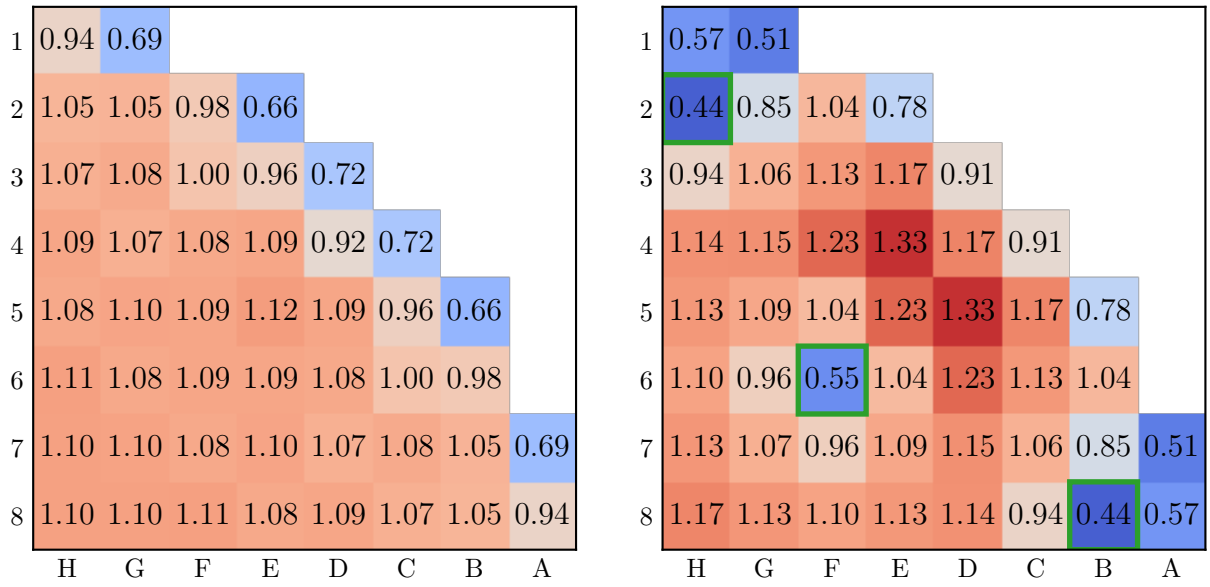
La mesure directe de la puissance, par exemple à l'aide d'un calorimètre enveloppant chaque assemblage, n'est pas envisageable techniquement, ne serait-ce que pour des contraintes de place. En réalité, la distribution de puissance est *inférée*[44,45,47], c'est-à-dire *estimée* en combinant, d'une part, des mesures réalisées avec des chambres à fission mobiles (voir la section 2.2) et, d'autre part, un calcul imparfait. Comme le montre le début de ce chapitre, le processus de reconstruction mis en œuvre introduit des biais dont l'évaluation est, au mieux, difficile et discutable. Une information majeure peut être modifiée ou gommée par ce processus. À titre d'exemple, la remontée de flux en haut et en bas des assemblages de combustible MOX n'a été mise en évidence qu'en 2017[174], c'est-à-dire après 30 ans d'utilisation de combustible MOX[175]. De plus, ces données sont fournies symétriques, sur un huitième de cœur [1] seulement : si un déséquilibre azimutal de puissance était présent, il a été gommé par le processus de reconstruction. En résumé, ces distributions de puissance dérivent certes de données expérimentales, mais elles ne présentent guère la qualité nécessaire pour un ajustement : le risque serait de propager une erreur difficile à quantifier.

Il est néanmoins possible d'éliminer ce biais, en se rapprochant des mesures expérimentales. En effet, émettre des conjectures sur la distribution de puissance réelle, c'est-à-dire remplir entre les points de mesures, n'est pas indispensable pour toutes les applications. Il est possible de l'éviter, puisque les réponses des détecteurs peuvent être calculées *et* mesurées. Cela permet de retirer ces hypothèses de reconstruction qui sont sources d'erreurs et ici inutiles. Il faut souligner que cette idée n'est pas une nouveauté. Elle peut être retrouvée, par exemple, dans une conférence de 1979 justement dédiée à la distribution de puissance. Pour les mêmes raisons, Askew[176] y recommandait déjà de comparer les calculs aux quantités réellement mesurées, plutôt qu'à des quantités dérivées de mesures.

Au chapitre suivant, des mesures sur Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 seront exploitées, car leurs cartes de réponse des détecteurs sont disponibles dans la littérature.

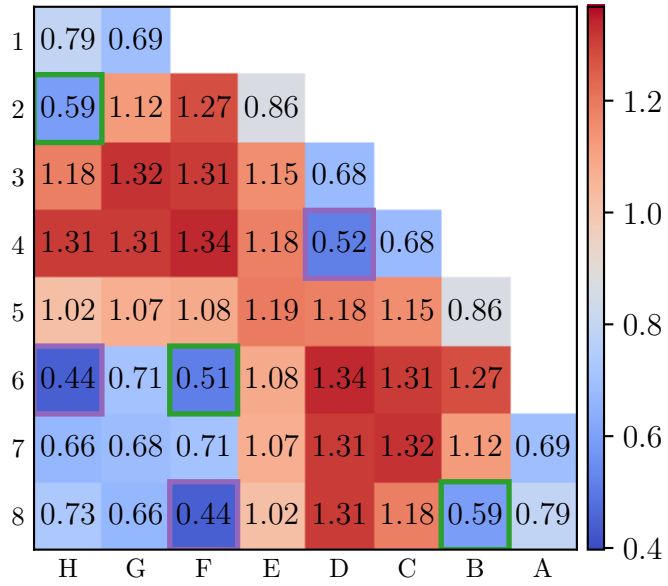
Avant cela, il peut être utile de comparer les distributions de puissance inférées de Tihange-1 avec celles déjà calculées au moyen de SERPENT : des enseignements pourraient en être tirés.

1. Dépliées sur un quart de cœur dans cette thèse, pour faciliter la lecture.



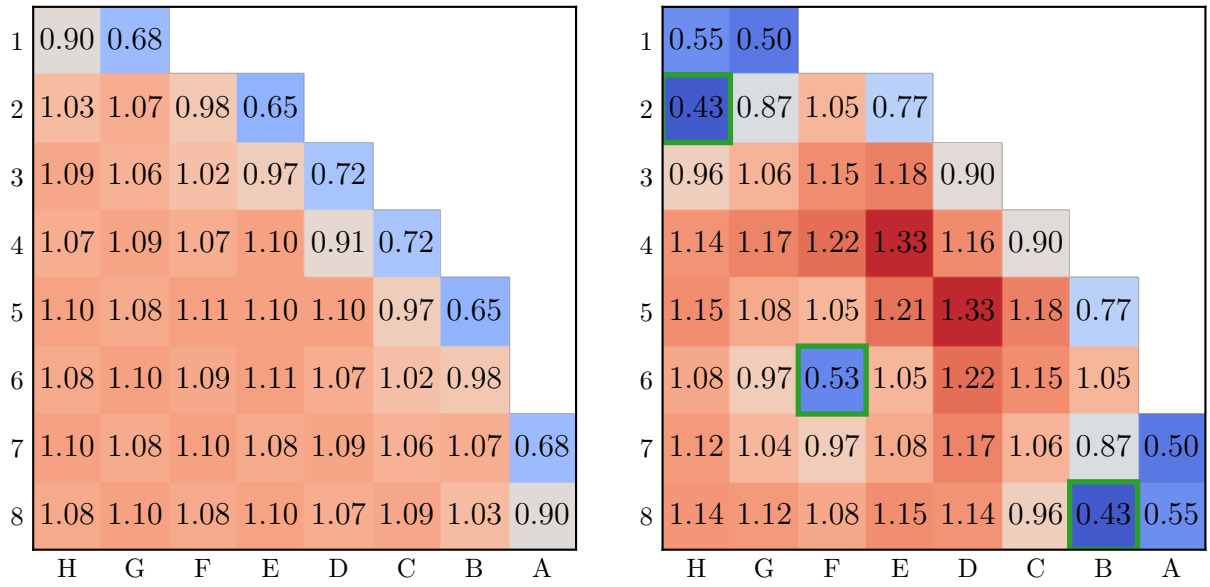
(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).



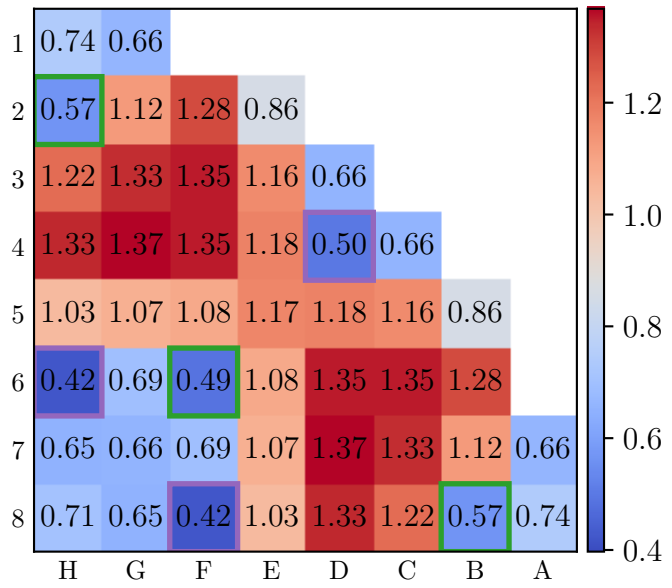
(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 8.1 [14] Distributions de puissance inférées lors du premier démarrage de Tihange-1, fournies par Framatome. Données extraites de la réf. [38].



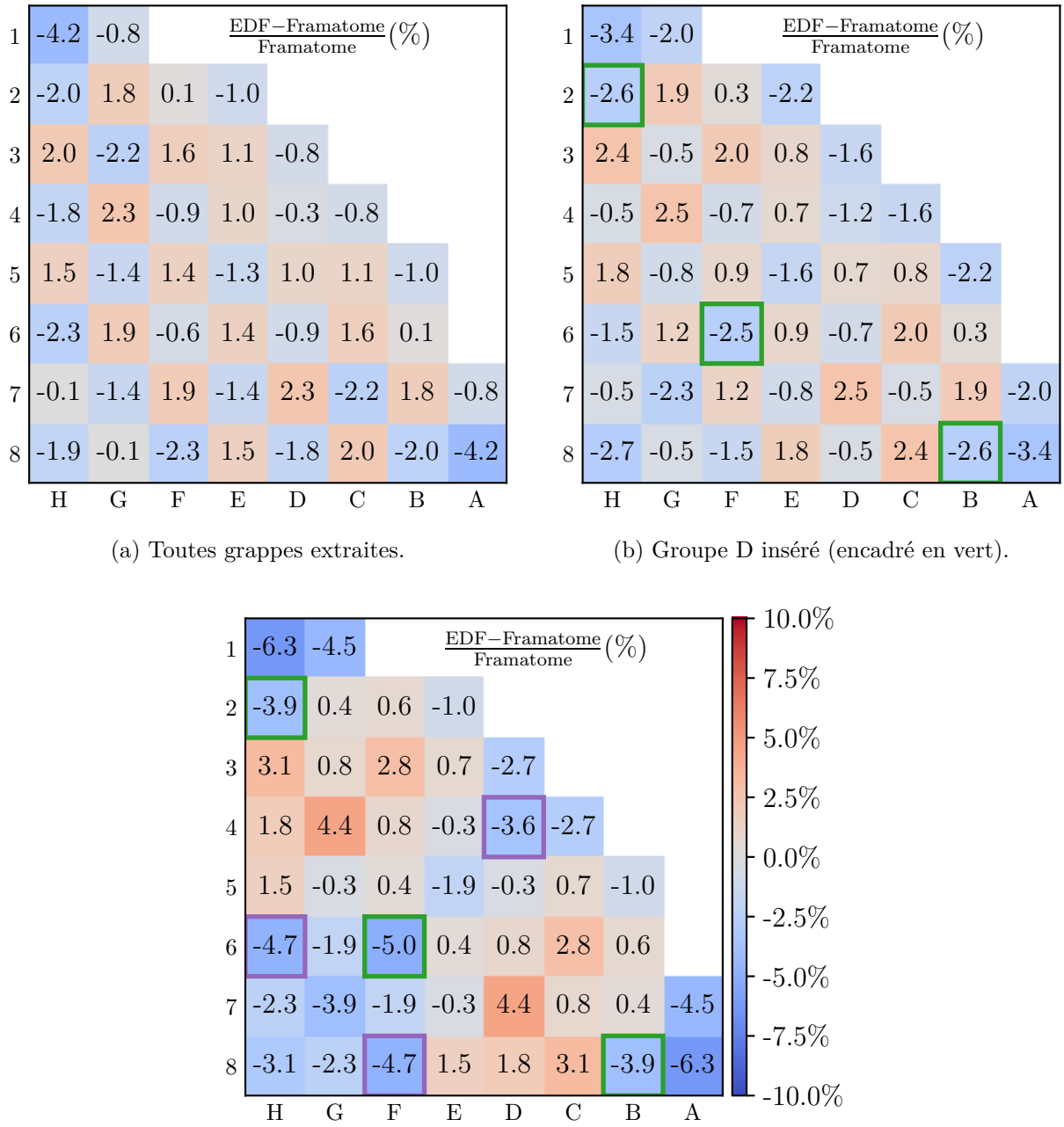
(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).



(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 8.2[14] Distributions de puissance inférées lors du premier démarrage de Tihange-1, fournies par EDF. Données extraites de la réf. [38].



(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 8.3[14] Écarts relatifs de distribution de puissance entre les données de Framatome et d'EDF sur le premier démarrage de Tihange-1.

8.2 Comparaisons entre Serpent et les mesures de Tihange-1

Les distributions de puissance de SERPENT ont déjà été présentées sur la figure 4.3, tandis que les écarts par rapport aux données inférées à partir des mesures le sont sur les figures 8.4 et 8.5, pour Framatome et EDF, respectivement.

Damier

Sur ces figures, les écarts entre SERPENT et Framatome ne présentent pratiquement aucun damier, sauf lorsque les groupes C et D sont insérés. À l'inverse, les écarts entre SERPENT et EDF présentent toujours un fort damier.

À l'exception d'EDF, un consensus semble donc se dégager sur l'absence de damier important. Au moins sur ce point, la distribution de puissance de Framatome semble plus juste. D'après les chapitres précédents, ces erreurs en damier ne peuvent pas être provoquées par des erreurs de données nucléaires. Il s'agit donc probablement d'un biais provenant des méthodes utilisées à l'époque par EDF pour la reconstruction de puissance [2] [173].

Insertion des groupes de régulation

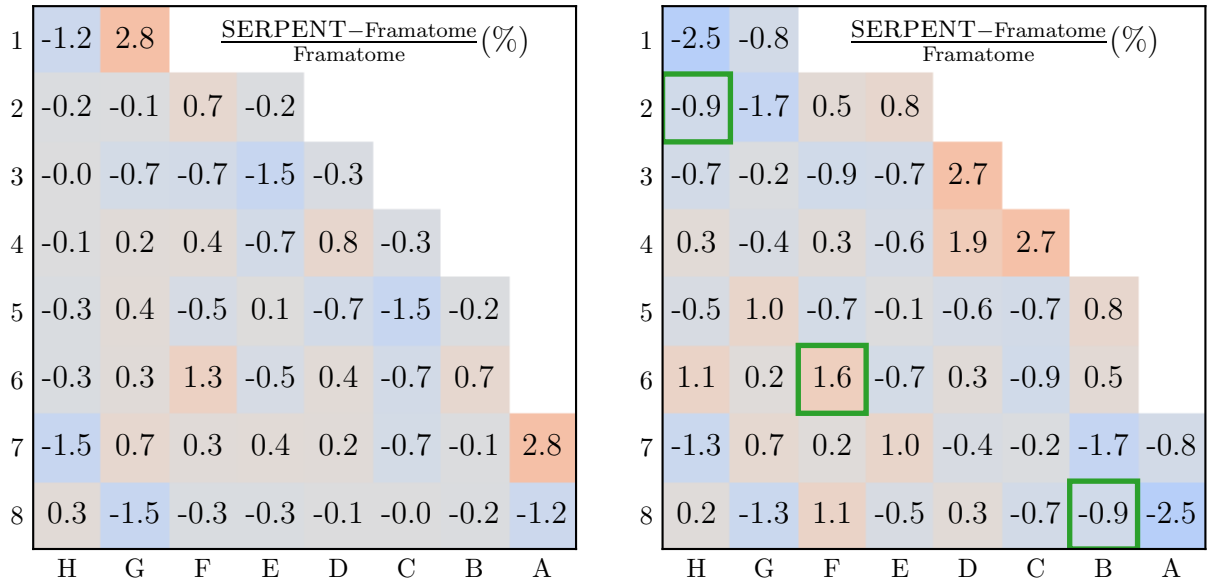
Aucune information d'insertion partielle de grappes, par exemple au-delà de la position mordante [3], n'est disponible pour le cas de Tihange-1. Cette insertion du groupe de régulation permet de contrôler les faibles variations de réactivité pendant la mesure. Les grappes considérées extraites le sont donc totalement dans les modélisations réalisées.

Cependant, de faibles écarts de quelques pourcents avec Framatome, détaillés ci-après, apparaissent régulièrement à l'endroit des grappes, dans les situations où ces grappes sont annoncées extraites.

— Quand aucune grappe n'est insérée (figure 8.4a), la puissance de SERPENT est plus élevée en F6, ce qui correspond au groupe D, ainsi qu'en G1 et A7, assemblages sous l'influence des grappes en H2 et B8 du groupe D. Le fait que ces assemblages soient sous influence de ces grappes voisines peut être observé sur la figure 8.1b. En revanche, les puissances moins élevées de SERPENT en H1→H2 et A8→B8 semblent contrevenir à l'hypothèse de l'insertion de grappes en H2 et B8. Malgré tout, la tendance d'écarts à l'endroit des grappes reste frappante.

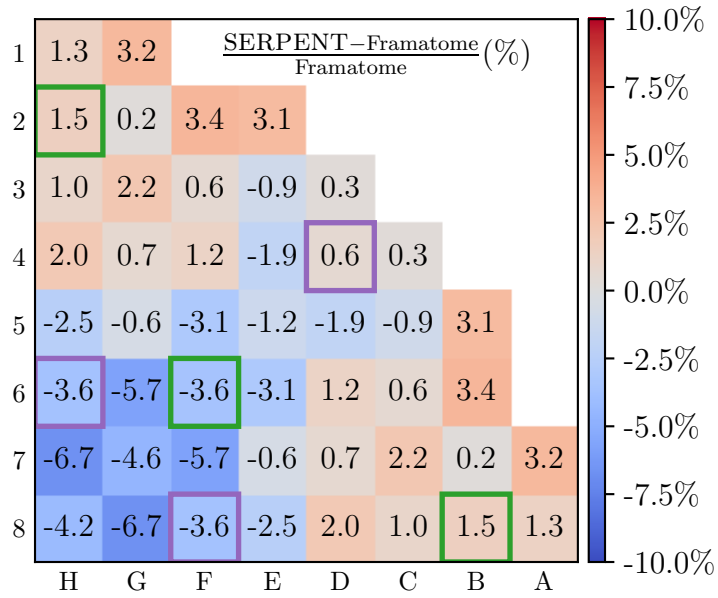
2. Les termes « Framatome » et « EDF » sont repris de la réf. [38], datant de 1980, pour désigner ces données. Les résultats alors obtenus ne sont représentatifs en rien de ceux qu'obtiendraient aujourd'hui Framatome ou EDF.

3. Ou *bite*, en anglais. Cette insertion mordante garantit une efficacité différentielle d'au minimum 2,5 pcm/pas [9].



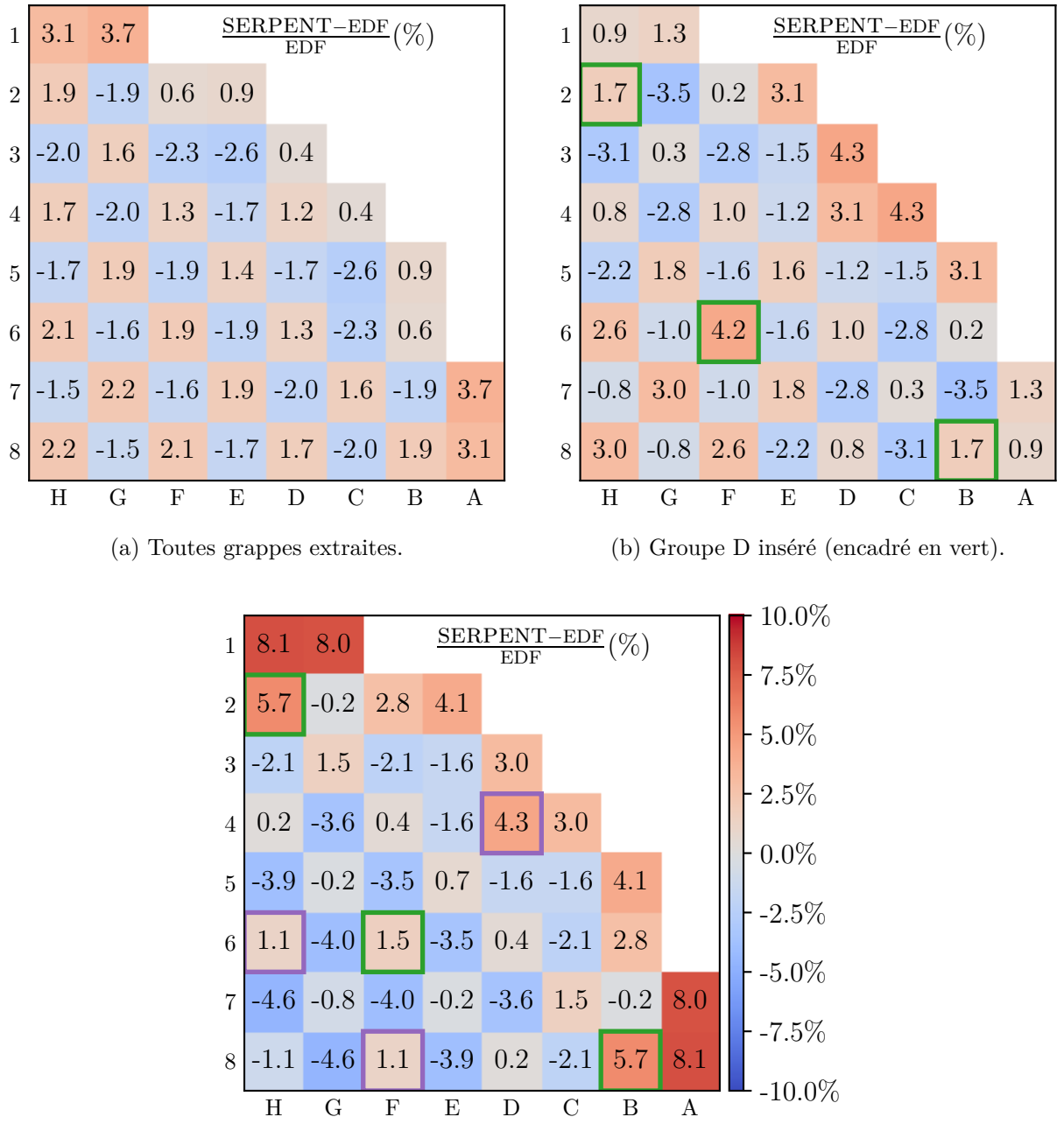
(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).



(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 8.4[14] Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées par Framatome sur le premier démarrage de Tihange-1.



(a) Toutes grappes extraites.

(b) Groupe D inséré (encadré en vert).

(c) Groupes C et D insérés (encadrés en violet et en vert, respectivement).

FIGURE 8.5[14] Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées par EDF sur le premier démarrage de Tihange-1.

— Lorsque le groupe D est inséré (figure 8.4b), la puissance de SERPENT est plus élevée aux positions du groupe C, c'est-à-dire F8, H6 et D4. De plus, les assemblages coincés entre la grappe en D4 et le réflecteur, c'est-à-dire D3 et C4, ont également une puissance plus élevée dans SERPENT. Comme il peut l'être observé sur la figure 8.1c, ceux-ci correspondent à la zone d'influence de cette grappe.

Ces observations pourraient révéler que les grappes annoncées non insérées sont en réalité insérées de quelques pas. En guise de perspective, des essais complémentaires pourraient être menés dans ce sens, en utilisant une insertion typique pour ces situations, c'est-à-dire au voisinage du milieu de bande de manœuvre du groupe de régulation de température [9].

Basculement de puissance

Sur la figure 8.4a, c'est-à-dire lorsque toutes les grappes sont extraites, aucun basculement de puissance entre le centre et la périphérie ne peut être observé dans les écarts entre SERPENT et Framatome. Le même constat peut être formulé lorsque le groupe D est inséré, d'après la figure 8.4b, avec néanmoins un léger basculement azimutal, en périphérie. Pour ces mêmes configurations, sur les figures 8.5a et 8.5b, cette absence de basculement de puissance devient moins évidente lorsque SERPENT est comparé à EDF. Le damier masque quelque peu cette observation, mais la tendance à un basculement entre centre et périphérie semble bien absente.

À partir de ces observations, l'approche classique guiderait à la conclusion suivante : les données nucléaires JEFF-3.3 sont correctes et peuvent être utilisées pour d'autres configurations. Un faible écart, de deux ou trois pourcents pour Framatome, devrait alors être attendu. Mais un autre choix de données nucléaires proches, compatibles avec les mesures différentielles utilisées pour JEFF-3.3, pourrait également mener à d'aussi bons résultats. En revanche, ces autres données nucléaires plausibles pourraient mener à des résultats différents de JEFF-3.3 sur d'autres réacteurs, d'autres plans de chargement ou sur une simulation d'accident : la sensibilité aux données nucléaires pourrait y être différente. L'approche qui sera suivie dans le chapitre 10 consistera précisément à identifier *toutes* les possibilités qui mènent à d'aussi bons résultats, en échantillonnant dans les données nucléaires compatibles avec les mesures différentielles.

La configuration où les groupes C et D sont insérés illustre justement cela : de larges basculements de puissance sont observables sur les figures 8.4c et 8.5c. Cette configuration a donc une sensibilité différente de celles des deux autres configurations, ce qui pouvait d'ailleurs se deviner sur la figure 6.21. Parmi les données nucléaires plausibles, certaines pourraient être en accord avec toutes ces configurations. Pour que le bon accord persiste lorsque toutes les grappes sont insérées, il serait attendu que les isotopes aux sensibilités différentes (^{238}U, ^{1}H,

^{16}O, ^{90}Zr, ^{107}Ag...) soient sollicités en sens inverse de ceux ayant la même sensibilité (^{56}Fe, ^{235}U...). Ce fait invite à échantillonner les données nucléaires de tous les isotopes, de manière simultanée, pour que ces croisements et compensations puissent avoir lieu. De plus, les interactions entre leurs incertitudes seraient alors prises en compte de manière exacte : l'effet d'une donnée nucléaire n'est pas nécessairement le même quelque soit les autres données nucléaires, contrairement à ce qui a été considéré jusque-là.

Néanmoins, le large désaccord entre les distributions de puissance inférées par Framatome et EDF sur cette configuration empêche de faire confiance à l'un ou à l'autre.

8.3 Comparaisons entre Serpent et les mesures d'Almaraz-2

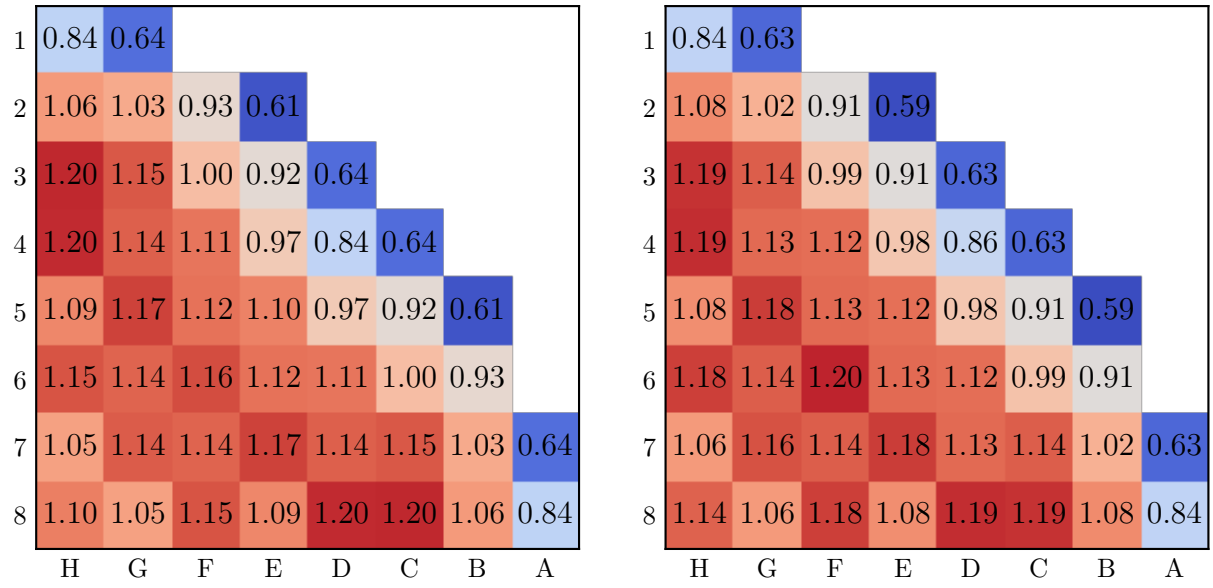
Les données disponibles pour le premier démarrage d'Almaraz-2 ont le même défaut que celles de Tihange-1, à savoir qu'il s'agit de distributions de puissance *dérivées* de données expérimentales. De plus, la comparaison avec SERPENT apporte bien moins d'enseignements. En effet, les seules observations qui peuvent être formulées, à partir des figures 8.6 et 8.7, sont les suivantes.

— Une tendance à un léger basculement de puissance, de l'ordre de 1 ou 2%, semble poindre. L'utilisation de JEFF-3.3 amènerait à sous-estimer la puissance au centre et à la surestimer au bord.

— La puissance de SERPENT en H2, F6 et B8 est moins élevée que sur les données inférées à partir des mesures. Ces positions correspondent au groupe D, qui est inséré de 25 pas dans notre modèle SERPENT d'Almaraz-2. Il semblerait donc que cette insertion soit un peu trop importante. Par sa proximité, celle-ci pourrait également causer la diminution de la puissance de l'assemblage en E5.

— En revanche, aucune raison évidente ne semble expliquer la puissance moins élevée, d'après SERPENT, des assemblages en H6, H8 et F8 : aucune grappe n'est insérée à ces positions, dans notre modèle SERPENT.

Une autre possibilité serait que la reconstruction tente de soustraire quelques pourcents de puissance aux assemblages grappés, pour obtenir une distribution de puissance (imaginaire) qui serait obtenue sans la présence de grappes (insérées en réalité). Dans ce cas, le code utilisé pour la reconstruction de puissance est connu : il s'agit d'un code nommé INCORE[40], développé par Westinghouse. Néanmoins, peu d'informations concernant sa méthodologie sont disponibles[77,177–179].



(a) SERPENT, avec la meilleure estimation de JEFF-3.3.

(b) Données inférées à partir des mesures[40].

FIGURE 8.6[22] Distributions de puissance lors du premier démarrage d'Almaraz-2.

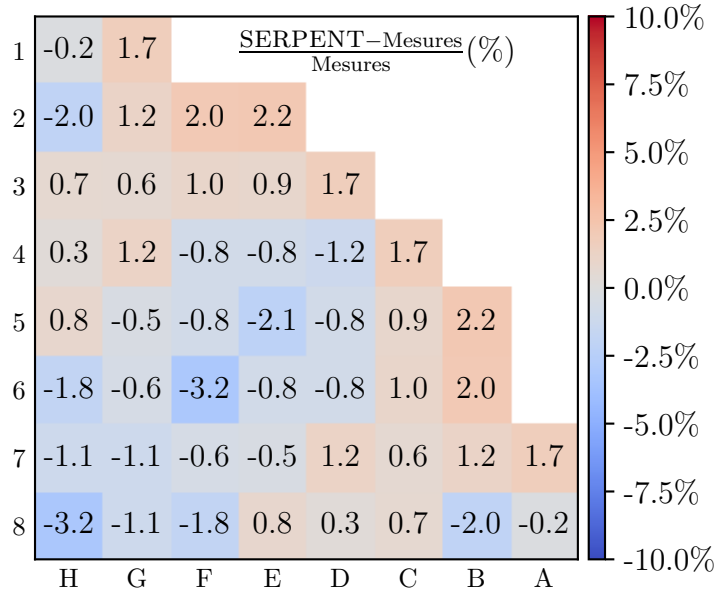


FIGURE 8.7[22] Écarts relatifs de distribution de puissance entre SERPENT avec la meilleure estimation de JEFF-3.3 et les données inférées sur le premier démarrage d'Almaraz-2.

Conclusion

Les algorithmes utilisés pour reconstruire les distributions de puissance à partir de données expérimentales introduisent des erreurs difficiles à quantifier. Pour cette raison, il est préférable de restreindre la reconstruction de puissance aux cas où elle est indispensable, comme pour les systèmes de protection des réacteurs. À ce titre, le prochain chapitre est dédié à l'utilisation de cartes de réponses des détecteurs, évitant ainsi de contraindre un ajustement à des points non mesurés.

CHAPITRE 9 COMPARAISONS AUX MESURES DE RÉPONSES DES DÉTECTEURS

LES CARTES de réponses des détecteurs mesurées lors du premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2 sont disponibles dans la réf. [41] et reprises dans les figures 9.1 à 9.3. Ces mesures sont intégrées axialement. De plus, elles ne sont pas prévues pour être utilisées en valeur absolue, mais en valeur relative. Elles sont donc normalisées sur les 50 détecteurs, tel que

$$\sum_{i=1}^{n_{\text{mes}}} E_i = n_{\text{mes}} = 50. \tag{9.1}$$

De manière générale, une moyenne fournit une estimation plus fiable de la valeur réelle que n'importe quelle valeur mesurée individuelle. Pour cette raison, la moyenne de ces trois mesures sera utilisée par la suite. Elle est illustrée sur la figure 9.4.

Les écarts entre cette moyenne et chacune des trois mesures sont présentés sur les figures 9.5 à 9.7. Un accord global transparaît sur ces figures. Les écarts ont le profil d'un bruit, sans damier particulièrement visible et sans basculement de puissance. Bugey-2 (figure 9.5) est une exception à ce constat : un faible basculement de puissance est visible entre la périphérie ($\approx -2\%$) et le centre du cœur ($\approx +2\%$). Celui-ci pourrait être dû à des variations autour des incertitudes technologiques. Le fait d'employer la moyenne réduit l'impact de ces variations.

L'écart-type relatif, calculé à partir de ces trois mesures, est présenté sur la figure 9.8. Étant donné la très faible taille de l'échantillon ($n = 3$), il convient de regarder ces statistiques avec une certaine distance.

9.1 Modélisation des détecteurs dans DRAKKAR

La réponse des détecteurs doit donc désormais être simulée. Dans DRAGON et DONJON, ces modélisations sont très récentes : la première simulation a été proposée par Fröhlicher, Salino et Hébert en 2021 [180]. Il s'agit d'une modélisation par trace [66], consistant à ajouter une quantité infime d'uranium 235 dans le tube guide central, dans lequel la chambre à fission mobile réelle défile. Cette quantité négligeable a pour but d'obtenir un taux de réaction, sans pour autant perturber le flux. Cette astuce permet d'éviter l'écueil principal d'une modélisation explicite naïve, c'est-à-dire ajouter de l'uranium 235 en quantité non négligeable et en permanence sur toute la hauteur des 50 assemblages instrumentés. En réalité, les chambres à fission mobiles ne font que passer, comme leurs noms l'indiquent. Elles ne perturbent donc que faiblement le flux.

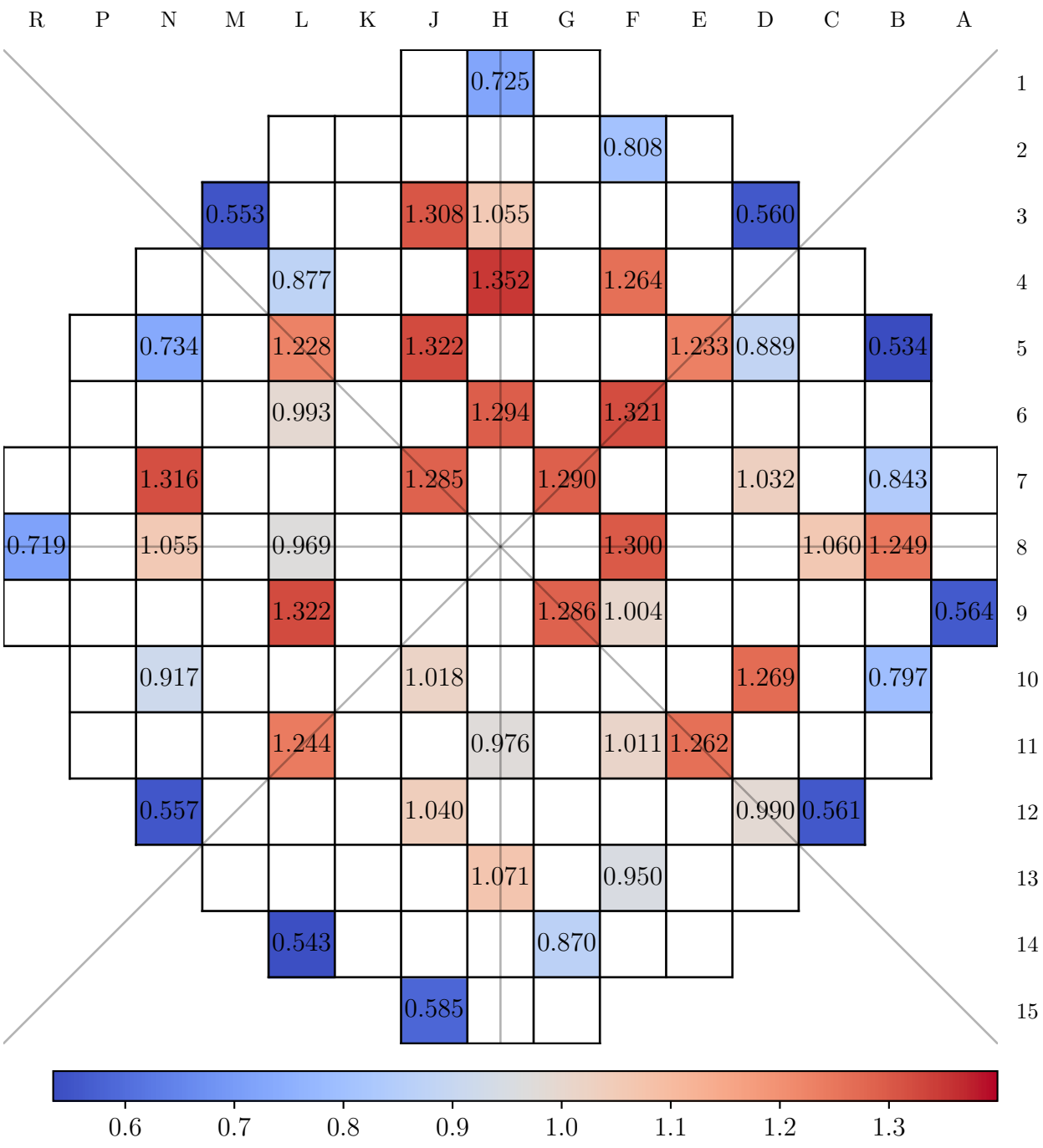


FIGURE 9.1 [23] Carte de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Bugey-2. Données extraites de la réf. [41].

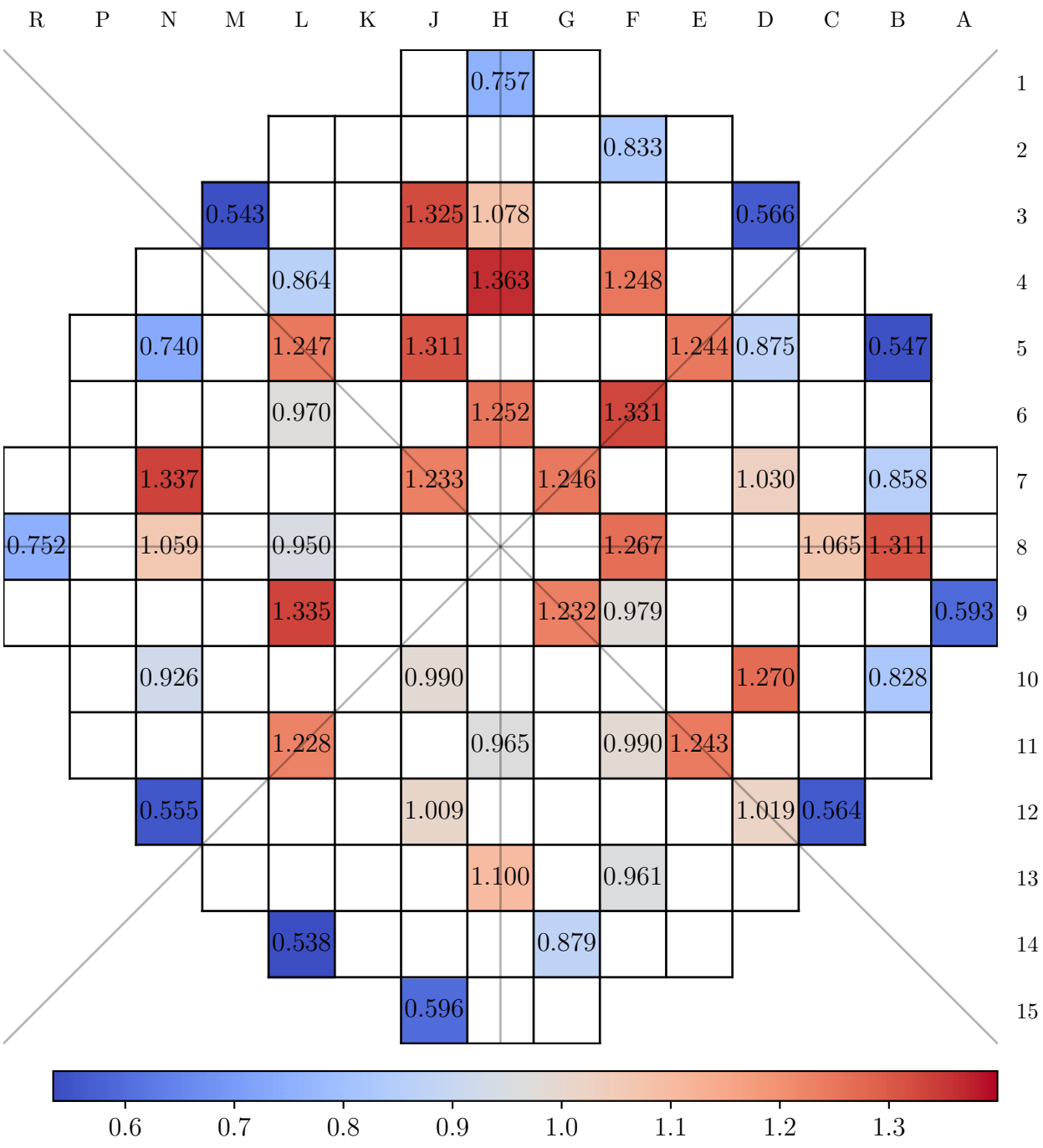


FIGURE 9.2[23] Carte de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Fessenheim-1. Données extraites de la réf. [41].

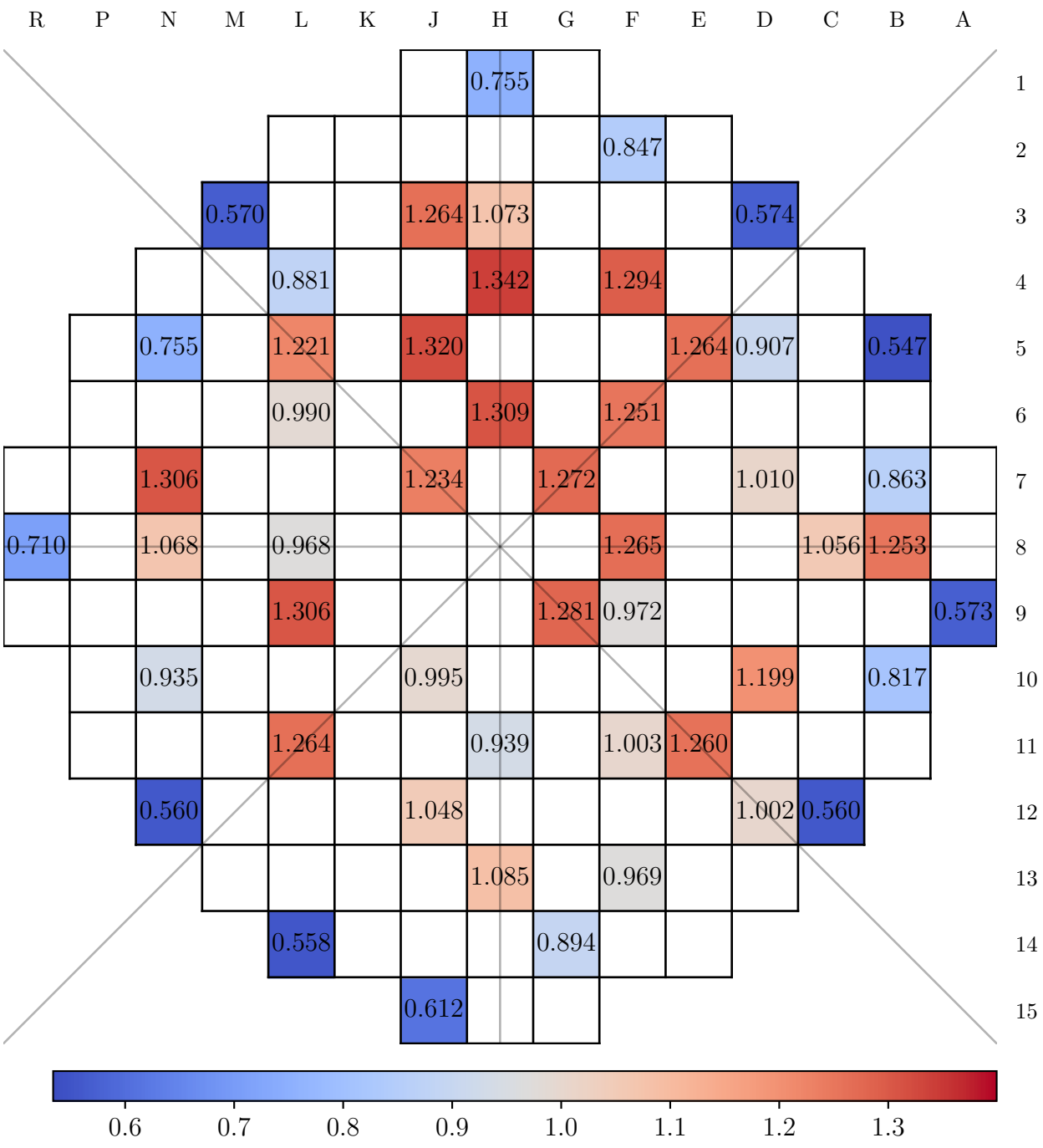


FIGURE 9.3[23] Carte de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Fessenheim-2. Données extraites de la réf. [41].

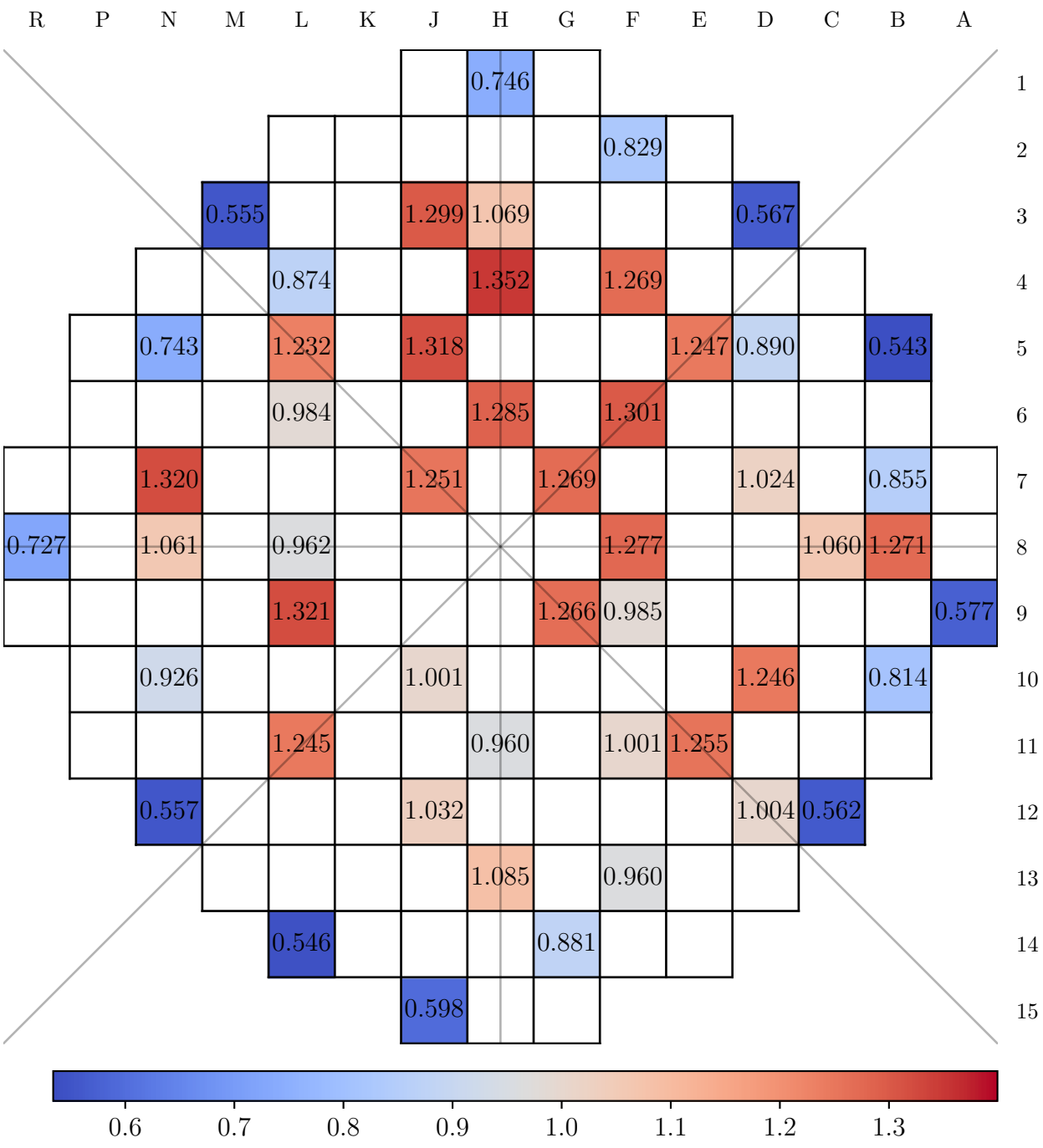


FIGURE 9.4 [23] Moyenne des trois cartes de réponses des détecteurs mesurées expérimentalement lors du premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

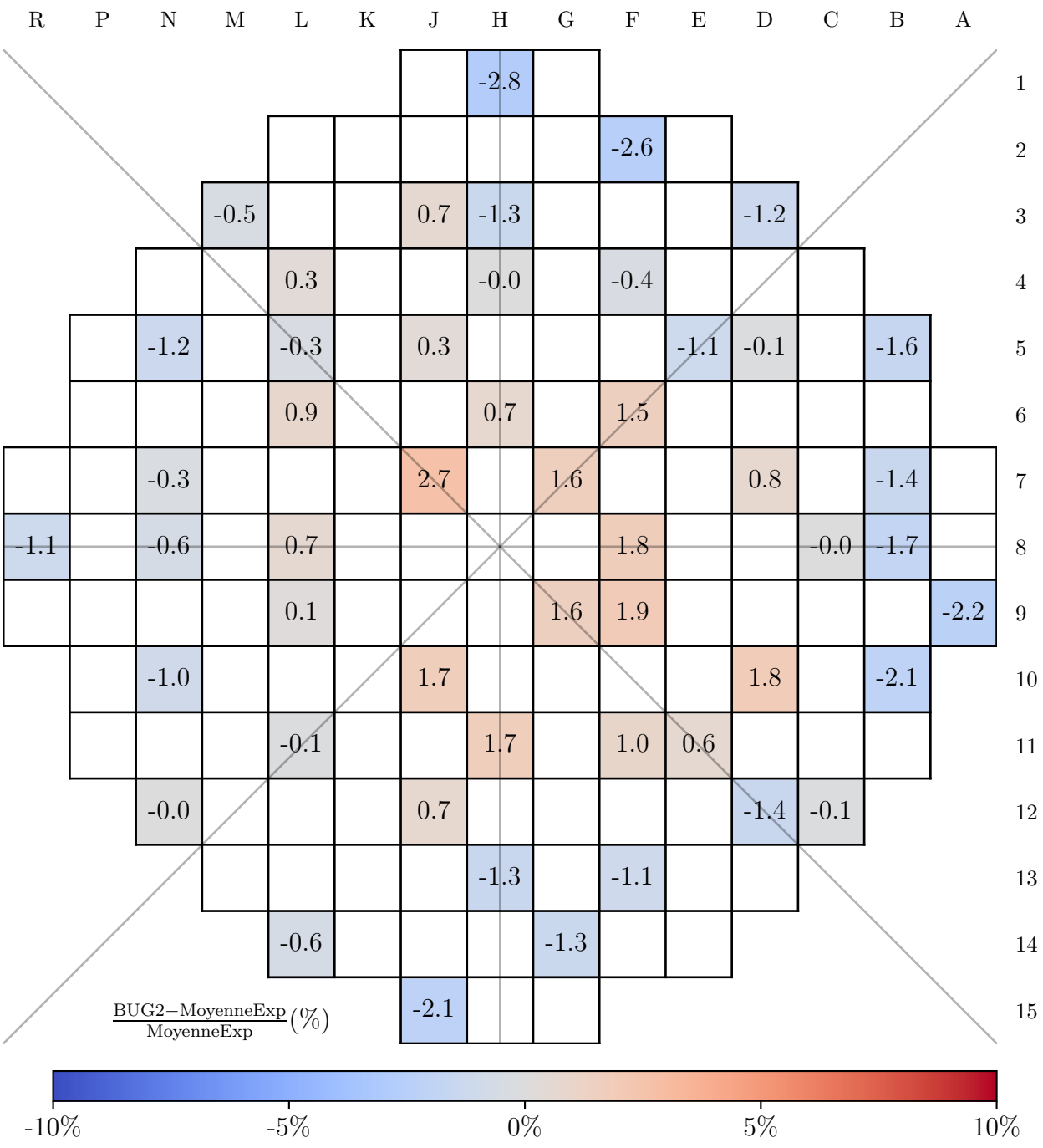


FIGURE 9.5[23] Écarts relatifs (%) entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Bugey-2 et la moyenne des trois cartes disponibles.

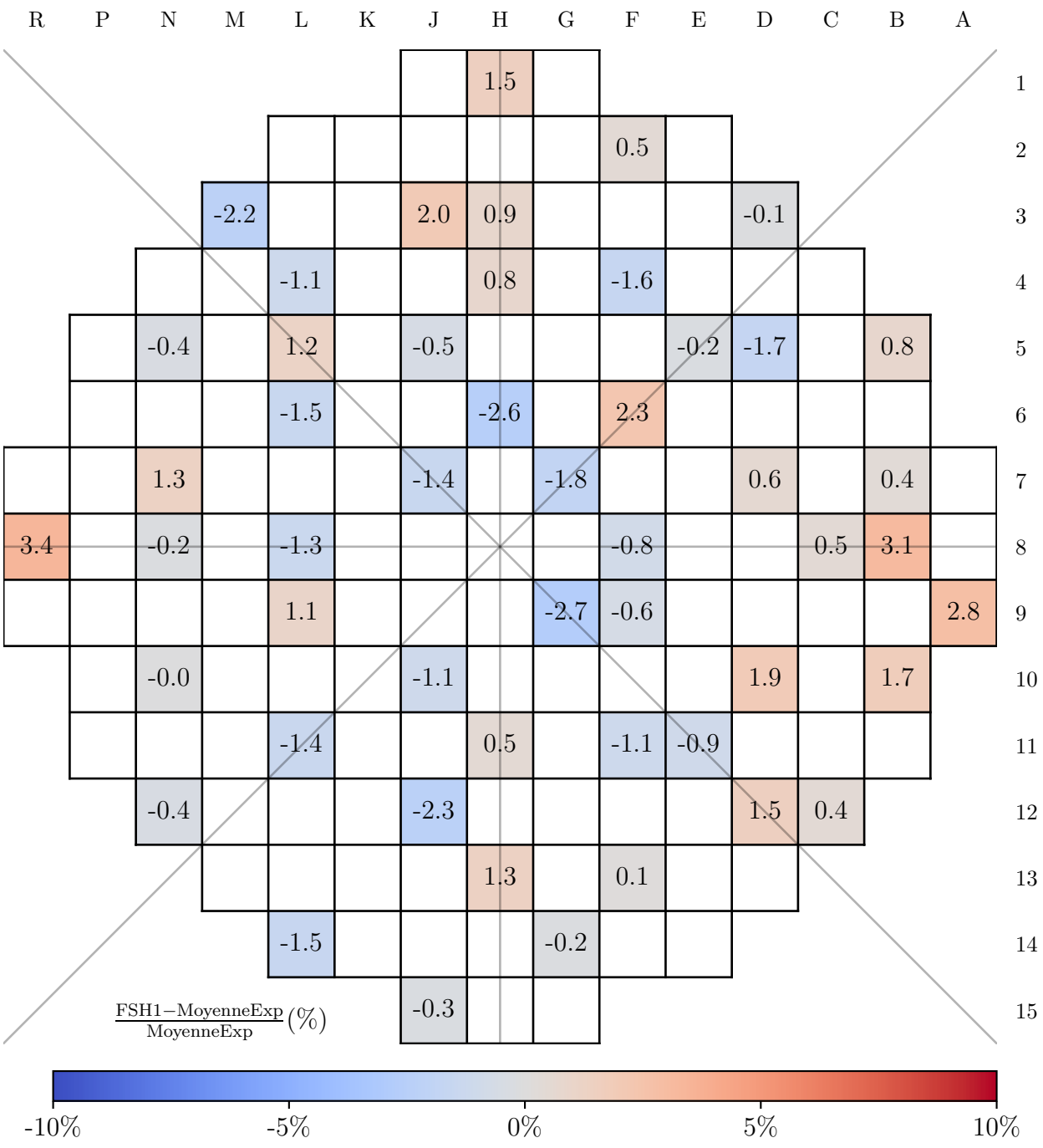


FIGURE 9.6[23] Écarts relatifs (%) entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Fessenheim-1 et la moyenne des trois cartes disponibles.

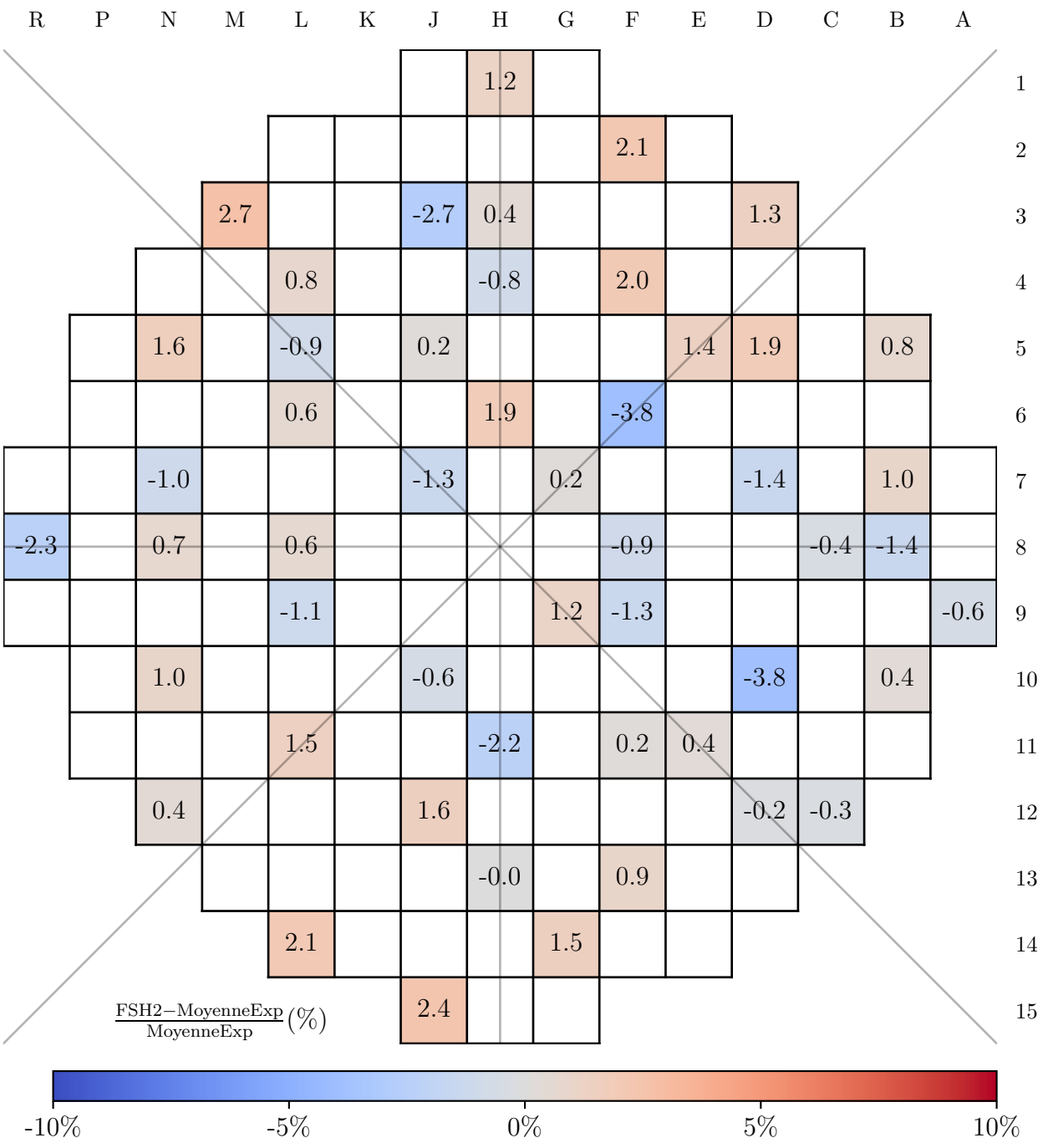


FIGURE 9.7[23] Écarts relatifs (%) entre la carte des réponses des détecteurs mesurées expérimentalement au démarrage de Fessenheim-2 et la moyenne des trois cartes disponibles.

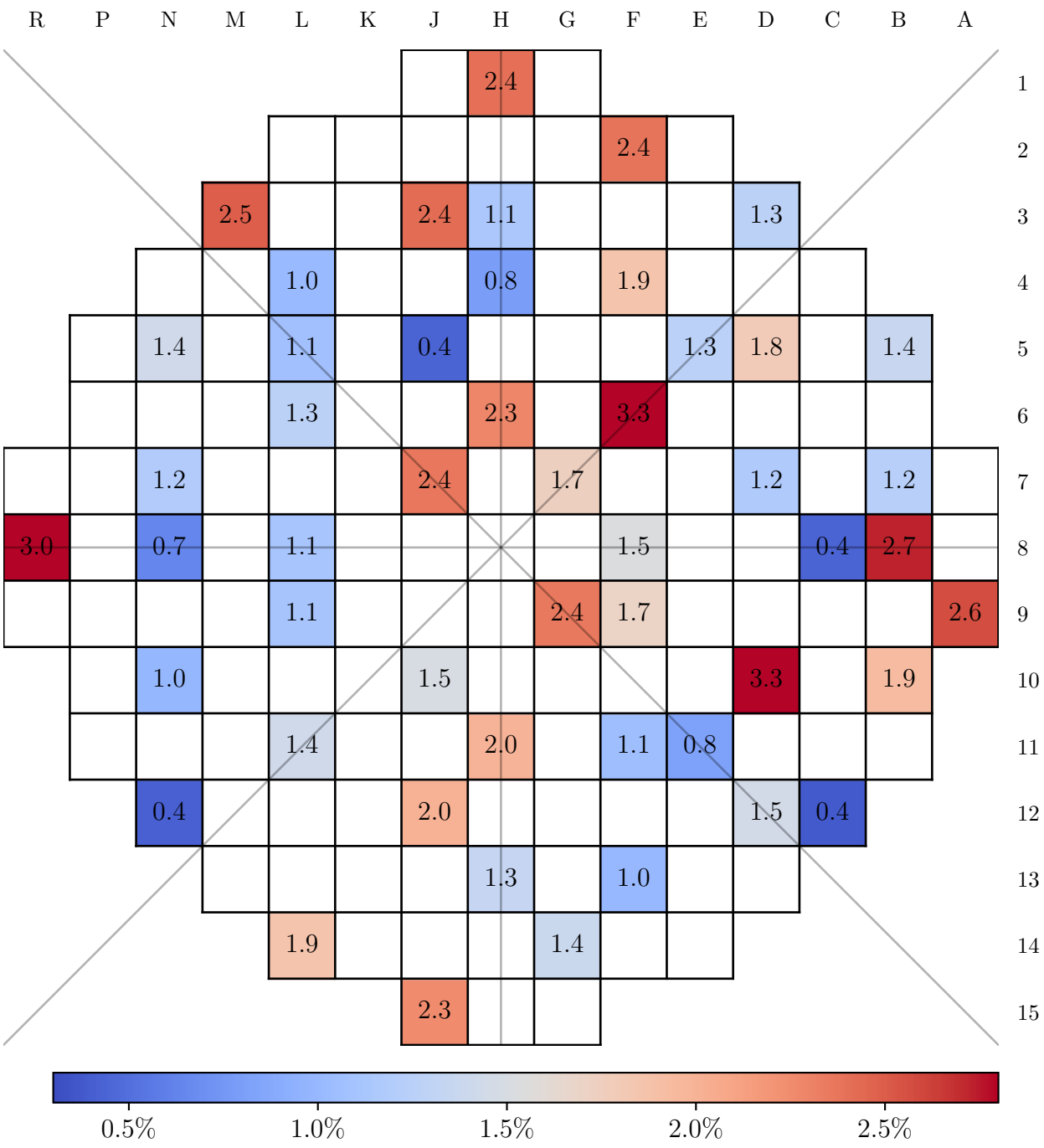


FIGURE 9.8[23] Écarts-types relatifs (%) entre les trois cartes de réponses des détecteurs disponibles.

Le premier résultat obtenu avec DRAKKAR, en reprenant les travaux de Fröhlicher *et al.*, est présenté sur la figure 9.10. Il est normalisé sur les 50 assemblages réellement instrumentés. Les réponses des détecteurs calculées sont toutefois montrées sur tout le cœur, ce qui permet de visualiser le damier de réponses des détecteurs. Ce dernier, très visible alors que la distribution de puissance est bien moins chahutée, est dû à la présence de crayons de poison consommable en Pyrex.

L'écart avec la moyenne des trois mesures est présenté sur la figure 9.11. L'observation principale est la présence d'un damier d'environ 10%, crête à crête. Il peut être aperçu, bien que difficilement, en considérant les symétriques de chaque assemblage, par exemple entre le quart inférieur et le quart supérieur. Il est également immédiatement visible sur les mesures adjacentes. Ce damier avait déjà été observé par Fröhlicher *et al.*[180], avec les mêmes outils. Il semble pourtant tout à fait anormal, puisque les outils d'époques et de continents variés ne le rencontrent pas, comme détaillé ci-après.

— Avec CASMO-5 et SIMULATE-5, Bahadir[181] ne l'observe pas sur le premier démarrage de BEAVRS, c'est-à-dire sur le même cas que Fröhlicher *et al.*

— Les chaînes de calcul françaises modernes ne rencontrent pas ce problème[9].

— Les chaînes de calcul françaises de la fin des années 70 n'achoppaient déjà pas sur cette difficulté, pourtant sur le même cas qu'ici[41].

Ces éléments plaident pour une erreur commune aux simulations de Fröhlicher *et al.* et à celle présentée sur la figure 9.10.

9.1.1 Rectification d'une erreur d'équivalence sur la modélisation des détecteurs

L'origine de ce comportement a été élucidée et sera détaillée dans cette sous-section.

Le damier observé sur les écarts est provoqué par une erreur concernant l'équivalence SPH, employée ici avec une normalisation de Selengut. Cette dernière permet de conserver le flux au bord de l'assemblage[52], en plus de ses taux de réaction. Pour un assemblage complètement homogénéisé, le facteur SPH s'écrit[182] :

$$\mu = \frac{\bar{\phi}}{\phi_{\text{bord}}} \tag{9.2}$$

où $\bar{\phi}$ et ϕ_{bord} sont respectivement le flux moyen et le flux au bord. Ils sont obtenus en transport.

Le bilan neutronique est conservé, en diffusion et pour une homogénéisation complète, si l'équivalence SPH est appliquée ainsi à l'équation de la diffusion [52] :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{J}_g(\boldsymbol{r}) + \widetilde{\Sigma}_g(\boldsymbol{r})\widetilde{\phi}_g(\boldsymbol{r}) = \frac{\chi_g}{k_{\text{eff}}} \sum_h \widetilde{\nu\Sigma}_{\text{f},h}(\boldsymbol{r})\widetilde{\phi}_h(\boldsymbol{r}) + \sum_h \widetilde{\Sigma}_{\text{s0},g\leftarrow h}(\boldsymbol{r})\widetilde{\phi}_h(\boldsymbol{r}) \tag{9.3}$$

et, pour la loi de Fick :

$$\boldsymbol{J}_g(\boldsymbol{r}) = -\widetilde{D}_g(\boldsymbol{r})\nabla\widetilde{\phi}_g(\boldsymbol{r}). \tag{9.4}$$

Les flux *intégrés* doivent donc être divisés par μ_g [52] :

$$\widetilde{\phi}_g(\boldsymbol{r}) = \frac{\phi_g(\boldsymbol{r})}{\mu_g}. \tag{9.5}$$

Les termes de la matrice de diffusion $\Sigma_{\text{s0},g\leftarrow h}(\boldsymbol{r})$ doivent être multipliés par μ_h [52] :

$$\widetilde{\Sigma}_{\text{s0},g\leftarrow h}(\boldsymbol{r}) = \mu_h \Sigma_{\text{s0},g\leftarrow h}(\boldsymbol{r}). \tag{9.6}$$

Enfin, les coefficients de diffusion et les sections efficaces d'ordre P_0, y compris la section efficace totale, doivent être multipliés par μ_g [52] :

$$\begin{aligned} \widetilde{D}_g(\boldsymbol{r}) &= \mu_g D_g(\boldsymbol{r}) \\ \widetilde{\Sigma}_g(\boldsymbol{r}) &= \mu_g \Sigma_g(\boldsymbol{r}) \\ \text{et } \widetilde{\nu\Sigma}_{\text{f},g}(\boldsymbol{r}) &= \mu_g \nu\Sigma_{\text{f},g}(\boldsymbol{r}). \end{aligned} \tag{9.7}$$

Par défaut, DRAGON applique ce facteur SPH sur toutes les sections efficaces microscopiques, car

$$\mu_g \Sigma_g = \mu_g \left(\sum_i \sigma_{g,i} N_i \right) + \mu_g \Sigma_{g,\text{résiduelle}}. \tag{9.8}$$

Les sections efficaces du détecteur, considérées à tort comme une section efficace microscopique quelconque, se retrouvent donc multipliées par ce facteur SPH.

Dans notre cas, chaque assemblage du modèle de cœur est divisé en quatre mailles (2×2) homogènes, avant d'être résolu en diffusion. Le détecteur, au milieu de l'assemblage, se situe donc à l'interface entre ces quatre mailles. En vertu de la normalisation de Selengut, le flux obtenu en diffusion à cet endroit n'a pas besoin d'équivalence SPH, qui devient donc même excédentaire. Il s'agit déjà d'un flux *à l'interface* et non d'un flux *intégré*, comme dans l'équation 9.5.

Aucune équivalence SPH ne doit donc être appliquée sur les sections efficaces du détecteur, c'est-à-dire de l'uranium 235 du tube guide central d'instrumentation. Lorsqu'elle est retirée, le résultat obtenu avec DRAKKAR change radicalement, comme il peut l'être observé sur la figure 9.12. Le damier a pratiquement disparu. À titre d'exemple sur quelques mesures adjacentes, l'écart crête à crête passe de :

- 9,1% à 1,7% pour L4→L6 ;
- 7,6% à 0,1% pour C8→B8→B7 ;
- 10,4% à 3,8% pour J3→H3→H4, pour le maximum d'écart entre mesures adjacentes. Cet écart résiduel n'est pas alarmant : la mesure en J3 est parmi les plus dispersées entre les trois mesures, d'après la figure 9.8, et ce d'autant plus parmi les mesures adjacentes.

L'effet de cette erreur, entre les figures 9.10 et 9.13, également observable en écart relatif sur la figure 9.14, permet de distinguer quatre groupes :

- ceux de -6,7%, pour les assemblages comportant 20 crayons en Pyrex (cf. figure 2.6) ;
- ceux entre -4,8% et -5%, pour les assemblages comportant 16 crayons en Pyrex ;
- ceux entre -3,5% et -3,7%, pour les assemblages comportant 12 crayons en Pyrex ;
- ceux entre de 2,7% et 2,8%, pour les assemblages sans Pyrex.

L'équivalence SPH est en revanche conservée pour les coefficients de diffusion et toutes les autres sections efficaces : les distributions de puissance, ne présentant pas de damiers par rapport à SERPENT, ne sont donc pas modifiées.

Perspective n° 1

Avec la normalisation de Selengut, le flux récupéré en diffusion à l'interface entre les quatre mailles correspond au flux obtenu en transport *au bord* de l'assemblage et non *en son centre*, où se situe la chambre à fission mobile, comme illustré sur la figure 9.9. Des résultats meilleurs encore pourraient être obtenus avec une réponse de détecteurs tenant compte du rapport de flux entre centre et bord, tel que

$$R^{\mathrm{det}} = \sum_g \phi_g^{\mathrm{diff}} \sigma_g^{\mathrm{det}} N^{\mathrm{det}} \frac{\phi_{g,\mathrm{centre}}^{\mathrm{transport}}}{\phi_{g,\mathrm{bord}}^{\mathrm{transport}}} \tag{9.9}$$

où la quantité négligeable et constante d'isotope N^{det} importe peu, car elle se simplifie lors de la normalisation de la réponse des détecteurs. Enfin, ces questions restent entières pour un nombre impair de mailles.

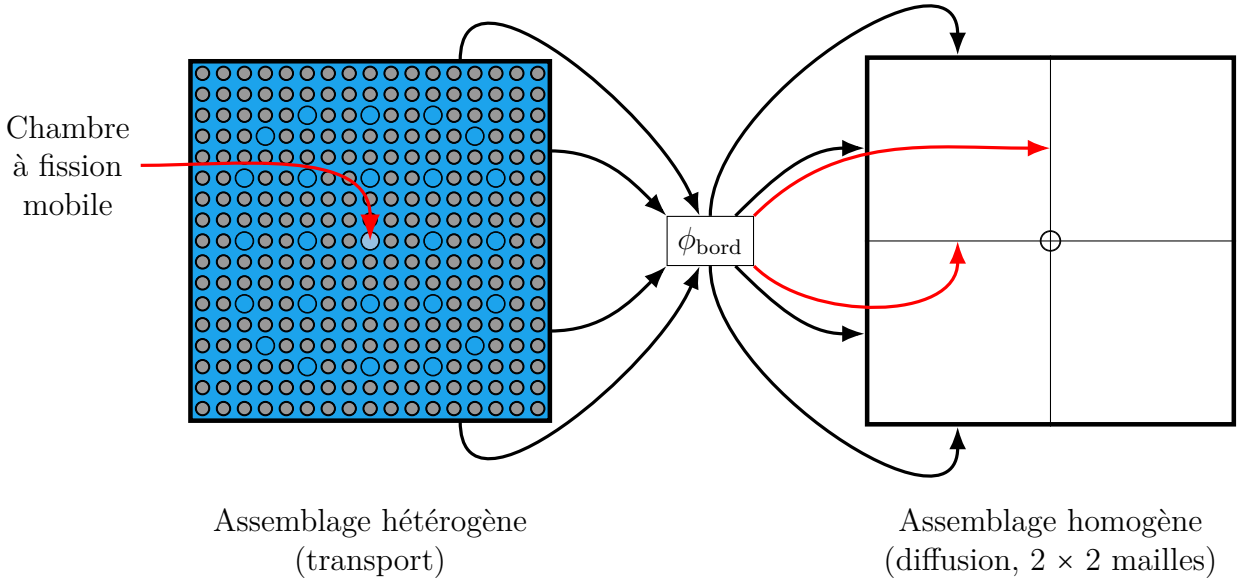


FIGURE 9.9 Illustration des conséquences de la normalisation de Selengut sur le flux récupéré, en diffusion, à l'interface entre les mailles d'un même assemblage.

Perspective n° 2

La brève présence de la chambre à fission mobile a un impact négligeable sur le comportement du cœur[183]. En revanche, au moment de la mesure, la présence de la chambre à fission mobile a un impact non négligeable sur la réponse mesurée par celle-ci. Il serait possible d'adopter une modélisation semi-explicite, où :

— les coefficients de diffusion et les sections efficaces, utilisées en diffusion sur le cœur complet, seraient calculés sur un assemblage *sans* chambre à fission mobile ;

— les sections efficaces du détecteur seraient en revanche calculées sur un assemblage *avec* chambre à fission mobile.

Kamha[41] montre que la modélisation par trace, comparée à une telle modélisation semi-explicite de la chambre à fission mobile, implique les écarts suivants.

— Pour les assemblages avec Pyrex, la réponse des détecteurs est surestimée d'environ 1%.

— Pour les assemblages partageant une face avec le réflecteur, les deux modélisations sont équivalentes. Il s'agit d'assemblages sans Pyrex.

— Enfin, pour les autres assemblages (sans Pyrex), la réponse des détecteurs est sous-estimée d'environ 1%.

Pour éviter un biais déterministe, il serait également possible de recourir à une méthode de Monte-Carlo. Il y aurait probablement peu de bénéfice à simuler le problème réel, sans artifice, c'est-à-dire en cinétique 3D avec défilement d'une chambre à fission mobile explicite. Une modélisation par trace pourrait être mobilisée, ici aussi. Dans tous les cas, l'encaissement aurait lieu dans une portion très réduite de la géométrie, c'est-à-dire à l'intérieur du tube guide d'instrumentation. La convergence statistique serait alors bien plus longue et difficile, puisqu'elle avait lieu jusqu'ici sur la puissance de l'assemblage complet, intégré.

Une prise en compte plus simple des biais déterministes est proposée ci-après.

9.2 Prise en compte des biais déterministes

La distribution de puissance obtenue avec DRAKKAR et SERPENT est présentée sur la figure 9.15 et l'écart entre eux sur la figure 9.16. Comme lors de la comparaison entre DRAKKAR et SERPENT sur Tihange-1 dans la section 4.7, seul un basculement de puissance global est observable. Aucun damier n'est visible, ce qui est rassurant et invite à corriger la réponse des détecteurs de cette erreur variant lentement.

La réponse du détecteur R^{det}, corrigée de ce biais déterministe, devient alors :

$$R^{\text{det}}_{\text{corrigée}} \approx R^{\text{det}}_{\text{DRAKKAR}} \times \frac{P_{\text{SERPENT}}}{P_{\text{DRAKKAR}}} \tag{9.10}$$

où P est la puissance d'un assemblage. Cette proportionnalité a un fort lien de parenté avec la méthode P/A (Puissance/Activité) utilisée dans l'industrie pour compléter des *mesures* à partir de simulations *déterministes* (cf. chapitre 8). Ici, l'équation 9.10 fait le pont entre simulations *probabilistes* et *déterministes*.

Les réponses de détecteurs alors obtenues sont présentées sur la figure 9.17. Leurs écarts par rapport aux mesures sont présentés sur la figure 9.18. Ils indiquent une surestimation au centre et une sous-estimation au bord, dans des proportions qu'il est plausible d'attribuer aux données nucléaires.

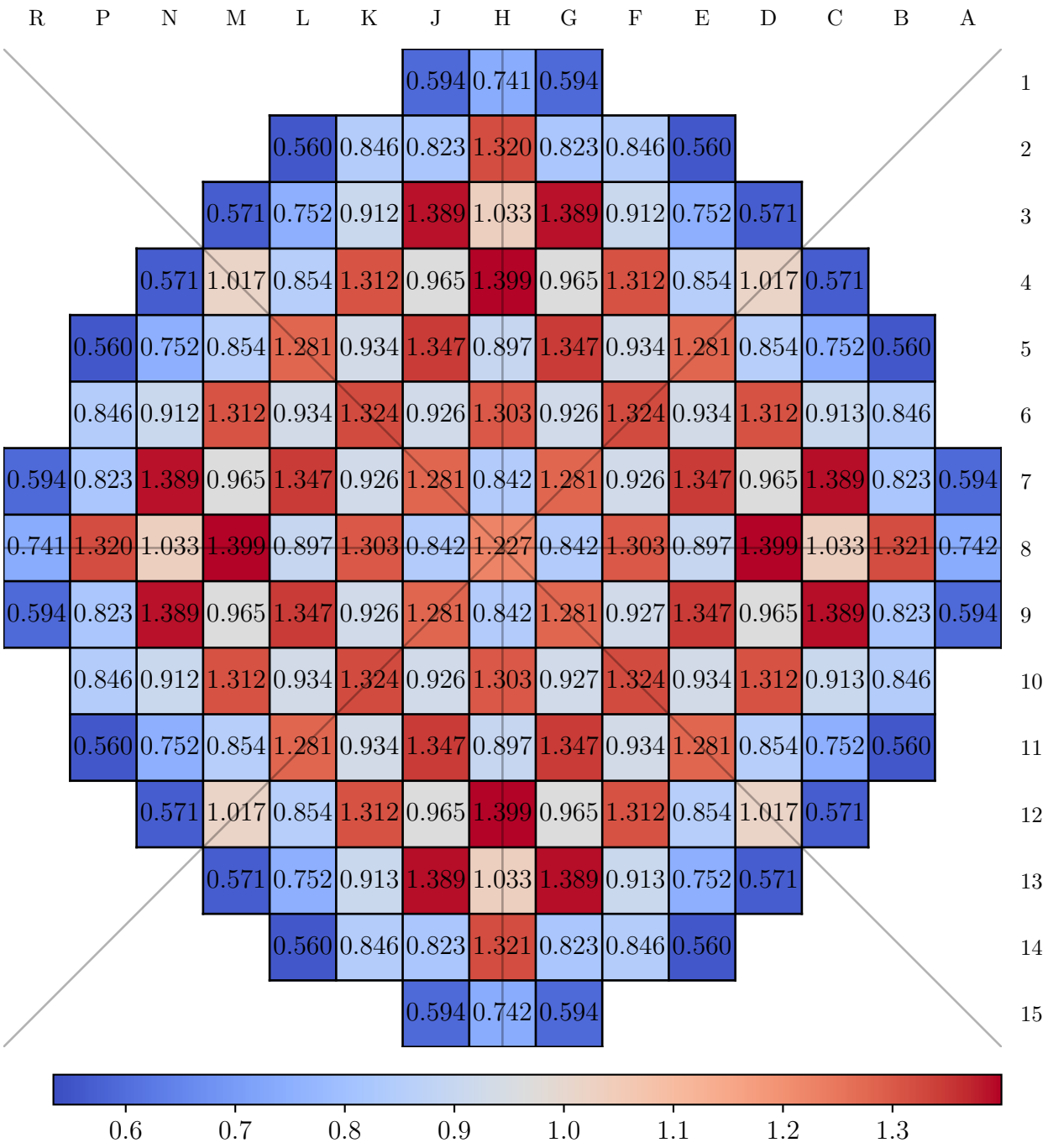


FIGURE 9.10[23] Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, **avec équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur**, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

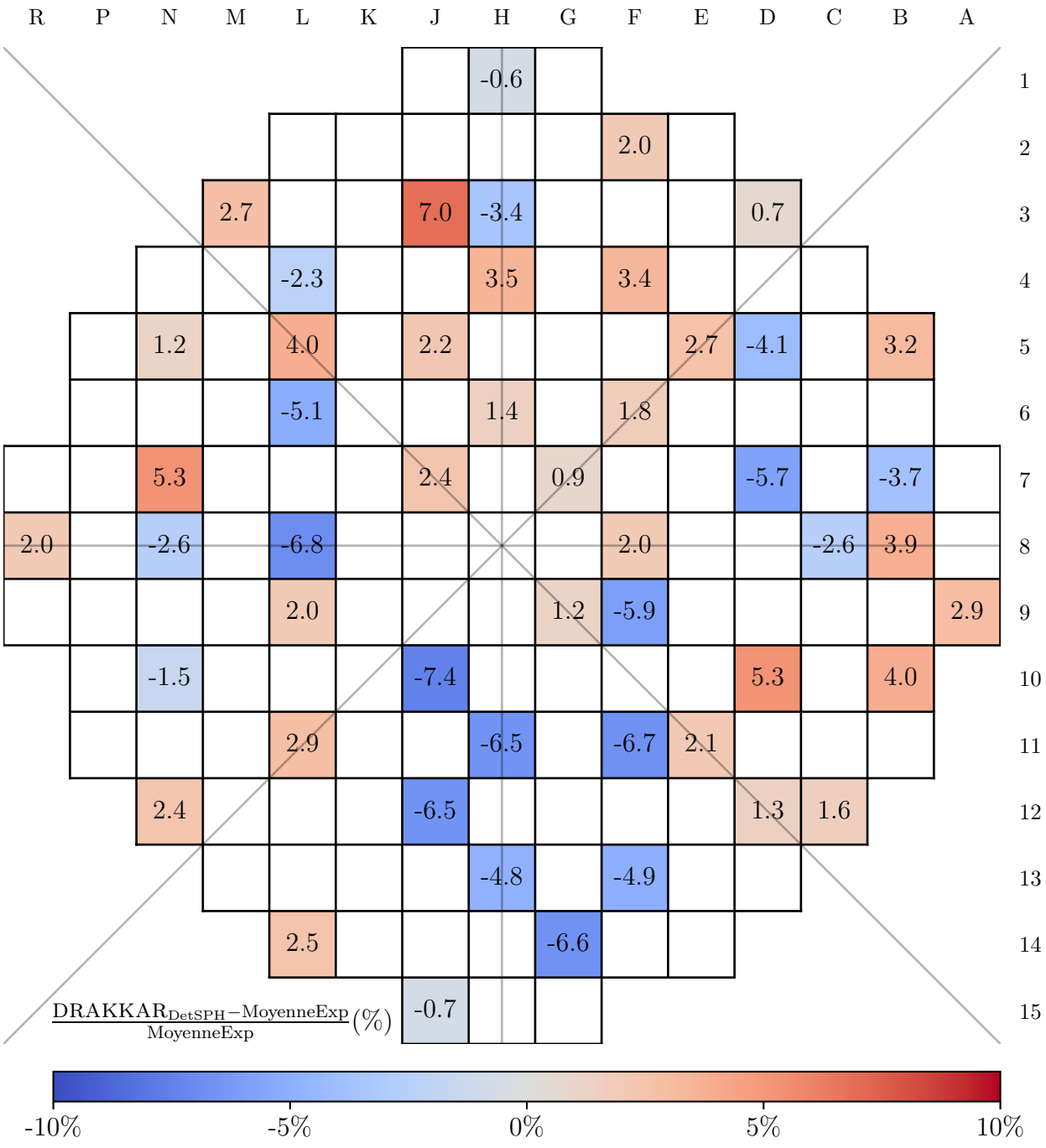


FIGURE 9.11 [23] Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, **avec équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur**, et la moyenne des trois mesures.

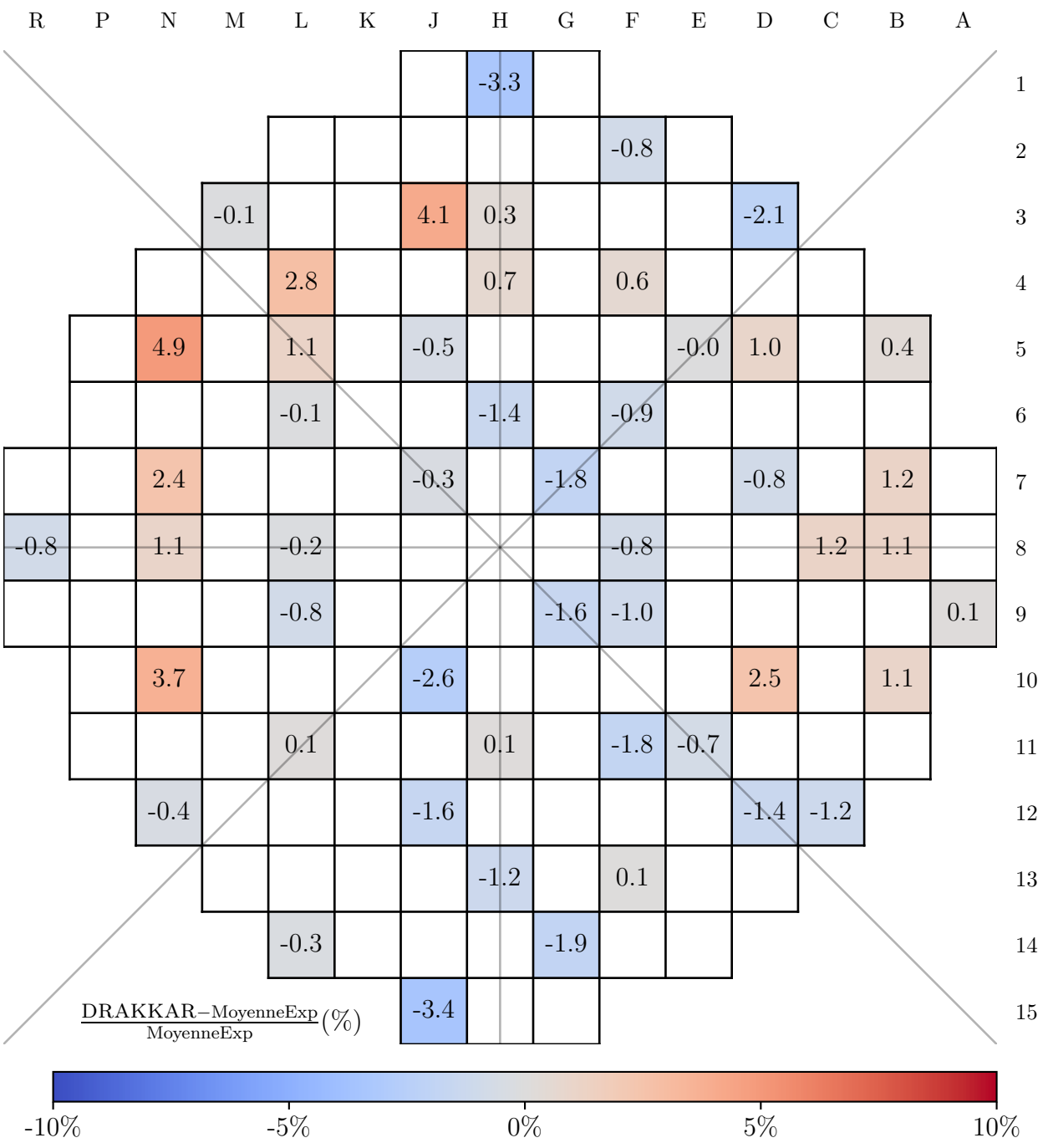


FIGURE 9.12[23] Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, **sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur**, et la moyenne des trois mesures.

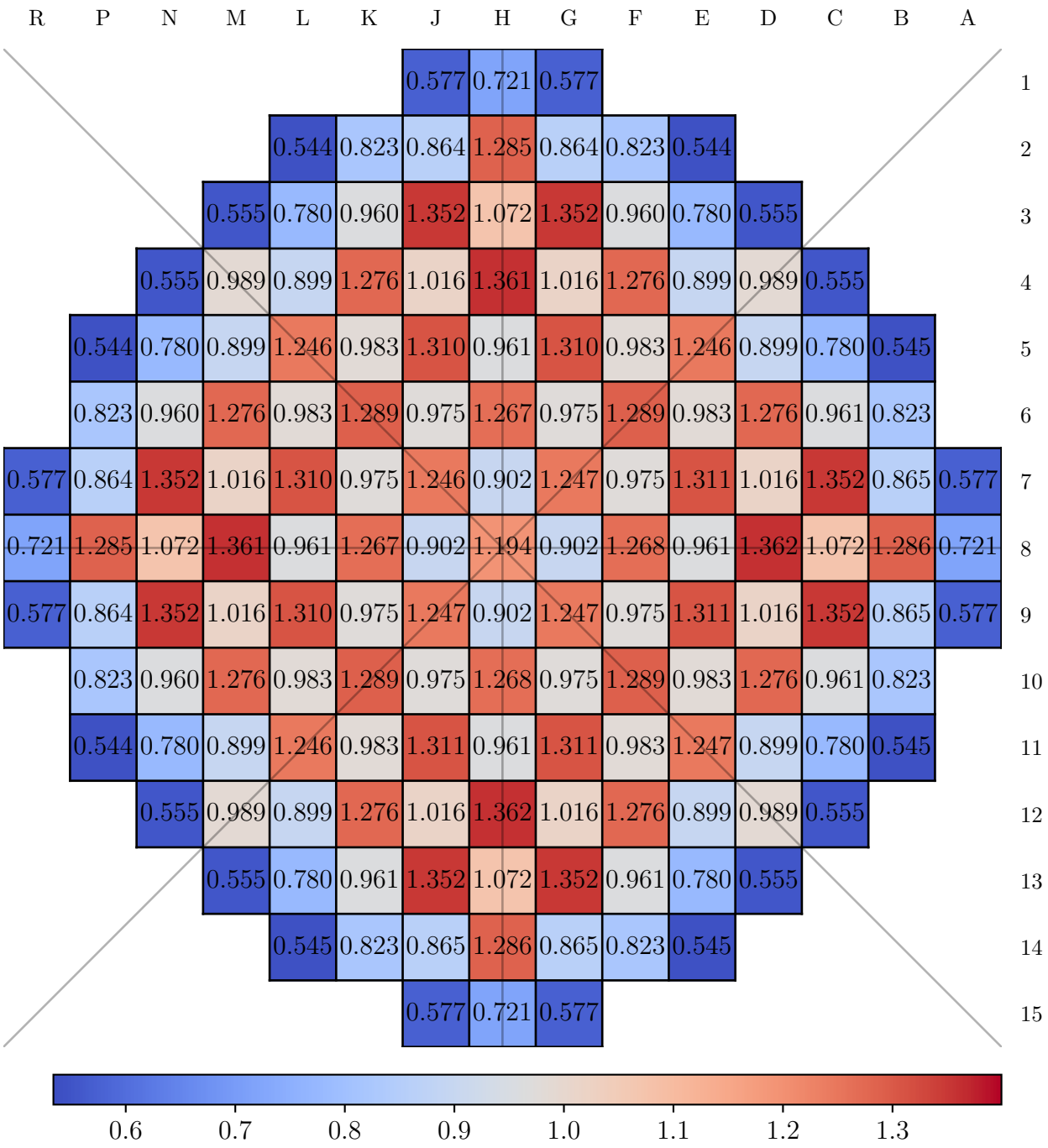


FIGURE 9.13[23] Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, **sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur**, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

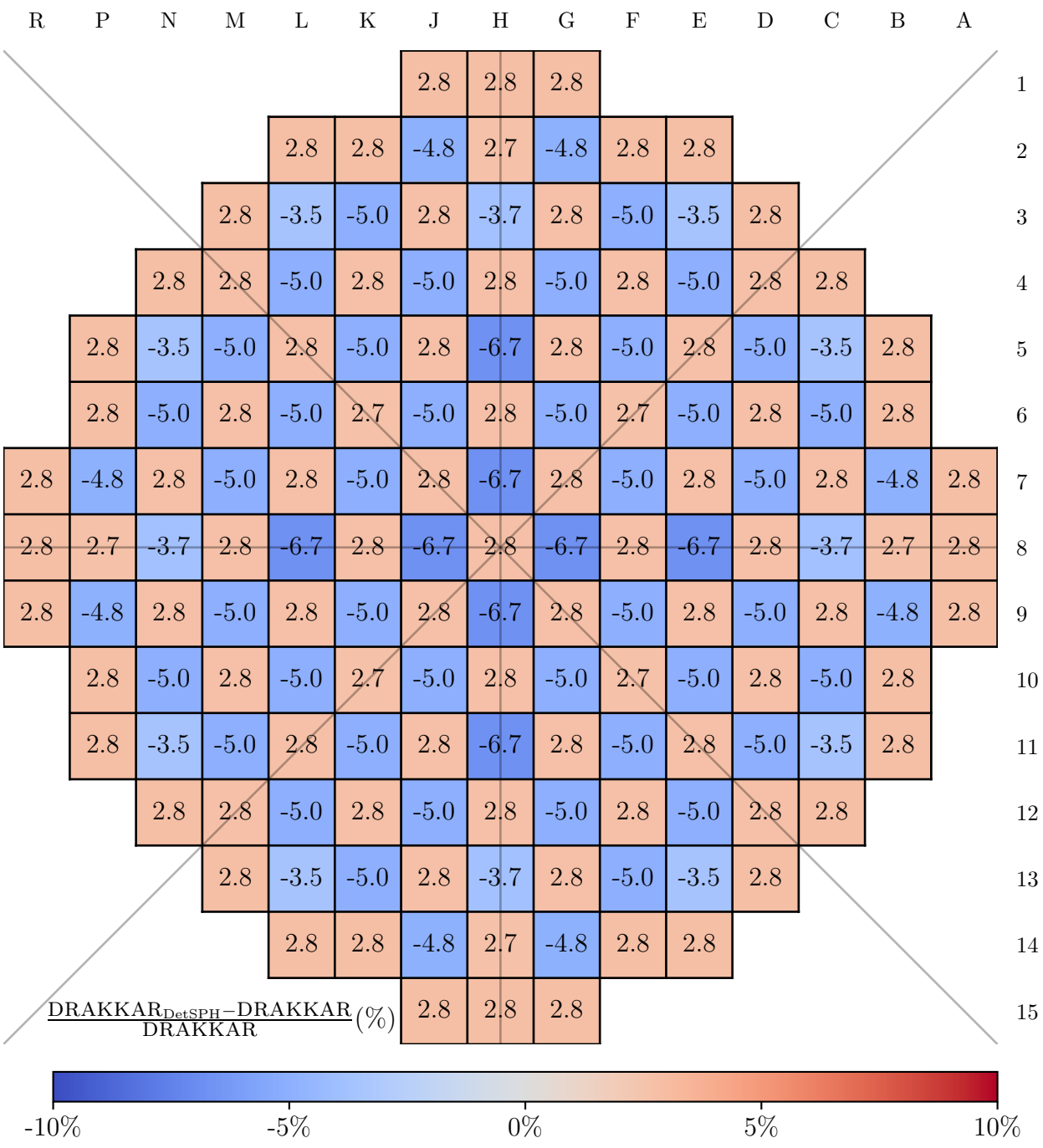
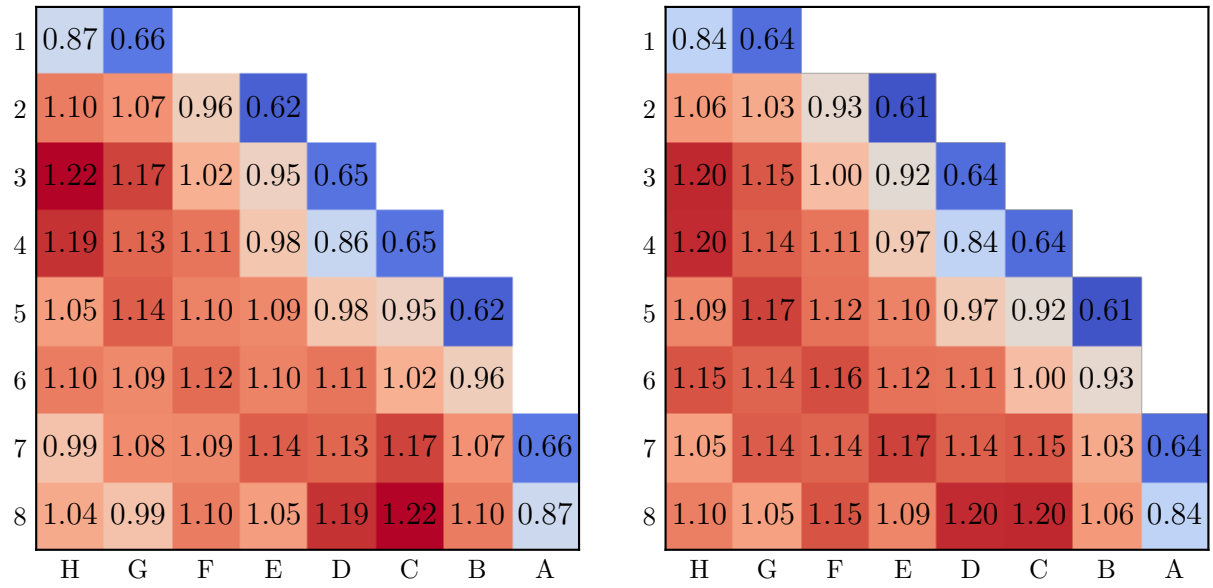


FIGURE 9.14[23] Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs de DRAKKAR, avec et sans équivalence SPH sur les sections efficaces du détecteur.



(a) DRAKKAR, avec la meilleure estimation de JEFF-3.3.

(b) SERPENT, avec la meilleure estimation de JEFF-3.3.

FIGURE 9.15[22] Distributions de puissance lors du premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

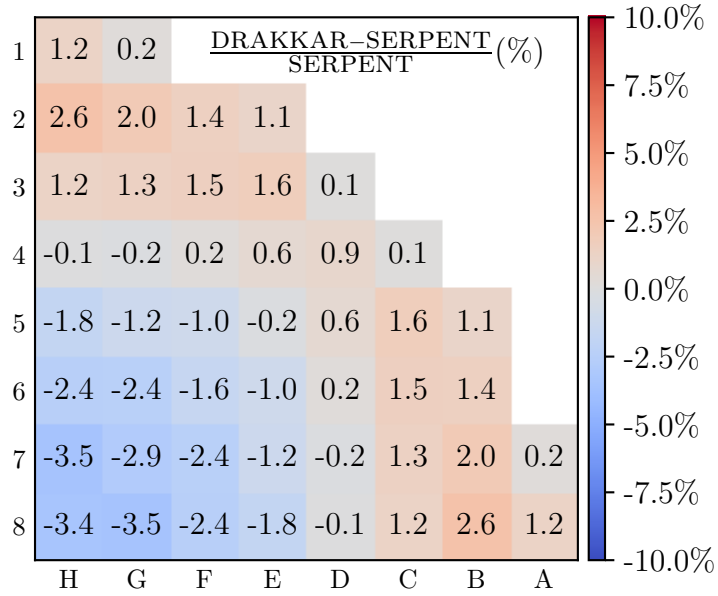


FIGURE 9.16[22] Écarts relatifs (%) de distribution de puissance entre DRAKKAR et SERPENT, avec la meilleure estimation de JEFF-3.3, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

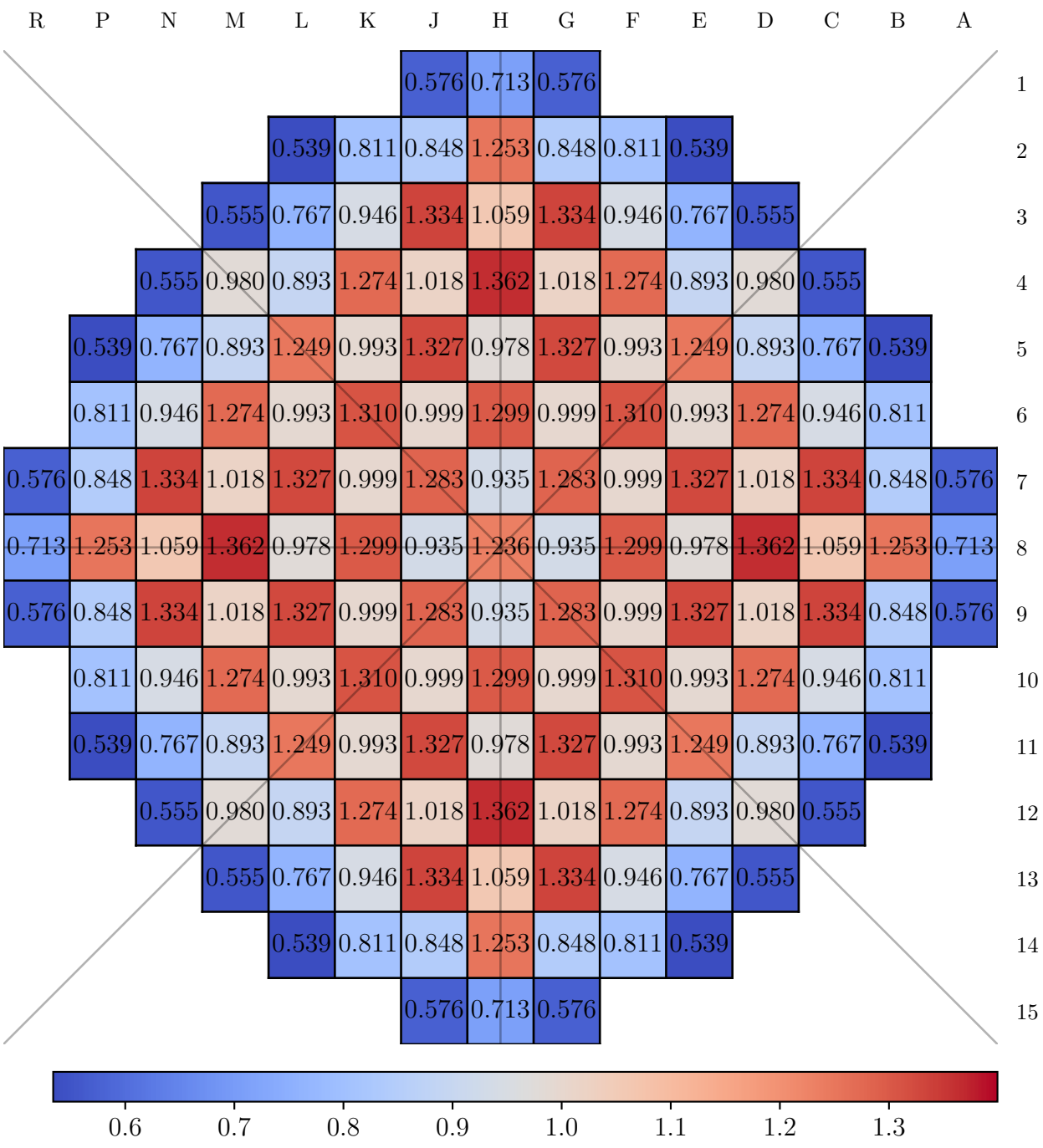


FIGURE 9.17[23] Réponses des détecteurs obtenues avec JEFF-3.3 et DRAKKAR, corrigé des biais déterministes, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

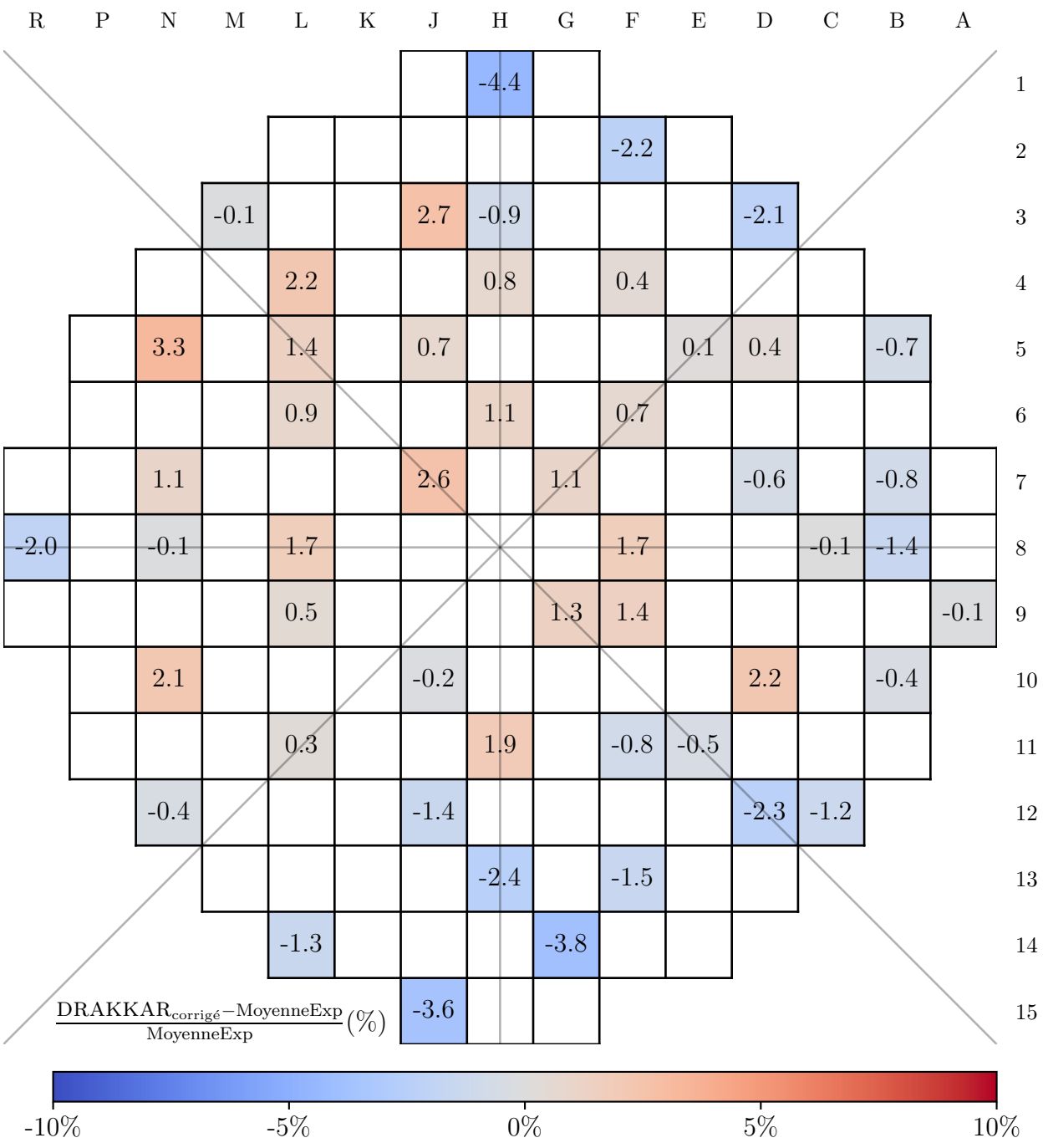


FIGURE 9.18[23] Écarts relatifs (%) de réponses des détecteurs entre DRAKKAR, corrigé des biais déterministes, et la moyenne des trois mesures.

9.3 Incertitudes dues aux données nucléaires, échantillonnées isotope par isotope

Les incertitudes de données nucléaires peuvent désormais être propagées, de la même manière que dans les chapitres précédents. Les densités de probabilité obtenues pour la puissance par assemblage sont illustrés sur les figures 9.19 à 9.22. Elles sont très similaires aux figures 6.1, 6.4, 6.7 et 6.21 du cas de Tihange-1 : les écarts-types sont comparables, tout comme leurs asymétries et excès de kurtosis. Cette observation est attendue, car tous ces cœurs sont très proches.

Cela confirme donc les résultats obtenus dans le chapitre 6 sur l'hydrogène, toujours en désaccord avec ceux de Dos Santos, bien que désormais sur le même cas que lui (Fessenheim).

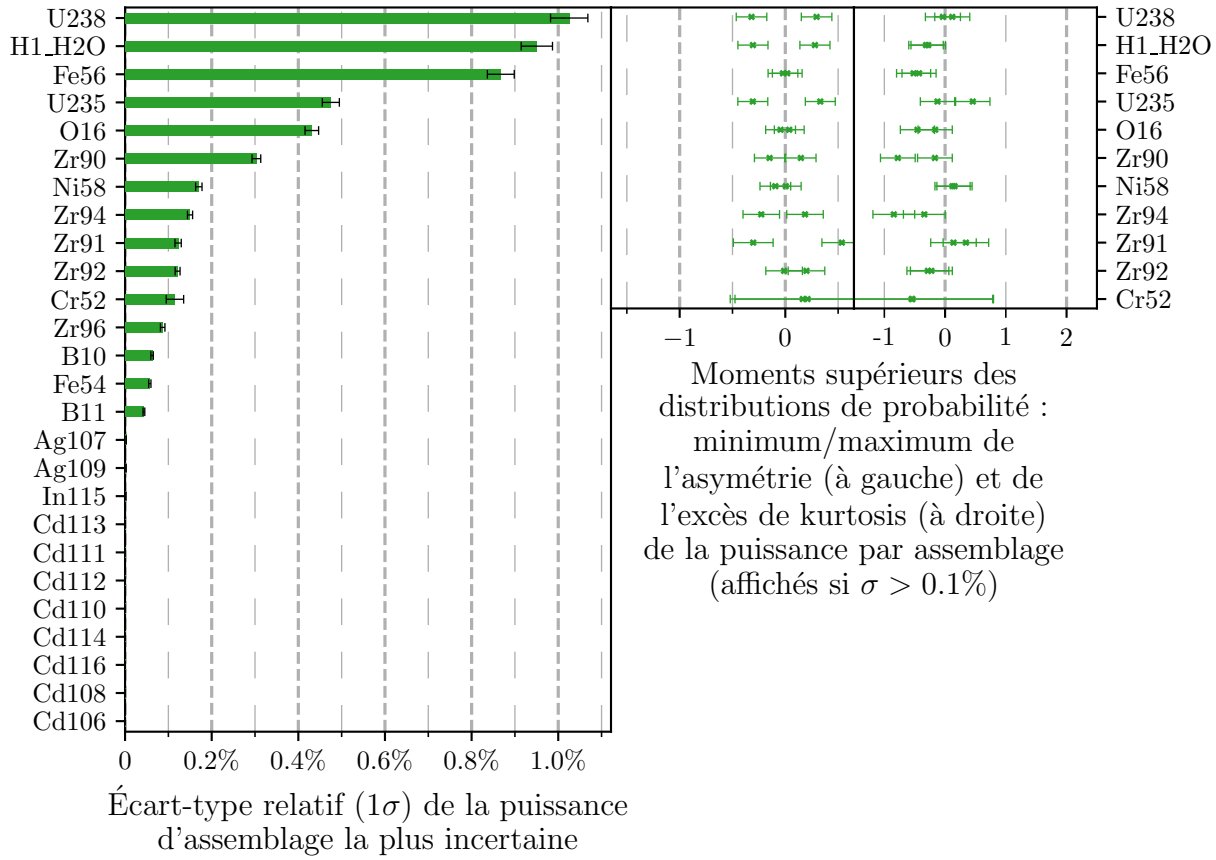


FIGURE 9.19[24] Classement des incertitudes de données nucléaires avec DRAKKAR sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. Généralement, l'assemblage dont la puissance est la plus incertaine (cadre de gauche) se situe en plein centre ou sur le bord, parfois à égalité. Toutes les barres d'erreurs correspondent aux erreurs-types statistiques (1σ).

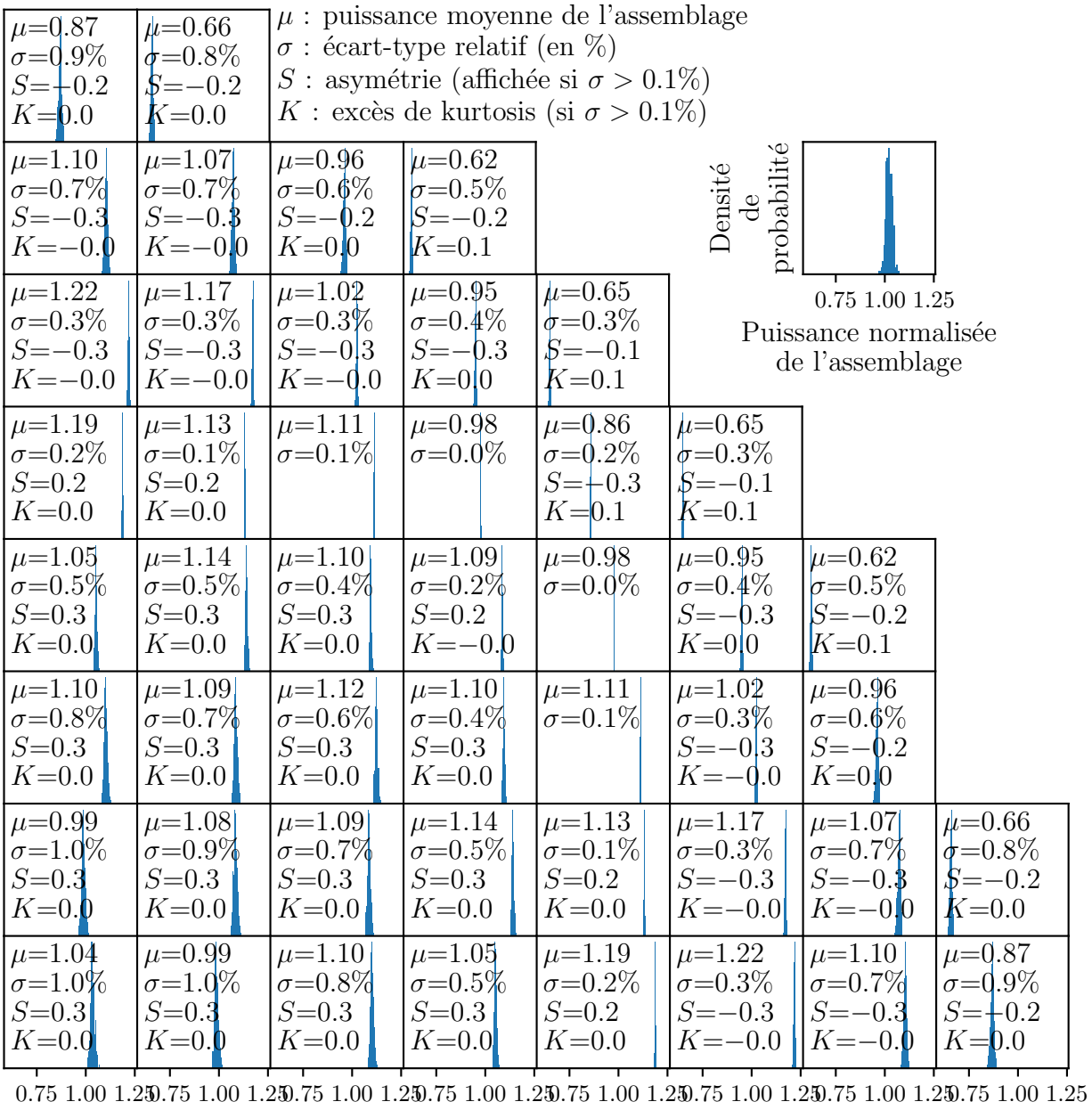


FIGURE 9.20[24] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**uranium 238** (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

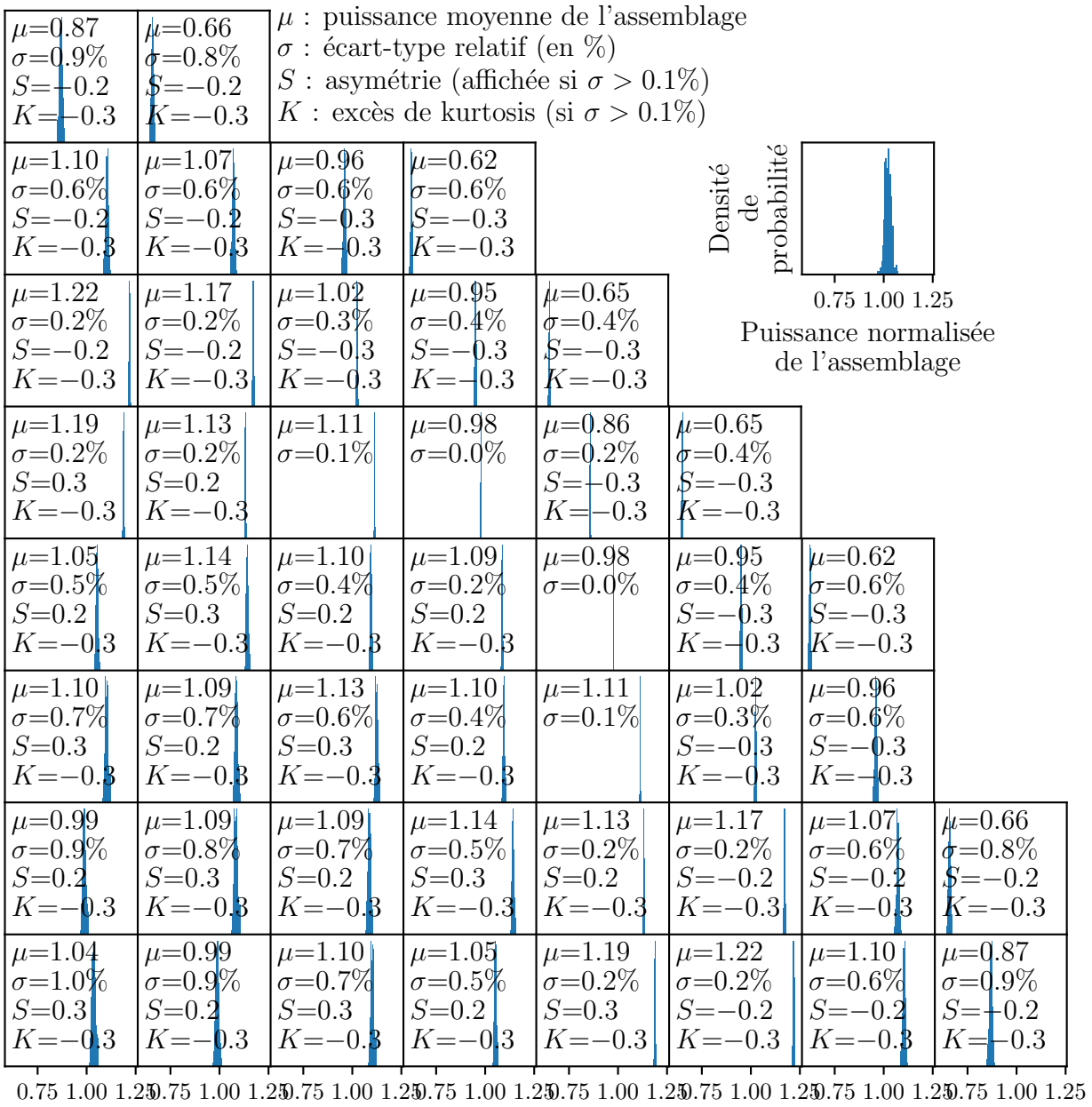


FIGURE 9.21 [24] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**hydrogène** lié à l'eau légère (300 échantillons dans JEFF-3.3) sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

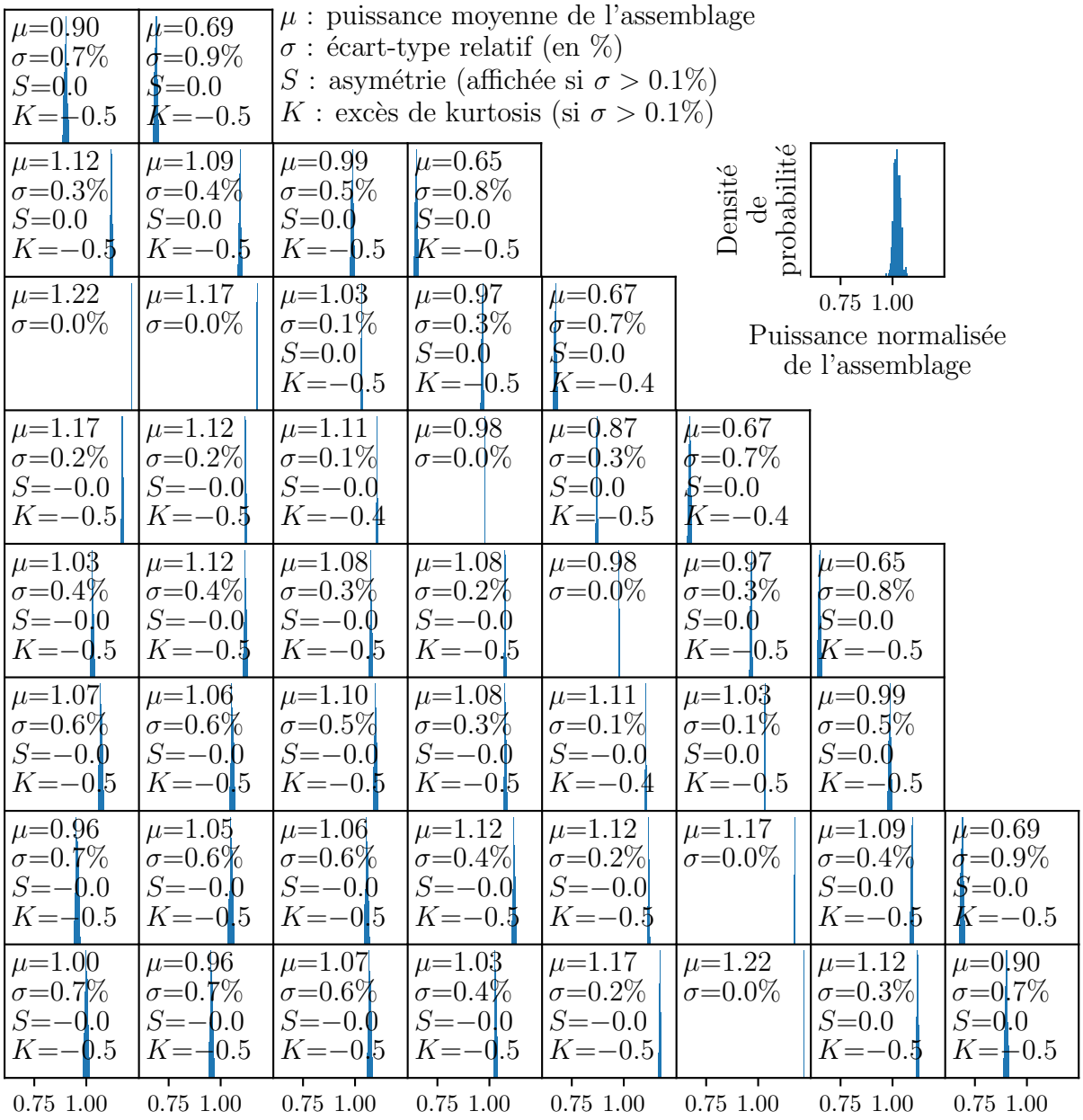


FIGURE 9.22[24] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **fer 56** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

Toujours d'après cette figure 9.19, les isotopes des grappes en AIC (comme l'argent 107) n'ont pas d'effet sur l'incertitude, malgré la légère insertion des grappes.

L'incertitude totale peut être estimée :

- avec la racine carrée d'une somme quadratique, ce qui suppose que les incertitudes des différents isotopes agissent indépendamment, sans interaction ;
- avec une somme arithmétique (usuelle), ce qui suppose une corrélation de 100% entre les différentes incertitudes. Cette corrélation implique que les incertitudes vont toutes dans le même sens. Ce cas est plus pénalisant que le précédent.

Ces sommes, suite à la figure 9.19, sont de :

- 1,8% (1σ) pour une somme quadratique ;
- 5% (1σ) pour une somme arithmétique.

9.4 Incertitudes dues aux données nucléaires, échantillonnées simultanément

Jusqu'à présent, les données nucléaires de chaque isotope étaient échantillonnées séparément, pour mener des comparaisons précises entre simulations déterministes et probabilistes, en dissociant les effets. Dans la suite et en particulier en vue d'un ajustement, il sera nécessaire de disposer de l'incertitude totale. Ce besoin mène à échantillonner simultanément les données nucléaires de tous les isotopes. Les possibles interactions entre les incertitudes des différents isotopes sont alors naturellement prises en compte, sans approximation. Par exemple, l'incertitude causée par l'uranium 238 n'est pas nécessairement la même pour différentes sections efficaces de l'hydrogène. Les résultats obtenus pour 5000 échantillons, illustrés sur la figure 9.23, appellent les commentaires suivants.

— L'assemblage le plus incertain a un écart-type (1σ) de 1,7%. Cela correspond approximativement à la somme quadratique de la section 9.3. Les incertitudes des différents isotopes agissent donc plutôt indépendamment, *pour ce qui concerne le maximum.*

— En revanche, la couronne d'incertitude nulle qui était observée jusqu'ici n'apparaît presque plus, remplacée par une couronne d'incertitude minimale. Par exemple, l'écart-type est de 0,4% sur les médianes, c'est-à-dire assez éloigné de zéro. Cette observation signifie probablement que le point de bascule varie pour chaque isotope : l'échantillonnage simultané sur tous les isotopes ne mènerait donc plus à annuler l'écart-type.

En ne s'intéressant non plus à la puissance par assemblage, mais aux réponses des détecteurs, la figure 9.24 est obtenue. Alors que l'incertitude sur la puissance était maximale au centre (1,7% au centre, 1,6% au bord), la réponse des détecteurs est plus incertaine au bord (1,6% au centre, 1,8% au bord).

Il faut souligner que ces échantillonnages sont menés dans l'esprit d'une cohérence complète : les sections efficaces de l'uranium 235 du détecteur sont les mêmes que dans le combustible, pour chaque échantillon de l'uranium 235. Ses données nucléaires sont donc bien universelles, à chaque échantillonnage.

9.5 Conclusion

Après correction d'une erreur d'équivalence SPH, les simulations des cartes de réponses des détecteurs sont en relativement bon accord avec les mesures. Les biais déterministes sont soustraits, par comparaison aux résultats de la méthode de Monte-Carlo. Enfin, l'incertitude totale sur les réponses des détecteurs sont évaluées à partir de celles sur les données nucléaires, en tenant compte des interactions entre les incertitudes des différents isotopes.

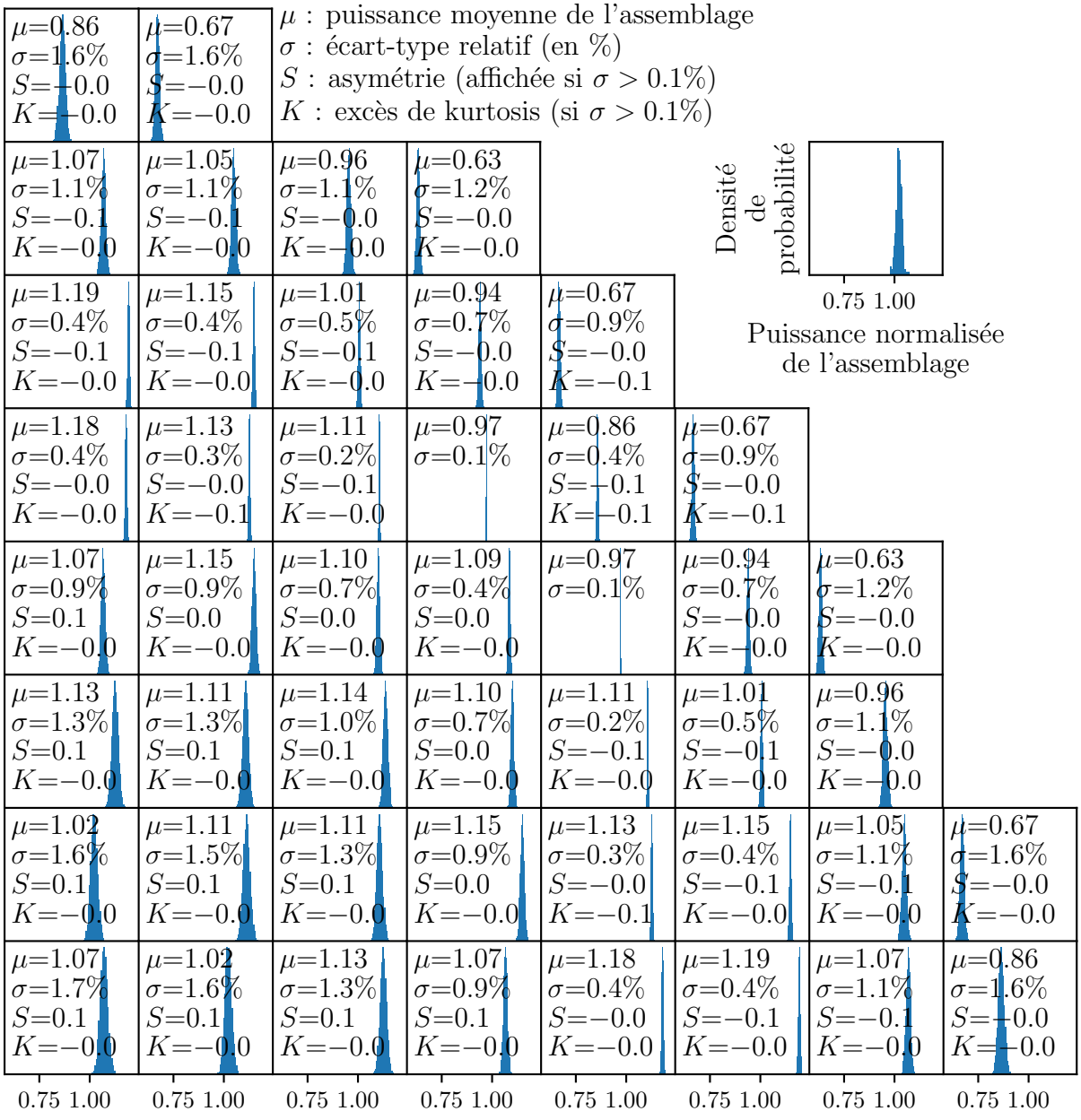


FIGURE 9.23[25] Densité de probabilité de la **puissance de l'assemblage**, avec SERPENT (moyenne) et DRAKKAR (moments d'ordres supérieurs) pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

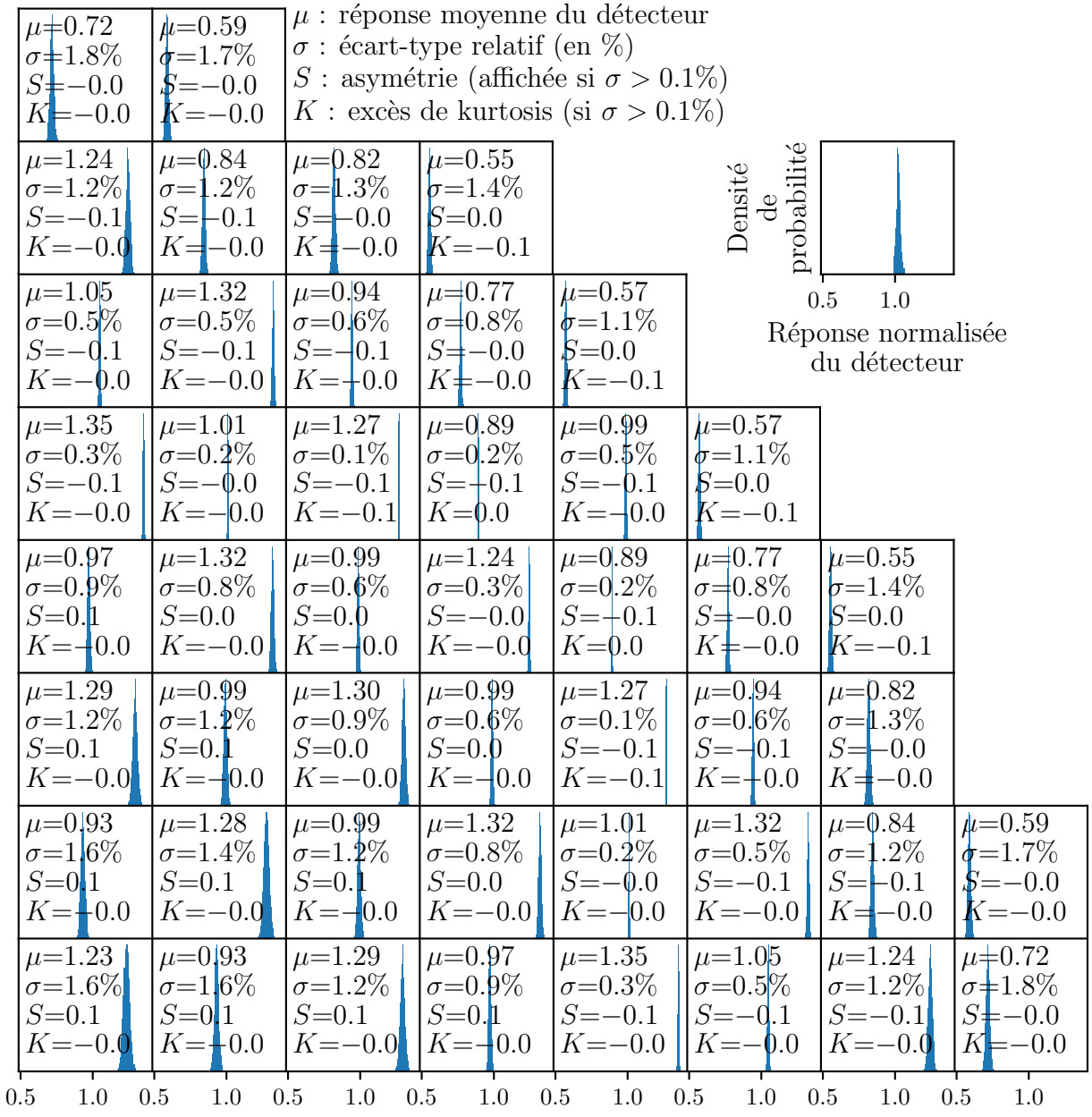


FIGURE 9.24[25] Densité de probabilité de la **réponse des détecteurs**, avec SERPENT (moyenne) et DRAKKAR (moments d'ordres supérieurs) pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

CHAPITRE 10 AJUSTEMENTS DE DONNÉES NUCLÉAIRES ET DE LEURS INCERTITUDES

Ce chapitre est une tentative d'identification de toutes les combinaisons plausibles de données nucléaires, compatibles avec les mesures différentielles et les cartes expérimentales de réponses des détecteurs, au vu de leurs incertitudes respectives.

10.1 Incertitudes aléatoires et épistémiques

Les incertitudes peuvent être divisées, de manière générale, en deux catégories[184] :

— les incertitudes *aléatoires*, pour lesquelles la dispersion est due à un processus incontrôlable et lié au hasard (ou considéré comme tel), comme un jet de dés[1] ;

— les incertitudes *épistémiques*, liées à un manque de connaissance. Il existe alors une valeur réelle et unique. Par exemple, en physique classique, la mesure de la longueur d'une table est entachée d'une erreur, mais chacun sait qu'elle a une longueur bien précise. Il devient donc envisageable d'obtenir plus de précision, en employant des mesures ou des faits non utilisés jusqu'alors.

Les incertitudes de données nucléaires peuvent être considérées comme des incertitudes épistémiques : par exemple, la section efficace de diffusion élastique à 7 MeV sur l'hydrogène est unique, même si elle n'est pas connue avec une précision infinie. Cela justifie que cette connaissance puisse être affinée.

10.2 Ajustement BMC

La proximité entre la mesure et un échantillon k de données nucléaires peut être évaluée avec

$$\chi^2_k = \sum_{i=1}^{n_{\text{mes}}} \frac{\left(C_{i,k} - E_i\right)^2}{\sigma^2_{E_i}} \tag{10.1}$$

où E_i et C_i sont respectivement une mesure et un calcul de la réponse d'un détecteur i et σ_{E_i} est l'incertitude expérimentale de cette mesure. Or, ces incertitudes ne sont ici pas connues. Faute de mieux, pour la réalisation de cette thèse, il ne reste que l'avis d'expert : nous modélisons l'incertitude aléatoire sur ces mesures par une loi normale, d'écart-type relatif

$$\frac{\sigma_{E_i}}{E_i} = 2\%. \tag{10.2}$$

1. En latin, *alea* : jeu de dés, hasard.

Cette estimation inclut l'incertitude de l'acte de mesure lui-même mais aussi l'incertitude technologique (revoir la figure 1.2, en introduction). Son ordre de grandeur correspond à celui obtenu sur la figure 9.8 (écart-type à partir de trois valeurs). Sur BEAVRS, le MIT obtient également cet ordre de grandeur[37]. En revanche, une utilisation industrielle de cartes de réponses des détecteurs devrait toujours reposer, pour être légitime, sur une évaluation moins arbitraire des incertitudes expérimentales, en y incluant les incertitudes technologiques.

Pour faire apparaître cette estimation, l'équation 10.1 est réécrite

$$\chi^2_k = \sum_{i=1}^{n_{\text{mes}}} \left(\frac{\frac{C_{i,k}}{E_i} - 1}{\frac{\sigma_{E_i}}{E_i}} \right)^2 . \tag{10.3}$$

Quant au calcul $C_{i,k}$, son biais déterministe est retiré par l'équation 9.10. Sans cela, nous tomberions dans l'excès inverse à celui que nous essayons de corriger : au lieu de considérer les données nucléaires parfaites et les méthodes déterministes imparfaites (ajustement du réflecteur), nous considérerions les données nucléaires imparfaites et les méthodes déterministes parfaites (revoir aussi la figure 1.2). Cette alternative[185] est peu reluisante, car les biais des méthodes déterministes n'ont pas de raison d'être universels (cf. figures 4.10a et 9.16). L'imperfection des deux sera prise en compte. Seront considérées universelles :

— pour chaque configuration, la constance des biais déterministes, au sein des variations plausibles de données nucléaires (cf. équation 9.10) ;

— les données nucléaires elles-mêmes.

Comme illustré sur la figure 10.1, l'ajustement avec une méthode BMC débute par le calcul du χ^2 pour chacun des 5000 échantillons de données nucléaires évoqués dans la section 9.4. Les χ^2 obtenus sont montrés sur la figure 10.2, tandis que les poids obtenus en BMC avec l'équation 2.22 sont tracés sur la figure 10.3. Lorsque ces poids sont appliqués à la réponse des détecteurs, les écarts-types sont réduits à 0,5% à posteriori, comme indiqué sur la figure 10.4. Pour rappel, ils étaient tout au plus de 1,8% à priori (cf. section 9.4).

Les poids intègrent l'information de ces cartes de réponses des détecteurs : comme illustré sur la figure 10.1, ils pourraient être directement appliqués à d'autres cas (démarrages, transitoires[2]…), à partir des 5000 mêmes échantillons de données nucléaires, pour transférer cette information.

2. À condition d'échantillonner également les fractions de neutrons retardés β_i au sein de leurs incertitudes.

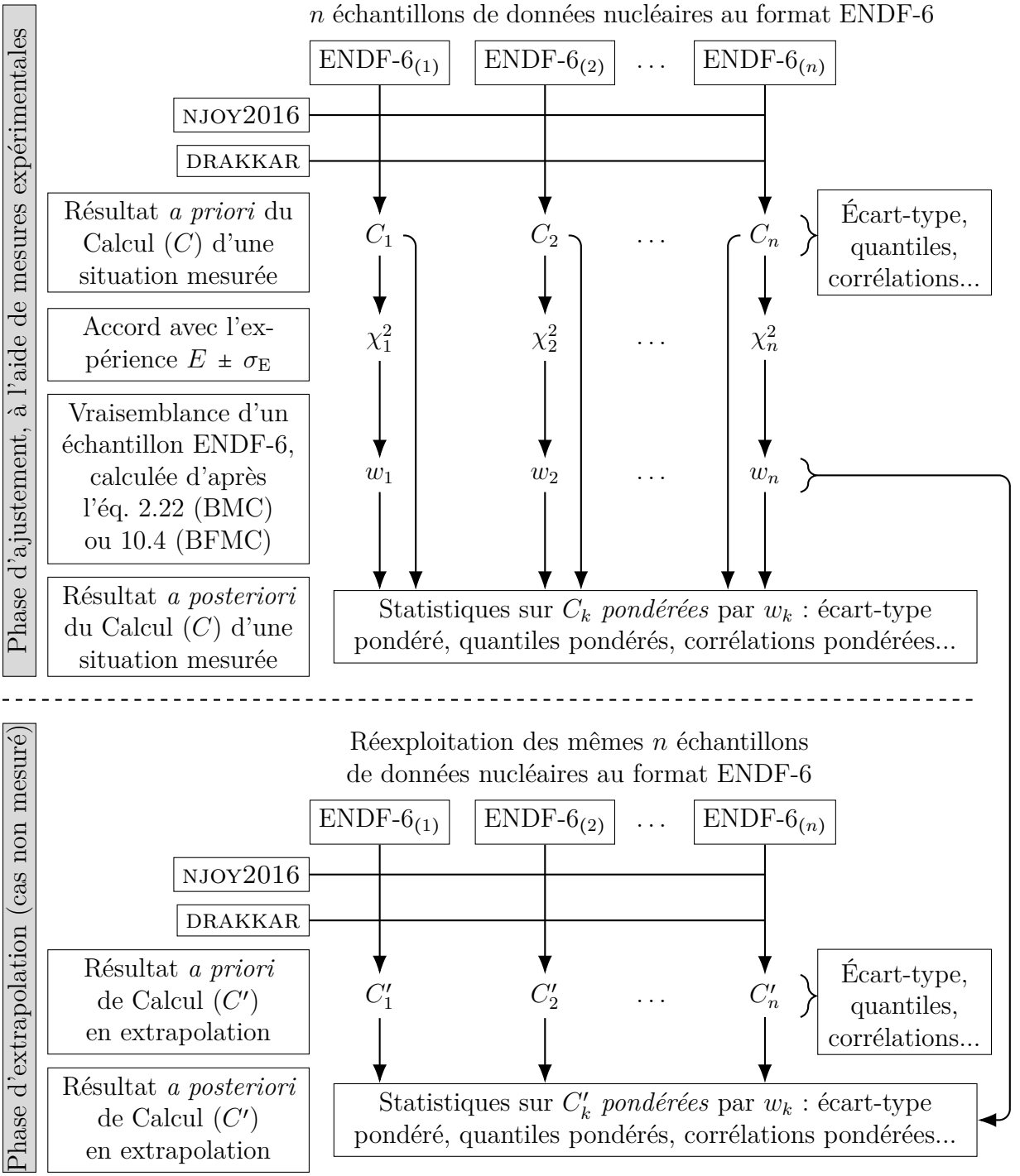


FIGURE 10.1 Flot de données des méthodes BMC et BFMC, de l'ajustement à l'extrapolation. Ce schéma est simplifié : il ne montre pas la correction des biais déterministes avec SERPENT. C_k et E doivent correspondre au même type de données (ici, une réponse de détecteur), mais C'_k peut être une sortie de calcul très différente (la puissance d'un assemblage...). De même, les codes utilisés pour l'ajustement et pour l'extrapolation peuvent être identiques, comme dans ce schéma, ou très différents (déterministe et Monte-Carlo, par exemple), si tant est que leurs biais soient négligeables.

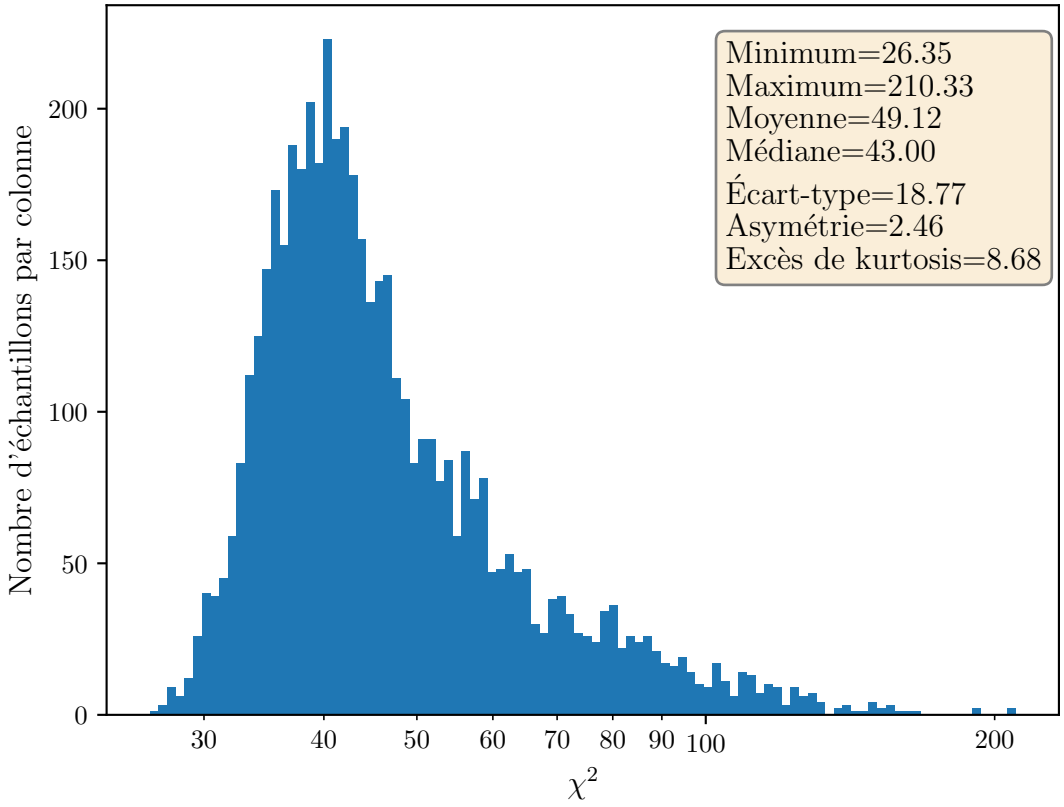


FIGURE 10.2[25] Histogramme des χ^2 obtenus pour 5000 échantillons de données nucléaires, simultanément sur tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

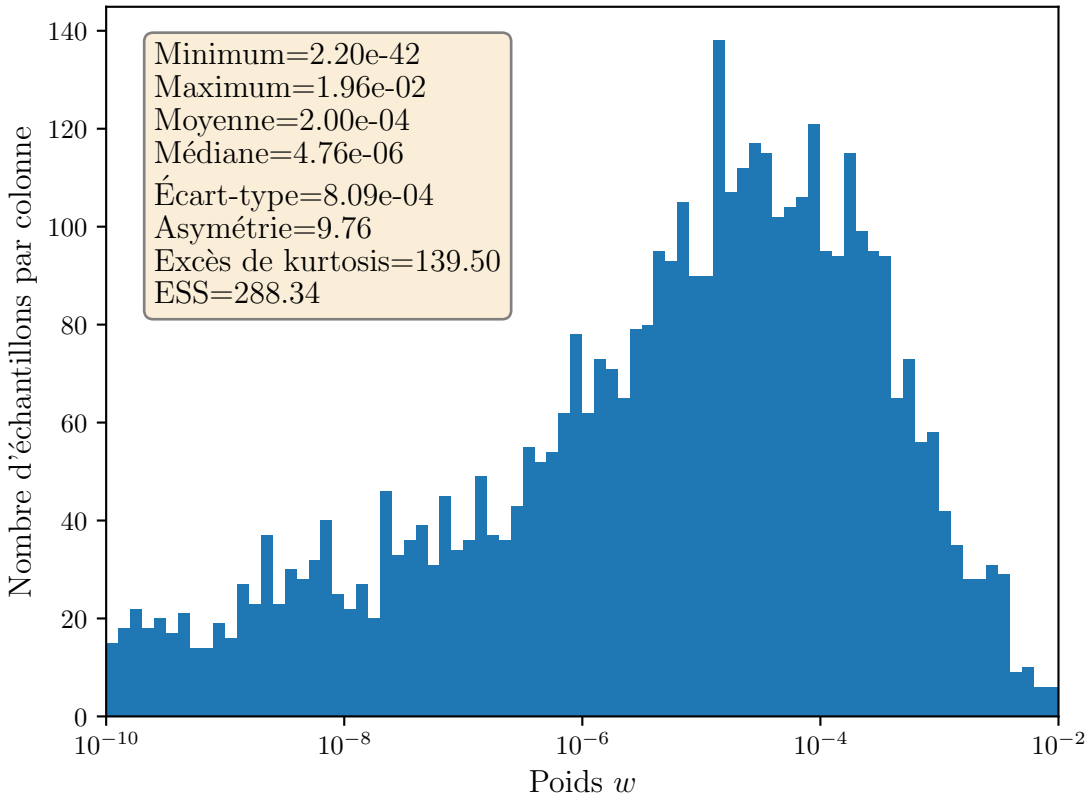


FIGURE 10.3[25] Histogramme des poids obtenus en BMC pour 5000 échantillons de données nucléaires, simultanément sur tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

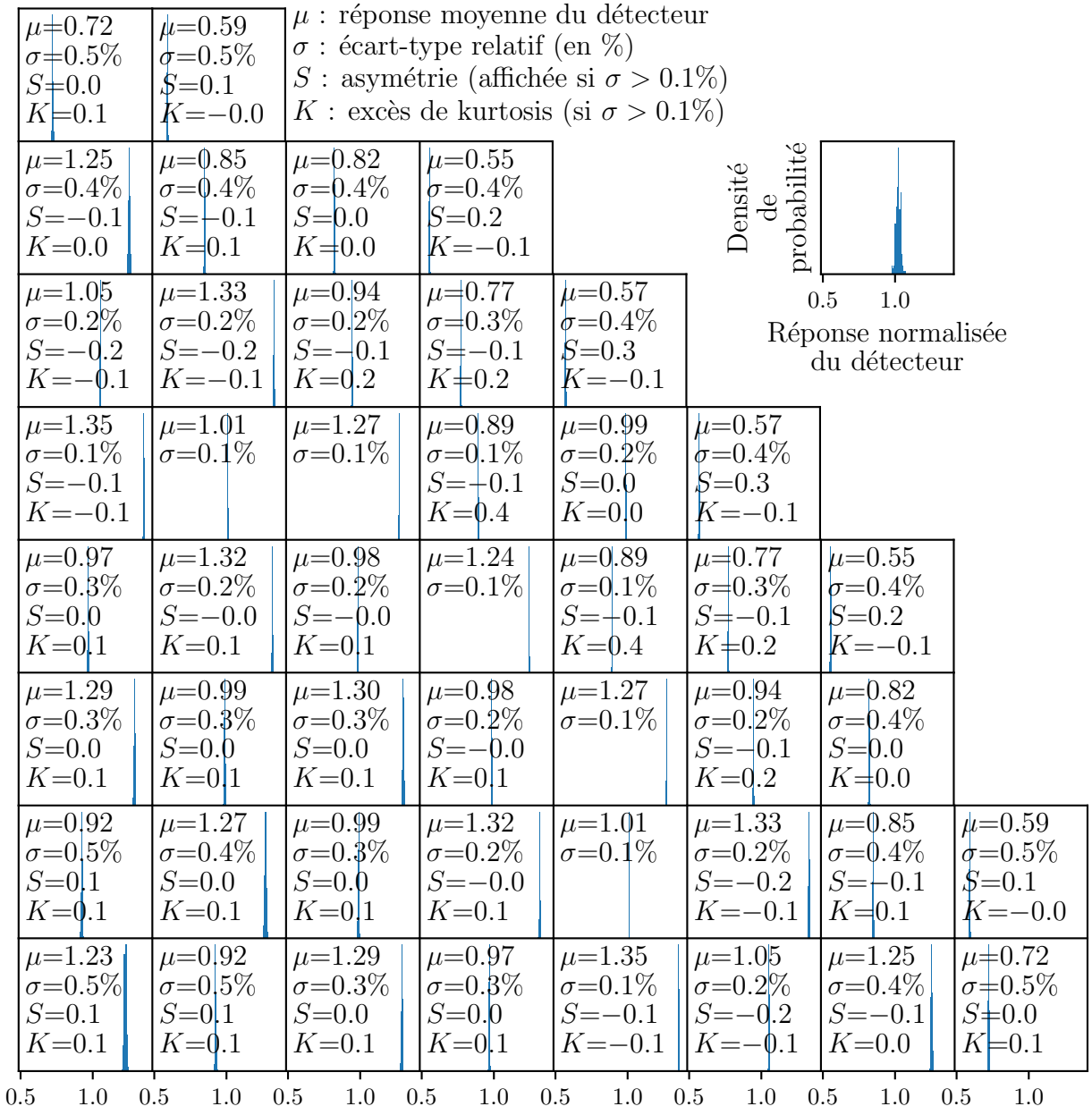


FIGURE 10.4[25] Densité de probabilité postérieure (en BMC) de la réponse des détecteurs, avec SERPENT (moyenne) et DRAKKAR (moments d'ordres supérieurs) pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

10.2.1 Éventualité d'un surajustement

L'importante diminution de l'écart-type (1,8% à 0,5%) conduit à s'interroger sur l'éventualité d'un surajustement, c'est-à-dire l'inclusion démesurée de bruits ou de défauts. Cela se produit lorsque ces caractéristiques indésirables sont considérées comme un signal à capturer par un ajustement. En conséquence, l'erreur devient alors plus élevée à l'extrapolation. De manière générale, tout ajustement présente un risque de surajustement, et un ajustement réussi est un savant équilibre entre surajustement et sous-ajustement [186].

En premier indice, les χ^2 sont assez élevés pour un grand nombre des échantillons utilisés (jusqu'à $\chi^2 = 210$), ce qui implique que leurs poids sont, en pratique, négligeables (jusqu'à 10^{-42}) face aux meilleurs échantillons. C'est le signe d'un ajustement relativement fort.

Une validation croisée est une manière très efficace pour vérifier la capacité à l'extrapolation. Elle consiste à retirer ou garder quelques points seulement pour l'ajustement, puis d'évaluer l'incertitude sur les points non utilisés. Ainsi, quelques cartes de réponses des détecteurs pourraient être utilisées pour extrapoler à d'autres mesures disponibles et très différentes, par exemple sur d'autres paliers.

Dans notre cas, une validation croisée ne peut pas être menée : un seul point a été mesuré trois fois, donnant trois cartes de réponses de détecteur logiquement similaires. La capacité à l'extrapolation ne peut donc pas être vérifiée dans ces travaux.

Toutefois, il est possible d'avoir une idée approximative des performances en extrapolation en scrutant les effets profonds de l'ajustement. En l'occurrence, les sections efficaces ajustées peuvent renseigner sur ce sujet.

10.2.2 Effet d'un ajustement BMC sur les sections efficaces

Les figures 10.5 à 10.10 illustrent l'écart relatif entre la médiane à priori des sections efficaces d'une part, et d'autre part plusieurs quantiles à priori (en gris) et à posteriori (en rouge). Les cinq quantiles en question sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%, comme sur les figures 5.1 à 5.10.

Les données nucléaires tracées sur l'ensemble de ces figures sont multigroupes, avec environ 15 000 groupes. Ce choix est motivé par la grande simplicité d'accès aux données des DRAGLIB, par opposition aux fichiers PENDF ou ACE. Toutefois, puisque ces données multigroupes ne sont que le reflet des fichiers ENDF-6 échantillonnés, des figures similaires pourraient être tracées pour les données à énergie continue. Conceptuellement, ces graphiques peuvent même être considérés comme concernant les données à énergie continue. En effet, tracer ces figures à partir des fichiers PENDF ou ACE n'ajouterait pas grand-chose. Par exemple, il

s'agit strictement de la même information entre 4,63 eV et 11,1 keV, cette borne supérieure correspondant à la limite haute du domaine des résonances résolues de l'uranium 238 dans l'évaluation JEFF-3.3.

L'attention, sur ces figures, est surtout portée aux déplacements des quatre quantiles hors médiane, plutôt qu'à la médiane elle-même : les comportements les plus défavorables, en termes de sûreté, concernent rarement la médiane et plus souvent des quantiles éloignés de la médiane.

Les réductions principales d'incertitudes de données nucléaires par cet ajustement BMC concernent :

— l'hydrogène (figure 10.5), en particulier sa section efficace de diffusion élastique dans sa zone la plus incertaine, au-delà de 500 keV ;

— l'uranium 238 (figure 10.6), en particulier sa section efficace (n,2n), de diffusion élastique au-delà de 3 keV, de capture radiative au-delà de 1 MeV et de diffusion inélastique entre 100 keV et 8 MeV ;

— le fer 56 (figure 10.7), en particulier sa section efficace de diffusion élastique en deçà de 700 keV.

Ces observations sont peu surprenantes : la figure 9.19 les indique dans le trio de tête des isotopes provoquant le plus d'incertitude. Les plus modestes modifications qui permettent la compatibilité avec les mesures expérimentales doivent porter, en toute logique, sur ces isotopes-là. Ainsi, la méthode BMC agit comme un rasoir d'Ockham, favorisant les explications les plus probables et les plus raisonnables, avec des hypothèses aussi parcimonieuses que possible. Il faut remarquer que ce choix d'isotopes dérive directement de la méthode BMC : ce n'est pas une donnée d'entrée mais un résultat, un sous-produit.

Il est remarquable que l'ajustement, par exemple pour l'hydrogène (figure 10.5), provoque un décalage d'un seul côté, asymétrique, vers les sections efficaces élevées. Cette observation est logique : les sections efficaces écartées (par des poids très faibles) mènent à s'écarter des mesures expérimentales. À l'inverse, celles qui rapprochent des mesures sont favorisées.

Les autres isotopes, dont un extrait est visible dans l'annexe H, ne sont pas modifiés. Ces observations sont rassurantes : des modifications de n'importe quels quantiles de ces isotopes auraient sans doute été des signaux parasites, puisque les grandeurs calculées ici n'y sont guère sensibles. En revanche, les sections efficaces du nickel 58, du zirconium 91 et 92 sont également impactées (principalement leurs médianes), comme l'illustrent les figures 10.8 à 10.10. Bien que cela soit à confirmer à partir d'autres cartes de réponses des détecteurs, ce fait est évocateur d'un surajustement.

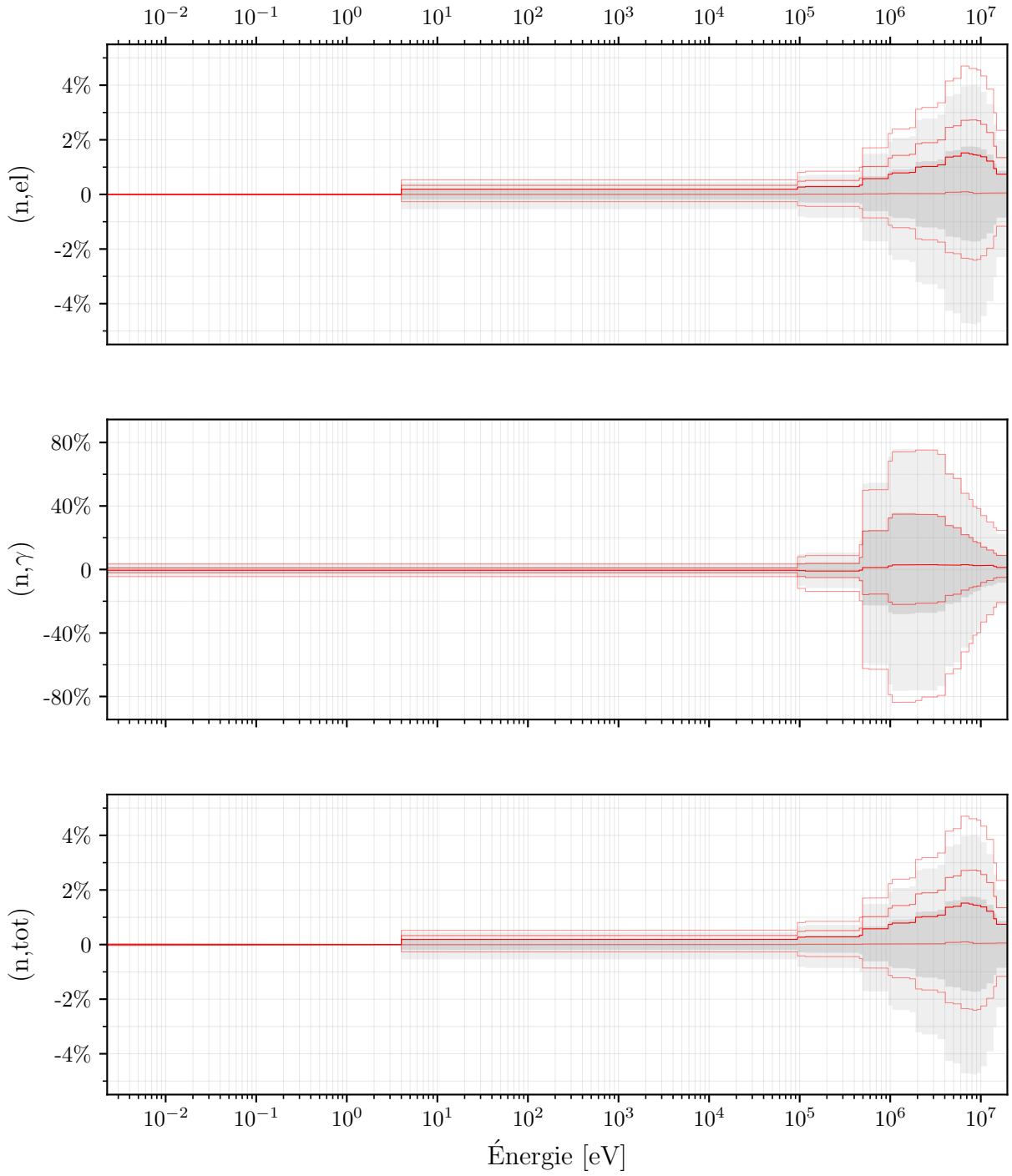


FIGURE 10.5[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**hydrogène**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

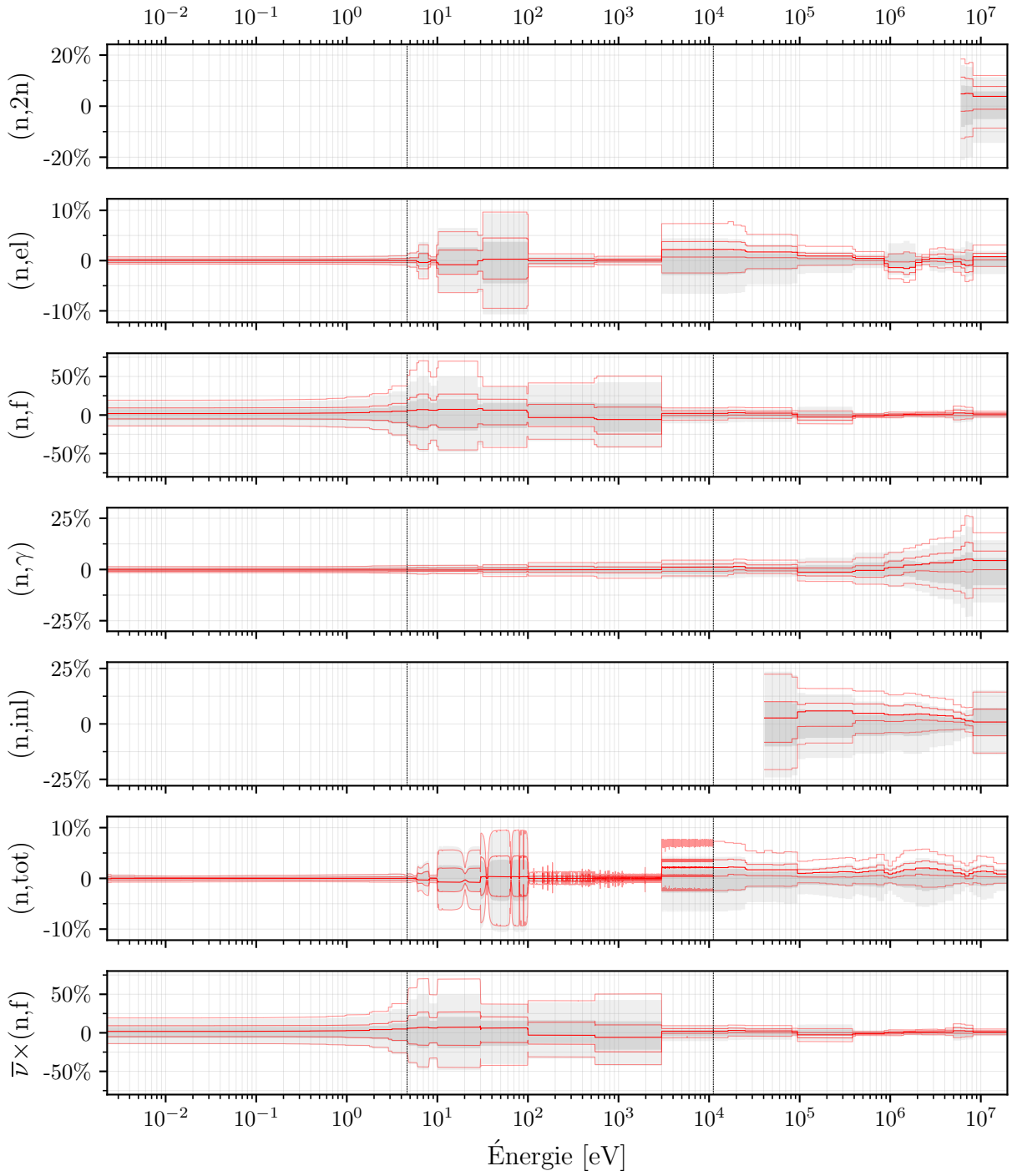


FIGURE 10.6 [25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**uranium 238**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

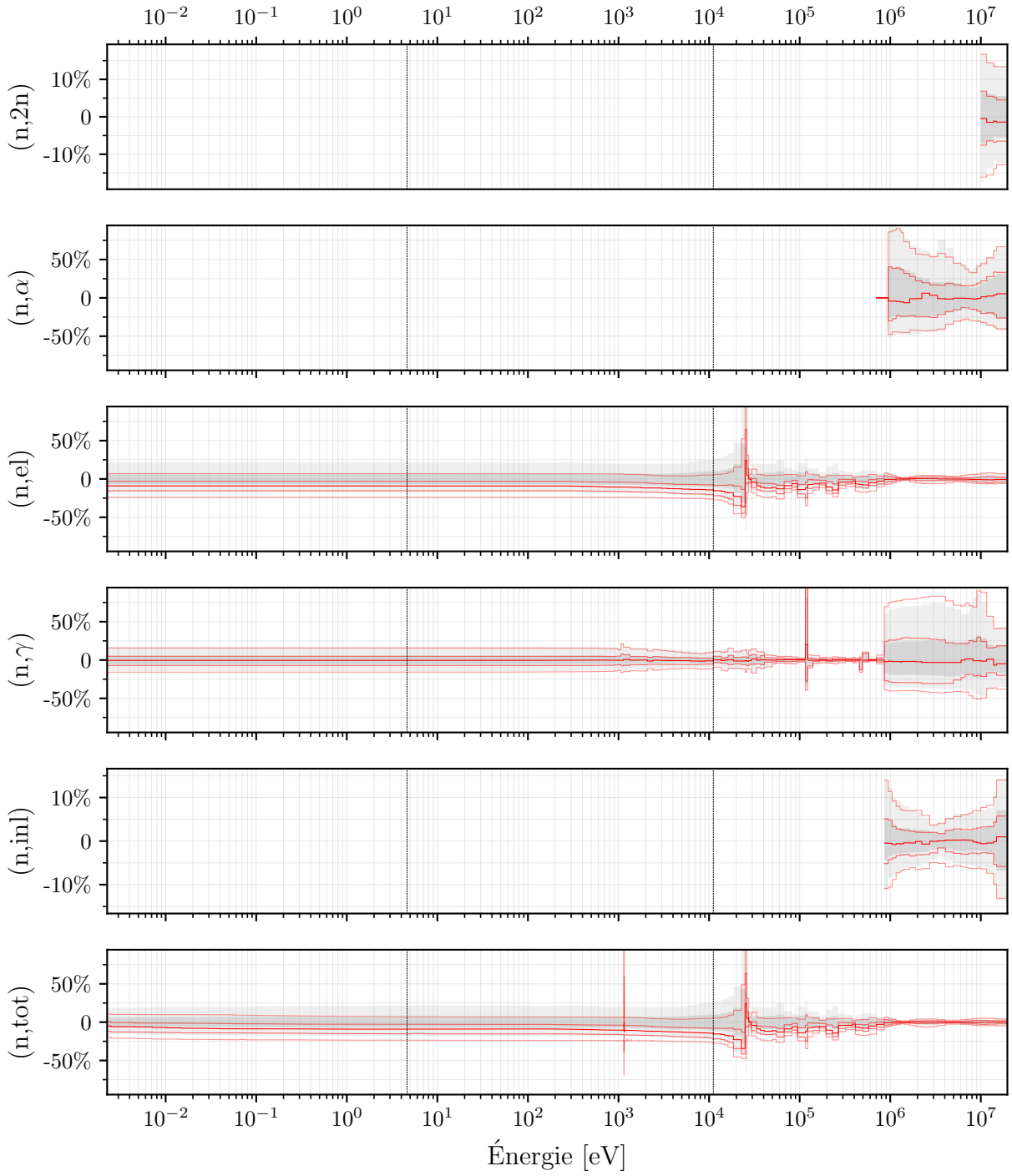


FIGURE 10.7[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **fer 56**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

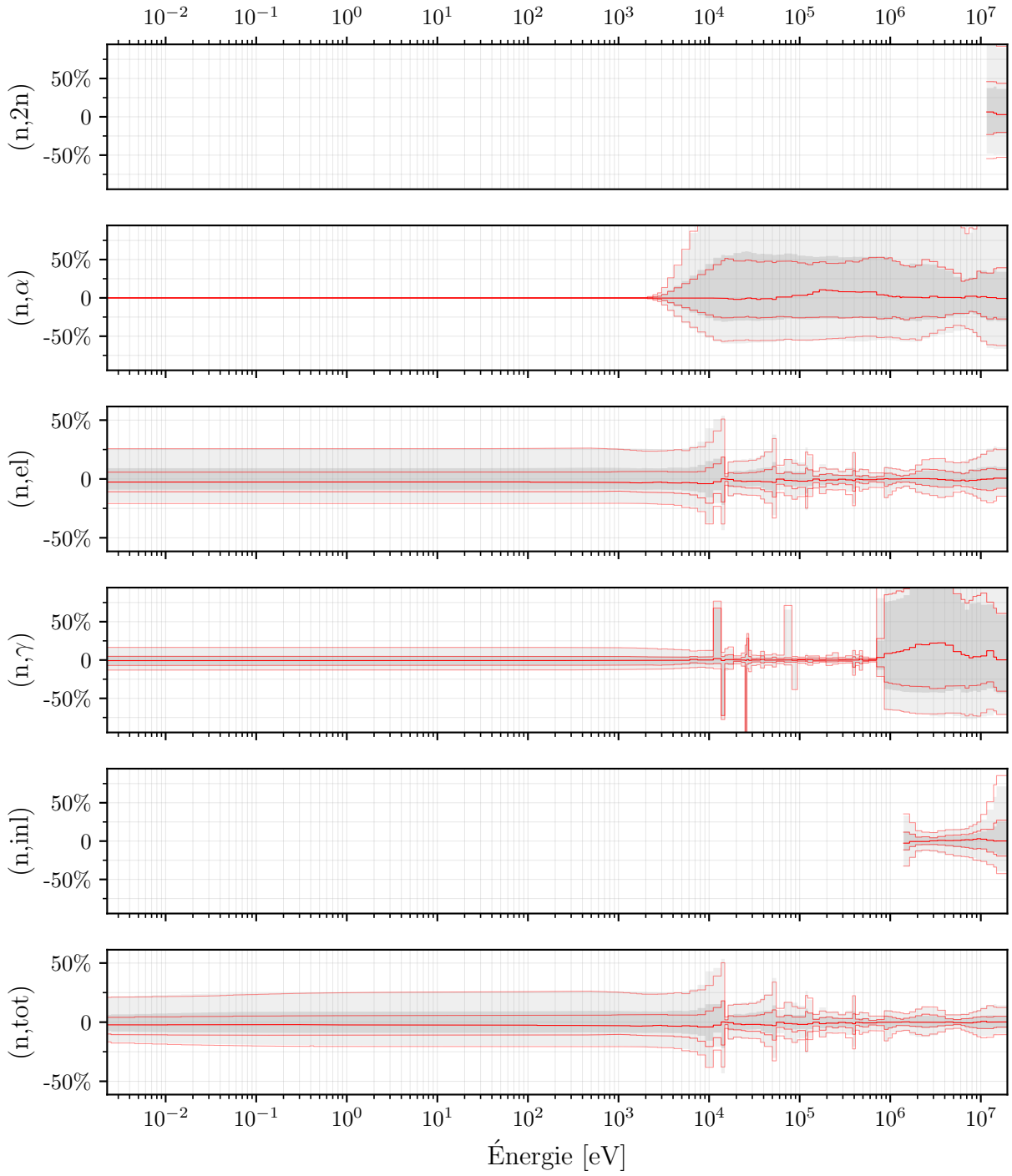


FIGURE 10.8[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **nickel 58**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

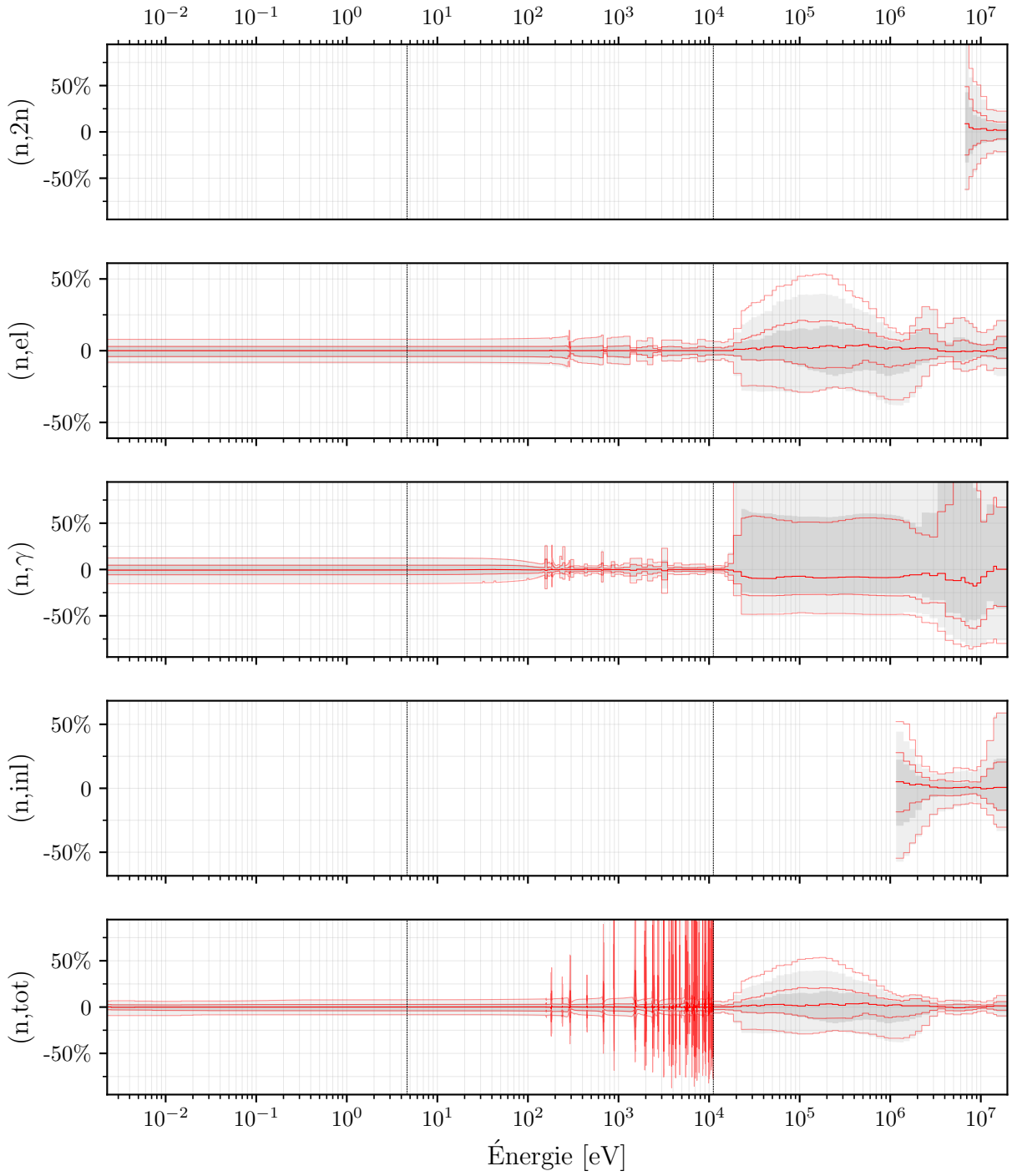


FIGURE 10.9 [25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **zirconium 91**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

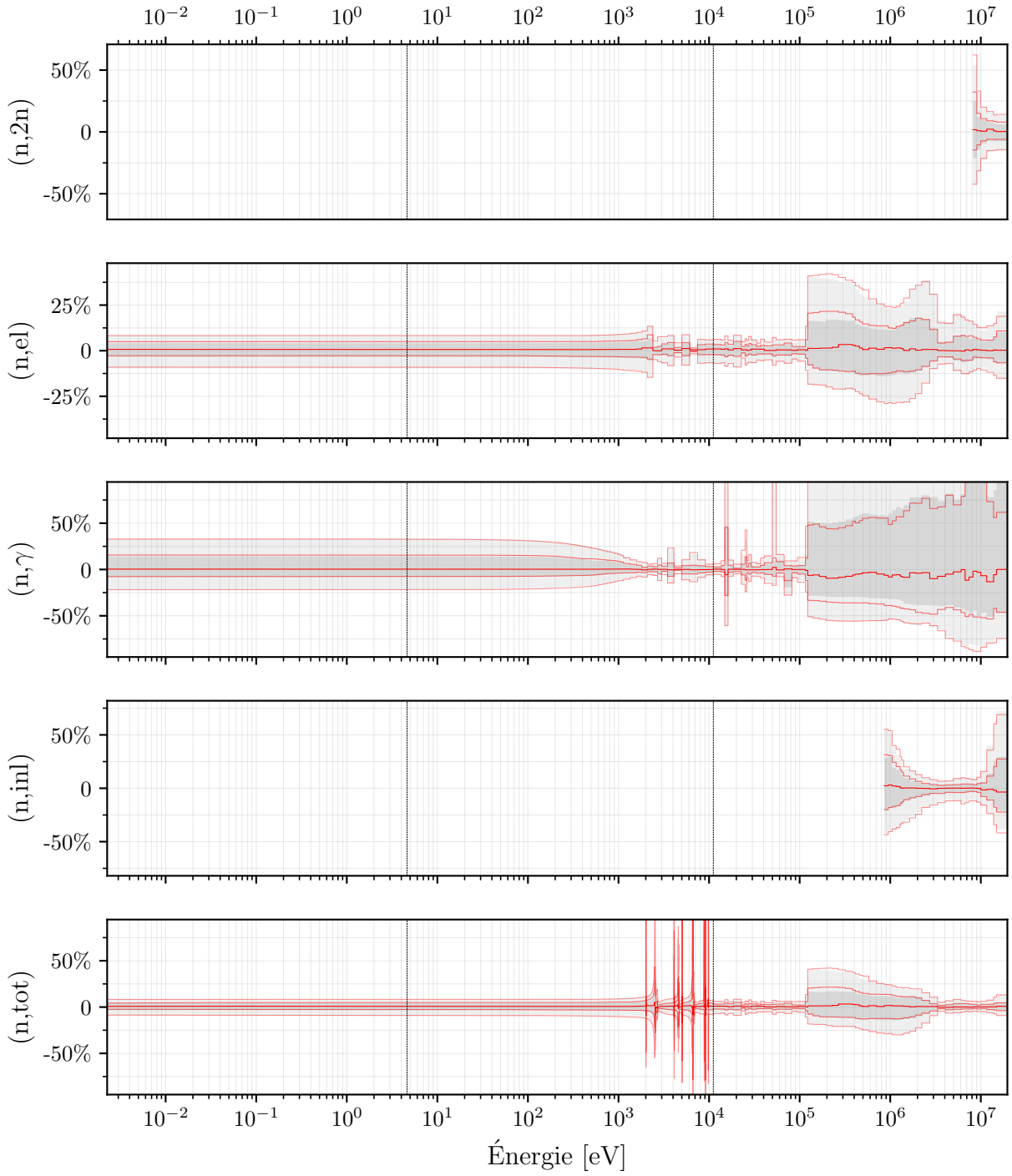


FIGURE 10.10[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **zirconium 92**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

10.2.3 Défauts de modèles

Cette tendance au surajustement est fort probablement due à une condition nécessaire à l'application de la méthode BMC, que nous n'avons pas évoqué jusque-là : la perfection. Ainsi, en dépit de ses solides fondations (évoquées dans la section 2.9), la méthode BMC exige :

— des spécifications géométriques parfaitement connues ;

— des codes sans aucun biais, d'aucune nature ;

— des mesures en grand nombre, sans biais et suivant parfaitement les lois de probabilité considérées ;

— des échantillons de données nucléaires couvrant la totalité de l'espace des possibles.

En réalité, des données nucléaires imparfaites sont ajustées par des mesures imparfaites réalisées sur des réacteurs imparfaits, à l'aide de codes et modèles imparfaits[187]. En effet, malgré nos efforts, par exemple sur le fait d'écarter les biais déterministes, certains biais existent nécessairement : même le meilleur modèle Monte-Carlo peut être biaisé. Comme décrit ci-après, la description géométrique du cœur est considérée parfaite et sans aucune des imperfections qui constituent, hélas, la réalité.

— Les crayons de combustible et d'absorbant sont de fabrication parfaite, droits, tous présents, non ruptés. Il n'existe aucun dépôt à leurs surfaces, ce qui est néanmoins raisonnable pour un cœur totalement neuf.

— Les matériaux sont des milieux isotropes, homogènes (sans agrégats) et même *continus*.

— Les grappes sont parfaitement alignées.

— Aucun élément du cœur ou du réflecteur ne vibre[66].

— Les jeux entre les assemblages sont parfaitement distribués[35]. Il s'agit probablement de l'écart le plus important à la réalité.

Par ailleurs, une simulation de Monte-Carlo réalise tout de même quelques approximations et n'est pas totalement exempte de discrétisations. Suivent quelques exemples (non exhaustif).

— Les sections efficaces sont interpolées entre deux points, en général linéairement. Elles ne peuvent donc pas suivre parfaitement la section efficace.

— Les distributions angulaires sont représentées par des angles discrets, au travers d'un histogramme (discret) du cosinus de l'angle (entre -1 et 1). L'utilisateur de NJOY indique le nombre d'angles équi-probables dans THERMR[83].

— Ici, le phénomène de diffusion élastique résonnante n'a pas été modélisé[188–190].

— L'autoprotection dans le domaine des résonances non résolues est souvent une source de biais. Néanmoins, elle a été prise en compte dans ces simulations.

Les mesures, quant à elles, ne sont pas seulement en petit nombre. Le traitement des mesures[9,33,95] pourrait également introduire des biais. À titre d'illustration : les réponses des cinq chambres à fission mobiles sont normalisées au travers d'une passe commune. Le but est de se soustraire de l'influence des différences entre chambres, comme la quantité en uranium 235. Malgré cela, leurs réponses normalisées ne seront pas nécessairement identiques avec une passe commune dans un assemblage de spectre plus rapide, avec plus de Pyrex. Vu que la réponse est intégrée en énergie, il est possible que leurs sensibilités soient différentes, à cause de légères différences matérielles (peinture comportant des traces d'impuretés absorbantes...). Pour tout système réel, éviter totalement les erreurs évoquées jusque-là semble difficile.

Par ailleurs, il est déjà connu (cf. section 5.3) que les échantillons de données nucléaires ne couvrent pas la totalité des possibilités :

— les incertitudes de distributions angulaires et énergétiques des neutrons diffusant sur l'hydrogène ou sur l'uranium ne sont pas disponibles ;

— les incertitudes des lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère ne sont pas prises en compte ;

— les sections efficaces de diffusion inélastique du bore 10 et de l'oxygène 16 ne sont pas échantillonnées.

Il est également possible qu'une incertitude de données nucléaires ait été largement sous-estimée ou que leurs corrélations aient été surestimées. Dans ce cas, les valeurs réelles des données nucléaires n'auraient pas pu être échantillonnées.

L'ensemble de ces effets peuvent contribuer à un éventuel surajustement, tel que celui qui semble poindre.

10.2.4 Alternatives à la méthode BMC

À l'autre extrême du spectre, il est également possible de ne réaliser aucun ajustement, en particulier s'il ne peut pas être réalisé soigneusement. Cela permet d'éviter de contraindre par des informations de qualité suspecte. En effet, un ajustement n'est pas indispensable, d'autant plus si les incertitudes obtenues sans ajustement ne sont pas insurmontables (un ajustement sert surtout à réduire les incertitudes). Sans ajustement, les performances en extrapolation sont meilleures, c'est-à-dire qu'elles offrent plus de chances d'inclure la valeur réelle. En revanche, il s'agit indubitablement de sous-ajustement, car des informations disponibles ne sont pas mises à profit.

Il existe également des stratégies intermédiaires pour amoindrir les effets d'imperfections et de défauts de modèles (*model defect*, en anglais) qui ne peuvent pas être expliqués à partir d'informations publiquement disponibles. Ces méthodes sont particulièrement utilisées, dans le monde des données nucléaires, pour exploiter des résultats expérimentaux anciens, incohérents, aux biais mal maîtrisés, sans plus d'accès à l'installation expérimentale ou aux spécifications du fabricant des détecteurs. Intuitivement, il est possible d'extraire une information utile, malgré ces biais. Par exemple, certaines stratégies heuristiques proposent de remplacer la définition du poids w_k ou, plus indirectement, du χ^2_k. L'objectif, *in fine*, est de regrouper les poids, pour que moins d'échantillons soient écartés.

10.3 Ajustement BFMC

La méthode Backward-Forward Monte Carlo (BFMC) fait partie de ces stratégies. Elle est populaire car elle permet d'obtenir, en général avec succès, un ajustement nuancé. Cette heuristique, proposée par Bauge *et al.*[191], consiste à remplacer la définition du poids par[192]

$$w_k = \frac{\exp\left(-\chi^2_k/\chi^2_{\min}\right)}{\sum_{\kappa=1}^{n} \exp\left(-\chi^2_\kappa/\chi^2_{\min}\right)} \tag{10.4}$$

où

$$\chi^2_{\min} = \min_\ell \chi^2_\ell \tag{10.5}$$

est le meilleur ajustement, comme dans la méthode de Petten (cf. section 2.9). Celui-ci se voit alors attribuer un poids maximum, tandis que les points moins vraisemblants se voient attribuer un poids moindre. D'une certaine manière, cela mène à considérer que le meilleur ajustement est tout à fait plausible ($\chi^2 = 1$), étant donné les défauts de modèle. Les autres ajustements possibles ne sont alors jugés que de manière relative à ce meilleur ajustement. Par exemple, pour le pire ajustement (cf. figure 10.2), le contenu de l'exponentielle n'est plus $-\chi^2/2 = -210/2 = -105$ mais $-\chi^2/\chi^2_{\min} = -210/26 \approx -8$. Les défauts de modèles ne disparaissent bien sûr pas pour autant, mais ils sont mis de côté lors de l'évaluation de la vraisemblance relative de chaque échantillon de données nucléaires.

Les poids obtenus avec la méthode BFMC sont illustrés sur la figure 10.11. Cette dernière permet d'observer une distribution de poids bien plus concentrée autour de la médiane qu'avec la méthode BMC (figure 10.3). Ainsi, cette technique permet d'écarter moins d'échantillons.

Les réponses obtenues pour les détecteurs sont illustrées sur la figure 10.12. L'écart-type de l'assemblage le plus incertain est de 1,3%, ce qui est effectivement un intermédiaire entre un ajustement BMC (0,5%, cf. figure 10.4) et l'absence d'ajustement (1,8%, cf. figure 9.24).

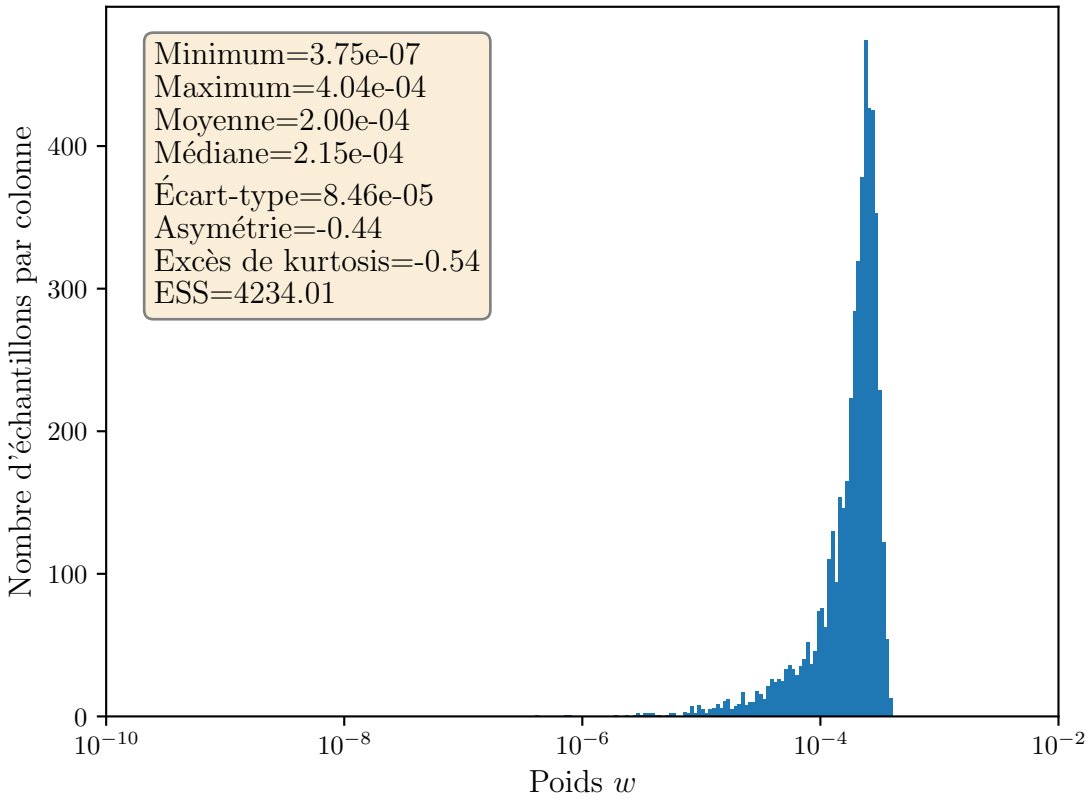


FIGURE 10.11[25] Histogramme des poids obtenus en BFMC pour 5000 échantillons de données nucléaires, simultanément sur tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

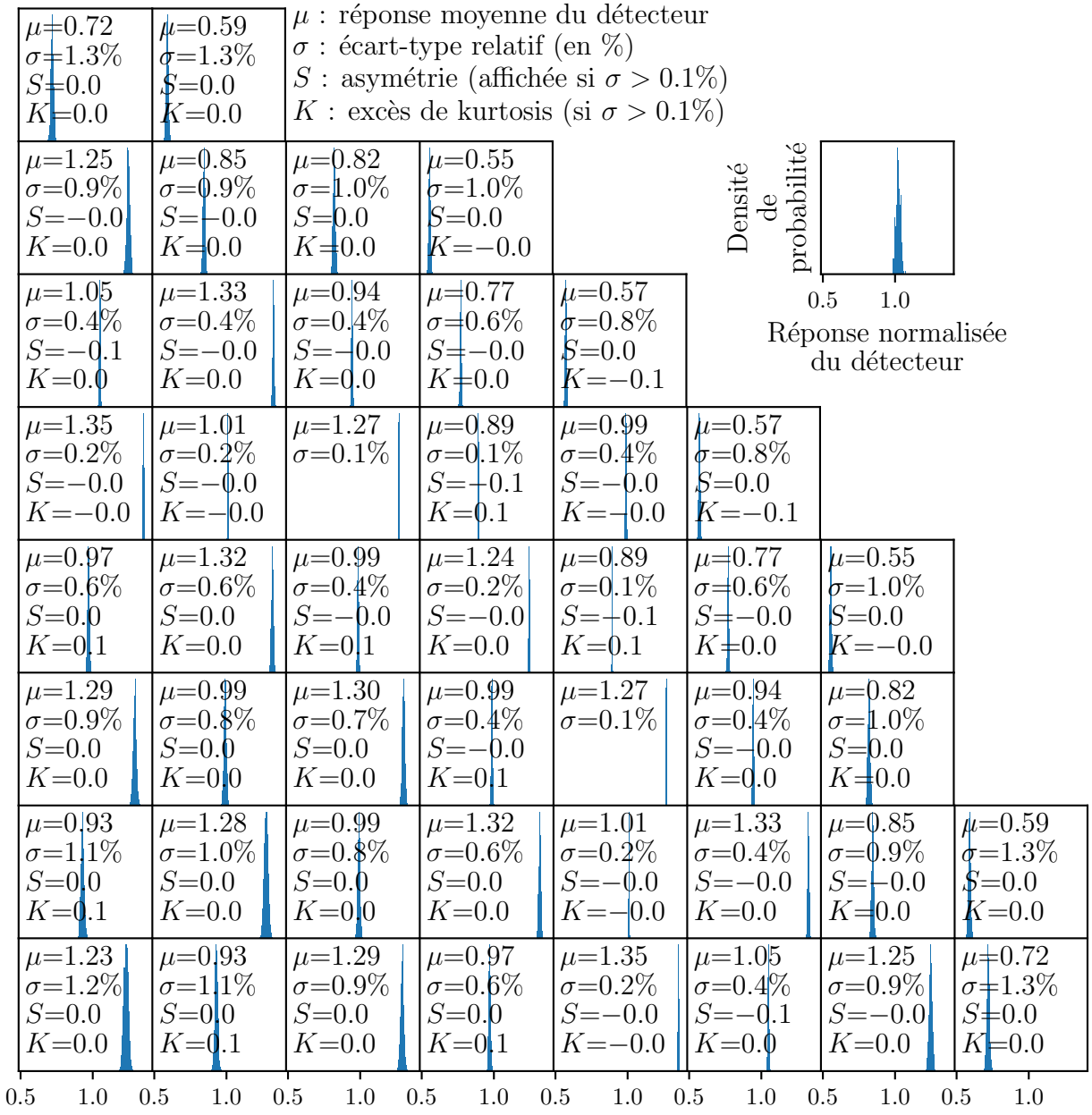


FIGURE 10.12[25] Densité de probabilité postérieure (en BFMC) de la réponse des détecteurs, avec SERPENT (moyenne) et DRAKKAR (moments d'ordres supérieurs) pour des données nucléaires échantillonnées simultanément pour tous les isotopes, sur le premier démarrage de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2.

Une parenthèse sur la normalisation des poids et sa notation

Dans la méthode BFMC (équation 10.4), et tout comme dans la méthode BMC (équation 2.22), le dénominateur implique que ces poids sont normalisés, c'est-à-dire

$$\sum_k w_k = 1. \tag{10.6}$$

Cette normalisation étant indispensable, la notation implicite mais équivalente

$$w_k \propto \exp\left(-\chi^2_k/\chi^2_{\min}\right) \tag{10.7}$$

est fréquemment utilisée. Nous préférons ici une notation explicite. Cette notation implicite est également souvent retrouvée en BMC, avec

$$w_k \propto \exp\left(-\chi^2_k/2\right). \tag{10.8}$$

10.3.1 Effet d'un ajustement BFMC sur les sections efficaces

Suite à cet ajustement BFMC, des tendances peuvent de nouveau être recherchées sur les sections efficaces ajustées, illustrées sur les figures 10.13 et 10.14. La réduction des incertitudes de sections efficaces intervient seulement :

— sur la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène, de manière visible [3] au-delà de 500 keV ;

— à la marge, sur la section efficace de diffusion de l'uranium 238 de diffusion élastique (entre 3 et 100 keV) et inélastique (entre 40 keV et 6 MeV).

Mais surtout, les amplitudes de diminution des incertitudes sont relativement légères, bien moindres qu'en BMC. À titre plus annexe, les seules médianes affectées, toujours très légèrement, sont celles de l'hydrogène (en particulier, sa section efficace de diffusion élastique) et de l'uranium 238. Les figures concernant l'essentiel des autres isotopes sont renvoyées en annexe I. Aucune variation significative n'est observable sur aucun de leurs quantiles.

Dans l'ensemble, la méthode BFMC réduit moins les incertitudes, mais elle semble moins sujette au surajustement. Elle ne modifie que quelques quantiles, à la marge. Il est donc attendu que ses performances en extrapolation soient meilleures que la méthode BMC.

3. Au-delà de ce qui est visible sur cette figure, toute la gamme en énergie (4 eV à 20 MeV) est touchée proportionnellement à son incertitude à priori, car toutes ces sections efficaces de diffusion élastique sont corrélées à 100%, dans l'évaluation JEFF-3.3.

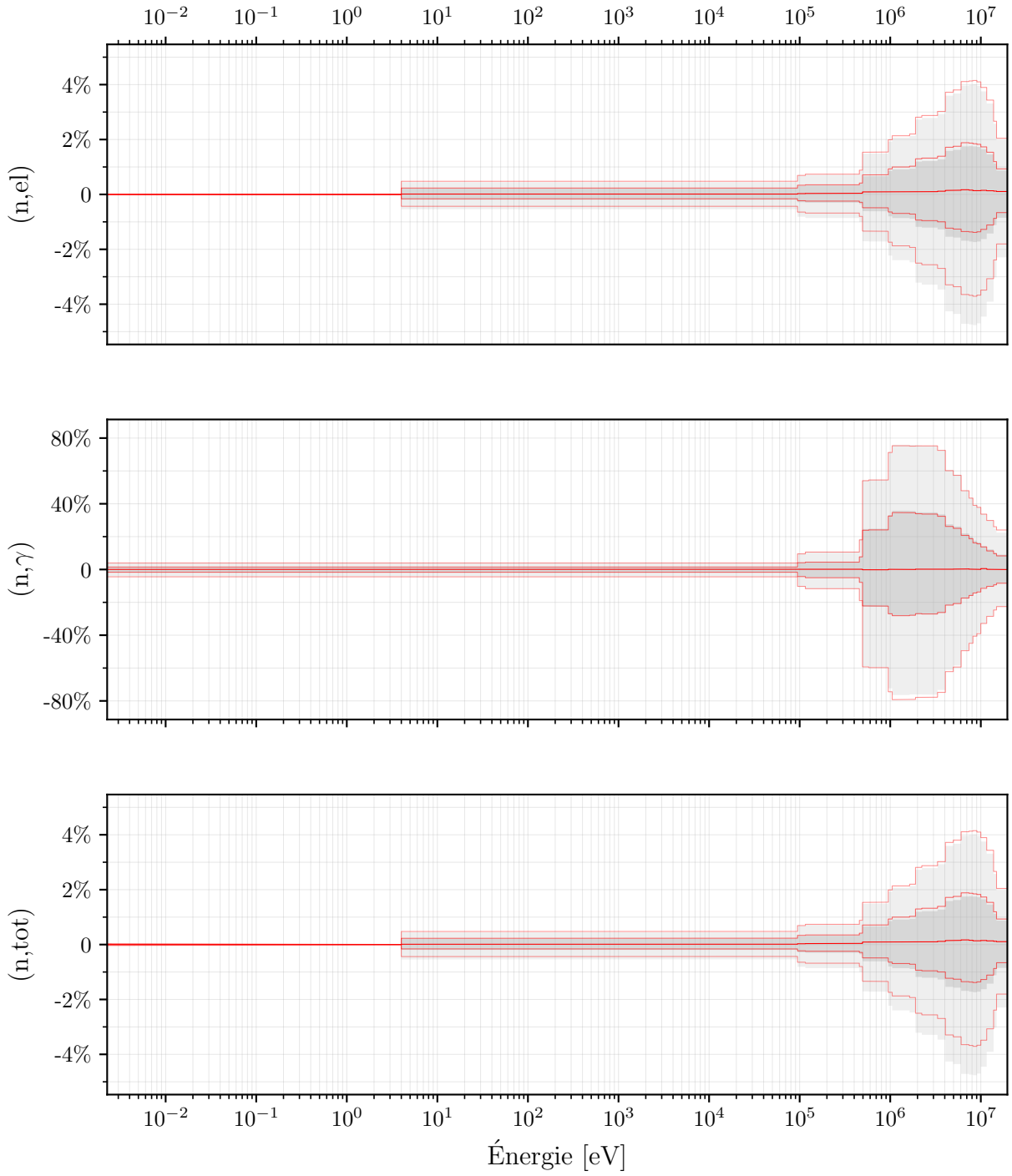


FIGURE 10.13[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**hydrogène**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

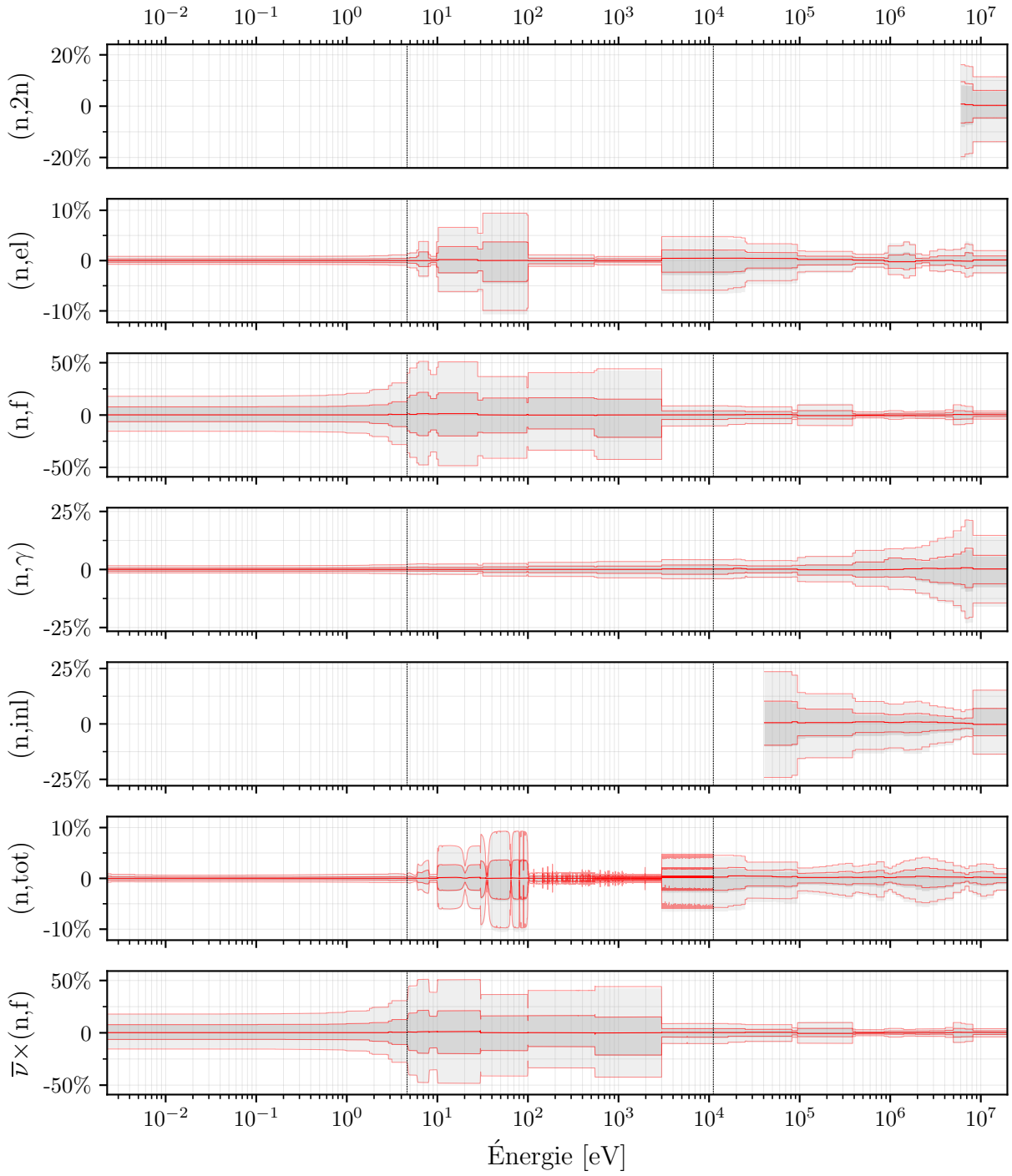


FIGURE 10.14[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**uranium 238**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

10.4 Corrélations entre les incertitudes de données nucléaires

Pour un ajustement si mesuré, affectant si peu les sections efficaces, il semble presque étonnant qu'une telle réduction de l'incertitude puisse avoir lieu sur la réponse des détecteurs. Comme il le sera vu dans cette section, l'apparition de corrélations des incertitudes *entre isotopes* aide à la réduction d'incertitude observée *in fine*.

Bien que ce soit discutable, nous supposons qu'il n'existe pas de corrélation préexistante entre les incertitudes des différents isotopes, car leurs évaluations n'en fournissent pas. La figure 10.15 en apporte l'illustration. Ainsi, les incertitudes à priori (en gris) des figures 10.13 et 10.14 peuvent être vues et échantillonnées indépendamment, en regardant séparément ces deux figures.

En revanche, à posteriori, l'ajustement fait naître des corrélations entre les incertitudes de ces isotopes, comme illustré sur la figure 10.16. En particulier, il corrèle entre elles les incertitudes des sections efficaces de l'uranium 238, de diffusion élastique de l'hydrogène, du fer 56 et de l'oxygène 16. Ces corrélations sont peu élevées, de l'ordre de ±0,1, c'est-à-dire beaucoup moins importantes que celles préexistantes entre les réactions et énergies de chaque isotope. En majorité, il s'agit d'anticorrélations. Une hausse d'une de ces sections efficaces doit donc être compensée par une baisse d'une autre section efficace, pour ne pas s'écarter des réponses mesurées par les détecteurs.

Ces corrélations deviennent encore plus visibles en agrandissant sur la zone concernant l'hydrogène et l'uranium 238, comme sur les figures 10.17 et 10.18.

L'apparition de ces corrélations fait sens : toute expérience comprenant plusieurs isotopes, qu'elle soit différentielle (échantillon naturel avec plusieurs isotopes) ou intégrale, ne peut pas distribuer l'incertitude séparément sur chaque isotope. Autrement dit, pour un même résultat, plusieurs combinaisons de données nucléaires sont possibles. Contraindre les incertitudes d'un seul isotope au moyen d'une telle expérience revient à supputer qu'elles ne proviennent que de cet isotope. Il est plus sage d'ajuster, au contraire, l'ensemble des isotopes concernés de manière cohérente.

Il faut souligner que ni ces matrices de corrélations, ni les quantiles des figures 10.13 et 10.14 ne seraient utilisés pour d'autres prédictions postérieures à l'ajustement. Seuls les poids, calculés avec l'équation 10.4, suffiraient. Toutes ces figures ne sont utiles qu'à notre compréhension des implications de l'utilisation de ces poids. Ils contiennent, en eux, l'ensemble des informations suscitées (quantiles, corrélations...).

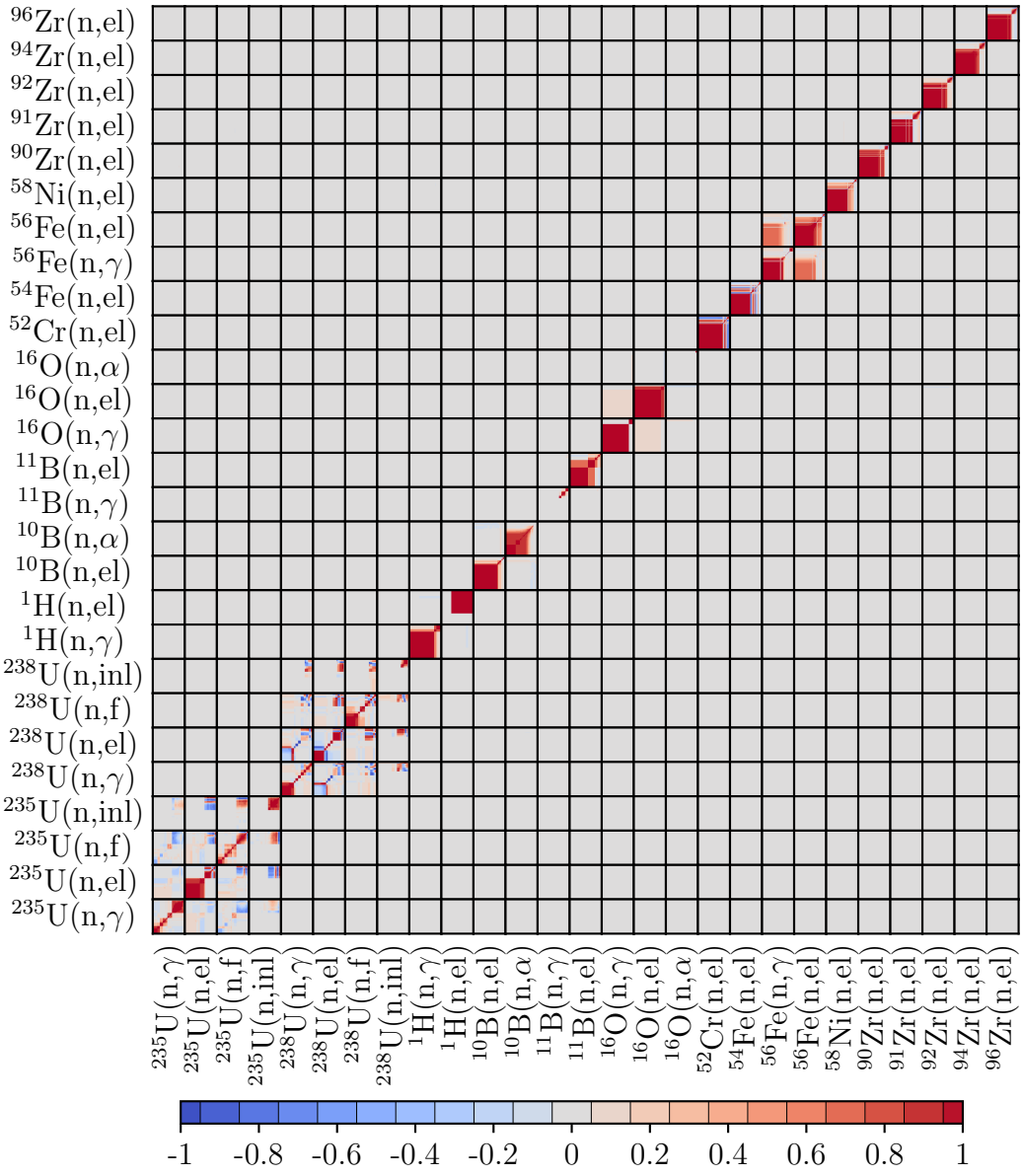


FIGURE 10.15[25] Vue globale de la matrice de corrélation entre les incertitudes à priori des différents isotopes, pour leurs principales réactions et pour toute la gamme en énergie.

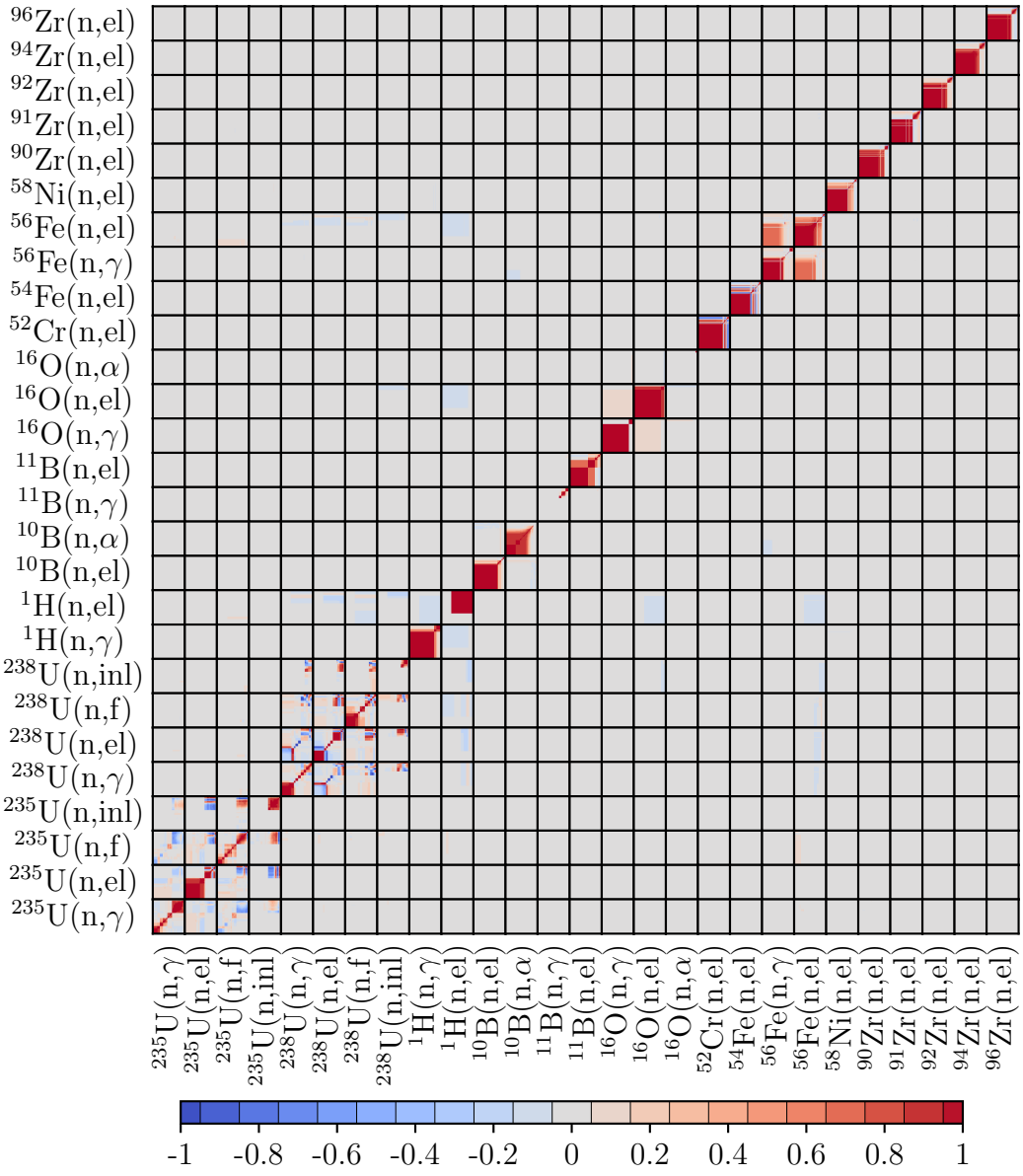


FIGURE 10.16[25] Vue globale de la matrice de corrélation entre les incertitudes à posteriori (avec la méthode BFMC) des différents isotopes, pour leurs principales réactions et pour toute la gamme en énergie.

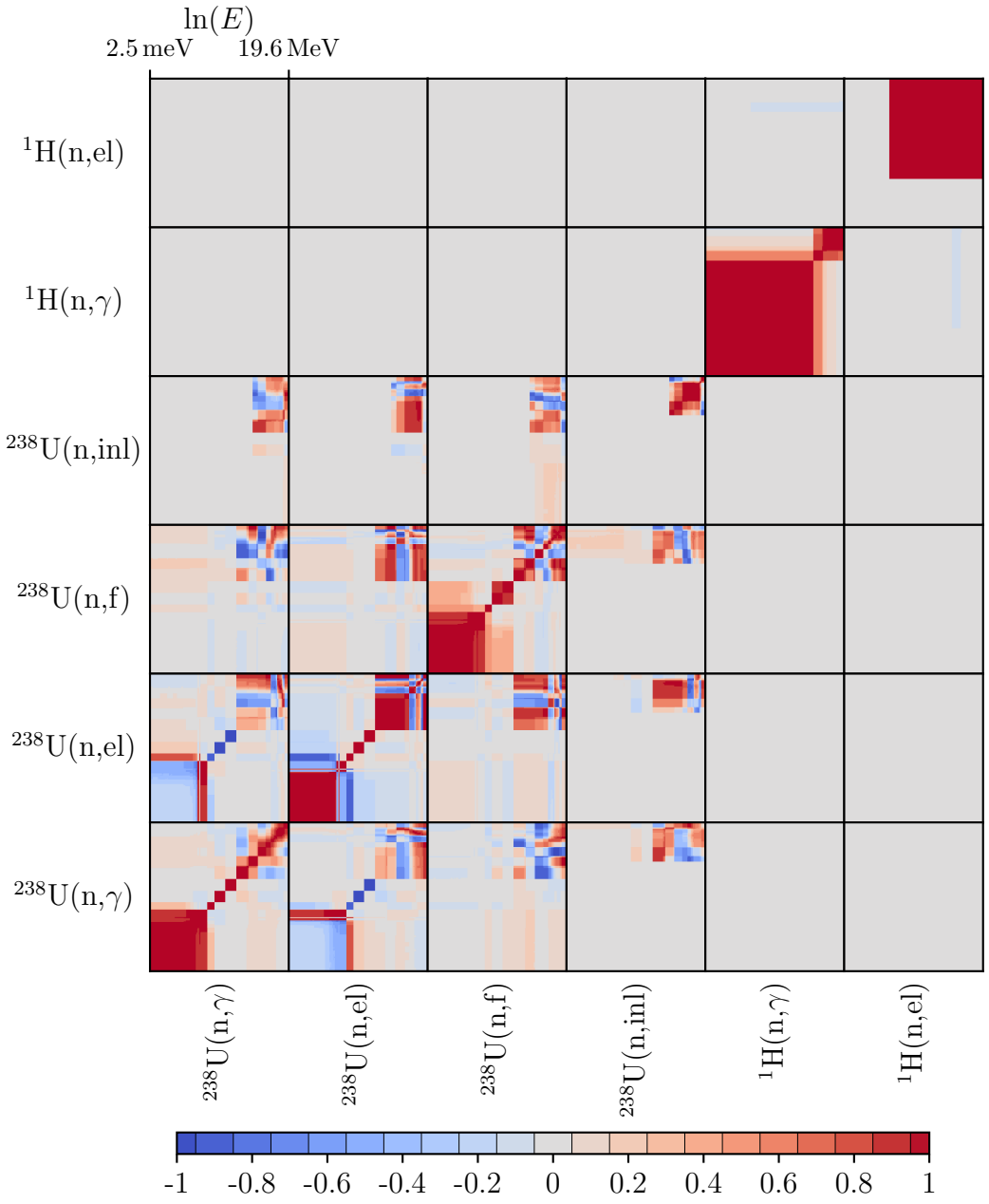


FIGURE 10.17[25] Vue agrandie sur l'uranium 238 et l'hydrogène de la matrice de corrélation entre les incertitudes à priori de ces isotopes, pour leurs principales réactions et pour toute la gamme en énergie.

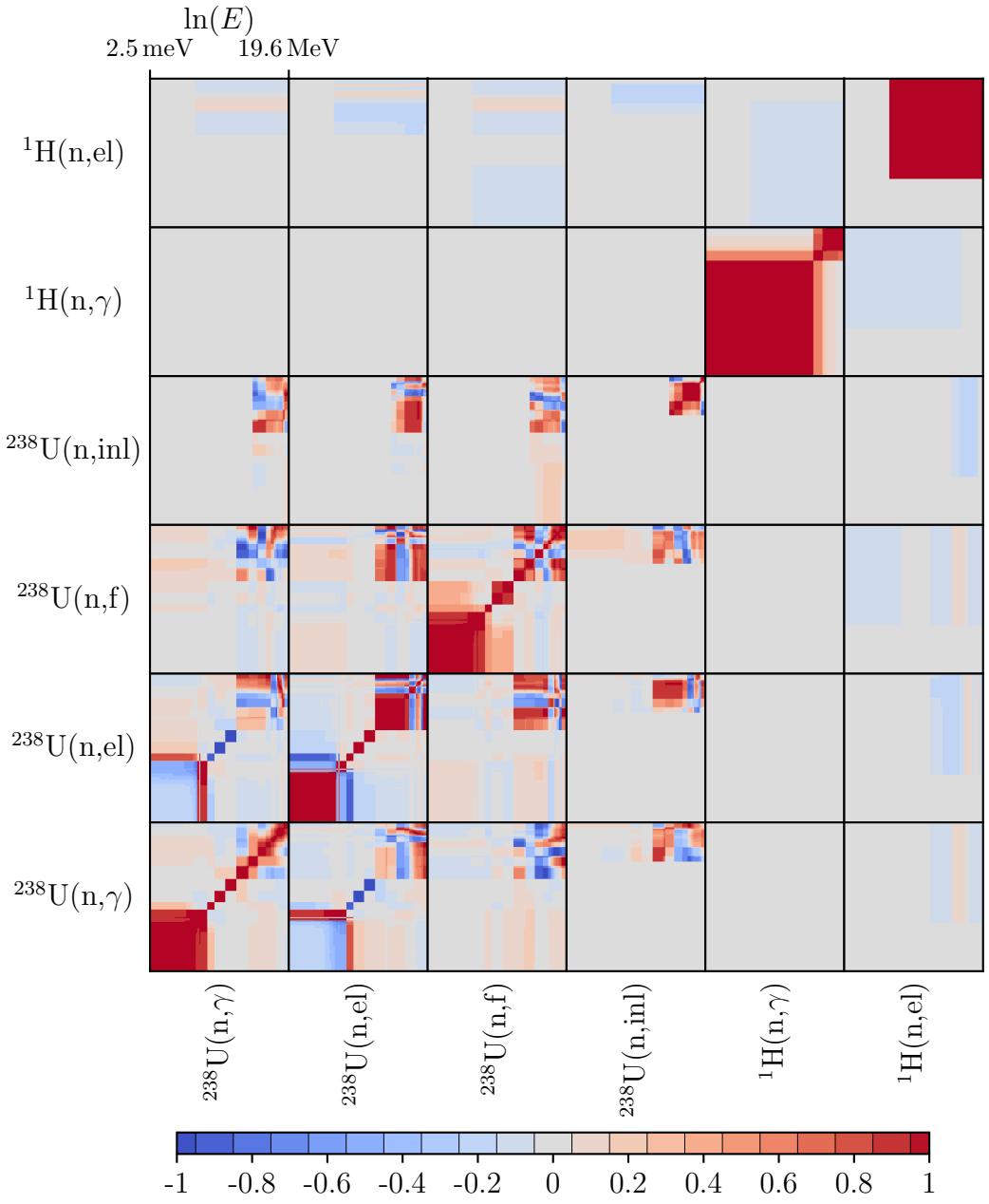


FIGURE 10.18[25] Vue agrandie sur l'uranium 238 et l'hydrogène de la matrice de corrélation entre les incertitudes à posteriori (avec la méthode BFMC) de ces isotopes, pour leurs principales réactions et pour toute la gamme en énergie.

10.5 Convergence

Les observations constatées jusque-là ne tiennent qu'à condition d'un nombre suffisant d'échantillons.

D'après la figure 10.19, la réponse des détecteurs semble suffisamment convergée dès 600 échantillons et totalement à partir de 1000 échantillons. Ce constat tient quel que soit l'ajustement.

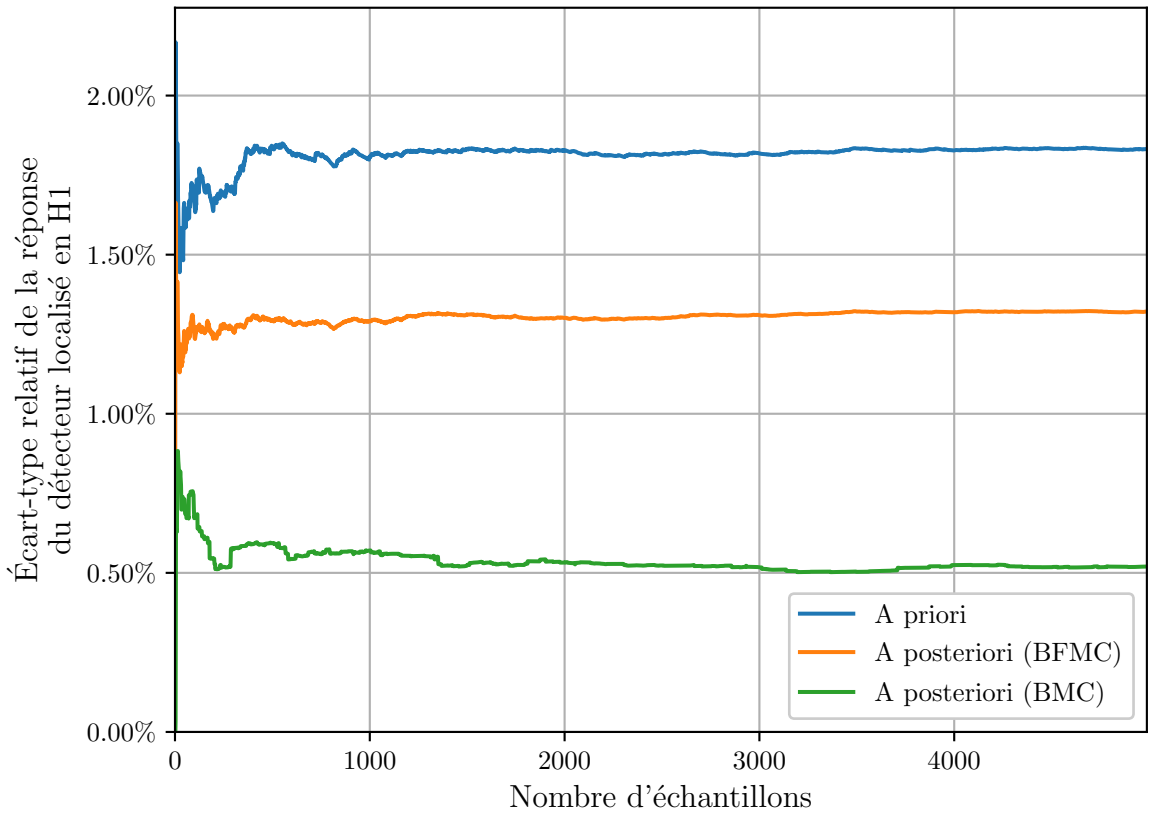


FIGURE 10.19[25] Convergence de l'écart-type relatif de la réponse du détecteur localisé en H1 (à voir sur les figures 9.18 et 10.4, par exemple).

La figure 10.20, quant à elle, permet de constater la convergence de la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV. Les convergences les plus tardives concernent, fort logiquement, les quantiles à 5% et à 95%, qui réclament environ 3000 échantillons pour être raisonnablement convergés, en particulier pour la méthode BMC. La méthode BFMC converge plus rapidement ces quantiles, avec environ 800 échantillons. Quelle que soit la méthode d'ajustement, les médianes sont totalement convergées pour 1500 échantillons.

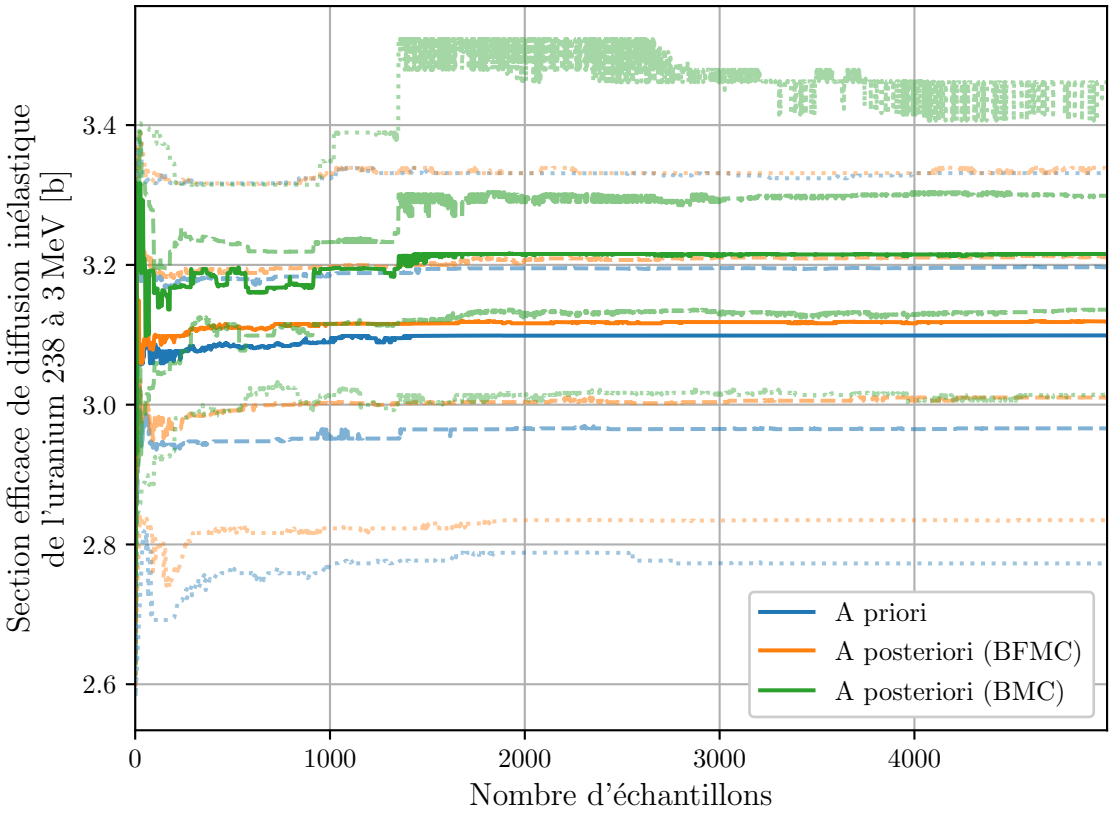


FIGURE 10.20[25] Convergence de cinq quantiles (5%, 25%, 50%, 75% et 95%) de la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV.

Enfin, la figure 10.21 concerne la corrélation entre, d'une part, la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV et, d'autre part, la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène à 7 MeV. Sans ajustement ou avec la méthode BFMC, sa convergence correcte est obtenue pour 500 échantillons et demande 3200 échantillons pour devenir excellente. La convergence de la méthode BMC est plus délicate, restant instable jusqu'à 2000 échantillons et peinant à converger parfaitement pour les 5000 échantillons réalisés.

En résumé, la convergence est effectivement atteinte. 500 échantillons suffiraient pour obtenir une estimation raisonnable des statistiques examinées ici.

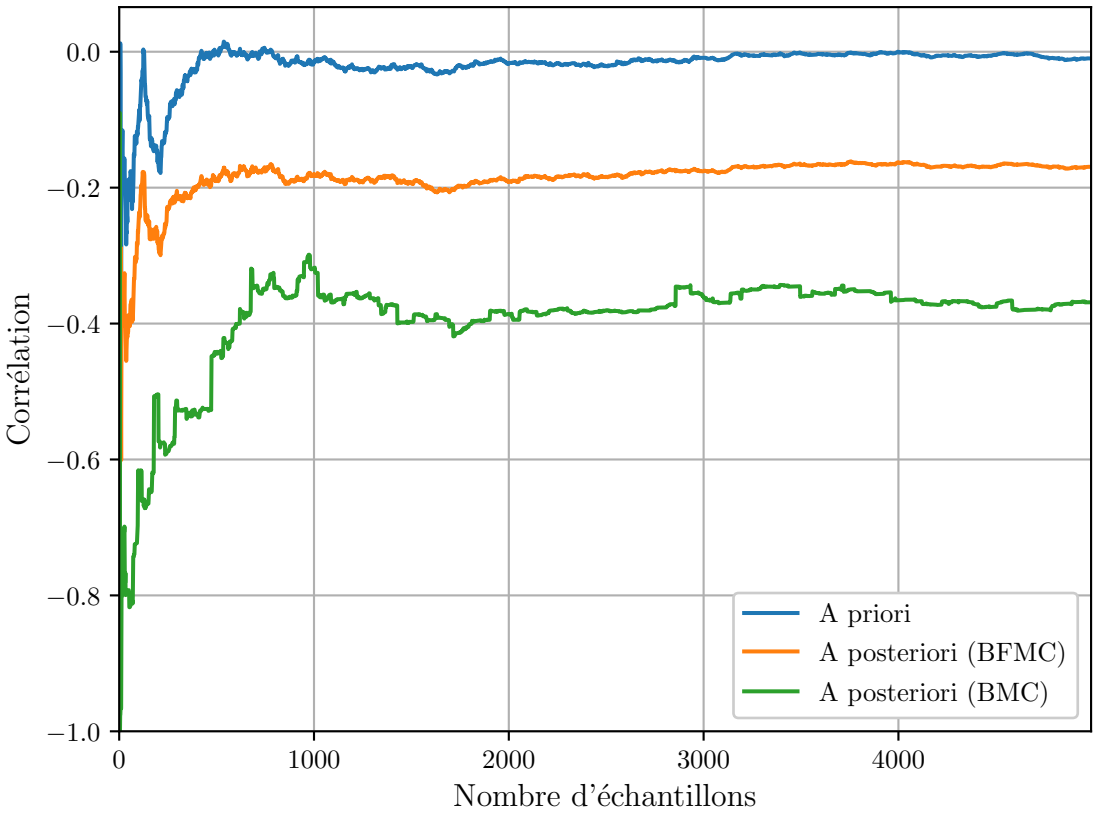


FIGURE 10.21 [25] Convergence de la corrélation entre, d'une part, la section efficace de diffusion inélastique de l'uranium 238 à 3 MeV et, d'autre part, la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène à 7 MeV.

10.6 Coût de calcul

Le temps de calcul nécessaire à la réalisation de ce chapitre est négligeable, de l'ordre de quelques minutes sur un ordinateur contemporain. En effet, ce chapitre n'est que du post-traitement réalisé à partir des résultats illustrés dans la section 9.4. Les simulations à données nucléaires échantillonnées ne sont à réaliser qu'une seule fois. À partir de ces résultats (à

priori), les ajustements réalisés ne sont que des statistiques (moyenne, écart-type, quantiles variés et corrélations) pondérées par les poids calculés avec les équations 2.22 et 10.4. Puisqu'il s'agit uniquement de post-traitement, ces ajustements sont très économiques, à la fois pour des activités de production et de recherche.

Pour compléter cette vue globale du caractère économique des méthodes mises en place, il peut être utile de rappeler ceci : aucun problème de transport n'a été résolu avec la méthode de Monte-Carlo depuis la section 9.2, où il a été mené une bonne fois pour toutes. Il n'avait même pas été nécessaire de faire varier ses données nucléaires.

10.7 Limite

Un avantage, mais aussi une limite de ces travaux est l'utilisation, pour évaluer le biais déterministe, d'une simulation de Monte-Carlo. Or, ce type de simulation est encore très difficile d'accès pour des cœurs complets, en particulier pour les cas multiphysiques stationnaires, évoluants ou transitoires.

D'ici à ce qu'elles deviennent accessibles, il serait également possible d'évaluer le biais déterministe sur des cas où la méthode de Monte-Carlo est accessible, à données nucléaires identiques, comme un état à très faible puissance. Suite à cela, une redéfinition complète *tabula rasa* des incertitudes des chaînes de calcul neutronique à partir des sources d'erreurs fondamentales pourrait tenir compte d'un biais maximal, sous forme d'une pénalité enveloppe et sous l'hypothèse d'une variabilité limitée de ce biais.

Cette démarche permettrait d'aborder de manière constructive et rationnelle d'éventuelles améliorations des chaînes de calcul. Il deviendrait alors possible de comparer :

— d'une part, le coût de leurs développements, ainsi que le surcoût en puissance de calcul ;
— d'autre part, les gains attendus en rapprochant les simulations déterministes et la méthode de Monte-Carlo, diminuant *in fine* cette pénalité.

10.8 Ce que ces résultats ne sont pas

Une précision s'impose : **les observations mentionnées dans ce chapitre ne sont pas des recommandations destinées aux évaluateurs de données nucléaires**. Ce sont les résultats obtenus à partir de quelques cartes de réponses des détecteurs, dont les incertitudes n'ont pas été évaluées par les expérimentateurs. En revanche, les méthodes développées dans cette thèse permettent, pour une certaine évaluation de données nucléaires, de tenir compte d'un ensemble de mesures non prises en compte jusque-là. Cela pourrait, par exemple, remplacer l'ajustement du coefficient de diffusion rapide du réflecteur.

Quoi qu'il en soit, il est important que ces méthodes soient appliquées en toute transparence. Par exemple, il est indispensable de ne pas inclure, à l'abri des regards, de telles informations dans des données nucléaires évaluées : elles pourraient alors être mal utilisées. Cela doit plutôt faire partie d'un processus réexécuté régulièrement, afin de réévaluer les incertitudes de calcul à partir des dernières informations en amont (différentielles, expériences intégrales sur réacteurs expérimentaux) et en aval (nouvelles cartes de réponses des détecteurs).

De manière plus générale, une réévaluation décennale des incertitudes paraît souhaitable, à l'instar des réexamens périodiques (décennaux) des installations nucléaires. En effet, les connaissances évoluent, réévaluant les incertitudes souvent à la baisse mais parfois à la hausse sur certaines données physiques, dans des proportions qui ne sont pas nécessairement anodines. Au-delà des risques technologiques, ce principe est très général. Par exemple, il s'applique couramment aux risques sanitaires, où est souligné « l'importance de réévaluer périodiquement les connaissances » [193].

10.9 Différences par rapport à quelques autres méthodes d'ajustements

Un ajustement du coefficient de diffusion rapide du réflecteur, tel que pratiqué sur les REP, n'a pas de raison d'être universel et de s'appliquer à des cas non mesurés (revoir la section 2.5). À l'inverse, les ajustements proposés ici ont vocation à être universels, applicables à toutes les tailles de réacteurs et à toutes les gestions de combustible. En effet, il est certain que les données nucléaires continues en énergie, par exemple les sections efficaces de l'hydrogène, sont universelles et identiques dans tous les réacteurs nucléaires.

Néanmoins, les méthodes proposées dans cette thèse *ne sont pas* un simple remplacement du paramètre modifié par l'ajustement, ajustant les données nucléaires plutôt que le coefficient de diffusion rapide du réflecteur. Ce dernier ne permet en effet que d'obtenir le meilleur ajustement, donc sans notion d'incertitudes. Les incertitudes doivent être estimées à posteriori, ce qui n'est pas sans inconvénient (revoir la section 2.6). Les ajustements proposés ne permettent pas seulement de trouver la meilleure estimation, mais aussi toute une distribution des autres échantillonnages compatibles avec les incertitudes de mesures. Ainsi, l'incertitude applicable à d'autres cas peut être obtenue. Toutefois, si seul le meilleur ajustement est souhaité pour quelques simulations rapides, l'échantillon de données nucléaires lié au χ^2_{min} peut être réemployé, comme dans la méthode de Petten (revoir la section 2.9). Dans ce cas, il s'agirait effectivement d'un simple remplacement du paramètre modifié par l'ajustement, pour un coût de calcul comparable, mais offrant possiblement de meilleures performances.

Une caractéristique remarquable d'un ajustement par les données nucléaires est la diminution de son efficacité en s'écartant des mesures disponibles. Pour un cas extrême ne partageant plus aucune sensibilité aux données nucléaires avec le cas d'ajustement, aucune réduction d'incertitude ne sera constatée. De manière similaire à l'assimilation de données en météorologie (revoir la section 6.8), des mesures lointaines du cas d'application seront ici aussi moins contraignantes ; elles réduiront moins les incertitudes. Cette caractéristique – souhaitable car physiquement justifiée – ne se retrouve pas dans un ajustement du coefficient de diffusion rapide du réflecteur.

Les méthodes explorées dans cette thèse se distinguent également des ajustements de données nucléaires multigroupes, tels qu'ils furent appliqués sur les RNR[194–196]. Ici, les poids sont attribués à des échantillonnages de données nucléaires, c'est-à-dire à des fichiers au format ENDF-6 et à leurs sous-produits multigroupes (DRAGLIB) mais aussi continus (ACE). À ce titre, l'information acquise par ces mesures pourrait même être directement appliquée à des simulations de Monte-Carlo, au travers de ces poids (revoir la figure 10.1).

En 2003, Fort *et al.*[194] suggéraient d'ailleurs un tel saut : « Au lieu d'ajuster les sections efficaces multigroupes, il serait préférable d'ajuster les paramètres des modèles nucléaires, de manière à produire des évaluations de données nucléaires ajustées qui puissent être directement utilisées pour n'importe quelle application » (traduction par nos soins). Cependant, nous n'avons pas cherché à produire des fichiers au format ENDF-6 dans ces travaux, principalement pour les deux raisons suivantes.

(1) Le format ENDF-6 impose des contraintes, en particulier sur les incertitudes. Dans ce cas, les moments d'ordres élevés sont faibles, mais en règle générale, les matrices de variances-covariances ne permettent pas de les communiquer.

(2) La majorité des mesures effectuées sur des REP sont confidentielles, donc le résultat de l'ajustement a de bonnes chances de l'être aussi. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de repasser par un format d'échange internationalement compréhensible.

10.10 Perspectives

10.10.1 Ajout de mesures semblables

L'hypothèse peut être émise qu'ajouter des cartes similaires de réponses des détecteurs ne devrait pas radicalement changer les résultats obtenus : le retour d'information est typiquement faible lorsque l'on apporte des informations semblables[185]. En revanche, par validation croisée, cela permettrait de vérifier les meilleures capacités à l'extrapolation par rapport aux méthodes usuelles (ajustement du coefficient de diffusion rapide du réflecteur).

De plus, cette approche permettrait d'analyser la cohérence des résultats expérimentaux. En effet, sur un plus grand volume de données, il n'est pas impossible que certaines mesures soient incompatibles avec d'autres, c'est-à-dire qu'aucune combinaison de données nucléaires ne permette de les expliquer toutes. Cela signifierait que certaines mesures sont moins précises qu'espérées et lèverait le voile sur des problèmes de mesures ou sur une méconnaissance géométrique ou de composition. Cette découverte serait importante, puisque d'éventuelles mesures incompatibles peuvent potentiellement être utilisées à ce jour sans qu'aucun indice ne permette de les distinguer. Une réévaluation des incertitudes de mesures et technologiques prendrait alors tout son sens.

10.10.2 Ajout de mesures dissemblables

En revanche, apporter une information différente permettrait de contraindre d'autres données nucléaires, pour lesquelles les réacteurs utilisés ici sont moins sensibles, ou pas du tout. Il serait alors possible de transférer de l'information entre paliers, pour des réacteurs assez différents. Deux exemples suivent.

(1) Il serait possible de tirer profit du retour d'expériences du combustible MOX sur le palier 900 MWe pour l'appliquer à d'autres paliers, comme les réacteurs de 1300 MWe. La difficulté serait d'évaluer le biais déterministe ou de le rendre négligeable, pour ne pas le basculer dans les données nucléaires.

(2) Les EPR pourraient, quant à eux, bénéficier du retour d'expérience des réacteurs VVER-1000 [197–199]. Ces deux types de réacteurs sont conçus différemment, mais partagent d'importantes caractéristiques. En effet, un VVER-1000 est un REP, certes de réseau hexagonal, mais [199] :

   — il comporte des crayons de combustible empoisonnés au gadolinium dès son premier démarrage ;

   — il est muni d'un réflecteur lourd, c'est-à-dire entouré d'un bloc d'acier d'une vingtaine de centimètres d'épaisseur, percé pour son refroidissement, tel qu'illustré sur la figure 10.22 ;

   — il est instrumenté par des collectrons (aussi appelés SPND, pour Self-Powered Neutron Detectors).

   Une telle configuration est rencontrée sur les mesures [197–199] de Khmelnitski-2 (Ukraine), abrégé en X2 de l'ukrainien **X**мельницький-**2**. Les données de ses quatre premiers cycles d'exploitation sont mises à disposition. Ce réacteur est plus récent que ceux du parc français : sa première divergence a eu lieu le 1er août 2004 [49].

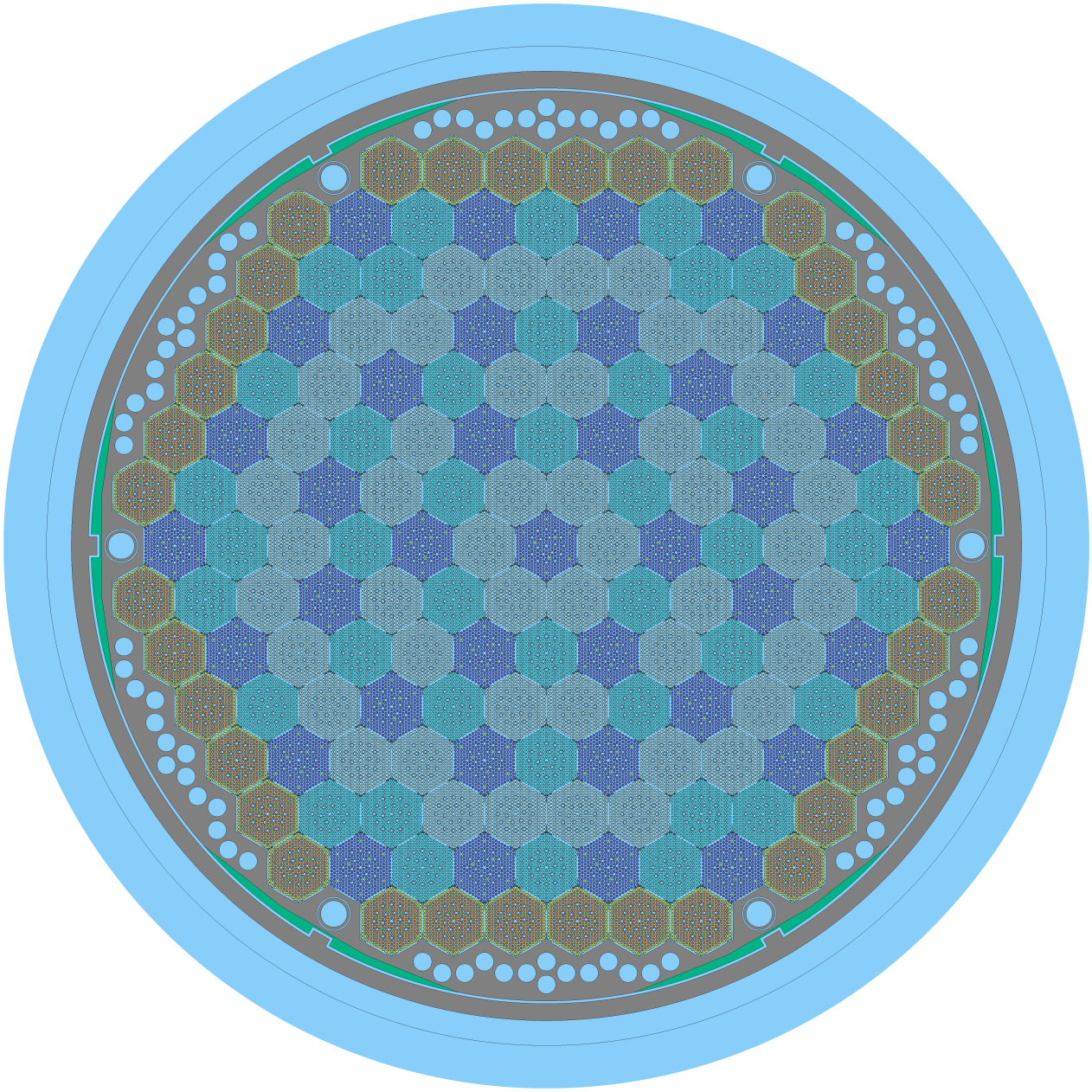


FIGURE 10.22 Coupe radiale du cœur du premier démarrage de X2 (VVER-1000). Son réflecteur lourd en acier inoxydable est bien plus épais que ceux du parc français en exploitation (comparer aux figures 2.3 à 2.6). Crédit : Yuri Bilodid[200]. Licence : Creative Commons BY 4.0.

10.11 Ouverture

De manière générale, il ferait sens que le raisonnement bayésien soit davantage appliqué à la sûreté des installations [4]. Ce cadre théorique robuste permettrait de justifier des incertitudes plus élevées lorsqu'une nouveauté est introduite, puis de les diminuer ensuite sous l'effet du retour d'expérience. Cette redistribution des marges tiendrait alors compte de l'évolution des connaissances. Par exemple, les incertitudes devraient être plus faibles lors de démarrages successifs d'une gestion du combustible à l'équilibre, car les erreurs (de données nucléaires, déterministes) devraient être pratiquement identiques.

10.12 Conclusion

Ce chapitre final, qui repose sur tous les précédents, explore les possibilités d'ajustements de données nucléaires et de leurs incertitudes à partir de cartes de réponses de détecteurs. Tout le dégradé de méthodes d'ajustements qui suit a été exploré.

— À un extrême, la méthode BMC restreint fortement les incertitudes dues aux données nucléaires. Toutefois, elle est probablement la moins performante à l'extrapolation, car elle montre des signes de surajustement.

— En intermédiaire, la méthode BFMC permet de tenir compte de défauts de modèles. Elle restreint moins les incertitudes, mais ne montre pas de signe de surajustement. Ses performances en extrapolation, évaluables par validation croisée, devraient être meilleures.

— À l'autre extrême, il est également possible de ne réaliser aucun ajustement, c'est-à-dire d'accepter un sous-ajustement. Aucune réduction d'incertitude ne peut avoir lieu, ce qui maximise les chances que les données nucléaires réelles soient incluses.

En se basant sur une connaissance physique des causes profondes des erreurs, ces méthodes présentent des arguments solides, pouvant prétendre à une meilleure capacité d'extrapolation que les méthodes classiques suivantes.

— L'ajustement du coefficient de diffusion rapide du réflecteur, sur les REP, a des bases fragiles (non universelles). Cela limite les possibilités de transfert d'informations entre réacteurs (entre 900 MWe, 1300 MWe, N4 et EPR, par exemple) et compromet l'évaluation des incertitudes.

4. Le titre de l'ouvrage de Thomas Bayes est, à lui seul, révélateur de cette pertinence : *Essai sur la manière de résoudre un problème dans la doctrine des risques.*

— Une continuité plus évidente peut être établie avec les ajustements multigroupes pratiqués sur les RNR. En revanche, ici, les ajustements sont bien plus universels, car ils portent *in fine* sur les paramètres des modèles de physique nucléaire, lorsqu'ils sont disponibles. Par ailleurs, l'emploi d'une méthode par échantillonnage permet d'envisager sereinement un ajustement à des mesures en puissance (en multiphysique) ou en évolution, à condition d'évaluer les biais déterministes ou de les rendre négligeables.

CHAPITRE 11 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Des années 1960 à 1990, une génération de physiciens des réacteurs s'est investie dans le développement d'outils de calcul scientifique combinant les évaluations de données nucléaires et la résolution de l'équation de Boltzmann, à la place de la formule des quatre facteurs[52]. Cette révolution a permis un gain significatif de capacité de prédiction et d'extrapolation de ces outils.

Succédant à cet élan historique, cette thèse s'inscrit dans un courant contemporain, recourant aux évaluations des *incertitudes* de données nucléaires. Sont ainsi évitées les fragilités liées à l'évaluation des incertitudes de calcul à partir d'écarts entre calculs et mesures.

Une spécificité de ces travaux est d'éviter au maximum les approximations, en partant, pour les données nucléaires, du point le plus en amont possible. À partir de là, les incertitudes sont propagées par une méthode de Monte-Carlo, ici encore pour un minimum d'approximations. Une autre spécificité est la recherche constante de cohérence, afin d'éviter dégâts et compensations d'erreurs malheureuses. Ainsi, les méthodes développées peuvent être utiles, comme référence, pour des comparaisons avec des approches plus approximatives d'estimation des incertitudes (par propagation ou non). L'ouverture adoptée concernant les logiciels et données produits ne pourra qu'aider dans ce sens.

La découverte centrale de cette thèse est la suivante : pour des variations de données nucléaires correspondant typiquement à leurs incertitudes, les biais déterministes peuvent être considérés constants. Cette hypothèse a été vérifiée minutieusement, pour différentes insertions de grappes, isotope par isotope. Cette approximation est remarquablement précise. D'apparence anodine, elle permet l'économie substantielle suivante.

— La méthode de Monte-Carlo peut être utilisée pour résoudre l'équation du transport [1] avec *seulement* la meilleure évaluation de données nucléaires. Le biais déterministe, affectant la moyenne, est évité.

— La propagation des incertitudes de données nucléaires peut être menée *uniquement* avec des méthodes déterministes. Elles sont extrêmement efficaces pour ce type de problème. Les difficultés de convergence de la méthode de Monte-Carlo pour les moments d'ordres élevés peuvent ainsi être évitées.

1. Ne pas confondre : la méthode de Monte-Carlo est utilisée à deux fins bien distinctes, dans cette thèse. D'une part, pour résoudre l'équation du transport sans approximation, contrairement aux méthodes déterministes. D'autre part, pour propager sans approximation l'incertitude de données nucléaires au travers de codes déterministes ou Monte-Carlo.

Au-delà de ces questions de propagation d'incertitudes, un deuxième thème – étroitement lié – est abordé dans cette thèse : celui des ajustements. Il est légitime de considérer que les outils de calcul scientifiques doivent reproduire les mesures réalisées expérimentalement sur des réacteurs bel et bien réels. Cependant, l'ajustement classique pour les REP repose sur des bases fragiles. Il porte sur le coefficient de diffusion rapide du réflecteur. Or, ce paramètre n'a rien d'universel. En effet, cet ajustement s'appuie sur des compensations entre des erreurs de différentes natures, comme celles provenant des biais déterministes ou des données nucléaires. Ces compensations ne sont pas systématiques, ce qui engendre un ajustement offrant de meilleures performances localement (pour des réacteurs très semblables ou des états très semblables) et moindres ailleurs. L'extrapolation n'est donc pas idéale, que ce soit pour des REP d'autres tailles, pour d'autres gestions du combustible voire pour d'hypothétiques transitoires accidentels.

Dans cette thèse, des ajustements sont mis au point en s'appuyant sur un paradigme plus complet. La connaissance physique et universelle des causes profondes des erreurs est mobilisée, en différenciant leurs natures. En particulier, les biais déterministes sont évincés par comparaison avec une méthode de Monte-Carlo, tandis que les incertitudes de données nucléaires sont propagées en suivant les méthodes explicitées ci-dessus. Sur cette base, les méthodes BMC et BFMC sont exploitées. Dans les deux cas, parmi les données nucléaires plausibles, celles en meilleur accord avec des mesures expérimentales de REP sont jugées les plus vraisemblables. La méthode BMC réduit fortement les incertitudes de données nucléaires, mais montre des signes évocateurs d'un surajustement. Une démonstration rigoureuse de ce fait réclamerait toutefois davantage de mesures. Alternativement, la méthode BFMC repose sur des bases théoriques moins solides que la méthode BMC, mais montre régulièrement des résultats très satisfaisants. Ici aussi, elle semble montrer un bon comportement, réduisant de manière mesurée les incertitudes de données nucléaires, sans indication de surajustement. Une meilleure capacité d'extrapolation est donc attendue, en particulier par rapport aux méthodes classiques d'ajustement et d'évaluation des incertitudes.

Pour procéder à de tels ajustements, la qualité des mesures employées est centrale. Or, les distributions de puissance habituellement considérées comme expérimentales introduisent en réalité des erreurs difficiles à quantifier. En effet, la distribution de puissance dans un REP n'est jamais directement mesurée, mais au mieux inférée. Les algorithmes utilisés pour reconstruire les distributions de puissance réelles introduisent nécessairement des erreurs. Dans certains cas, ces algorithmes peuvent même supprimer totalement une information capitale, comme une remontée de flux. Pour ces raisons, **nous recommandons de restreindre la reconstruction de puissance aux cas où elle est indispensable**. Pour tous les autres cas, les cartes de réponses des détecteurs peuvent directement être employées, ce qui évite

de contraindre un ajustement à des points fictifs, non mesurés. Cette recommandation n'est rien d'autre que l'application du rasoir d'Ockham. *In fine*, il est bien entendu indispensable d'évaluer la distribution de puissance, puis la puissance de chaque crayon. En revanche, ces erreurs n'auraient plus d'effet sur de multiples étapes ainsi préservées, comme l'ajustement, la qualification ou la vérification de la conformité des cœurs durant les essais physiques.

Pour la réalisation de cette thèse, les incertitudes affectant les mesures expérimentales sont évaluées par avis d'expert, faute de mieux. En revanche, une utilisation industrielle de mesures expérimentales doit, à notre avis, reposer sur une évaluation de leurs incertitudes. En conséquence et à l'image de ce qui se pratique en sûreté-criticité (ICSBEP), **nous recommandons l'évaluation systématique des incertitudes technologiques et de mesures**. À titre d'exemple, cela inclut les incertitudes technologiques sur la répartition des espaces inter-assemblages (entre grilles, par exemple), le rapport isotopique du bore dilué dans l'eau, la température de l'eau, le poids en uranium ou son enrichissement, ainsi que d'éventuelles corrélations entre ces incertitudes. Quant aux incertitudes de mesure, il est indispensable de mobiliser les informations du plus bas niveau sur les détecteurs, le processus de mesure et, là aussi, d'éventuelles corrélations émergeant entre ces incertitudes. **Les mesures parmi les plus importantes réalisables dans la vie d'un réacteur sont celles de son premier démarrage. Aussi, une focalisation particulière sur les évaluations d'incertitudes technologiques et de mesures des premiers démarrages serait bénéficiable**, en particulier pour un retour d'information exploitable pour la qualification et pour les données nucléaires. Ces évaluations d'incertitudes sont, à plus forte raison, utiles en cas d'ajustement. Si ces évaluations d'incertitudes sont trop fragiles, la possibilité de ne procéder à aucun ajustement n'est pas à négliger.

Toute recherche offre potentiellement deux débouchés :

(1) Plus de recherche, pour répondre aux questions qui ont émergé au fur et à mesure. Les perspectives, dans les pages qui suivent, en sont quelques exemples. Ainsi, ces travaux pourraient stimuler la recherche et encourager les chercheurs sur ces questions de sûreté nucléaire et d'incertitudes des chaînes de calcul déterministe, tant au plan national qu'international. La libre mise à disposition des produits de la recherche, orientés sur des cas réalistes, va dans ce sens. Par exemple, les cas de cœurs complets réalisés avec SERPENT pourraient être réutilisés par d'autres, d'autant plus que des mesures existent pour chaque cas.

(2) Une application. Nul doute que l'IRSN s'en saisira pour soutenir son expertise, avec différentes évaluations d'incertitudes de données nucléaires. Au-delà des méthodes et outils, cette thèse fournit également un cadre de pensée concernant les erreurs, incer-

titudes et ajustements. Pour les REP, ce cadre de pensée n'avait pas changé depuis leurs origines, aux États-Unis. Évidemment, ces évolutions prennent du temps. Elles ne peuvent pas être appliquées séance tenante, mais le processus doit être amorcé sans tarder.

L'impact souhaité de cette thèse est d'améliorer la sûreté nucléaire, en contribuant à la reconstruction du lien entre physique nucléaire, physique des réacteurs et sûreté des cœurs de REP, en particulier quant à leurs incertitudes. Comme tout lien fonctionnel, il est souhaitable qu'il vive dans les deux sens :

— en propageant les incertitudes de physique nucléaire jusqu'aux paramètres de sûreté des REP ;

— mais aussi l'inverse, c'est-à-dire en fournissant, à la communauté des données nucléaires, des besoins précis pour améliorer la sûreté des REP. Cela passe par l'établissement de classements d'isotopes, de types de données nucléaires et, le cas échéant, de domaine énergétique, vis-à-vis d'objectifs au plus proche de la sûreté de ces installations.

De tels échanges pourraient mener à cibler des investissements dans des mesures différentielles ou intégrales, en vue de diminuer les incertitudes induites sur un paramètre d'intérêt pour la sûreté ou l'exploitation, au travers des incertitudes (universelles) des données nucléaires idoines. L'utilisation de la méthode de Monte-Carlo est particulièrement adaptée à cet objectif : elle permet de propager à n'importe quel paramètre, comme le dépôt d'énergie pendant un hypothétique transitoire violent, ou encore la longueur naturelle de cycle.

Enfin, **nous recommandons une réévaluation décennale des incertitudes des outils de calcul scientifique**, à l'instar des réexamens périodiques (décennaux) des installations nucléaires. En effet, les connaissances évoluent, réévaluant les incertitudes souvent à la baisse mais parfois à la hausse sur certaines données physiques, dans des proportions qui ne sont pas nécessairement anodines. Au-delà des risques technologiques, ce principe est très général. Par exemple, il s'applique couramment aux risques sanitaires, où est souligné « l'importance de réévaluer périodiquement les connaissances » [193].

11.1 Perspectives d'améliorations

Les perspectives d'améliorations suivent schématiquement le déroulé de la thèse. Chaque proposition est accompagnée d'une estimation indicative de la difficulté de la tâche, indiquée dans la puce :

❶ très facile, ne justifierait même pas un stage et accompagnerait plutôt une autre tâche de difficulté plus élevée (voir ci-après) ;

- ❷ facile, pourrait constituer un sujet de stage de fin d'études ;
- ❸ intermédiaire, occuperait une personne pendant une ou quelques années (thèse, post-doctorat) ;
- ❹ difficile, occuperait quelques personnes pendant des années ;
- ❺ très difficile, mobiliserait une équipe pendant une durée de l'ordre de la décennie.

Des améliorations mineures des descriptions des cœurs sont possibles. Sur le cas de Tihange-1, il serait souhaitable :

- ❶ de modéliser les grilles en repartant de leurs masses, à la place des fractions volumiques calculées par Panek pour 547°F seulement [38] ;
- ❶ d'insérer le groupe de régulation de température au voisinage du milieu de bande de manœuvre, un peu comme ce qui est fait sur Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

Sur les cas d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2, il serait souhaitable :

- ❶ d'enlever le Pyrex dans la petite partie en bas du cœur qui ne devrait pas en contenir [40].

Enfin, pour l'ensemble de ces cœurs, il serait possible :

- ❶ de calculer précisément la quantité d'acier entre le cloisonnement et l'enveloppe, à partir des informations mises à disposition par Marguet sur les plaques de renfort [201] ;
- ❶ de permettre une dilatation thermique pour le Pyrex ;
- ❶ de tenir compte de la mise à jour (2.0.2) de la description des réflecteurs axiaux du cas de référence BEAVRS [33].

Les axes d'améliorations concernant DRAGR et PyNjoy sont les suivants.

- ❶ Il serait souhaitable que l'énergie dégagée par réaction soit gérée de manière interne à DRAGR, et non par l'intermédiaire d'un code externe.
- ❶ La section efficace potentielle de diffusion n'est pas recalculée pour chaque évaluation [202]. Au lieu de cela, celle calculée avec une évaluation précédente est réutilisée. Ce réemploi introduit une incohérence (persistance des évaluations précédentes) dont l'impact, cependant, est susceptible d'être très faible, puisqu'une réévaluation est peu susceptible de la changer radicalement. Néanmoins, il serait préférable de la calculer automatiquement dans PyNjoy en appelant le code Fortran `getmf2` du projet WLUP. Au-delà de la cohérence, les nouveaux utilisateurs apprécieraient ce gain de simplicité.
- ❷ Il serait possible de simplifier la gestion de la production de DRAGR pour toutes les évaluations, pour les différents maillages énergétiques, en mutualisant (dans un fichier séparé) les options liées à chaque évaluation.

- ❷ À ce jour, la parallélisation du traitement par PyNjoy n'est effective que pour les données nucléaires échantillonnées. Une généralisation de la parallélisation aux meilleures estimations de données nucléaires est souhaitable.

Les méthodes déterministes employées pourrait être améliorées ainsi.

- ❷ La modélisation de la réponse des détecteurs pourrait tenir compte du rapport de flux entre le centre de l'assemblage et son bord. Pour être encore plus précis, il serait possible d'adopter une modélisation semi-explicite (cf. sous-section 9.1.1).
- ❸ Il serait souhaitable de développer une méthode d'équivalence du réflecteur fournissant, sur des cœurs complets, des distributions de puissance *en accord avec la méthode de Monte-Carlo*. Des données nucléaires identiques et cohérentes doivent être employées, pour éviter une compensation d'erreur ne pouvant être garantie comme constante. La prise en compte de la variabilité du combustible est importante. La performance de la méthode d'équivalence peut être vérifiée sur des états du cœur qui n'ont pas été exploitées par l'équivalence, avec des plans de chargements différents, des températures d'eau et de combustible différentes, des concentrations en bore différentes, des épuisements différents ...
- ❸ Le développement d'une équivalence de géométrie dans DRAGON faciliterait grandement la mise au point de schémas à plusieurs niveaux (P_{ij}, S_N, MOC...) et de simulations de cœurs complets en transport 2D voire 3D.
- ❷ La réduction du temps d'interpolation des sections efficaces dans DONJON serait très utile pour accélérer les cas multiphysiques.
- ❷ Pour l'évolution du combustible, il serait indispensable de modéliser les effets d'histoires[203,204] dans DONJON, car le combustible évolue avec une masse volumique d'eau différente de la moyenne, en bas (≈ -20°C) et en haut ($\approx +20$°C) des cœurs.
- ❹ Il se pourrait que la constance des biais déterministes persiste, sans dégât, pour des schémas de calcul encore plus approximatifs et donc économiques (à 99 groupes voire encore moins, avec des courants d'interfaces isotropes...). Ainsi, bien que la tendance moderne soit au développement de schémas de calcul toujours plus précis mais coûteux, il existe un autre besoin : l'ajout de schémas plus rapides, plus approximatifs dans la boîte à outils des neutroniciens. Avec les connaissances d'aujourd'hui, est-il possible de faire mieux que les anciens schémas de calcul, à même coût de calcul, voire moindre ? Cette question rencontre peu de réponses dans la recherche sur les schémas de calcul. La rapidité est pourtant capitale pour la sûreté des installations : elle permet l'exploration de très grand nombre de scénarii (d'accidents hypothétiques, de données nucléaires...) et donc une couverture large des risques, pour compléter l'analyse toujours plus précise

de certains scénarii.

❸ Il existe deux défauts majeurs d'implémentation dans le schéma de calcul utilisé. En premier lieu, la dilatation thermique est dupliquée à travers tout le code, au lieu d'être concentrée à l'initialisation des géométries et des compositions. Par ailleurs, CLE-2000 ne supporte pas le concept de vecteurs de variables ou d'objets, ce qui aboutit à de nombreux objets et variables uniques, ainsi que des branchements conditionnels indésirables. Une réécriture dans un langage supportant les vecteurs, comme Python, rendrait le code plus facile à comprendre et simplifierait ses futures évolutions. Enfin, un tel langage faciliterait la parallélisation de calculs indépendants, en particulier d'assemblages, ce qui serait utile aux cas multiphysiques ou avec évolution du combustible. L'interface entre Python et CLE-2000, nommée PyGan et utilisée pour les figures de cette thèse, pourrait être mise à profit.

Des évolutions serait également souhaitables sur les simulations de Monte-Carlo.

❷ Le code OpenMC pourrait être employé, pour une chaîne intégralement réutilisable par tout un chacun. Cela permettrait, par exemple, l'emploi ouvert d'intégration continue jusqu'aux résultats de la méthode de Monte-Carlo, ce qui est impossible en l'état, car SERPENT n'est pas *open source*. De plus, la comparaison avec les résultats de SERPENT permettrait de renforcer la confiance accordée aux deux, et éventuellement, de révéler des choix différents et ainsi susciter des interrogations fertiles [2].

❷ Son caractère intégralement *open source* permettrait également de mettre en place des outils à destination de la communauté des évaluateurs de données nucléaires. Tous les codes et méthodes évoqués dans cette thèse pourraient être regroupés dans un conteneur Docker (ou équivalent). En désignant un ensemble de fichiers ENDF, un évaluateur pourrait alors obtenir les écarts (C/E) pour toutes les cartes de réponses de détecteurs disponibles librement. Les physiciens des réacteurs y gagneraient, puisque les données nucléaires seraient en meilleur accord avec ces mesures. Dans l'idéal, une telle initiative ne se limiterait pas à la meilleure évaluation de données nucléaires, mais tiendrait compte des incertitudes, soit en permettant plusieurs échantillons (fichiers ENDF-6) pour chaque isotope, soit en échantillonnant dans la matrice de variances-covariances du fichier ENDF-6 en question.

L'échantillonnage de données nucléaires peut faire l'objet des améliorations suivantes.

❸ Pour l'évolution du combustible, il serait utile de produire des DRAGLIB totalement échantillonnées, comportant tous les isotopes des évaluations classiques. D'après la

2. Sur le même thème et dans le même objectif, il serait possible de comparer FRENDY [205,206] à NJOY+SANDY.

figure 6.21, l'intérêt de DRAGLIB lacunaires est clair. Quelques échantillons seulement des isotopes mineurs suffiraient, pour bien plus d'échantillons des isotopes majeurs. De telles DRAGLIB pourraient contenir les éléments suivants.

- Pour les isotopes absents de TENDL-2021, un échantillonnage des matrices de variances-covariances d'une évaluation classique, par exemple JEFF-4.0, voire échantillonnée en amont avec l'aide de ses évaluateurs.
- Pour tous les autres isotopes, les évaluations de TENDL-2021 pourraient être utilisées. Puisqu'une quantité parfois trop limitée d'échantillons est disponible, il serait utile de générer les fichiers ENDF-6 par des appels à T6 [84,207], c'est-à-dire TALYS et ses codes satellites. En effet, il est prévu que T6 devienne librement accessible sur Internet.
- L'échantillonnage des lois de diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ de l'eau légère de TENDL-2021 permettrait de propager leurs incertitudes, après ajout dans PyNjoy2016 d'appels au module LEAPR. La figure 5.5 serait alors revue ainsi que ses conséquences en aval.
- Les rendements de fission impliquent des incertitudes fortement non gaussiennes [208]. Employer ceux mis à disposition par les développeurs du code GEF [209] permettrait d'en tenir compte.

❷ Une contribution à SANDY serait utile, pour supporter nativement les matrices de variances-covariances de type NC, afin d'échantillonner sans restriction les isotopes à la fois légers et mineurs.

La méthode de Monte-Carlo employée pour propager les incertitudes pourrait être améliorée ainsi.

❷ Comme toute application de la méthode de Monte-Carlo, le nombre d'échantillons fait – à juste titre – régulièrement l'objet de débats. Dans notre application, il est choisi préalablement par l'utilisateur, ce qui l'oblige à vérifier la convergence et parfois à augmenter le nombre d'échantillons. Il serait plus pratique que ce nombre d'échantillons soit déterminé automatiquement à partir d'un critère de convergence donné par l'utilisateur. Ce fonctionnement serait comparable à la résolution, dans certains codes, de l'équation du transport par la méthode de Monte-Carlo : un criticien se contente d'indiquer un écart-type cible pour le k_{eff} (par défaut, ±100 pcm dans MORET 5), puis le code décide seul du nombre de générations de neutrons. Dans ce cas, le problème serait statistiquement encore plus simple, puisque les échantillons de données nucléaires sont indépendants : il n'existe pas de corrélation cycle à cycle. La charge de calcul serait alors répartie plus utilement, en investissant plus de temps sur les isotopes importants.

En effet, avec 10 échantillons seulement, l'incertitude induite par un isotope mineur est déjà suffisamment précise, alors que d'autres réclament bien plus pour la même précision (voir figure 6.21). La statistique ciblée pourrait être un écart-type, un quantile à 95% ou choisie, de manière flexible, par l'utilisateur. Pour un maximum de flexibilité, l'exécution pourrait se dérouler localement ou passer par Slurm [3], au choix.

❶ Si le nombre d'échantillons de données nucléaires disponible en DRAGLIB se révèle insuffisant pour une application, un appel automatique à PyNjoy pourrait avoir lieu, et même à T6 si besoin.

❷ Il serait utile de produire, de manière plus systématique, la corrélation entre les prédictions jugées importantes et chaque donnée nucléaire. Pour un coût pratiquement nul, cela permettrait d'indiquer les données nucléaires dominantes, les réactions dominantes et les domaines énergétiques dominants, dans le cas échéant. Ainsi, des investissements pourraient être fléchés vers des expériences différentielles ou intégrales, en visant directement la réduction d'incertitudes vis-à-vis d'objectifs de sûreté ou d'exploitation.

❷ La couronne de bascule, pour chaque isotope, pourrait être localisée précisément en utilisant les coefficients des polynômes des éléments finis plutôt qu'une valeur intégrée pour chaque assemblage.

❶ Il serait simple et rapide d'obtenir l'incertitude due aux données nucléaires sur le ratio de dominance (λ_0/λ_1) ou sur d'autres valeurs propres. En effet, la méthode d'Arnoldi avec redémarrage implicite, désormais incluse dans DONJON5 [210], est très efficace pour obtenir un grand nombre de valeurs propres. En pratique, cela ne demande l'ajout que d'un seul mot-clef (`IRAM`) dans DONJON5 pour faire appel à cette méthode à la place de la méthode classique de la puissance itérée. L'échantillonnage des données nucléaires mis en place durant cette thèse permettra donc d'obtenir l'incertitude sur chacune de ces valeurs propres.

À plus long terme, la solution de référence de l'équation de Boltzmann pourrait être produite différemment.

❺ La méthode de Monte-Carlo en 3D pourrait être remplacée par :

— du transport déterministe en 3D [211], ou

— du transport déterministe en 2D, comme le mode `MxN` de CASMO-5 [61], en transférant l'information par une équivalence entre diffusion 3D et diffusion 2D.

Par exemple, cela permettrait de mettre au point un code de cœur massivement multiparallèle (MPI) réalisant :

3. Simple Linux Utility for Resource Management. Ce logiciel ordonnance et gère les tâches sur les supercalculateurs, où il est le standard *de facto*.

— un transport déterministe sur certains CPU, avec la meilleure estimation de données nucléaires, et,

— pendant le même temps et sur les autres CPU, de nombreux échantillons de données nucléaires avec de la diffusion 3D,

puis en recombinant le tout à la fin, à la manière de ce qui est suggéré dans cette thèse. Ainsi, dans le même temps qu'un transport déterministe, son incertitude serait disponible, au prix toutefois d'une puissance de calcul plus élevée. L'augmentation continue du nombre de cœurs par processeur devrait contribuer à rendre accessible une telle solution. Par ailleurs, le fait d'utiliser uniquement des méthodes déterministes faciliterait la cohérence de description géométrique ainsi que la mise au point d'un cadre théorique formel[172,212]. En ce sens, l'utilisation de la diffusion dans la méthode d'échantillonnage s'apparente, d'une certaine manière, aux méthodes de faibles ordres pour l'accélération du transport par des méthodes de caractéristiques, par exemple.

❺ À encore plus long terme, un couplage entre des codes de Monte-Carlo et les autres physiques habituelles permettrait d'accéder à une référence (coûteuse) de l'évolution du combustible, voire d'un transitoire cinétique.

L'ajustement des données nucléaires pourrait être approfondi de la manière suivante.

❸ L'ajout de cartes de réponses de détecteurs mesurées permettrait de confirmer les résultats obtenus, par validation croisée (avec des mesures semblables), et d'étendre l'ajustement à d'autres données nucléaires (avec des mesures dissemblables).

❷ D'autres types de mesures pourraient être ajoutés, amenant à une optimisation multi-objectif. Par exemple, les poids de grappes ajouteraient de l'information quant à la distribution du flux dans le cœur. Les thermocouples en sortie de cœur pourraient également être utilisés. En revanche, il semble difficile d'ajuster à partir de mesures de réactivité ou de coefficient de température réalisées sur des grands cœurs industriels. L'impact des incertitudes technologiques risque d'y être trop élevé, bien plus que sur les petites maquettes critiques qui restreignent efficacement ces paramètres.

❷ Au-delà de la méthode BFMC, d'autres méthodes avec des fondations théoriques plus solides permettent de tenir compte de paramètres de nuisance[213], comme celles basées sur l'optimisation de la vraisemblance marginale (*marginal likelihood optimization*, en anglais, ou MLO).

Enfin, la propagation par la méthode de Monte-Carlo rend de telles incertitudes accessibles pour des simulations multiphysiques, avec évolution du combustible voire sur d'hypothétiques transitoires accidentels, comme une éjection de grappes[214,215].

RÉFÉRENCES

[1] J. Libmann, *Eléments de sûreté nucléaire*. Editions de Physique, 1996, Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire (IPSN).

[2] P. Reuss, *Précis de neutronique*, ser. Collection Génie atomique. EDP Sciences, 2003.

[3] D. Cacuci, *Handbook of Nuclear Engineering*. Springer, 2010.

[4] "Règles de conception et de construction applicables aux assemblages de combustible des centrales nucléaires REP (RCC-C)," AFCEN, Rapport technique, 2019.

[5] P. Dehaudt, "Le combustible nucléaire et son état physico-chimique à la sortie des réacteurs," CEA, Rapport technique, 2000, CEA-R-5923. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/32/011/32011641.pdf

[6] "Règles de conception et de construction des matériels mécaniques des ilots nucléaires des REP (RCC-M)," AFCEN, Rapport technique, 2018.

[7] "Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure," 2008, JCGM 100 :2008(F). [En ligne]. Disponible : https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM_100_2008_F.pdf

[8] "An introduction to the "guide to the expression of uncertainty in measurement" and related documents," 2009, JCGM 104 :2009. [En ligne]. Disponible : https://www.bipm.org/documents/20126/41373460/JCGM_104_2009.pdf

[9] N. Kerkar et P. Paulin, *Exploitation des cœurs REP*, ser. Collection Génie atomique. EDP Sciences, 2008.

[10] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD

[11] [En ligne]. Disponible : https://gitlab.extra.irsn.fr/SalinoPhD

[12] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/FigurativeDistr.py

[13] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/StandardError.py

[14] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/PowDifferenceTih.py

[15] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/Kinf.py

[16] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/BatchHist.py

[17] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/Draglib.py

[18] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/TMC_Tih.py

[19] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/Pearson.py

[20] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/SerpentParallelSpeedup.py

[21] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/TMC_Tih_comparison.py

[22] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/PowDifferenceCP0.py

[23] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/DetectorsDiff.py

[24] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/TMC_FSH-BUG.py

[25] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/blob/master/Plots/TMC_FSH-BUG_interactions.py

[26] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/SalinoPhD/commits

[27] M. Baker, "1,500 scientists lift the lid on reproducibility," *Nature News*, vol. 533, n°. 7604, p. 452, mai 2016. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1038/533452a

[28] L. Desquilbet *et al.*, *Vers une recherche reproductible*. Unité régionale de formation à l'information scientifique et technique de Bordeaux, mai 2019. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02144142

[29] "Pratiquer une recherche intègre et responsable," 2017, guide produit par le comité d'éthique du CNRS. [En ligne]. Disponible : https://www.cnrs.fr/sites/default/files/ressource-file/Pratiquer-une-recherche-integre-et-responsable-2017.pdf

[30] [En ligne]. Disponible : https://www.ouvrirlascience.fr/

[31] *OECD Principles and Guidelines for Access to Research Data from Public Funding*, 2007. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd.org/sti/inno/38500813.pdf

[32] A. Lyoussi, *Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire*, ser. Collection Génie atomique. EDP Sciences, 2010.

[33] N. Horelik *et al.*, “Benchmark for evaluation and validation of reactor simulations (BEAVRS), v1.0.1,” communication présentée à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Sun Valley, Idaho, 2013. [En ligne]. Disponible : https://crpg.mit.edu/sites/default/files/css_injector_images_image/BEAVRS_2.0.2_spec.pdf

[34] K. S. Smith, “Nodal diffusion methods and lattice physics data in LWR analyses : Understanding numerous subtle details,” *Progress in Nuclear Energy*, vol. 101, p. 360–369, 2017, special Issue on the Physics of Reactors International Conference PHYSOR 2016 : Unifying Theory and Experiments in the 21st Century. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197017301609

[35] S. de Lambert des Champs de Morel, “Contribution à l’analyse multiphysique de la déformation d’assemblage,” thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, mars 2021. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03201746

[36] E. Sykora, “Testing the EPRI reactivity depletion decrement uncertainty methods,” mémoire de maîtrise, Massachusetts Institute of Technology, 2015. [En ligne]. Disponible : http://hdl.handle.net/1721.1/103653

[37] S. Kumar, “Quantifying time-dependent uncertainty in the BEAVRS benchmark using time series analysis,” mémoire de maîtrise, Massachusetts Institute of Technology, 2018. [En ligne]. Disponible : http://hdl.handle.net/1721.1/119052

[38] H. Panek, “Qualification du système Neptune - interprétation d’expériences critiques, calculs de cœur de réacteur de puissance - ébauche d’une nouvelle chaîne de calcul basée sur les codes APOLLO et TORTISE - premiers tests sur cœur de PWR,” thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1980, CEA-N-2092. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/11/511/11511367.pdf

[39] D. Tournier, “Contribution à la qualification du système Neptune - application au suivi de Tihange,” thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1980, CEA-N-2155. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/12/578/12578167.pdf

[40] “In-core fuel management code package validation for PWRs,” IAEA, Rapport technique IAEA-TECDOC-815, 1995. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/26/077/26077395.pdf

[41] E. Kamha, “Contribution à l’élaboration et à la qualification d’un schéma de calcul pour la gestion des réacteurs PWR, à l’aide du système Neptune - suivi du réacteur Fessenheim 2,” thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1981. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/18/076/18076909.pdf

[42] A. Hassini, "Établissement de bibliothèques à contre-réactions pour le suivi du 1er cycle du réacteur Fessenheim," thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1982. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/14/776/14776891.pdf

[43] "Reactor core physics design and operating data for cycles 1 and 2 of TMI unit 1 power plant," Babcock and Wilcox, Rapport technique NP-1410, 1980. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/5082638

[44] G. Neely, D. Napolitano et M. Erighin, "Core nuclear design codes and methods qualification," Babcock and Wilcox, Rapport technique R003-03-002106, 2010. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML1024/ML102450302.pdf

[45] A. J. Impink, Jr. et B. A. Guthrie, III, "Reactor core physics design and operating data for cycles 1 and 2 of the Zion unit 2 PWR power plant," Carnegie-Mellon University, Rapport technique NP-1232, 1979. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/5303509

[46] "Reactor core physics design and operating data for cycles 1, 2, and 3 of the Turkey Point No. 3 PWR power plant," Rapport technique NP-827, 1978. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/6803027

[47] R. Carlson, "Reactor core physics design and operating data for cycles 1, 2, and 3 of Surry unit 1 PWR power plant," Georgia Institute of Technology, Rapport technique NP-79-2-LD, 1979. [En ligne]. Disponible : https://smartech.gatech.edu/handle/1853/38968

[48] "Reactor core physics design and operating data for cycles 1, 2, and 3 of the Monticello BWR nuclear generating plant," Rapport technique NP-472, juill. 1977. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/7209095

[49] Power reactor information system, IAEA. [En ligne]. Disponible : https://pris.iaea.org/PRIS

[50] "Les centrales nucléaires dans le monde," 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.cea.fr/multimedia/Documents/publications/ouvrages/Elecnuc-2019.pdf

[51] M. Hug, *Un siècle d'énergie nucléaire*. Éditions Le Manuscrit, 2009. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/40/108/40108869.pdf

[52] A. Hébert, *Applied Reactor Physics*. Presses internationales Polytechnique, 2020.

[53] R. Sekkouri, "Analyse des techniques d'homogénéisation et des schémas de calcul pour les réacteurs à eau," thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1995.

[54] R. Sanchez *et al.*, "Apollo2 year 2010," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 42, oct. 2010. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/264154107_Apollo2_year_2010

[55] D. Schneider *et al.*, "APOLLO3 CEA/DEN deterministic multi-purpose code for reactor physics analysis," dans *PHYSOR 2016 – Unifying Theory and Experiments in the 21st Century*, Sun Valley, United States, mai 2016. [En ligne]. Disponible : https://hal-cea.archives-ouvertes.fr/cea-02509714

[56] J.-F. Picard et E. Martinolli, "ODYSSÉE - future chaîne de calcul des cœurs commune EDF/Framatome," 2018. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1051/jtsfen/2018out01

[57] K. Koebke, "A new approach to homogenization and group condensation," communication présentée à Specialists' meeting on homogenization methods in reactor physics, n°. AIEA-TECDOC-231, Lugano, Switzerland, 1978, p. 303–322. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/12/619/12619319.pdf

[58] K. Smith, "Assembly homogenization techniques for light water reactor analysis," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 17, n°. 3, p. 303 – 335, 1986. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0149197086900351

[59] S. Choi *et al.*, "Impact of inflow transport approximation on light water reactor analysis," *Journal of Computational Physics*, vol. 299, p. 352 – 373, 2015. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999115004507

[60] S. Choi *et al.*, "On the diffusion coefficient calculation in two-step light water reactor core analysis," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 54, p. 705 – 715, 2017. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1080/00223131.2017.1299648

[61] J. Rhodes, K. Smith et D. Lee, "CASMO-5 development and applications," vol. 2006, juill. 2006. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/228528270_CASMO-5_development_and_applications

[62] B. Lindley *et al.*, "Current status of the reactor physics code WIMS and recent developments," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 102, p. 148–157, 2017. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916303929

[63] E. Richebois, "Calcul de cœur REP en transport 3D," Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I, 1999, thèse de doctorat. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/32/025/32025218.pdf

[64] C. Sandrin, "Modélisation neutronique du réflecteur pour le calcul des cœurs des réacteurs nucléaires à eau pressurisée. Application à l'EPR." Thèse de

doctorat, Université Paris-Sud 11, 2010, thèse de doctorat. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/42/048/42048194.pdf

[65] A. Hébert, "Développement de la méthode SPH : homogénéisation de cellules dans un réseau non uniforme et calcul des paramètres du réflecteur," Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1981, thèse de doctorat. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/13/662/13662073.pdf

[66] S. Marguet, *La physique des réacteurs nucléaires*, ser. Collection EDF - R&D. Tec & Doc Lavoisier, 2011.

[67] A. Calloo, "Parallel discontinuous finite element SN solver in cartesian and hexagonal geometries for the Boltzmann transport equation in DRAGON5," thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2022. [En ligne]. Disponible : http://merlin.polymtl.ca/downloads/2022_Atyab_Ahmad_Calloo-thesis.pdf

[68] I. Zmijarevic *et al.*, "Use of 2D whole core reactor models for PWR analysis with APOLLO2," communication présentée à ANS Reactor Physics Topical Meeting (PHYSOR), vol. 2, Interlaken, Switzerland, 2008, p. 1353–1360. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/290094339_Use_of_2D_whole_core_reactor_models_for_PWR_analysis_with_APOLLO2

[69] T. Clerc, "Méthodes d'optimisation des paramètres 2D du réflecteur dans un réacteur à eau pressurisée," mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2013. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/1154/1/2013_ThomasClerc.pdf

[70] A. Hébert et H. Leroyer, "A presentation of the OPTEX reflector model," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 176, n°. 3, p. 312–324, 2014. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE13-26

[71] T. Clerc *et al.*, "An advanced computational scheme for the optimization of 2D radial reflector calculations in pressurized water reactors," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 273, p. 560–575, juill. 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549314002052

[72] A. Ponçot, "Assimilation de données pour la dynamique du xénon dans les cœurs de centrale nucléaire," thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, oct. 2008. [En ligne]. Disponible : https://oatao.univ-toulouse.fr/7787/

[73] R. Stamm'ler et M. Abbate, *Methods of Steady-state Reactor Physics in Nuclear Design*. Academic Press, 1983.

[74] J.-P. Argaud, "Modélisation du réflecteur en diffusion neutronique et identification de paramètres," EDF, Rapport technique 93NB00091, 1993. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore//_Public/25/010/25010729.pdf

[75] S. Joutel, “Neutron fluence surveillance calculations and methodology verification for nuclear power plant life time evaluations,” Mémoire de maîtrise, KTH, 2015. [En ligne]. Disponible : http://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:787978/FULLTEXT02

[76] “Supports de présentation de la formation Neutronica 2 (Framatome),” déc. 2020.

[77] “Evaluation of nuclear hot channel factor uncertainties,” Westinghouse, Rapport technique WCAP-7810, 1988. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML2015/ML20151R553.pdf

[78] E. Z. Muller, “Reflector modeling in advanced nodal analysis of pressurized water reactors,” Proceedings of a Specialists Meeting on Advanced calculational methods for power reactors and LWR core design parameters, n°. IAEA-TECDOC-678, Cadarache, France, 10-14 septembre 1990. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/24/030/24030229.pdf

[79] “Rapport de l’ASN sur l’état de la sûreté nucléaire et de la radioprotection en France en 2020,” mai 2021. [En ligne]. Disponible : http://rapport-annuel2020.asn.fr/

[80] [En ligne]. Disponible : https://www.controlglobal.com/blogs/unfettered/what-happened-at-the-taishan-unit-1-nuclear-plant-in-china/

[81] M. Herman et A. Trkov, “ENDF-6 formats manual - data formats and procedures for the evaluated nuclear data files ENDF/B-VI and ENDF/B-VII,” Brookhaven National Laboratory, Rapport technique ENDF-102, 2010. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd-nea.org/dbdata/data/manual-endf/endf102.pdf

[82] K. Tada, “Frendy training course, first part : Overview of evaluated nuclear data and processing.” [En ligne]. Disponible : https://rpg.jaea.go.jp/main/en/program_frendy/

[83] A. C. Kahler *et al.*, “The NJOY nuclear data processing system, version 2016,” Los Alamos National Laboratory, Rapport technique LA-UR-17-20093, 2018. [En ligne]. Disponible : https://github.com/njoy/NJOY2016-manual/raw/master/njoy16.pdf

[84] A. Koning *et al.*, “TENDL : Complete nuclear data library for innovative nuclear science and technology,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 155, p. 1 – 55, 2019, special Issue on Nuclear Reaction Data. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009037521930002X

[85] G. Noguère. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd-nea.org/download/wpec/sg42/

[86] D. Rochman. [En ligne]. Disponible : https://tendl.web.psi.ch/tendl_2021/randomTSL.html

[87] N. Dos Santos, “Optimisation de l’approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes

critiques," thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00979526

[88] A. Santamarina *et al.*, "Nuclear data uncertainty propagation on power maps in large LWR cores," communication présentée à ANS Reactor Physics Topical Meeting (PHYSOR), Kyoto, Japan, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/266794957_NUCLEAR_DATA_UNCERTAINTY_PROPAGATION_ON_POWER_MAPS_IN_LARGE_LWR_CORES

[89] G. C. Pomraning, "Variational principle for eigenvalue equations," *Journal of Mathematical Physics*, vol. 8, n°. 1, p. 149–158, 1967. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1705094

[90] A. Gandini, "A generalized perturbation method for bi-linear functionals of the real and adjoint neutron fluxes," *Journal of nuclear energy*, vol. 21, p. 755–765, 1983. [En ligne]. Disponible : http://www.agphysics.it/Pubblicazioni/JNE-1967-GPT.pdf

[91] P. Leconte et D. Bernard, "Validation of the U-238 inelastic scattering neutron cross section through the EXCALIBUR dedicated experiment," *EPJ Web Conf.*, vol. 146, p. 06017, 2017. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1051/epjconf/201714606017

[92] M. Dion, "Développement de méthodes de calcul de coefficients de sensibilité des sections efficaces multigroupes autoprotégées et de sensibilité implicite du Keff aux densités isotopiques," thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2015. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/1685/1/2015_MaximeDion.pdf

[93] "UK EPR design description - fundamental safety overview volume 1 : head document chapter A : EPR design description," AREVA NP et EDF, Rapport technique, 2007. [En ligne]. Disponible : http://www.epr-reactor.co.uk/ssmod/liblocal/docs/V3/Volume%201%20-%20Overview/1.A%20-%20EPR%20Design%20Description/1.A%20-%20EPR%20Design%20Description%20-%20v3.pdf

[94] M. Pfeiffer, "Instrumentation neutronique du réacteur EPR excore – SPND – AMS," *Techniques de l'ingénieur*, n°. BN3453, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/energies-th4/instrumentation-et-controle-commande-des-installations-nucleaires-42202210/instrumentation-neutronique-du-reacteur-epr-bn3453/

[95] J.-L. Mourlevat, "Instrumentation interne des réacteurs," *Techniques de l'ingénieur*, n°. BN3452, 2001. [En ligne]. Disponible : https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/energies-th4/instrumentation-et-controle-commande-des-installations-nucleaires-42202210/instrumentation-interne-des-reacteurs-bn3452/

[96] E. Dumonteil, Communication personnelle, 2018.

[97] G. Dejonghe, "Études d'effets différentiels par la méthode de Monte Carlo dans le cadre de l'équation du transport. applications aux calculs de protection et de neutronique." thèse de doctorat, Université Paris XI, 1982.

[98] C. Dieudonné, "Accélération de la simulation Monte Carlo du transport des neutrons dans un milieu évoluant par la méthode des échantillons corrélés," thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, déc. 2013. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00934463/file/VA2_DIEUDONNE_CYRIL_12122013.pdf

[99] E. Dumonteil, "Marches aléatoires branchantes et simulation Monte-Carlo du transport des neutrons," Habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud, 2014.

[100] D. Rochman *et al.*, "How inelastic scattering stimulates nonlinear reactor core parameter behaviour," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 112, p. 236 – 244, 2018. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454917303468

[101] L. Volat, "Développement d'une méthode stochastique de propagation des incertitudes neutroniques associées aux grands cœurs de centrales nucléaires : application aux réacteurs de génération III," thèse de doctorat, Université Aix-Marseille, 2018, 2018AIXM0330. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2018AIXM0330

[102] L. Clouvel, "Uncertainty quantification of the fast flux calculation for a PWR vessel," thèse de doctorat, Université Paris Saclay (COmUE), nov. 2019. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02555329

[103] L. Fiorito *et al.*, "Nuclear data uncertainty propagation to integral responses using SANDY," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 101, p. 359 – 366, 2017. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916305278

[104] N. Otuka *et al.*, "Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (EXFOR) : International collaboration between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)," *Nuclear Data Sheets*, vol. 120, p. 272–276, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214005171

[105] D. Rochman et A. J. Koning, "How to randomly evaluate nuclear data : A new data adjustment method applied to 239Pu," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 169, n°. 1, p. 68–80, 2011. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE10-66

[106] D. Rochman et A. J. Koning, "Evaluation and adjustment of the neutron-induced reactions of 63,65Cu," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 170, n°. 3, p. 265–279, 2012. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE11-37

[107] A. Koning, "Bayesian Monte Carlo method for nuclear data evaluation," *Nuclear Data Sheets*, vol. 123, p. 207 – 213, 2015, special Issue on International

Workshop on Nuclear Data Covariances April 28 - May 1, 2014, Santa Fe, New Mexico, USA http ://t2.lanl.gov/cw2014. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214007157

[108] P. Helgesson *et al.*, "Combining Total Monte Carlo and Unified Monte Carlo : Bayesian nuclear data uncertainty quantification from auto-generated experimental covariances," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 96, p. 76–96, 2017. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197016302499

[109] B. Harding, C. Tremblay et D. Cousineau, "Standard errors : A review and evaluation of standard error estimators using Monte Carlo simulations," *The Quantitative Methods for Psychology*, vol. 10, n°. 2, p. 107–123, 2014. [En ligne]. Disponible : http://www.tqmp.org/RegularArticles/vol10-2/p107/p107.pdf

[110] C. R. Rao, *Linear Statistical Inference And Its Applications*, 1973.

[111] A. Hébert, "A proposal beyond the Wims Library Update Project," communication présentée à International Conference on Mathematics Computational Methods Applied to Nuclear Science Engineering (MC), Jeju, Korea, avr. 2017.

[112] J. Gomit *et al.*, "CRISTAL v2 : new package for criticality calculations," dans *Nuclear Criticality Safety Division Topical Meeting (NCSD 2017).* Carlsbad, United States : Nuclear Criticality Safety Division Topical Meeting (NCSD 2017), sept. 2017. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02417819

[113] K. Ramamoorthy, "Development and validation of burnup dependent computational schemes for the analysis of assemblies with advanced lattice code," thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2006. [En ligne]. Disponible : http://merlin.polymtl.ca/downloads/Thesis_karthikeyan.pdf

[114] A. Hébert, "A nuclear data library production system for advanced lattice codes," *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, 2008. [En ligne]. Disponible : https://nd2007.edpsciences.org/articles/ndata/pdf/2007/01/ndata07253.pdf

[115] A. Hébert, "PyNjoy-2012 : A system for producing cross-section libraries for the DRAGON lattice code," sept. 2016. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/308566629_PyNjoy-2012_A_system_for_producing_cross-section_libraries_for_the_DRAGON_lattice_code

[116] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/PyNjoy2016

[117] R. D. Mosteller *et al.*, "Benchmark calculations for the Doppler coefficient of reactivity," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 107 :3, mars 1991. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/6017499

[118] "Wolf Creek final safety analysis report, chapter 4," Rapport technique. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML0712/ML071270719.pdf

[119] M. Mattes et J. Keinert, "Thermal neutron scattering data for the moderator materials H2O, D2O and ZrHx in ENDF-6 format and as ACE library for MCNP(X) codes," IAEA, Rapport technique INDC(NDS)-0470, 2005. [En ligne]. Disponible : https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0470.pdf

[120] M. Badeaa, R. Dagan et C. Broeders, "On the impact of phonon spectrum shifts of the hydrogen binding in ZrH," *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, 2008. [En ligne]. Disponible : https://nd2007.edpsciences.org/articles/ndata/pdf/2007/01/ndata07681.pdf

[121] A. Yamamoto et N. Sugimura, "Improvement on multi-group scattering matrix in thermal energy range generated by NJOY," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 33, nº. 6, p. 555–559, 2006. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454906000089

[122] J. N. Buxton et B. Randell, *Software Engineering Techniques : Report of a Conference Sponsored by the NATO Science Committee, Rome, Italy, 27-31 Oct. 1969, Brussels, Scientific Affairs Division, NATO*, 1970. [En ligne]. Disponible : http://homepages.cs.ncl.ac.uk/brian.randell/NATO/nato1969.PDF

[123] A. Canbakan et A. Hébert, "Accuracy of a 2-level scheme based on a subgroup method for pressurized water reactor fuel assembly models," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 81, p. 164–173, 2015. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454915001681

[124] A. Santamarina, C. Collignon et C. Garat, "French calculation schemes for light water reactor analysis," communication présentée à PHYSOR 2004 - The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments, Chicago, United States of America, avr. 2004. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/267254776_French_Calculation_Schemes_for_Light_Water_Reactor_Analysis

[125] A. Hébert, "Development of the subgroup projection method for resonance self-shielding calculations," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 162, nº. 1, p. 56–75, 2009. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE162-56

[126] F. Simon, "Validation de la méthode SPM pour l'autoprotection des résonances," mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2011. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/585/1/2011_FredericSimon.pdf

[127] A. Hébert et M. Coste, “Computing moment-based probability tables for self-shielding calculations in lattice codes,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 142, n°. 3, p. 245–257, 2002. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE01-56

[128] A. Kavenoky et M. Michel-Villaz, “Définition et calcul du coefficient de diffusion des milieux multiplicateurs à neutrons rapides à partir d’une solution fondamentale de l’équation de Boltzmann,” CEA, Rapport technique SPM-710, 1968.

[129] A. E. Johnson *et al.*, “serpentTools : A Python package for expediting analysis with Serpent,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 194, n°. 11, p. 1016–1024, 2020. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1080/00295639.2020.1723992

[130] A. Calloo, “Développement d’une nouvelle modélisation de la loi de choc dans les codes de transport neutronique multigroupes,” thèse de doctorat, Université de Grenoble, oct. 2012. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00909705/file/30806_CALLOO_2012_archivage.pdf

[131] A. Canbakan, “Validation d’un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques,” mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2014. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/1480/1/2014_AxelCanbakan.pdf

[132] L. Ghasabyan, “Validation of DRAGON5 lattice code for PWR applications using depletion benchmarks by detailed comparison with SERPENT2 Monte Carlo code,” mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2020. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/5527/1/2020_LevonGhasabyan.pdf

[133] A. Bennett, N. Martin et M. Schneider, “Validation of APOLLO2-A against SERPENT 2 on BWR lattices,” communication présentée à Mathematics Computations 2019, Portland, United States of America, août 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.researchgate.net/publication/335987968_Validation_of_APOLLO2-A_Against_SERPENT_2_on_BWR_Lattices

[134] R. Tuominen, V. Valtavirta et J. Leppänen, “New energy deposition treatment in the Serpent 2 Monte Carlo transport code,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 129, p. 224–232, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454919300726

[135] R. Tuominen, Communication personnelle, 2021.

[136] W. Haeck, “GAIA user’s manual, version 1.1.0,” IRSN, Rapport technique PSN-EXP/SNC/2017-198, 2017.

[137] C. Jeannesson, “Development of a methodology to exploit nuclear data in the unresolved resonance range and the impact on criticality safety and

reactor applications," thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, déc. 2020. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03168175/file/95956_JEANNESSON_2020_archivage.pdf

[138] N. Abrate, "Nuclear data library processing tools." [En ligne]. Disponible : https://github.com/nicoloabrate/ndl

[139] A. Repain, "Rapport de stage," 2021.

[140] E. Dumonteil *et al.*, "Particle clustering in Monte Carlo criticality simulations," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 63, p. 612–618, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454913004787

[141] E. Dumonteil *et al.*, "Clustering and traveling waves in the Monte Carlo criticality simulation of decoupled and confined media," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 49, n°. 6, p. 1157–1164, 2017, special Issue on International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering 2017 (MC 2017). [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573317303170

[142] A. J. M. Plompen *et al.*, "The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3," *The European Physical Journal A*, vol. 56, n°. 7, juill. 2020. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00141-9

[143] D. Brown *et al.*, "ENDF/B-VIII.0 : The 8th major release of the nuclear reaction data library with CIELO-project cross sections, new standards and thermal scattering data," *Nuclear Data Sheets*, vol. 148, p. 1–142, 2018, special Issue on Nuclear Reaction Data. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375218300206

[144] P. Reuss, *L'épopée de l'énergie nucléaire*, ser. Collection Génie atomique. EDP Sciences, 2007.

[145] B. Pelloux, "Une brève histoire de l'atome," 2021. [En ligne]. Disponible : https://medium.com/une-br%C3%A8ve-histoire-de-latome

[146] A. J. Koning, S. Hilaire et M. C. Duijvestijn, "TALYS-1.0," *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, 2008. [En ligne]. Disponible : https://nd2007.edpsciences.org/articles/ndata/pdf/2007/01/ndata07767.pdf

[147] M. Herman *et al.*, "EMPIRE : Nuclear reaction model code system for data evaluation," *Nucl. Data Sheets*, vol. 108, p. 2655, 2007.

[148] R. Ferrer et J. Rhodes, "Generation and initial validation of a new CASMO5 ENDF/B-VIII.0 nuclear data library," *EPJ Web Conf.*, vol. 247, p. 09001, 2021. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1051/epjconf/202124709001

[149] J. W. Tukey, *Exploratory Data Analysis*. Addison-Wesley Publishing Company, 1977.

[150] M. Chadwick *et al.*, "CIELO collaboration summary results : International evaluations of neutron reactions on uranium, plutonium, iron, oxygen and hydrogen," *Nuclear Data Sheets*, vol. 148, p. 189–213, 2018, special Issue on Nuclear Reaction Data. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009037521830022X

[151] E. Privas, "Contribution à l'évaluation des incertitudes sur les sections efficaces neutroniques, pour les réacteurs à neutrons rapides," thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, sept. 2015. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01286566/file/PRIVAS_2015_archivage.pdf

[152] B. Fornal et B. Grinstein, "Dark matter interpretation of the neutron decay anomaly," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, p. 191801, mai 2018. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.191801

[153] M. Hursin *et al.*, "Treatment of the implicit effect in Shark-X," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 138, p. 107178, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454919306887

[154] W. Wieselquist *et al.*, "PSI methodologies for nuclear data uncertainty propagation with CASMO-5M and MCNPX : Results for OECD/NEA UAM benchmark phase I," *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2013. [En ligne]. Disponible : https://www.hindawi.com/journals/stni/2013/549793

[155] M. Salvatores *et al.*, *Uncertainty and Target Accuracy Assessment for Innovative Systems Using Recent Covariance Data Evaluations*, 2008. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2019-12/volume26.pdf

[156] L. Maul, "Thermal scattering law uncertainties and propagation into small thermal fission reactors," thèse de doctorat, University of New South Wales, 2018. [En ligne]. Disponible : http://handle.unsw.edu.au/1959.4/60578

[157] T. Ivanova *et al.*, "OECD/NEA expert group on uncertainty analysis for criticality safety assessment : Results of benchmark on sensitivity calculation (phase III)," dans *Physics in Reactors Topical Meeting (PHYSOR 2012)*, Knoxville, United States, avr. 2012.

[158] "Supports de présentation de la formation sur l'impact des nouvelles gestions du cœur sur la conception et l'exploitation (Framatome)," déc. 2014.

[159] "Avis IRSN/2017-00162 : Demande d'autorisation de la modification « mise en œuvre anticipée de grappes hafnium » - palier CPY – État technique « VD3 »," Rapport technique, 2017. [En ligne]. Disponible : https://www.irsn.fr/FR/expertise/avis/2017/Documents/mai/Avis-IRSN-2017-00162.pdf

[160] W. Wieselquist, I. C. Gauld et M. T. Pigni, "Prioritizing nuclear data needs using uncertainty analysis," 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/1559735

[161] D. Rochman *et al.*, "Nuclear data uncertainties for Swiss BWR spent nuclear fuel characteristics," *The European Physical Journal Plus*, 2020. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-00258-2

[162] C. Laville, "Étude de différentes méthodes de calculs de coefficients de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires," mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2011. [En ligne]. Disponible : https://publications.polymtl.ca/702/1/2011_CedricLaville.pdf

[163] B. Iooss et P. Lemaître, "A review on global sensitivity analysis methods," dans *Uncertainty management in Simulation-Optimization of Complex Systems : Algorithms and Applications*, C. Meloni et G. Dellino, édit. Springer, 2015. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00975701

[164] E. N. Lorenz, "Deterministic Nonperiodic Flow." *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 20, n°. 2, p. 130–148, mars 1963. [En ligne]. Disponible : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1963JAtS...20..130L

[165] R. Buizza, "Introduction to the special issue on "25 years of ensemble forecasting"," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 145, n°. S1, p. 1–11, 2019. [En ligne]. Disponible : https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.3370

[166] [En ligne]. Disponible : https://meteofrance.fr/missions/observer-et-prevoir/comment-fait-une-prevision

[167] [En ligne]. Disponible : http://files.meteofrance.com/files/glossaire/FR/glossaire/designation/417_curieux_view.html

[168] S. W. Lee *et al.*, "Analysis of uncertainty quantification method by comparing Monte-Carlo method and Wilks' formula," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 46, n°. 4, p. 481–488, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573315301169

[169] N. Porter, "Wilks' formula applied to computational tools : A practical discussion and verification," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 133, p. 129–137, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454919302543

[170] R. Bishop, "Chaos," dans *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, Spring 2017 éd., E. N. Zalta, édit. Metaphysics Research Lab, Stanford University, 2017. [En ligne]. Disponible : https://plato.stanford.edu/archives/spr2017/entries/chaos/

[171] P. Allexandre et M. Caïssa, "Supports de présentation de la formation : Parallel computing on Cobalt," mars 2021.

[172] G. Poëtte, "A gPC-intrusive Monte-Carlo scheme for the resolution of the uncertain linear Boltzmann equation," *Journal of Computational Physics*, mai 2018. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01800455

[173] V. Salino, "Projet ORION : Modélisation des réflecteurs des REP et application au démarrage de Tihange," IRSN, Rapport technique PSN-EXP/SNC/2017-170, août 2017.

[174] "Avis IRSN/2018-00120 : Anomalies de fabrication du combustible MOX et phénomène de remontée de flux neutronique en bas de colonne fissile," Rapport technique, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.irsn.fr/FR/expertise/avis/2018/Documents/avril/Avis-IRSN-2018-00120.pdf

[175] A. Berthet, "Utilisation du plutonium dans les REP," *Techniques de l'ingénieur*, n°. BN3120, 1999. [En ligne]. Disponible : https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/energies-th4/conception-construction-et-exploitation-des-reacteurs-nucleaires-42204210/utilisation-du-plutonium-dans-les-rep-bn3120/

[176] J. Askew, Résumé du compte-rendu d'une réunion de spécialistes sur le calcul des distributions tridimensionnelles de densité de puissance dans les réacteurs en cours d'exploitation, n°. NEACRP-A-1979-0349, Paris, France, 26-28 novembre 1979. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_13278/calculation-of-3-dimensional-rating-distributions-in-operating-reactors

[177] "Westinghouse technology systems manual," Westinghouse, Rapport technique Section 9.2 Incore Instrumentation System. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML1122/ML11223A264.pdf

[178] "Indian Point unit 2 cycle 13 startup test report," Rapport technique, 1995. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML1004/ML100470737.pdf

[179] "Indian Point 3 cycle 10 startup physics test report," Rapport technique, 1997. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML1005/ML100500828.pdf

[180] K. Fröhlicher, V. Salino et A. Hébert, "Investigating fission distribution behavior under various homogenization techniques for asymmetrical fuel assemblies and different reflector equivalence methods," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 157, p. 108221, 2021. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454921000979

[181] T. Bahadir, "BEAVRS benchmark evaluation with CASMO5 and SIMULATE5," *EPJ Web Conf.*, vol. 247, p. 06022, 2021. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1051/epjconf/202124706022

[182] G. Marleau, A. Hébert et R. Roy, "A user guide for Dragon Version5," IGE-335. [En ligne]. Disponible : http://merlin.polymtl.ca/downloads/IGE335.pdf

[183] J. Brecy et J. Duchene, "Système de mesures neutroniques internes pour réacteur à eau sous pression, IAEA-SM-226/55," communication présentée à Proceedings of Nuclear Power Plant Control and Instrumentation, Vol. II, Cannes, France, 1978. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/11/500/11500221.pdf

[184] M. Sallak, F. Aguirre et W. Schon, "Incertitudes aléatoires et épistémiques, comment les distinguer et les manipuler dans les études de fiabilité ?" dans *QUALITA2013*, Compiègne, France, mars 2013. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00823114

[185] E. Castro *et al.*, "Improving PWR core simulations by Monte Carlo uncertainty analysis and Bayesian inference," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 95, p. 148–156, 2016. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916302547

[186] K. P. Burnham et D. R. Anderson, *Model Selection and Multimodel Inference : A Practical Information-Theoretic Approach*. Springer New York, 2002.

[187] P. Helgesson, "Approaching well-founded comprehensive nuclear data uncertainties : Fitting imperfect models to imperfect data," thèse de doctorat, Uppsala University, Applied Nuclear Physics, 2018.

[188] J. A. Walsh, B. Forget et K. S. Smith, "Accelerated sampling of the free gas resonance elastic scattering kernel," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 69, p. 116–124, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454914000255

[189] J. Xu, T. Zu et L. Cao, "Development and verification of resonance elastic scattering kernel processing module in nuclear data processing code NECP-Atlas," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 110, p. 301–310, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197018302580

[190] T. H. Trumbull et T. E. Fieno, "Effects of applying the doppler broadened rejection correction method for LEU and MOX pin cell depletion calculations," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 62, p. 184–194, 2013. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454913003150

[191] E. Bauge, S. Hilaire et P. Dossantos-Uzarralde, "Evaluation of the covariance matrix of neutronic cross sections with the Backward-Forward Monte Carlo method," *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, 2008. [En ligne]. Disponible : https://nd2007.edpsciences.org/articles/ndata/pdf/2007/01/ndata07339.pdf

[192] D. J. Siefman, “Development and application of data assimilation methods in reactor physics,” thèse de doctorat, Lausanne, 2019. [En ligne]. Disponible : http://infoscience.epfl.ch/record/270633

[193] I. Baldi *et al.*, “Pesticides et effets sur la santé : Nouvelles données,” Institut national de la santé et de la recherche médicale (INSERM), Rapport technique, 2021. [En ligne]. Disponible : https://www.hal.inserm.fr/inserm-03384960

[194] E. Fort *et al.*, “Improved performances of the fast reactor calculational system ERANOS-ERALIB1 due to improved a priori nuclear data and consideration of additional specific integral data,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 30, n°. 18, p. 1879–1898, 2003. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454903001610

[195] G. Rimpault, “Nuclear data needs for the assessment of gen IV systems,” communication présentée à Nuclear data needs for generation IV nuclear energy systems, Antwerpen, Belgique, 2005.

[196] M. Salvatores *et al.*, *Assessment of Existing Nuclear Data Adjustment Methodologies*, 2011. [En ligne]. Disponible : https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2020-01/nsc-wpec-doc2010-429.pdf

[197] T. Lötsch, V. Khalimonchuk et A. Kuchin, “Proposal of a benchmark for core burnup calculations for a VVER-1000 reactor core,” communication présentée dans Proceedings of 19th AER Symposium on VVER Reactor Physics and Reactor Safety, Varna, Bulgarie, 2009. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/41/035/41035568.pdf

[198] T. Lötsch, V. Khalimonchuk et A. Kuchin, “Corrections and additions to the proposal of a benchmark for core burnup calculations for a VVER-1000 reactor,” communication présentée dans Proceedings of 20th AER Symposium on VVER Reactor Physics and Reactor Safety, Hanasaari, Espoo, Finlande, 2010. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/41/131/41131407.pdf

[199] Y. Bilodid, E. Fridman et T. Lötsch, “X2 VVER-1000 benchmark revision : Fresh HZP core state and the reference Monte Carlo solution,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 144, p. 107558, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454920302565

[200] [En ligne]. Disponible : https://rodare.hzdr.de/record/200

[201] S. Marguet, *La technologie des réacteurs à eau pressurisée*, ser. Collection EDF - R&D. Tec & Doc Lavoisier, 2019.

[202] [En ligne]. Disponible : https://github.com/IRSN/PyNjoy2016/issues/2

[203] R. D. Mosteller, "Impact of moderator history on physics parameters in pressurized water reactors," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 98, n°. 2, p. 149–153, 1988. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.13182/NSE88-A28494

[204] I. Ovdiienko *et al.*, "Effect of burnup history by moderator density on neutron-physical characteristics of VVER-1000 core," oct. 2011. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/21514175

[205] K. Tada *et al.*, "Development and verification of a new nuclear data processing system FRENDY," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 54, n°. 7, p. 806–817, 2017. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1080/00223131.2017.1309306

[206] A. Yamamoto *et al.*, "Multi-group neutron cross section generation capability for FRENDY nuclear data processing code," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 58, n°. 11, p. 1165–1183, 2021. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1080/00223131.2021.1921631

[207] A. Koning, "Tools for TALYS, Autotalys, T6, TENDL, libraries and more," IAEA, Rapport technique IAEA-NDS-0236, déc. 2020. [En ligne]. Disponible : https://nds.iaea.org/publications/iaea-nds/iaea-nds-0236.pdf

[208] D. Siefman, M. Hursin et A. Pautz, "Data assimilation of post irradiation examination experiments to adjust fission yields," *EPJ Web Conf.*, vol. 239, p. 13004, 2020. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1051/epjconf/202023913004

[209] K.-H. Schmidt *et al.*, "General description of fission observables : GEF model code," *Nuclear Data Sheets*, vol. 131, p. 107–221, 2016, special Issue on Nuclear Reaction Data. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375215000745

[210] A. Hébert, "Application of the augmented block Householder Arnoldi method to the calculation of non-fundamental modes of the diffusion equation," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 151, p. 107912, 2021. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454920306083

[211] W. Boyd *et al.*, "The OpenMOC method of characteristics neutral particle transport code," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 68, p. 43–52, 2014.

[212] M. Coste-Delclaux, C. Diop et S. Lahaye, "Use of probability tables for propagating uncertainties in neutronics," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 102, p. 376 – 385, 2017. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916306351

[213] E. Privas, C. de Saint-Jean et G. Noguere, “On the use of the BMC to resolve Bayesian inference with nuisance parameters,” *EPJ N - Nuclear Sciences & Technologies*, vol. 4, p. 36, 2018. [En ligne]. Disponible : https://hal-cea.archives-ouvertes.fr/cea-02305641

[214] S. Stelletta et M. Moreau, “Study of the rod ejection transient on a PWR related to high burnup fuel rupture risk,” Proceedings of the CSNI Specialist Meeting on Transient behaviour of high burnup fuel, n°. NEA/CSNI/R(95)22, Cadarache, France, 12-14 septembre 1995. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/29/016/29016519.pdf

[215] A. Chesnel, “Étude paramétrique d’un accident de réactivité dans un réacteur à eau pressurisée : éjection d’une grappe de contrôle,” thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1985. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/009/43009260.pdf

[216] [En ligne]. Disponible : https://econtent.unm.edu/digital/collection/nuceng/

[217] “Westinghouse technology advanced manual,” Westinghouse, Rapport technique Section 4.1 1OCFR50.46 Bases. [En ligne]. Disponible : https://www.nrc.gov/docs/ML0230/ML023030318.pdf

[218] W. B. Weihermiller et G. S. Allison, “LWR nuclear fuel bundle data for use in fuel bundle handling,” IAEA, Rapport technique PNL-2575 UC-85, 1979. [En ligne]. Disponible : https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/11/522/11522856.pdf

[219] J. Taforeau, Communication personnelle, 2017.

[220] [En ligne]. Disponible : https://t2.lanl.gov/nis/codes/njoy99/Readme396

[221] [En ligne]. Disponible : https://t2.lanl.gov/nis/codes/NJOY12/Readme82

ANNEXE A ILLUSTRATIONS DE CENTRALES NUCLÉAIRES

Les trois dessins suivants sont des vues d'artistes. Ils permettent de situer un réacteur nucléaire dans son ensemble, celui de la centrale nucléaire. Le lecteur sur ordinateur pourra en profiter pleinement, en agrandissant.

Crédits :

— Ces dessins sont la propriété du magazine *Nuclear Engineering International* et sont utilisés ici avec leur aimable autorisation.

— Leurs numérisations[216] sont fournies par le service *Digital Collections* de l'Université du Nouveau-Mexique (États-Unis), sur la base d'originaux collectionnés par Ronald Knief (laboratoires nationaux de Sandia).

The World's Reactors No. 67

FESSENHEIM

Fessenheim Nuclear Power Station
(Centrale Nucléaire de Fessenheim)

Owner, Operator *(Maître d'oeuvre, exploitant)*
Electricité de France

Main contractor *(Constructeur principal)*
Nuclear Island: *(Ilot nucléaire)* Framatome
Turbogenerator: *(Turbo-alternateur)* Alsthom

Location *(Lieu d'implantation)*
Fessenheim, 25 km from Mulhouse on Rhine River (France)
(Fessenheim, 25 km de Mulhouse sur le Rhin, France)

Type *(Type)*
Pressurized water reactor (two units) *(Réacteur à eau pressurisée (deux tranches))*

Schedule *(Programme)*

	Unit 1 *(Tranche 1)*	Unit 2 *(Tranche 2)*
Construction start *(Début de construction)*	Nov. '70	Nov. '71
Commercial operation *(Exploitation industrielle)*	Early '76	Early '76

All data listed below refers to one reactor-turbine unit, the values for each of the two units being identical.
Toutes les informations présentées ci-dessous sont relatives à un seul ensemble réacteur-turbine, les valeurs étant identiques pour les deux tranches.

Power *(Puissance)*

Net electrical output *(Puissance électrique nette)*	888 MW (e)
Gross electrical output *(Puissance électrique brute)*	919 MW (e)
Gross thermal output *(Puissance thermique brute)*	2 660 MW (t)

Reactor core *(Coeur du réacteur)*

Core diameter (equivalent) *(Diamètre équivalent du coeur)*	304 cm
Core height (active) *(Hauteur active du coeur)*	365.8 cm
Number of fuel assemblies *(Nombre d'assemblages combustible)*	157
Fuel pin lattice pitch *(Pas du réseau)*	1.26 cm
Average thermal output *(Flux thermique moyen)*	67 W/cm²
Maximum thermal output *(Flux thermique maximum)*	143 W/cm²
Weight of fuel as UO_2 *(Poids de combustible UO_2)*	72.5 tonnes

Fuel assemblies *(Assemblages combustibles)*

Fuel material *(Matériau combustible)*	UO_2
Pellet diameter *(Diamètre des pastilles)*	0.819 cm
Clad material *(Matériau de gainage)*	Zircaloy 4
Clad thickness *(Epaisseur de gaingage)*	0.057 cm
Pin diameter *(Diamètre du crayon)*	0.95 cm
Number of pins per assembly *(Nombre de crayons par assemblage)*	264
Maximum fuel central temperature *(Température maximum du combustible)*	2280°C
Maximum clad surface temperature *(Température maximum de la surface)*	350°C
Feed enrichment (equilibrium) *(Enrichissement [équilibre])*	3.25%
Fuel discharge burn-up (equilibrium) *(Taux de combustion de décharge)*	33000 MWd/t

Control rods *(Grappes de contrôle)*

Neutron absorber *(Matériau absorbant)*	Ag-In-Cd
Cladding material *(Matériau de gainage)*	S.S. type 304
Number of full length *(Nombre de grappe longues)*	48
Number of part length *(grappes partielles)*	5
Shape *(Forme)*	Rod cluster *(Assemblage de grappes)*

Primary coolant system *(Circuit primaire)*

Type	Forced circulation
Operating pressure *(Pression nominale)*	155 bar abs
Reactor inlet temperature *(Température à l'entrée du réacteur)*	284°C
Reactor outlet temperature *(Température à la sortie du réacteur)*	322°C
Coolant pumps *(Pompes primaires)*	3
Total reactor flow *(Débit total réacteur)*	45.67×10^6 kg/h

Reactor pressure vessel *(Cuve du réacteur)*

Inside diameter *(Diamètre intérieur)*	3.988 m
Inside height *(Hauteur intérieure)*	12.322 m
Wall thickness (core region) *(Epaisseur de mur (région du coeur))*	200 mm
Material *(Matériau)*	steel, SA508 Class III
Design pressure *(Pression nominale)*	172.4 bar abs
Design temperature *(Température nominale)*	343° (650° F)

Containment building *(Enceinte de confinement)*

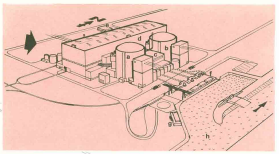
Type	Concrete building-inside steel liner *(Bâtiment en béton peau d'étan – chêité en acier)*
Design pressure *(Pression de calcul)*	3.73 bar
Inside diameter *(Diamètre intérieur)*	39 m
Inside height *(Hauteur à l'intérieur)*	53.5 m

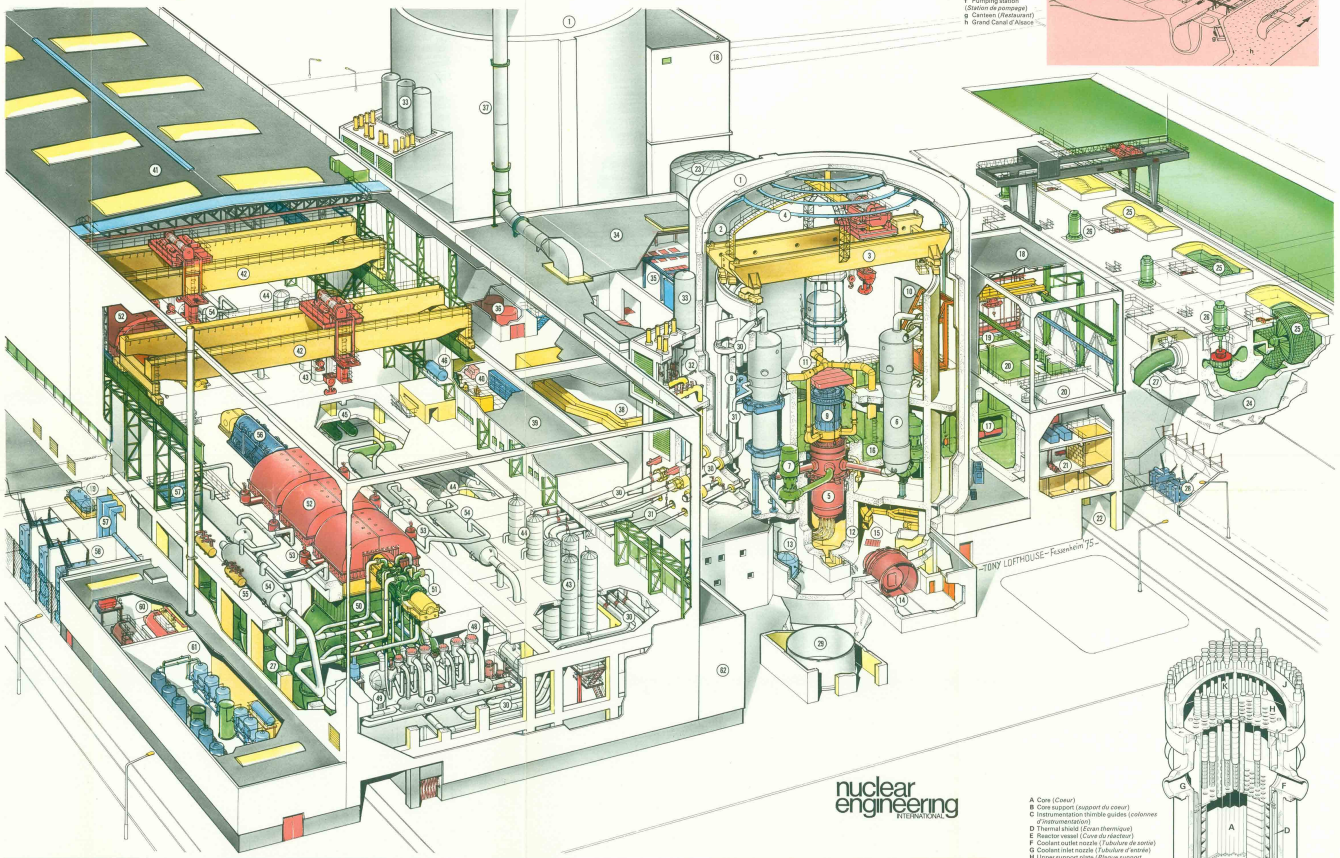
Turbogenerator *(Turbo-alternateur)*

Rating *(Puissance nominale)*	970 MW (e)
Speed *(Vitesse)*	1500 rpm
TSV pressure [turbine inlet] *(Pression [entrée turbine])*	62 bar
TSV temperature [turbine inlet] *(Température [entrée turbine])*	266° C

NUCLEAR ENGINEERING INTERNATIONAL September 1976
© IPC Business Press Ltd., 1976
Nuclear Engineering International,
Dorset House, Stamford Street,
London, SE1 9LU, England.

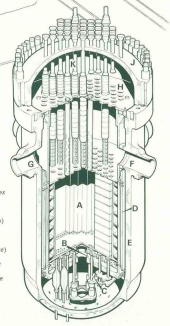
a Reactor 1 *(Reacteur 1)*
b Reactor 2 *(Reacteur 2)*
c Nuclear auxiliary building *(Bâtiment des auxiliaires nucléaires)*
d Turbine hall *(Salle des machines)*
e Administration building *(Bâtiment administratif)*
f Pumping station *(Station de pompage)*
g Canteen *(Restaurant)*
h Grand Canal d'Alsace





"TONY LOFTHOUSE–Fessenheim 75"

nuclear engineering INTERNATIONAL



A Core *(Coeur)*
B Core support *(support du coeur)*
C Instrumentation thimble guides *(colonnes d'instrumentation)*
D Thermal shield *(Ecran thermique)*
E Reactor vessel *(Cuve du réacteur)*
F Coolant outlet nozzle *(Tubulure de sortie)*
G Coolant inlet nozzle *(Tubulure d'entrée)*
H Upper support plate *(Plaque support supérieur)*
J Reactor vessel head *(couvercle de la cuve)*
K Control rod drive mechanisms *(mécanismes de commande des grappes de contrôle)*
L Reactor support pads *(Patins supports de la cuve)*

1 Reactor building *(Bâtiment réacteur – enceinte de confinement)*
2 Containment steel liner *(Peau d'étanchéité en acier)*
3 Polar crane *(Pont roulant)*
4 Containment spray pipes *(Rampes d'aspersion – enceinte)*
5 Pressure vessel *(Cuve du réacteur)*
6 Steam generators [3] *(Générateurs de vapeur [3])*
7 Reactor coolant pumps [3] *(Pompes primaires [3])*
8 Pressurizer *(Pressuriseur)*
9 Control rod drive mechanisms *(Mécanismes de commande des grappes)*
10 Fuel manipulator crane *(Machine de manutention du combustible)*
11 Drive mechanisms ventilation duct *(Gaine de ventilation des mécanismes des grappes)*
12 Biological shield *(Ecran biologique)*
13 Safety injection accumulators [3] *(Accumulateurs du circuit d'injection de sécurité [3])*
14 Equipment air lock *(Sas matériel)*
15 Containment ventilation *(Ventilation interne de l'enceinte)*
16 Refueling cavity *(Piscine réacteur – compartiment stockage)*
17 Fuel transfer tube *(Tube de transfert)*
18 Fuel building *(Bâtiment Combustible)*
19 Fuel transfer canal *(Piscine de désactivation – Compartiment transfert)*
20 Spent fuel pit *(Piscine de désactivation – Compartiment stockage)*
21 Spent fuel pit skimmer pump *(Pompe écrémage piscine de désactivation)*
22 Fuel handling area *(Hall de déchargement du combustible)*
23 Refueling water storage tank *(Réservoir de stockage eau piscine réacteur)*
24 Pumping station *(Station de pompage)*
25 Circulating water filters *(Tambours filtrants)*
26 Circulating water pumps *(Moto-pompes de circulation)*
27 Condenses circulating water pipes *(Galeries d'eau de circulation)*
28 225 kV auxiliary transformer *(Transformateur auxiliaire 225 kV)*
29 Auxiliary feedwater tank *(Bâche de réserve d'eau alimentation de secours des G.V.)*
30 Main steam lines *(Tuyauteries principales de vapeur)*
31 Main feedwater lines *(Tuyauteries d'eau alimentation normale des G.V.)*
32 Steam safety valves *(Soupapes de décharge du circuit vapeur)*
33 Relief valves silencers *(Silencieux du circuit de décharge à l'atmosphère)*
34 Nuclear auxiliary building *(Bâtiment des auxiliaires nucléaires)*
35 Filters and demineralisers room *(Local des filtres et déminéralisateurs)*
36 Boric acid storage tanks *(Réservoirs de stockage – Acide borique)*
37 Ventilation stack *(Cheminée d'extraction)*
38 Containment purge air ducts *(Gaines de ventilation de balayage du bâtiment réacteur)*
39 Electrical building *(Locaux électriques)*
40 Control room *(Salle de commande)*
41 Turbine building *(Salle des machines)*
42 Turbine building crane *(Pont roulant)*
43 High pressure reheaters *(Réchauffeurs HP)*
44 Low pressure reheaters *(Réchauffeurs BP)*
45 Rotating cooling water heat exchangers *(Echangeur du circuit de réfrigération)*
46 Rotating cooling water expansion tank *(Bâche d'expansion du circuit de refrigération)*
47 High pressure steam manifold *(Barillet vapeur HP)*
48 Main steam admission valves *(Robinetterie d'admission au corps HP)*
49 High pressure purges expansion tank *(Ballon d'expansion des purges HP)*
50 Condenses *(Condenseur [3 corps])*
51 High pressure turbine *(Corps turbine HP)*
52 Low pressure turbines *(Corps turbine BP)*
53 Low pressure steam valves *(Vanne d'interception soupape-modératrice aux corps BP)*
54 Moisture separator/superheaters *(Sécheurs – Surchauffeurs)*
55 Safety valves for moisture separator/superheaters *(Soupape de sûreté des sécheurs – surchauffeurs)*
56 Generator *(Alternateur)*
57 Generator main leads to transformer 24kV *(Liaisons coaxiales 24kV)*
58 Main transformer 380kV *(Transformateur principal 380kV)*
59 Main pt transformer tank *(Conservateur du transformateur principal)*
60 Auxiliary steam building *(Chaufferie auxiliaire)*
61 Demineralizer station *(Station de déminéralisateurs)*
62 Diesels generators – Air compressors building *(Bâtiment Diesels – Compresseurs d'air)*

FRENCH N4 PWR PLANT

Chooz B

The world's reactors No 86

TECHNICAL DATA

Owner, operator (Maître d'oeuvre, exploitant):
Electricité de France
Main contractor (Constructeur principal):
Nuclear island (Ilot nucléaire), Framatome;
Turbogenerator (Turbo-alternateur), Alsthom-Atlantique
Location (Lieu d'implantation):
Chooz, 36 km from Charleville-Mézières, France
(Chooz, 36 km de Charleville-Mézières, France)

Type (Type):
Pressurized water reactor (PWR)
(Réacteur à eau pressurisée — REP)

POWER *(Puissance)*

Net electrical output (Puissance électrique nette)	1 475 MWe
Gross electrical output (Puissance électrique brute)	1 528 MWe
Gross thermal output (Puissance nominale chaudière)	4 270 MWth
Net efficiency (Rendement net)	0.345

REACTOR CORE *(Coeur du réacteur)*

Fuel material (Matériau combustible)	Cylindrical UO_2 pellets (Pastilles cylindriques UO_2)
Core diameter equivalent (Diamètre equivalent du coeur)	3.47m
Pellet diameter (Diamètre des pastilles)	8.2mm
Pin diameter (Diamètre du crayon combustible)	9.5mm
Clad thickness (Epaisseur de gaine)	0.57mm
Clad material (Matériau de gaine)	Zircaloy
Pins per fuel assembly (Nombre de crayons par assemblage)	264
Fuel assemblies in core (Nombre d'assemblages dans le coeur)	205
Linear fuel rating (Maximum) (Puissance linéique (maximale))	44.8kW/m
Initial enrichment (Enrichissement initiaux)	1.50, 2.40, 2.95% U-235
Feed enrichment (Enrichissement d'équilibre)	3.1% U-235
Fuel discharge burn-up (average) (Irradiation moyenne de rejet)	36 000 MWd/tU (target: 45 000 MWd/tU)

REACTIVITY CONTROL *(Contrôle de la réactivité)*

Control rod assemblies (Nombre de grappes de contrôle)	73
Absorber rods per assembly (Nombre de crayons par grappe)	24
Neutron absorber (Matériau absorbant)	Ag - In - Cd
Cladding material (Matériau de gainage)	S.S 18/10
Shape (Forme)	Rod cluster (Assemblage de grappes)

PRIMARY COOLANT SYSTEM *(Circuit primaire)*

Operating pressure (Pression nominale)	155 bar abs.
Reactor inlet temperature (Température à l'entrée du réacteur)	292.2°C
Reactor outlet temperature (Température à la sortie du réacteur)	329.5°C
Coolant pumps (Pompes primaires)	4
Total reactor flow (Débit total réacteur)	19 424 kg/s

REACTOR PRESSURE VESSEL *(Cuve du réacteur)*

Inside diameter (Diamètre intérieur)	4.486 m
Inside height (Hauteur intérieure)	12.602 m
Wall thickness (core region) (Epaisseur de paroi: région du coeur)	225 mm
Material (Matériau principal)	16 MND 5
Design pressure (Pression nominale de calcul)	172.5 bar abs.
Design temperature (Température de calcul)	343°C

CONTAINMENT BUILDING *(Enceinte de confinement)*

Primary containment (Enceinte interne)	
- Type (Type)	Pre-stressed concrete
- Inside diameter (Diamètre intérieur)	43.80 m
- Wall thickness (Epaisseur)	1.20 m
- Inside height at the centre line (Hauteur intérieure)	59.16 m
- Internal volume (Volume intérieur)	87 300 m^3
Secondary containment (Enceinte externe)	
- Wall thickness (Epaisseur)	0.55 m

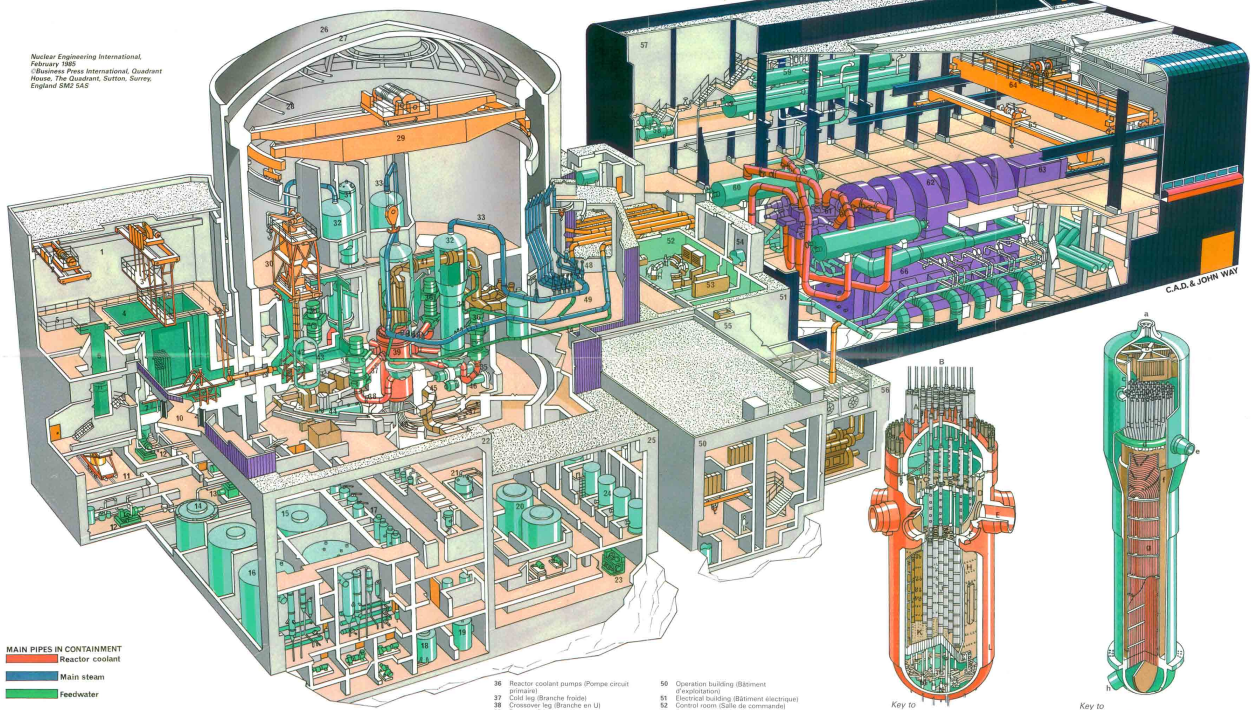
TURBO GENERATOR *(Turbo-alternateur)*

Rating (Puissance nominale)	1 539 MWe
Speed (Vitesse)	1 500 rev./min.
TSV pressure, turbine inlet (Pression vapeur à l'admission turbine)	71 bar abs.
TSV temperature, turbine inlet (Température à l'admission turbine)	286.7°C

Feb/1985

nuclear engineering INTERNATIONAL

Nuclear Engineering International, February 1985
©Business Press International, Quadrant House, The Quadrant, Sutton, Surrey, England SM2 5AS



MAIN PIPES IN CONTAINMENT
- Reactor coolant
- Main steam
- Feedwater

Key to
SITE PLAN *(Plan masse)*

a Fuel building (Bâtiment combustible)
b Reactor building (Bâtiment réacteur)
c Electrical building (Bâtiment électrique et des auxiliaires de sauvegarde)
d Nuclear auxiliary building B (Bâtiment des auxiliaires nucléaires B)
e Nuclear auxiliary building A (Bâtiment des auxiliaires nucléaires A)
f Operation building (Bâtiment d'exploitation)
g Access tower (Tour d'accès)
h Diesel generator building (Bâtiment diesel)
j Refuelling water tank (Réservoir: traitement et refroidissement d'eau des piscines)
k Turbine building (Salle des machines)
l Transformer park (Plateforme des transformateurs)
m Gas store (Stockage de gaz)
n General auxiliary building (Bâtiment des auxiliaires généraux)
o Auxiliary transformer (Transformateur auxiliaire)
p Workshops (Ateliers)

Key to
POWER STATION *(Centrale)*

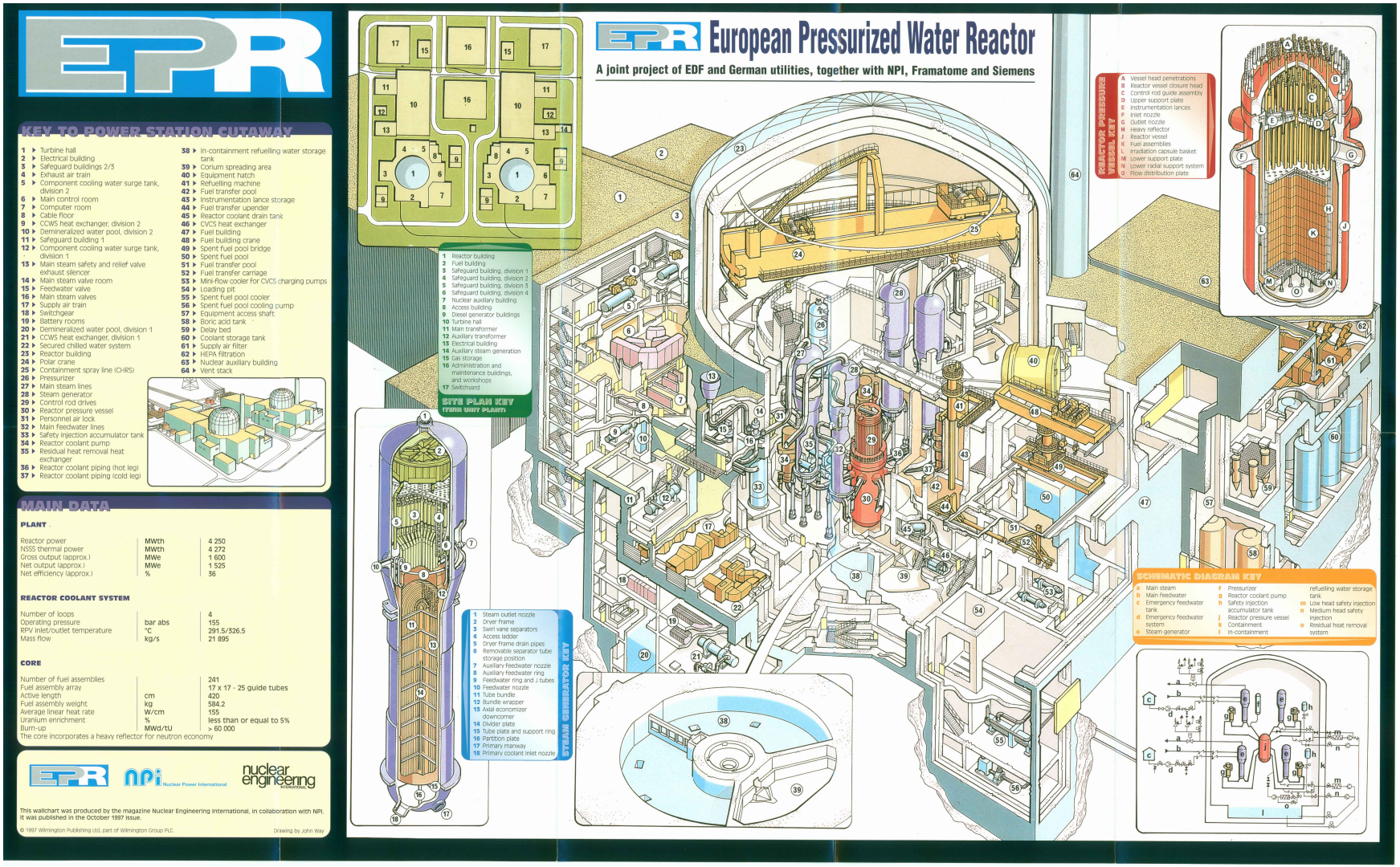
1 Fuel building (Bâtiment combustible)
2 Overhead crane (Pont roulant)
3 Spent fuel pit bridge (Pont passerelle)
4 Spent fuel pit (Piscine de combustible usé)
5 Handling opening (Trémie de manutention)
6 Shipping cask loading compartment (Fosse de chargement)
7 Fuel transfer canal (Compartiment transfert)
8 Upending mechanism (Mécanisme de basculement)
9 Fuel transfer tube (Tube de transfert)
10 Equipment access platform (Plateforme d'accès)
11 Fuel building access hall (Hall d'accès)
12 Turbine pumps (Turbo-pompes)
13 Motor pumps (Moto-pompes)
14 Fire fighting demineralized water storage tank (Réservoir d'eau déminéralisée du circuit incendie)
15 Makeup water storage tank (Réservoir d'eau d'appoint au circuit primaire — circuit d'appoint d'eau au circuit primaire: REA)
16 Surge tank (Réservoir de tête: circuit TEP)
17 Demineralizer and filters (Déminéralseur et filtres)
18 Concentrates holding monitor tank (Réservoir de contrôle des concentrats d'evaporation du circuit TEP)
19 Evaporator condensate tank (Réservoir de récupération des condensats du circuit de vapeur auxiliaire: SVA)
20 Boric acid storage tank (Réservoir de stockage d'acide borique: REA)
21 Volume control tank (Réservoir de contrôle volumétrique et chimique: RCV)
22 Nuclear auxiliary building B (Bâtiment des auxiliaires nucléaires B)
23 Test pump (Pompe d'épreuve hydraulique)
24 Gas decay tank (Réservoir de stockage gazeux pour décroissance radioactive avant rejet)
25 Nuclear auxiliary building A (Bâtiment des auxiliaires nucléaires A)
26 Secondary containment (Enceinte externe)
27 Primary containment (Enceinte interne)
28 Spray headers (Rampe d'aspersion)
29 Polar crane (Pont tournant)
30 Refuelling machine (Machine de chargement)
31 Pressurizer (Pressuriseur)
32 Steam generators (Générateur de vapeur)
33 Steam outlet (Tubulure sortie vapeur)
34 Feedwater inlet (Tubulure eau alimentaire)
35 Primary coolant (Circuit primaire)
36 Reactor coolant pumps (Pompe circuit primaire)
37 Cold leg (Branche froide)
38 Crossover leg (Branche en U)
39 Reactor (Réacteur)
40 In-core instrumentation (Instrumentation interne coeur)
41 Control rod drive mechanism ventilation system (Système de ventilation des mécanismes de commande des grappes de contrôle)
42 Internals storage pit (Zone de stockage des équipements internes de cuve)
43 Accumulator (Accumulateur)
44 Pressuriser relief tank (Réservoir de decharge du pressuriseur)
45 Containment ventilation system (Système de ventilation de l'enceinte)
46 Residual heat exchanger (Echangeur du circuit de refroidissement à l'arrêt)
47 Instrumentation control mechanism (Mécanisme de commande de l'instrumentation interne au coeur)
48 Main steam valves (Vannes d'isolement vapeur principale)
49 Main steam valve bunker (Casemate de la vanne vapeur principale)
50 Operation building (Bâtiment d'exploitation)
51 Electrical building (Bâtiment électrique)
52 Control room (Salle de commande)
53 Computer room (Salle de calculateur)
54 Component cooling system tanks (Réservoir du circuit de refrigération intermédiaire)
55 Access tower (Tour d'accès)
56 Diesel generator building (Bâtiment diesel)
57 Turbine building (Salle des machines)
58 Steam transformer tank (Echangeur de chaleur pour le circuit de vapeur auxiliaire)
59 Deaerator and feedwater tanks (Bâche alimentaire et dégazeur)
60 Moisture separators (Séparateur sécheur et surchauffeur)
61 High pressure turbine (Turbine — corps haute pression)
62 Low pressure turbines (Turbine — corps basse pression)
63 Generator (Alternateur)
64 Bridge crane (Pont roulant principal)
65 Auxiliary crane (Pont roulant auxiliaire)
66 Condensers (Condenseur)

Key to
REACTOR *(Réacteur)*

A Ventilation shroud (Enveloppe de ventilation)
B Control rod drive mechanism (Mécanique de commande des grappes de contrôle)
C Guide tube support (Tube guide de grappe de contrôle)
D Core barrel (Enveloppe du coeur)
E Outlet nozzle (Tubulure de sortie)
F Inlet nozzle (Tubulure d'entrée)
G Upper core plate (Plaque supérieure du coeur)
H Thermal shield (Ecran thermique)
J Fuel assemblies (Assemblages combustibles)
K Lower core plate (Plaque inférieure de supportage du coeur)
L Reactor vessel (Cuve du réacteur)
M Lower instrumentation guide tubes (Tube guide d'instrumentation)
N Damper (Amortisseur)

Key to
STEAM GENERATOR *(Générateur de vapeur)*

a Steam outlet (Tubulure sortie vapeur)
b Steam dryer (Ensemble sécheur de vapeur)
c Secondary shell (Enveloppe secondaire sous pression)
d Feedwater ring (Tore d'eau alimentaire)
e Feedwater nozzle (Tubulure d'eau alimentaire)
f Tube bundle wrapper (Enveloppe du faisceau tubulaire)
g Tube bundle (Faisceau tubulaire)
h Primary coolant nozzles (Tubulures d'eau primaire)


EPR
European Pressurized Water Reactor
A joint project of EDF and German utilities, together with NPI, Framatome and Siemens
KEY TO POWER STATION CUTAWAY
1 ▸ Turbine hall
2 ▸ Electrical building
3 ▸ Safeguard buildings 2/3
4 ▸ Exhaust air train
5 ▸ Component cooling water surge tank, division 2
6 ▸ Main control room
7 ▸ Computer room
8 ▸ Cable floor
9 ▸ CCWS heat exchanger, division 2
10 ▸ Demineralized water pool, division 2
11 ▸ Safeguard building 1
12 ▸ Component cooling water surge tank, division 1
13 ▸ Main steam safety and relief valve exhaust silencer
14 ▸ Main steam valve room
15 ▸ Feedwater valve
16 ▸ Main steam valves
17 ▸ Supply air train
18 ▸ Switchgear
19 ▸ Battery rooms
20 ▸ Demineralized water pool, division 1
21 ▸ CCWS heat exchanger, division 1
22 ▸ Secured chilled water system
23 ▸ Reactor building
24 ▸ Polar crane
25 ▸ Containment spray line (CHRS)
26 ▸ Pressurizer
27 ▸ Main steam lines
28 ▸ Steam generator
29 ▸ Control rod drives
30 ▸ Reactor pressure vessel
31 ▸ Personnel air lock
32 ▸ Main feedwater lines
33 ▸ Safety injection accumulator tank
34 ▸ Reactor coolant pump
35 ▸ Residual heat removal heat exchanger
36 ▸ Reactor coolant piping (hot leg)
37 ▸ Reactor coolant piping (cold leg)
38 ▸ In-containment refuelling water storage tank
39 ▸ Corium spreading area
40 ▸ Equipment hatch
41 ▸ Refuelling machine
42 ▸ Fuel transfer pool
43 ▸ Instrumentation lance storage
44 ▸ Fuel transfer upender
45 ▸ Reactor coolant drain tank
46 ▸ CVCS heat exchanger
47 ▸ Fuel building
48 ▸ Fuel building crane
49 ▸ Spent fuel pool bridge
50 ▸ Spent fuel pool
51 ▸ Fuel transfer pool
52 ▸ Fuel transfer carriage
53 ▸ Mini-flow cooler for CVCS charging pumps
54 ▸ Loading pit
55 ▸ Spent fuel pool cooler
56 ▸ Spent fuel pool cooling pump
57 ▸ Equipment access shaft
58 ▸ Boric acid tank
59 ▸ Delay bed
60 ▸ Coolant storage tank
61 ▸ Supply air filter
62 ▸ HEPA filtration
63 ▸ Nuclear auxiliary building
64 ▸ Vent stack
MAIN DATA
PLANT
Reactor power | MWth | 4 250
NSSS thermal power | MWth | 4 272
Gross output (approx.) | MWe | 1 600
Net output (approx.) | MWe | 1 525
Net efficiency (approx.) | % | 36
REACTOR COOLANT SYSTEM
Number of loops | | 4
Operating pressure | bar abs | 155
RPV inlet/outlet temperature | °C | 291.5/326.5
Mass flow | kg/s | 21 895
CORE
Number of fuel assemblies | | 241
Fuel assembly array | | 17 x 17 - 25 guide tubes
Active length | cm | 420
Fuel assembly weight | kg | 584.2
Average linear heat rate | W/cm | 155
Uranium enrichment | % | less than or equal to 5%
Burn-up | MWd/tU | > 60 000
The core incorporates a heavy reflector for neutron economy
SITE PLAN KEY (TWIN UNIT PLANT)
1 Reactor building
2 Fuel building
3 Safeguard building, division 1
4 Safeguard building, division 2
5 Safeguard building, division 3
6 Safeguard building, division 4
7 Nuclear auxiliary building
8 Access building
9 Diesel generator buildings
10 Turbine hall
11 Main transformer
12 Auxiliary transformer
13 Electrical building
14 Auxiliary steam generation
15 Gas storage
16 Administration and maintenance buildings, and workshops
17 Switchyard
STEAM GENERATOR KEY
1 Steam outlet nozzle
2 Dryer frame
3 Swirl vane separators
4 Access ladder
5 Dryer frame drain pipes
6 Removable separator tube storage position
7 Auxiliary feedwater nozzle
8 Auxiliary feedwater ring
9 Feedwater ring and J tubes
10 Feedwater nozzle
11 Tube bundle
12 Bundle wrapper
13 Axial economizer downcomer
14 Divider plate
15 Tube plate and support ring
16 Partition plate
17 Primary manway
18 Primary coolant inlet nozzle
REACTOR PRESSURE VESSEL KEY
A Vessel head penetrations
B Reactor vessel closure head
C Control rod guide assembly
D Upper support plate
E Instrumentation lances
F Inlet nozzle
G Outlet nozzle
H Heavy reflector
J Reactor vessel
K Fuel assemblies
L Irradiation capsule basket
M Lower support plate
N Lower radial support system
O Flow distribution plate
SCHEMATIC DIAGRAM KEY
a Main steam
b Main feedwater
c Emergency feedwater tank
d Emergency feedwater system
e Steam generator
f Pressurizer
g Reactor coolant pump
h Safety injection accumulator tank
j Reactor pressure vessel
k Containment
l In-containment refuelling water storage tank
m Low head safety injection
n Medium head safety injection
o Residual heat removal system
EPR
NPI Nuclear Power International
nuclear engineering international
This wallchart was produced by the magazine Nuclear Engineering International, in collaboration with NPI. It was published in the October 1997 issue.
© 1997 Wilmington Publishing Ltd, part of Wilmington Group PLC.
Drawing by John Way

ANNEXE B SPÉCIFICATIONS DES CŒURS SIMULÉS DANS CETTE THÈSE

Cette annexe est, pour l'essentiel, une reprise des données provenant des documents cités au fur et à mesure des pages qui suivent. Elle a pour but de rendre ce document autoportant.

Les tableaux B.1 à B.7 concernent uniquement Tihange-1, tandis que les tableaux B.8 à B.13 concernent Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2. Enfin, les tableaux B.14 à B.18 concernent l'ensemble de ces réacteurs.

TABLEAU B.1 Concentrations en bore critique (en ppm massique) mesurées au premier démarrage de Tihange-1. Pour chaque configuration, la mesure a été effectuée trois fois à 15 minutes d'intervalle. Données extraites de la réf. [38].

Configuration	1	2	3	Moyenne	Température
Toutes grappes extraites	1208	1204	1206	1206	547°F [217]
Groupe D inséré	1084	1084	1084	1084	547°F [217]
Groupes C et D insérés	962	958	960	960	547°F [217]

TABLEAU B.2 Caractéristiques générales du cœur de Tihange-1 lors de son premier démarrage. Données extraites de la réf. [38].

Température de l'eau du circuit primaire à puissance nulle	547°F [217] ≈ 286,11°C
Pression du circuit primaire	2250 psi ≈ 155,1 bar
Nombre d'assemblages	157
Réseau de crayons	15 × 15
Nombre de crayons de combustible par assemblage	204
Nombre de tubes guides par assemblage	21

Tableau B.3 Dimensions principales des assemblages du premier démarrage de Tihange-1. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision. L'utilisation de ces dimensions en pouces et de la température de 547°F (au lieu de 286°C) permet de retrouver précisément les dimensions à chaud citées par Panek [38], en particulier l'épaisseur de la lame d'eau inter-assemblages. Cette cohérence a été recherchée pour s'assurer de la bonne implémentation de la dilatation thermique.

Unité de longueur	Pouce	Centimètre	Centimètre
Température	Ambiante	Ambiante	547°F [217] ≈ 286,11°C
Hauteur active de combustible	144 [40]	365,76	366,626 0
Pas du réseau d'assemblage	8,466 [40]	21,503 64	21,604 16
Pas du réseau de crayon	0,563 [218]	1,430 02	1,435 382
Demi-lame d'eau inter-assemblages		0,026 668 55	0,036 712 65

Tableau B.4 Rayons des différents crayons et tubes utilisés au premier démarrage de Tihange-1. L'unité de longueur est le centimètre. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision, sauf pour les interfaces avec les pastilles, car ces petits espacements sont moyennés avec leurs gaines. L'utilisation de la température de 547°F (au lieu de 286°C) permet de retrouver précisément les dimensions à chaud citées par Panek [38], en particulier pour les matériaux à forte dilatation thermique, comme l'AIC ou l'acier inoxydable 304 (voir tableau B.18). Cette cohérence a été recherchée, là aussi, pour s'assurer de la bonne implémentation de la dilatation thermique.

Température		Ambiante	547°F [217] ≈ 286,11°C
Rayon du combustible en UO_2		0,464 693 [38]	0,465 793 3
Gaine du combustible (Zircaloy-4)	Rayon intérieur	0,474 218 [38]	–
	Rayon extérieur	0,535 94 [38]	0,536 774 3
Rayon de l'absorbant en AIC		0,504 825 [38]	0,507 847 7
Gaine de l'absorbant (acier inox. 304)	Rayon intérieur	0,508 635 [38]	–
	Rayon extérieur	0,557 53 [38]	0,560 136 2
Gaine interne du Pyrex (acier inox. 304)	Rayon intérieur	0,283 845 [38]	0,285 171 9
	Rayon extérieur	0,300 355 [38]	–
Couronne en Pyrex	Rayon intérieur	0,311 15 [38]	0,311 15
	Rayon extérieur	0,497 84 [38]	0,497 84
Gaine externe du Pyrex (acier inox. 304)	Rayon intérieur	0,508 635 [38]	–
	Rayon extérieur	0,557 53 [38]	0,560 136 2
Tube guide (Zircaloy-4)	Rayon intérieur	0,650 24 [38]	0,651 252 3
	Rayon extérieur	0,693 42 [38]	0,694 499 5

TABLEAU B.5 Fractions volumiques occupées par l'eau borée et par les grilles des assemblages chargés au premier démarrage de Tihange-1, pour une température de 547°F. Données extraites de la réf. [38].

	Eau borée	Inconel 718	Acier inoxydable 304
En périphérie des tubes guides	96,633%	1,162%	2,205%
En périphérie des crayons de combustible	99,4516%	0,5484%	0
Dans la lame d'eau inter-assemblages	96,959%	3,041%	0

TABLEAU B.6 Masses volumiques des matériaux utilisés au démarrage de Tihange-1, en $g{\cdot}cm^{-3}$. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision.

Température	Ambiante	547°F [217] ≈ 286,11°C
AIC	10,17 [38]	9,989 487
Inconel 718	8,18 [38]	8,088 668
Zircaloy-4	6,55 [38]	6,519 505
Acier inoxydable 304	7,9 [38]	7,790 241
Pyrex	2,27 [38]	2,27
UO_2	10,96 × 0,95 × 0,9881 [38] ≈ 10,288 10	10,215 36

TABLEAU B.7 Enrichissements massiques de l'uranium du combustible lors du premier démarrage de Tihange-1. À titre d'anecdote, la présence d'uranium 236 est une signature de l'emploi d'uranium de retraitement. Données extraites de la réf. [38].

^{234}U	^{235}U	^{236}U	^{238}U
0,019%	1,95%	0,012%	98,019%
0,025%	2,55%	0,016%	97,409%
0,031%	3,10%	0,019%	96,850%

TABLEAU B.8 Concentrations en bore critique (en ppm massique) mesurées aux premiers démarrages d'Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2.

	Almaraz-2	Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2
Concentration en bore	1280 [40]	1325 [41]
Température	291,4°C [40]	547°F [217] ≈ 286,11°C

TABLEAU B.9 Caractéristiques générales des cœurs d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2 lors de leurs premiers démarrages. Données extraites des réf. [40, 41].

	Almaraz-2	Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2
Température de l'eau du circuit primaire à puissance nulle	291,4°C	547°F [217] ≈ 286,11°C
Pression du circuit primaire	2250 psi ≈ 155,1 bar	
Nombre d'assemblages	157	
Réseau de crayons	17 × 17	
Nombre de crayons de combustible par assemblage	264	
Nombre de tubes guides par assemblage	25	

TABLEAU B.10 Dimensions principales des assemblages de premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision.

	Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2	Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2	Almaraz-2	Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2
Unité de longueur	Pouce	Centimètre	Centimètre	Centimètre
Température	Ambiante	Ambiante	291,4°C [40]	547°F [217] ≈ 286,11°C
Hauteur active de combustible	144 [40]	365,76	366,643 6	366,626 0
Pas du réseau d'assemblage	8,466 [40]	21,503 64	21,606 17	21,604 16
Pas du réseau de crayon	0,496 [41]	1,259 84	1,264 664	1,264 564
Demi-lame d'eau inter-assemblages		0,043 179 51	0,053 437 23	0,053 284 65

TABLEAU B.11 Rayons des différents crayons et tubes utilisés aux premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision, sauf pour les interfaces avec les pastilles, car ces petits espacements sont moyennés avec leurs gaines.

Cœurs		Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2	Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2	Almaraz-2	Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2
Unité de longueur		Pouce	Centimètre	Centimètre	Centimètre
Température		Ambiante	Ambiante	291,4°C [40]	547°F [217] ≈ 286,11°C
Rayon du combustible en UO_2			0,409 6 [40]	0,410 589 5	0,410 569 8
Gaine du combustible (Zircaloy-4)	Rayon intérieur		0,417 9 [40]	–	–
	Rayon extérieur		0,475 0 [40]	0,475 754 2	0,475 739 4
Rayon de l'absorbant en AIC			0,433 07 [40]	0,435 714 5	0,435 663 0
Gaine de l'absorbant (acier inox. 304)	Rayon intérieur		0,436 88 [40]	–	–
	Rayon extérieur		0,483 87 [40]	0,486 177 0	0,486 131 9
Gaine interne du Pyrex (acier inox. 304)	Rayon intérieur	0,0870 [41]	0,220 98	0,238 622 3	0,238 600 2
	Rayon extérieur	0,0935 [41]	0,237 49	–	–
Couronne en Pyrex	Rayon intérieur	0,0950 [41]	0,241 3	0,241 3	0,241 3
	Rayon extérieur	0,1630 [41]	0,414 02	0,414 02	0,414 02
Gaine externe du Pyrex (acier inox. 304)	Rayon intérieur	0,1720 [41]	0,436 88	–	–
	Rayon extérieur	0,1905 [41]	0,483 87	0,486 177 0	0,486 131 9
Tube guide (Zircaloy-4)	Rayon intérieur	0,2250 [41]	0,571 5	0,572 407 4	0,572 389 7
	Rayon extérieur	0,2410 [41]	0,612 14	0,613 111 9	0,613 093 0

TABLEAU B.12 Caractéristiques des grilles des assemblages chargés aux premiers démarrages d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2. Données extraites de la réf. [40].

Nombre de grilles dans la zone active	7
Matériau des grilles	Inconel 718
Masse de chaque grille	611,4 g

TABLEAU B.13 Masses volumiques[1] des matériaux utilisés au démarrage d'Almaraz-2, de Bugey-2, de Fessenheim-1 et 2, en g·cm^{-3}. La dilatation thermique a été calculée dans DRAGON en simple précision.

Cœurs	Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2	Almaraz-2	Bugey-2 Fessenheim-1 Fessenheim-2
Température	Ambiante	291,4°C [40]	547°F [217] ≈ 286,11°C
AIC	10,1564 [40]	9,972 589	9,976 128
Inconel 718	8,18 [38]	8,086 746	8,088 668
Zircaloy-4	6,55 [40]	6,518 900	6,519 505
Acier inoxydable 304	7,9 [38]	7,788 070	7,790 241
Pyrex	2,27 [38]	2,27	2,27
UO_2	10,96 × 0,95 × 0,9883 [41] ≈ 10,290 18	10,215 96	10,217 43

1. Le terme « densité » est fréquemment utilisé en français, mais il s'agit d'un faux-ami du mot anglais « density », donc d'une traduction incorrecte. En français, la densité est le rapport de la masse volumique d'un matériau et de celle de l'eau (pour les liquides et les solides) ou de l'air (pour les gaz). La densité est sans unité, donc, et se traduit « relative density ». « Masse volumique » est la traduction correcte de « density ». Elle s'exprime, typiquement, en g·cm^{-3}.

Tableau B.14 Caractéristiques du réflecteur radial utilisé pour tous les cœurs modélisés dans cette thèse. Tous les composants sont en acier inoxydable 304. Les plaques de renfort horizontales sont visibles sur la première illustration de l'annexe A, à côté de l'écran thermique (du point D). Elles sont également décrites plus précisément dans la réf. [201]. Données extraites de la réf. [40].

Unité de longueur	Pouce	Centimètre
Épaisseur du cloisonnement	$\frac{9}{8}$	2,8575
Diamètre intérieur de l'enveloppe	$133\,\frac{7}{8}$	340,0425
Épaisseur de l'enveloppe	2	5,08
Diamètre intérieur de l'écran thermique	$142\,\frac{5}{8}$	362,2675
Épaisseur de l'écran thermique	$2\,\frac{11}{16}$	6,826 25
Fraction volumique d'acier entre le cloisonnement et l'enveloppe (correspond aux plaques de renfort)	$\approx 5\%$	

Tableau B.15 Caractéristiques des réflecteurs axiaux utilisés pour tous les cœurs modélisés dans cette thèse. Les fractions volumiques de chacune de ces couches homogénéisées ont été calculées[219] en conservant le volume de chaque matériau de la réf. [33] (version 1.1.1). Les épaisseurs sont directement extraites de la même réf. [33] (même version).

		Épaisseur (cm)	Fraction volumique				
			Eau	Zircaloy-4	Inconel 718	Acier inoxydable 304	Hélium
Embouts	7	20	1	0	0	0	0
supérieurs	6	8,83	0,625	0,088	0	0,276	0,011
des	5	3,35	0,992	0,008	0	0	0
assemblages	4	2,05	0,617	0,372	0	0	0,011
	3	4,50	0,617	0,096	0,007	0	0,280
	2	4,19	0,587	0,096	0,032	0,005	0,280
	1	10,76	0,617	0,096	0,007	0	0,280
		⋮ Hauteur active de combustible ⋮					
Plaque	1	0,847	0,618	0,371	0	0	0,011
inférieure	2	15,16	0,625	0,088	0	0,276	0,011
de cœur	3	20	1	0	0	0	0

Tableau B.16 Composition massique du Pyrex au démarrage de Tihange-1, Almaraz-2, Bugey-2, Fessenheim-1 et 2. La fraction indéterminée de la masse n'a pas une importance capitale, car seul le bore contribue significativement à l'absorption.

	Tihange-1 [38]	Almaraz-2 Bugey-2 Fessenheim-1 et 2
B_2O_3	18,1%	12,5% [41]
SiO_2	64,8%	64,8%
Al_2O_3	7,6%	7,6%
K_2O	3,2%	3,2%
Na_2O	3,1%	3,1%
Indéterminé	3,2%	8,8%

Tableau B.17 Compositions massiques employées pour les différents matériaux.

AIC		Inconel 718		Zircaloy-4		Acier inoxydable 304	
Ag	80,611%	Ni	52,5%	Fe	0,2%	Fe	70,6%
In	14,48%	Cr	19%	Cr	0,1%	Ni	10%
Cd	4,909%	Fe	18,23%	O	0,1%	Cr	18%
		B	0,003%	Zr	98,1%	Mn	1%
		Al	0,5%	Sn	1,5%	Si	0,4%
		Mo	3,05%				
		Ti	0,88%				
		Si	0,18%				
		Co	0,05%				
		Mn	0,18%				
		Nb	5,175%				
		Indéterminé	0,252%				

Une longueur L à température ambiante devient, pour une température T quelconque,

$$L(T) = L(T_{\text{ambiante}}) \times \beta(T) \tag{B.1}$$

tandis que la masse volumique ρ du matériau devient

$$\rho(T) = \frac{\rho(T_{\text{ambiante}})}{\beta(T)^3}. \tag{B.2}$$

Ce couple d'équations est le garant d'une cohérence indispensable : une dilatation thermique partiellement réalisée apportera en général plus d'erreur que l'absence de dilatation thermique, puisque la quantité totale de matière ne sera pas conservée. Enfin, $\beta(T)$ peut être obtenu avec les équations du tableau B.18.

Tableau B.18 Coefficients de dilatation thermique. Toutes les températures T doivent être exprimées en °F. Données extraites de la réf. [38].

Matériau	
UO_2	$\beta = 1 - 3{,}319\,25 \cdot 10^{-4} + 4{,}879\,57 \cdot 10^{-6} \times T + 1{,}371\,01 \cdot 10^{-11} \times T^2 + 1{,}616\,10 \cdot 10^{-13} \times T^3$
Acier inoxydable 304	$\beta = 1 + (T - 70) \times 9{,}8 \cdot 10^{-6}$
Zircaloy-4	$\beta = 1 + (T - 68) \times 3{,}25 \cdot 10^{-6}$
Pyrex	Non disponible ($\beta = 1$)
Inconel 718	$\beta = 1 + (T - 75) \times \left[6{,}058\,333\,3 \cdot 10^{-6} + 7{,}939\,588\,2 \cdot 10^{-9} \times T - 1{,}227\,819\,1 \cdot 10^{-11} \times T^2 + 8{,}485\,091\,3 \cdot 10^{-15} \times T^3 - 1{,}921\,255\,8 \cdot 10^{-18} \times T^4 \right]$
AIC	$\beta = 1 + (T - 68) \times 1{,}25 \cdot 10^{-5}$

ANNEXE C EST-IL POSSIBLE DE DIMENSIONNER UNE INCERTITUDE ?

L'intention de *dimensionner une incertitude* ne se rencontre qu'en neutronique des REP. À cette exception près, ce procédé est tout à fait inhabituel en sciences et en ingénierie. Cette annexe détaille les raisons qui mènent à recommander d'éviter cette expression.

Il faut tout d'abord rappeler la définition du mot *dimensionner* : « déterminer les dimensions ou les caractéristiques fonctionnelles qu'il convient de donner à un élément pour qu'il joue convenablement le rôle qui lui revient » (Larousse). Ainsi, il est possible de déterminer, par exemple, le volume d'un réservoir d'eau ou sa concentration en bore pour qu'il assure une fonction *souhaitée* (de refroidissement, de maîtrise de la réactivité...).

En revanche, une incertitude ne se dimensionne pas, car il n'est pas possible de donner une valeur *souhaitée* (voulue) à une incertitude. Elle doit être évaluée (ou estimée) à partir des meilleures connaissances disponibles, puis prise en compte (subie) lors du dimensionnement, par exemple d'un réservoir (pour reprendre le cas précédent).

En tirant à l'extrême, une activité de dimensionnement d'incertitude reviendrait à mettre en place des programmes expérimentaux pour améliorer les connaissances et atteindre un niveau souhaité d'incertitude. Ce n'est toutefois pas le sens courant de cette activité. Elle désigne habituellement un procédé statistique, combinant linéairement ou quadratiquement des écarts-types (censés représenter des incertitudes).

Même s'il ne s'agit que d'un choix de mots, il ne peut pas être tout à fait inutile d'être précis sur ce sujet. En effet, l'emploi d'un mot au lieu d'un autre peut engendrer une confusion et influencer une prise de décision.

En conclusion, « dimensionner une incertitude » est une expression à bannir, au profit de l'*évaluation* ou de l'*estimation* d'une incertitude.

ANNEXE D FACTEURS DE MULTIPLICATION EFFECTIF OBTENUS POUR DIFFÉRENTES VERSIONS DE NJOY

Cette annexe fait référence à la sous-section 3.3.1. La résolution des équations de Bateman du cas en question fait appel à un schéma prédicteur-correcteur. Les facteurs de multiplication effectif mentionnés ici sont ceux du correcteur, c'est-à-dire la deuxième valeur de chaque pas d'évolution.

TABLEAU D.1 Facteurs de multiplication effectif obtenus pour différentes versions de NJOY.

	Épuisement spécifique (MWj/t)	0	36,8	1000	2500	5000
	NJOY2012 avec 357 points dans THERMR	0,681 013 4	0,665 300 7	0,726 631 7	0,757 326 4	0,761 296 3
Ⓐ	NJOY2016 avec 118 points dans THERMR	0,680 905 3	0,665 197 7	0,726 597 2	0,757 264 0	0,761 216 5
Ⓑ	NJOY2016 avec 357 points dans THERMR	0,681 016 3	0,665 303 3	0,726 632 9	0,757 328 6	0,761 298 3
Ⓒ	NJOY2016 avec 357 points dans THERMR et avec les constantes physiques de NJOY2012	0,681 013 4	0,665 300 7	0,726 631 7	0,757 326 4	0,761 296 3
Ⓓ	NJOY99 avec 357 points dans THERMR	0,681 013 4	0,665 300 7	0,726 631 7	0,757 326 4	0,761 296 3

ANNEXE E COMMENTAIRES FORMULÉS LORS DE MODIFICATIONS DANS THERMR SUR LES ÉNERGIES CINÉTIQUES INCIDENTES

Ces commentaires de développement donnent du contexte concernant les évolutions du nombre de points pour les énergies cinétiques incidentes utilisées dans THERMR, évoquées dans la sous-section 3.3.2.

Commentaire de la mise à jour 93 de NJOY99 [220]

```
*ident up93
*/ thermr -- 01mar04
*/ allow for higher incident energies in calcem. this also requires
*/ some tightening up of the calculation near e'=e.  also, add
*/ some energies near the zrh einstein oscillator.

It is important to match the major features of the thermal scattering data
with energy points, and these new grids do that in addition to making
incident energy interpolation easier. With current methods, there is
normally a break from scattering treated with S(alpha,beta,T) to a free
scattering law at some point. This leads to discontinuities in the
scattering cross section and the emission spectra. Current MCNP libraries
break at 4.5 eV. The size and impact of these discontinuities can be
reduced a bit by going to higher breakpoint energies. This set allows
breakpoints as high as 10 eV. The size of the discontinuity goes as 1/E
for the coherent elastic component, and similar dependences are seen for
thermal inelastic scattering, so one would have to go very high energies
really elimate the effect!
```

Commentaire de la mise à jour 78 de NJOY2012[221]

```
*ident up78
*/ 16dec2016, thermr

up78 (thermr), up79 (aceth) and up80 (leapr) are a suite of changes
recommended by Damian (CAB) and Roubtsov (CNL) primarily for processing
revised light and heavy water thermal kernels, but are ok to apply to
other data sets. Most thermr changes are related to carrying more
precision (changes in sigfig calls) in calcem, plus a slight revision
to the egrid array. We also use the ngrid parameter to set the egrid (and
other) array size. We also revise the write format when iprint=2 to
provide more digits and to appear similar in form as written by acer.
```

ANNEXE F QUELQUES AUTRES STATISTIQUES DE SECTIONS EFFICACES

Cette annexe, prolongation de la section 5.3, comporte les illustrations suivantes de statistiques de sections efficaces :

— la figure F.1, concernant l'argent 109 ;

— la figure F.2, concernant l'indium 115 ;

— la figure F.3, concernant le zirconium 91 ;

— la figure F.4, concernant le zirconium 92 ;

— la figure F.5, concernant le zirconium 94 ;

— la figure F.6, concernant le zirconium 96 ;

— la figure F.7, concernant le nickel 58 ;

— la figure F.8, concernant le chrome 52 ;

— la figure F.9, concernant le fer 54.

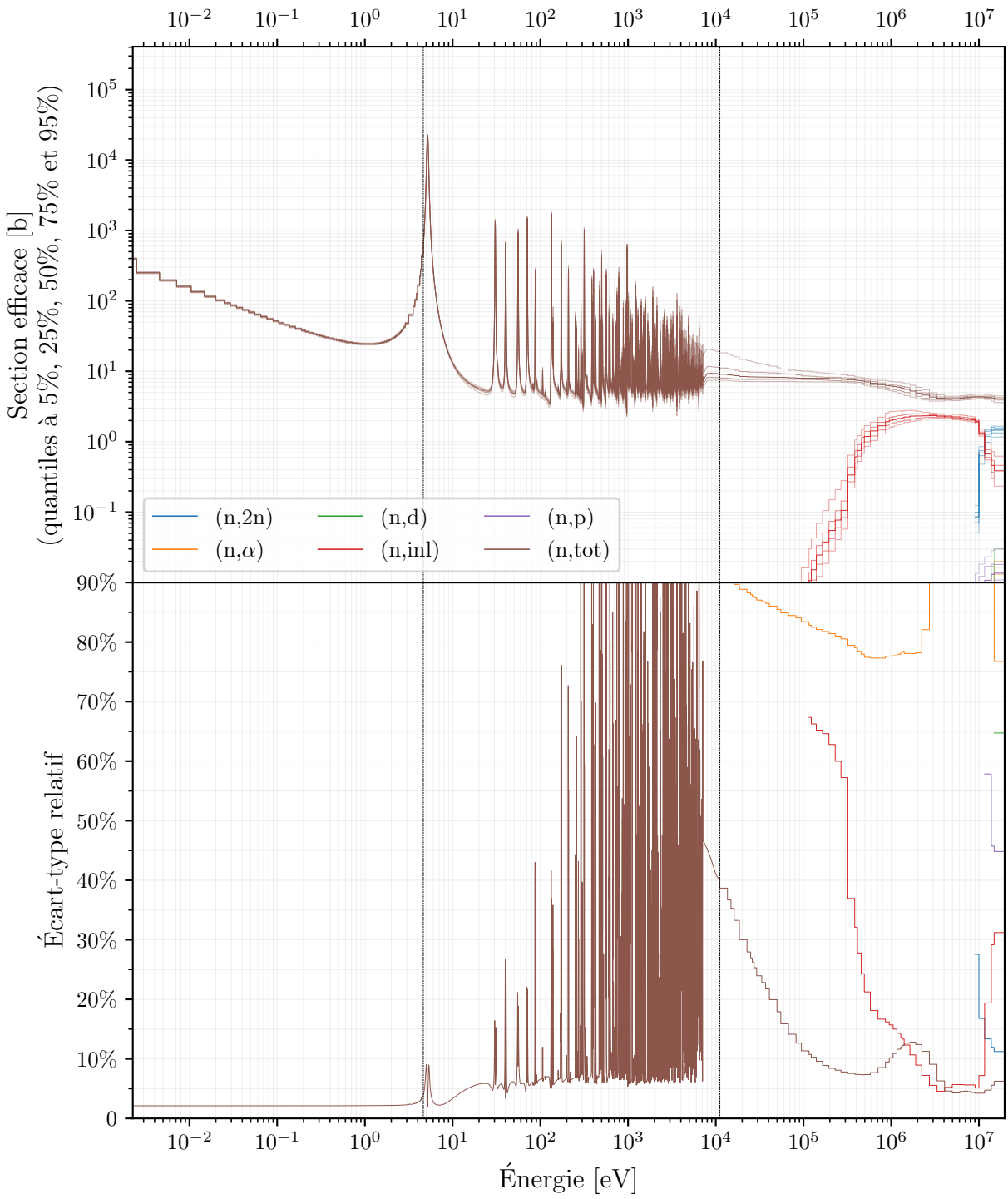


FIGURE F.1 [17] Statistiques de sections efficaces de l'argent 109 dans les 100 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

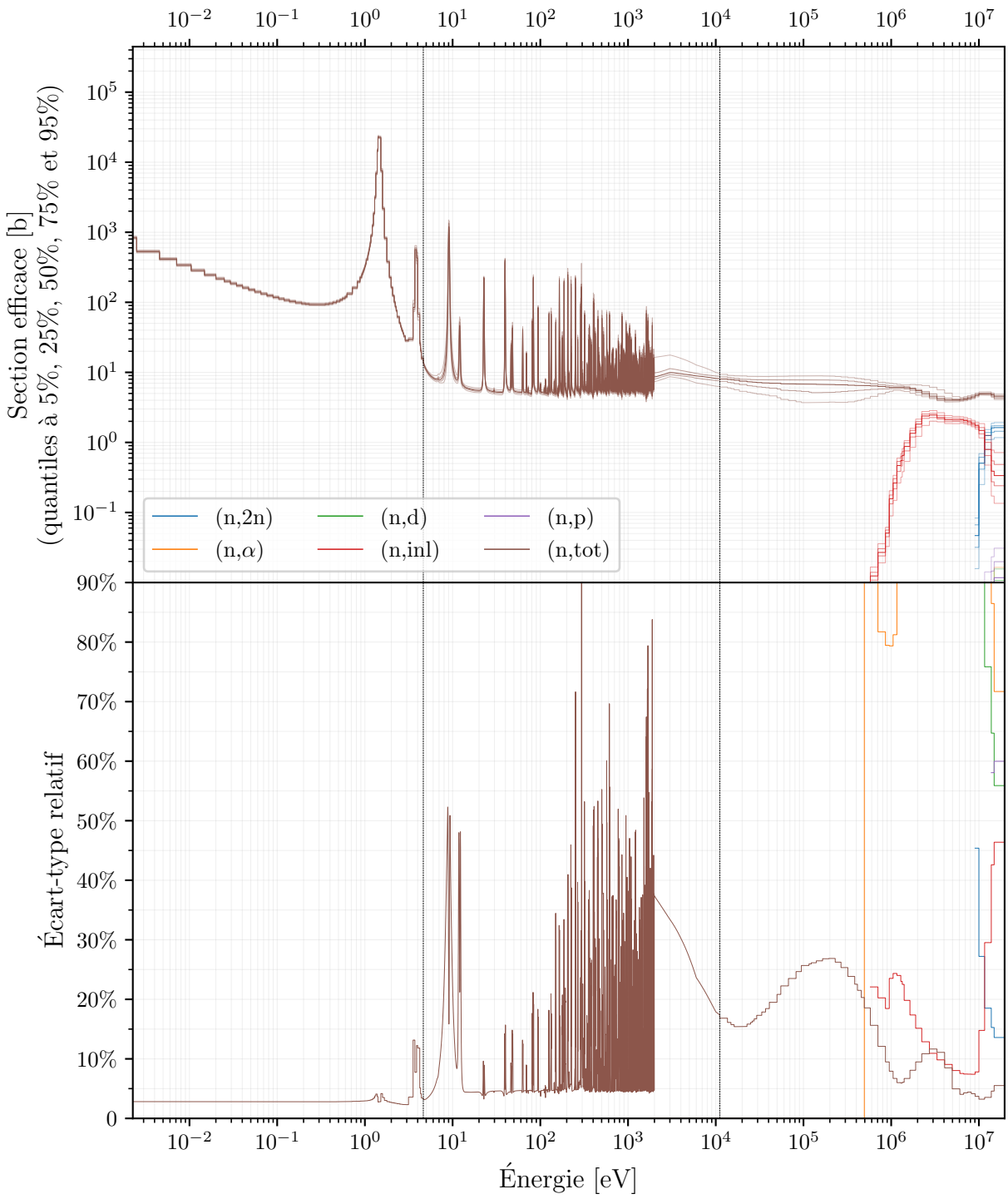


FIGURE F.2[17] Statistiques de sections efficaces de l'indium 115 dans les 100 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

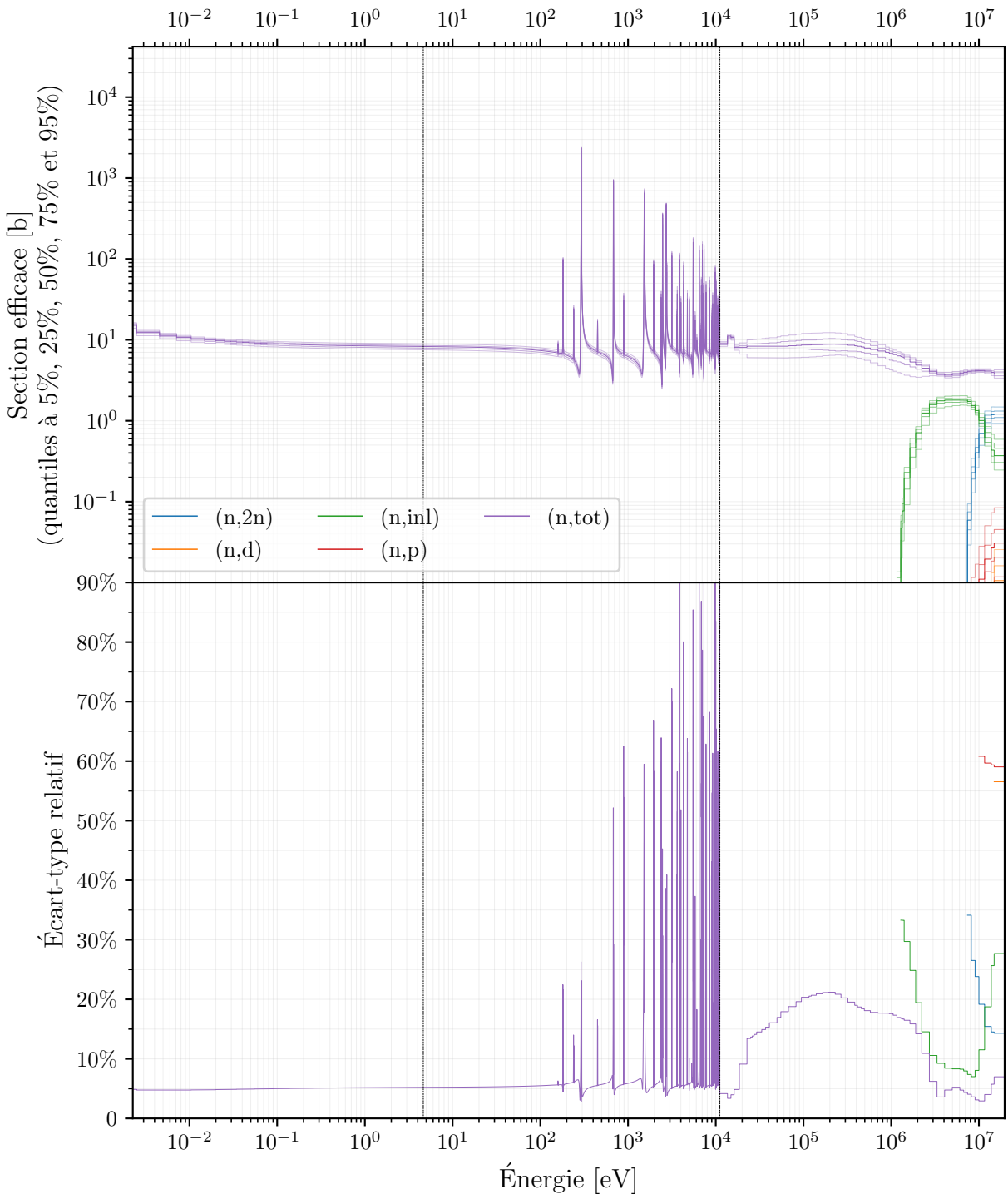


FIGURE F.3[17] Statistiques de sections efficaces du zirconium 91 dans les 180 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

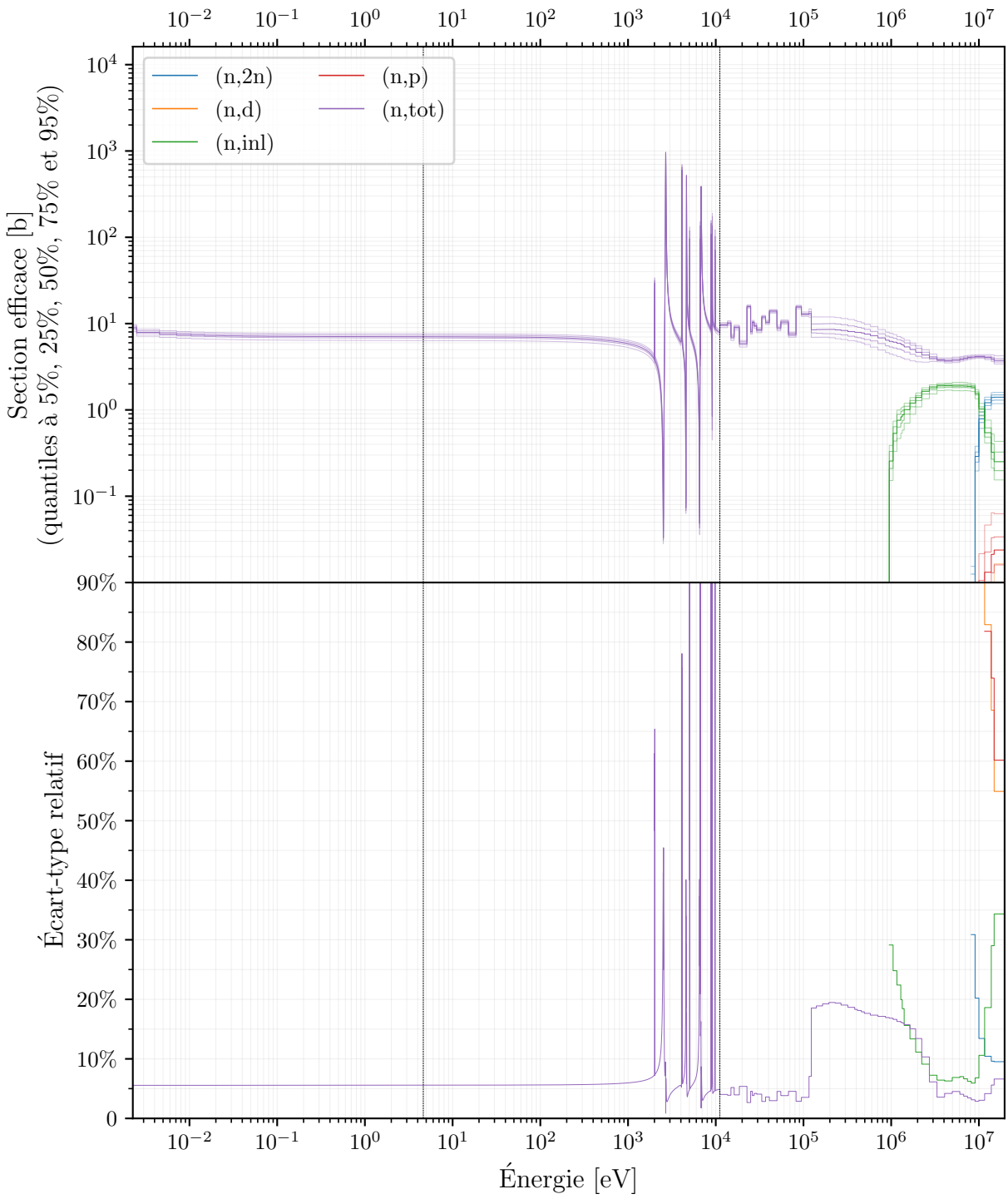


FIGURE F.4[17] Statistiques de sections efficaces du zirconium 92 dans les 200 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

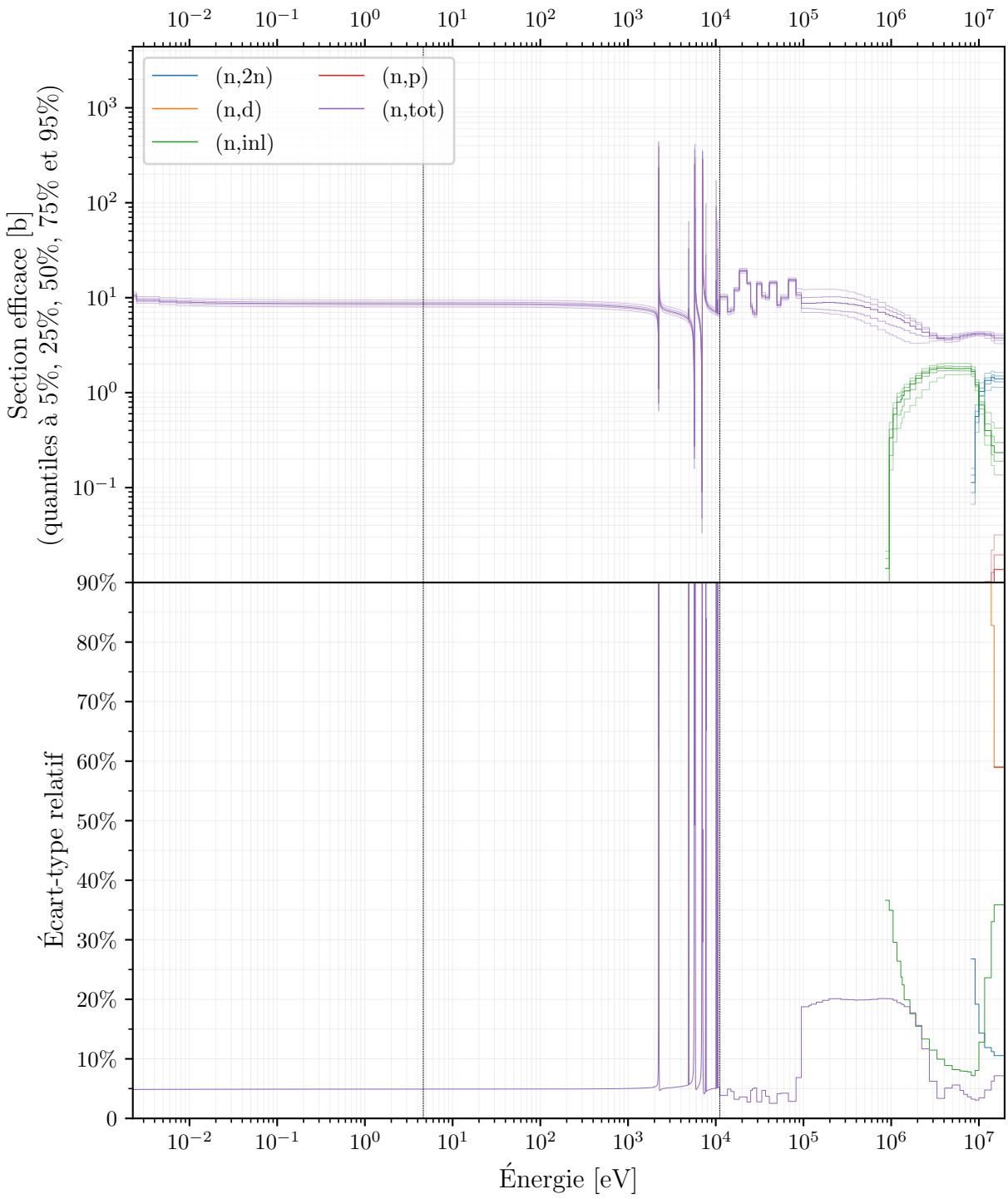


FIGURE F.5[17] Statistiques de sections efficaces du zirconium 94 dans les 200 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

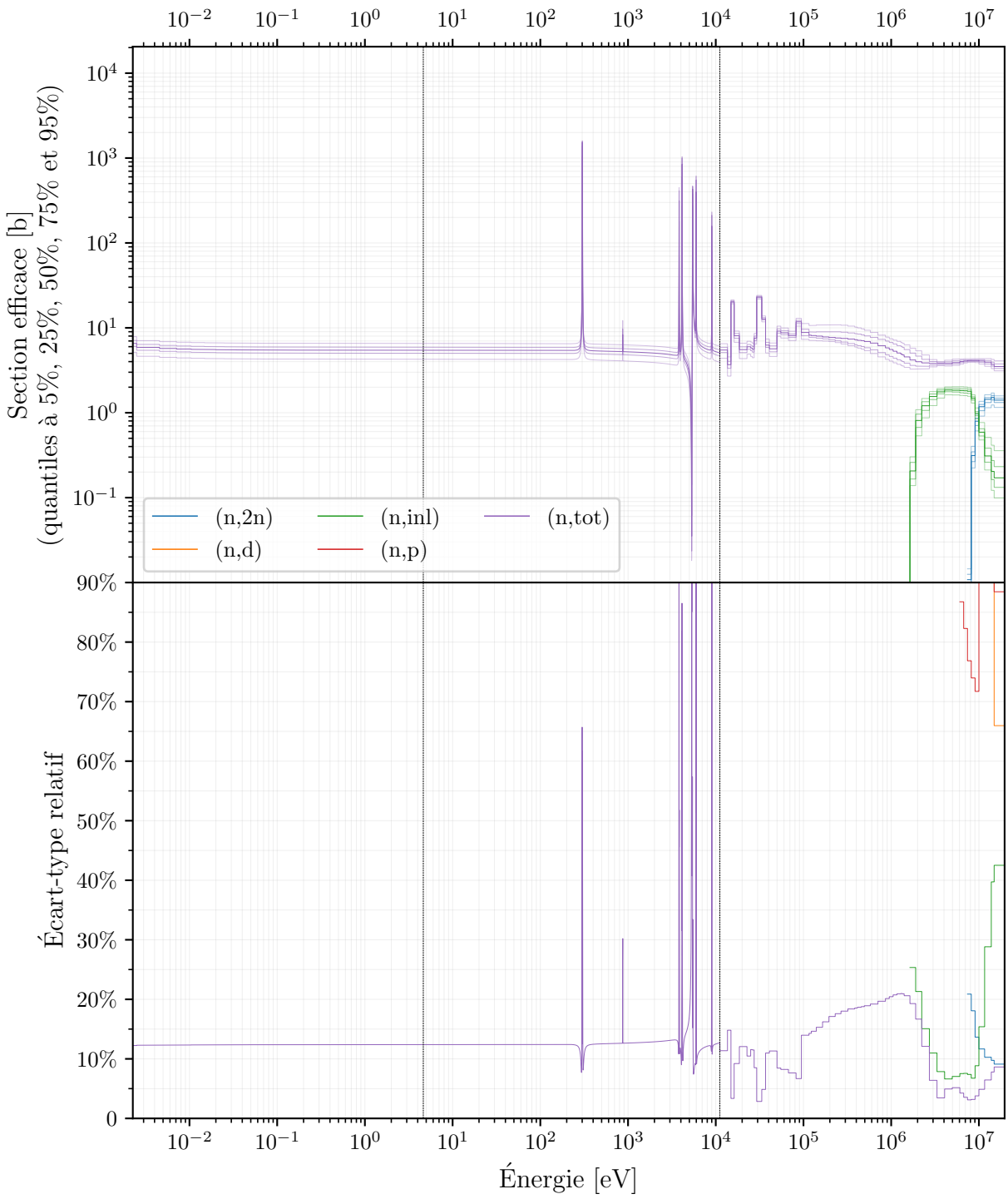


FIGURE F.6[17] Statistiques de sections efficaces du zirconium 96 dans les 250 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

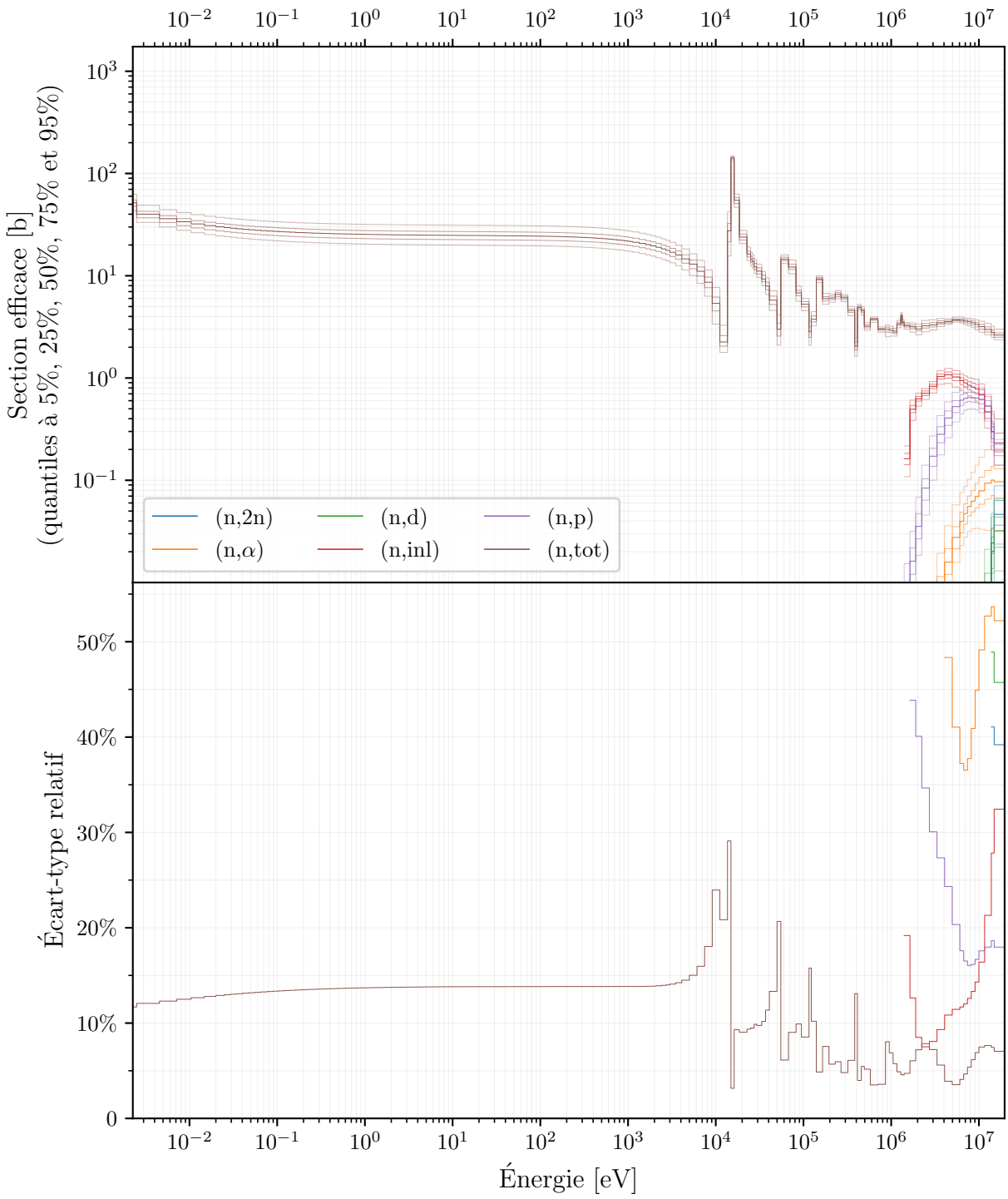


FIGURE F.7[17] Statistiques de sections efficaces du nickel 58 dans les 300 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

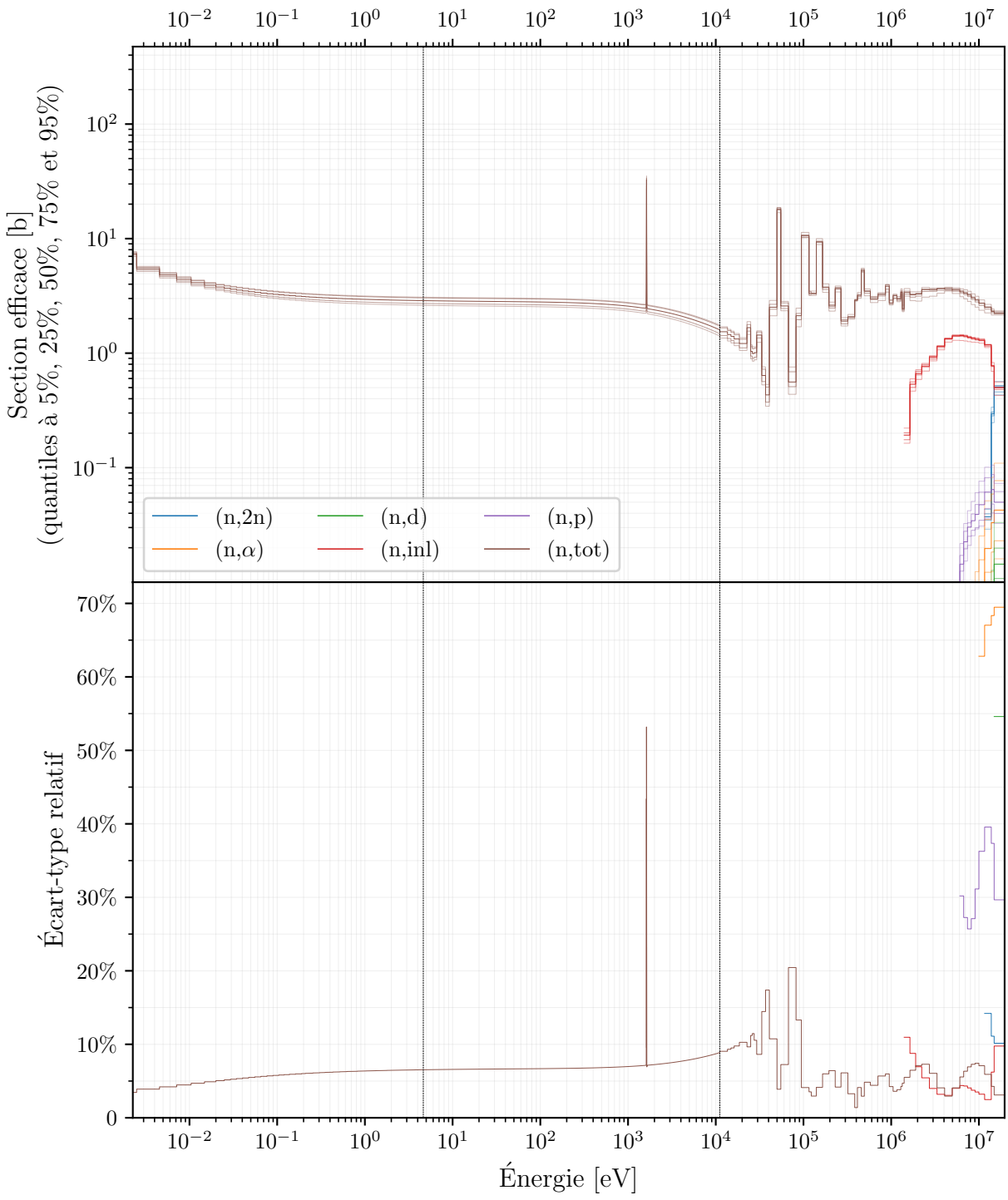


FIGURE F.8[17] Statistiques de sections efficaces du chrome 52 dans les 10 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

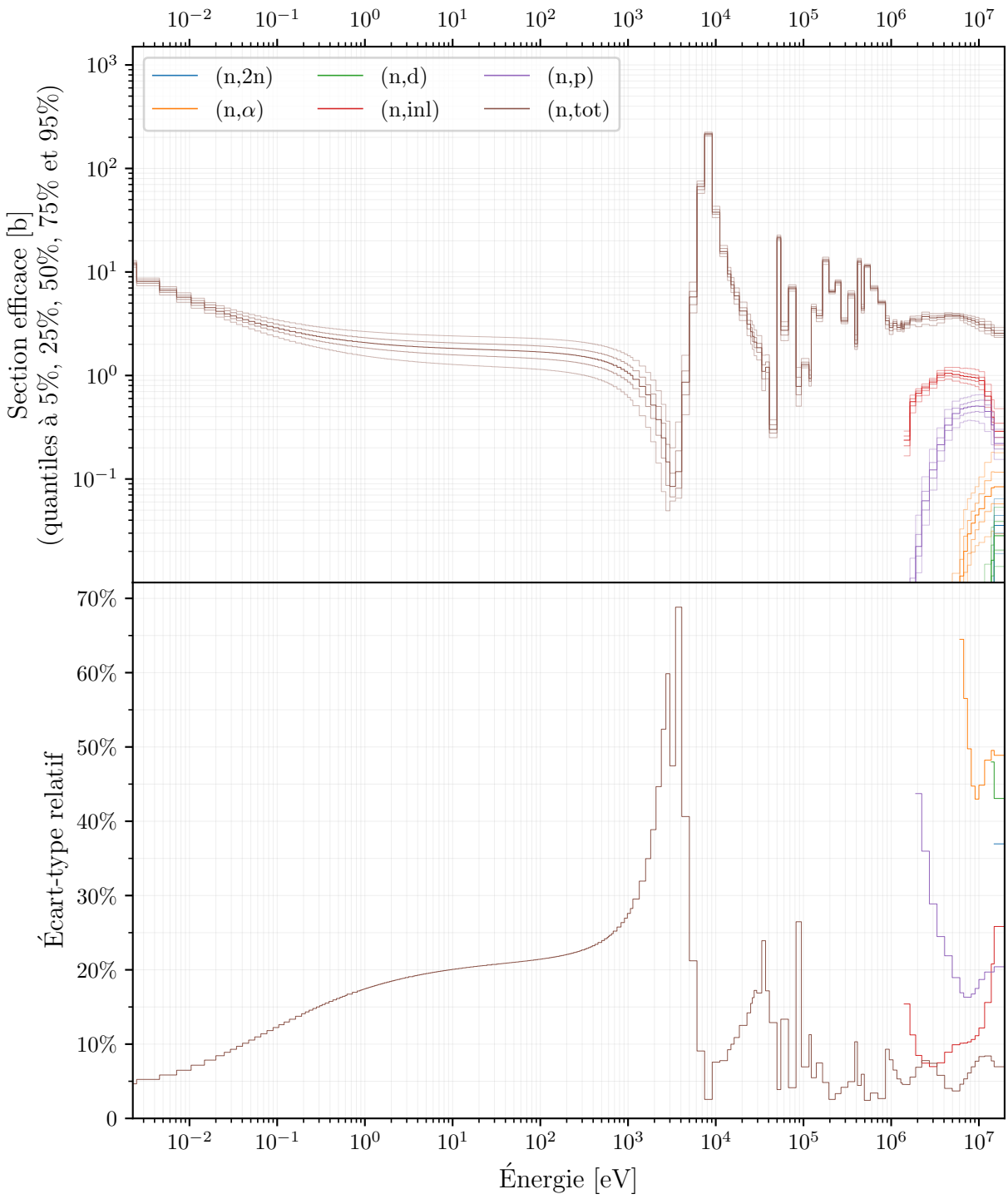


FIGURE F.9[17] Statistiques de sections efficaces du fer 54 dans les 180 échantillons de TENDL-2019, à 550 K (276,85°C).

ANNEXE G PROPAGATION D'INCERTITUDES AVEC DRAKKAR POUR DES ISOTOPES MINEURS

Les incertitudes causées par des isotopes échantillonnés mais non détaillés dans le chapitre 6 sont soit de comportements similaires à ceux analysés dans ce même chapitre, soit négligeables. Au vu de leurs localisations, les comportements qui suivent sont assez peu surprenants.

— Le comportement du nickel 58 se rapproche de celui du fer 56.

— Le zirconium 94 se rapproche du zirconium 90.

— L'argent 109 et l'indium 115 se comportent de manière similaire à l'argent 107. Ils présentent toutefois moins d'asymétrie et d'excès de kurtosis, suite à des sections efficaces moins asymétriques (voir les figures F.1 et F.2).

Les figures de cette annexe concernent l'ensemble de ces isotopes, dans cet ordre.

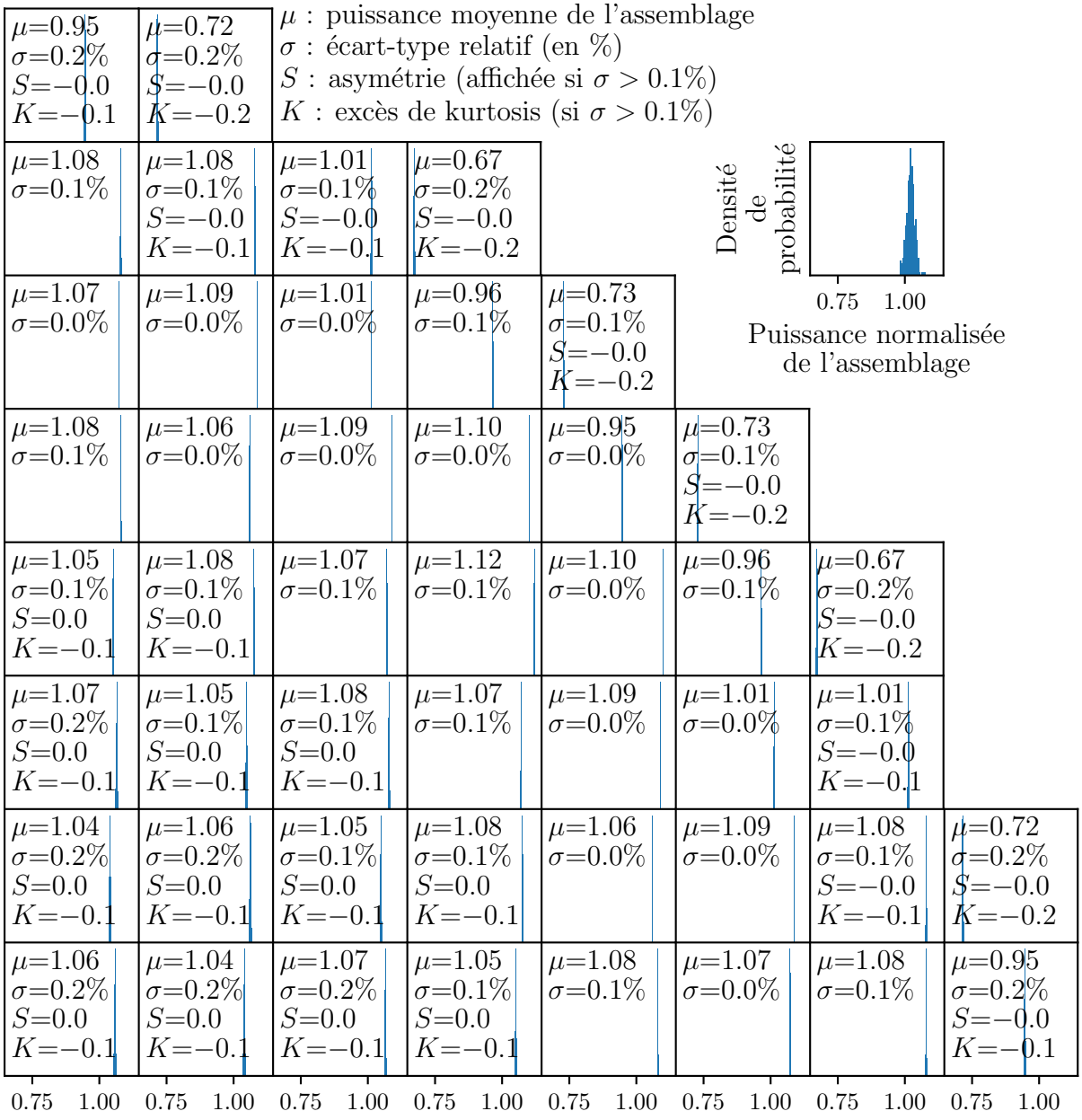


FIGURE G.1[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **nickel 58** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

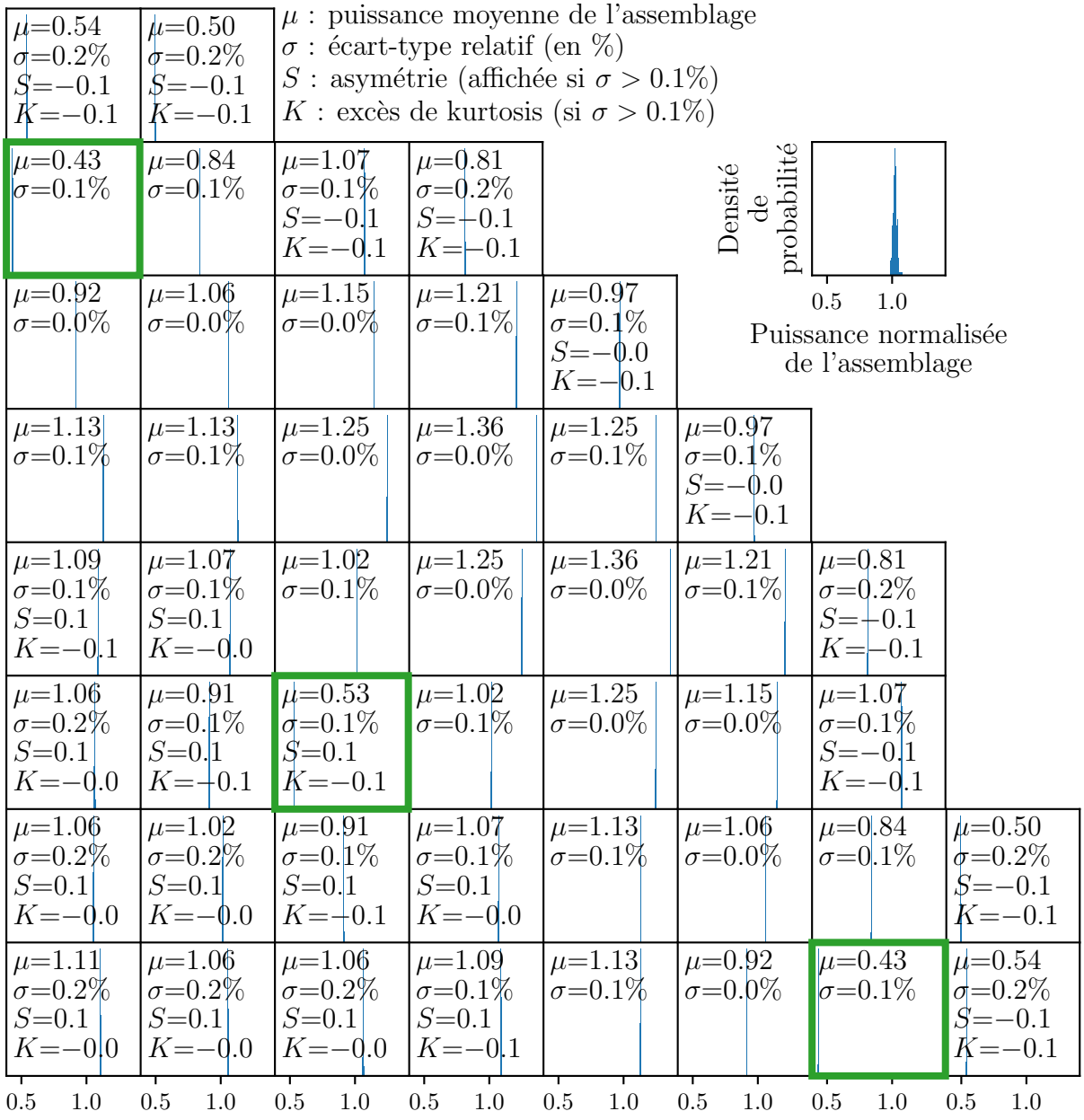


FIGURE G.2[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **nickel 58** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

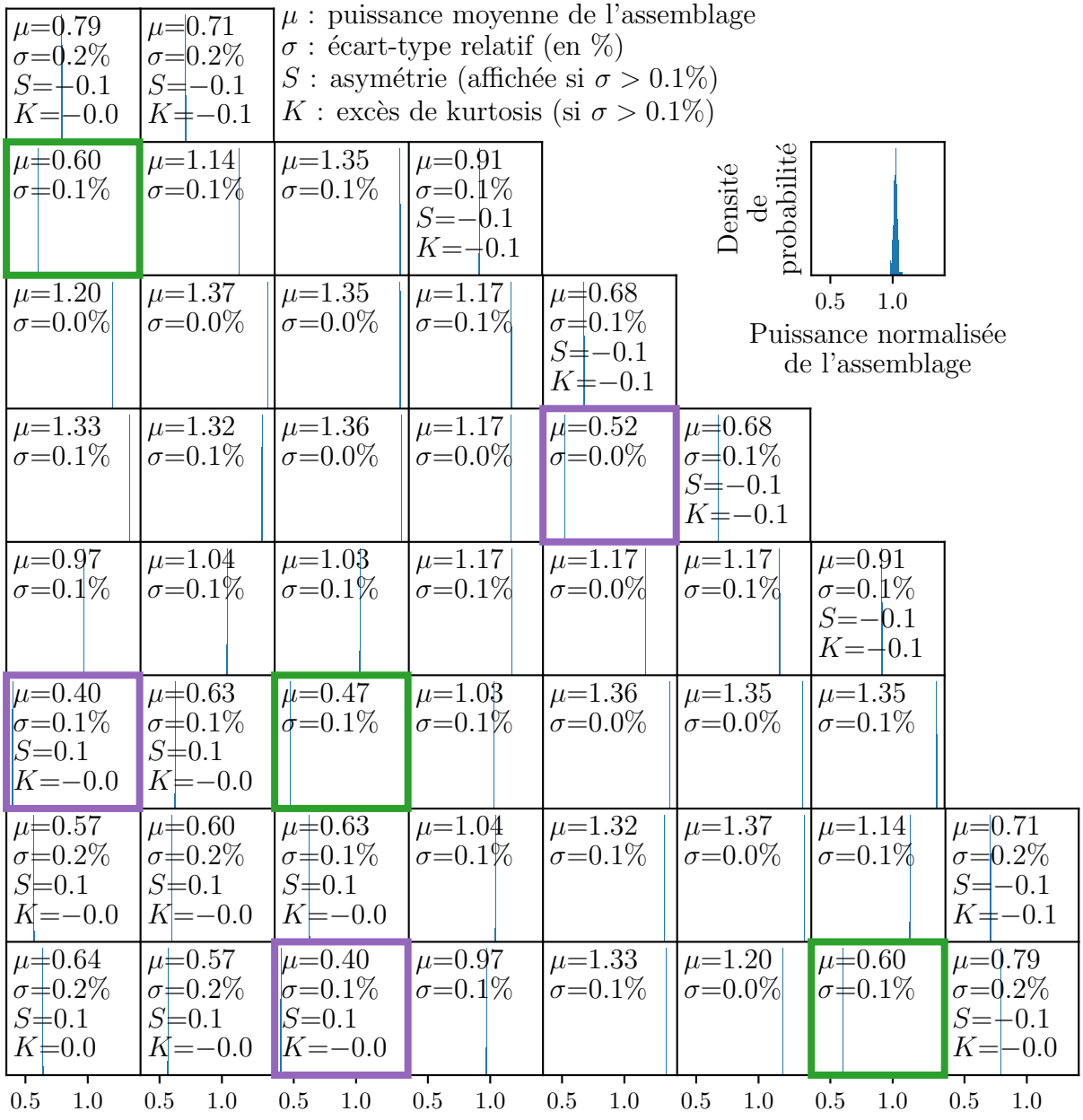


FIGURE G.3[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **nickel 58** (300 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

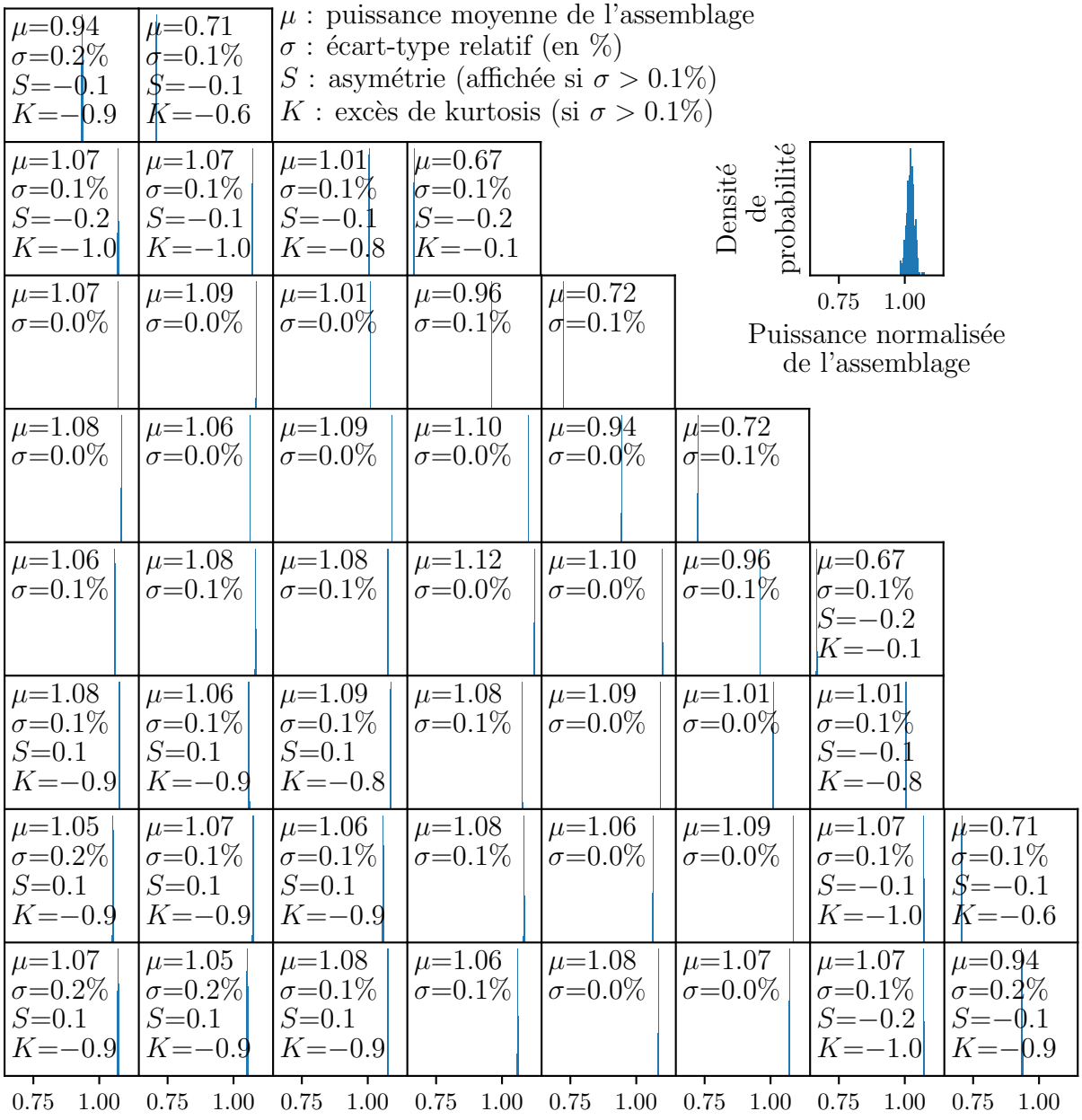


FIGURE G.4[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 94** (200 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **toutes grappes extraites**.

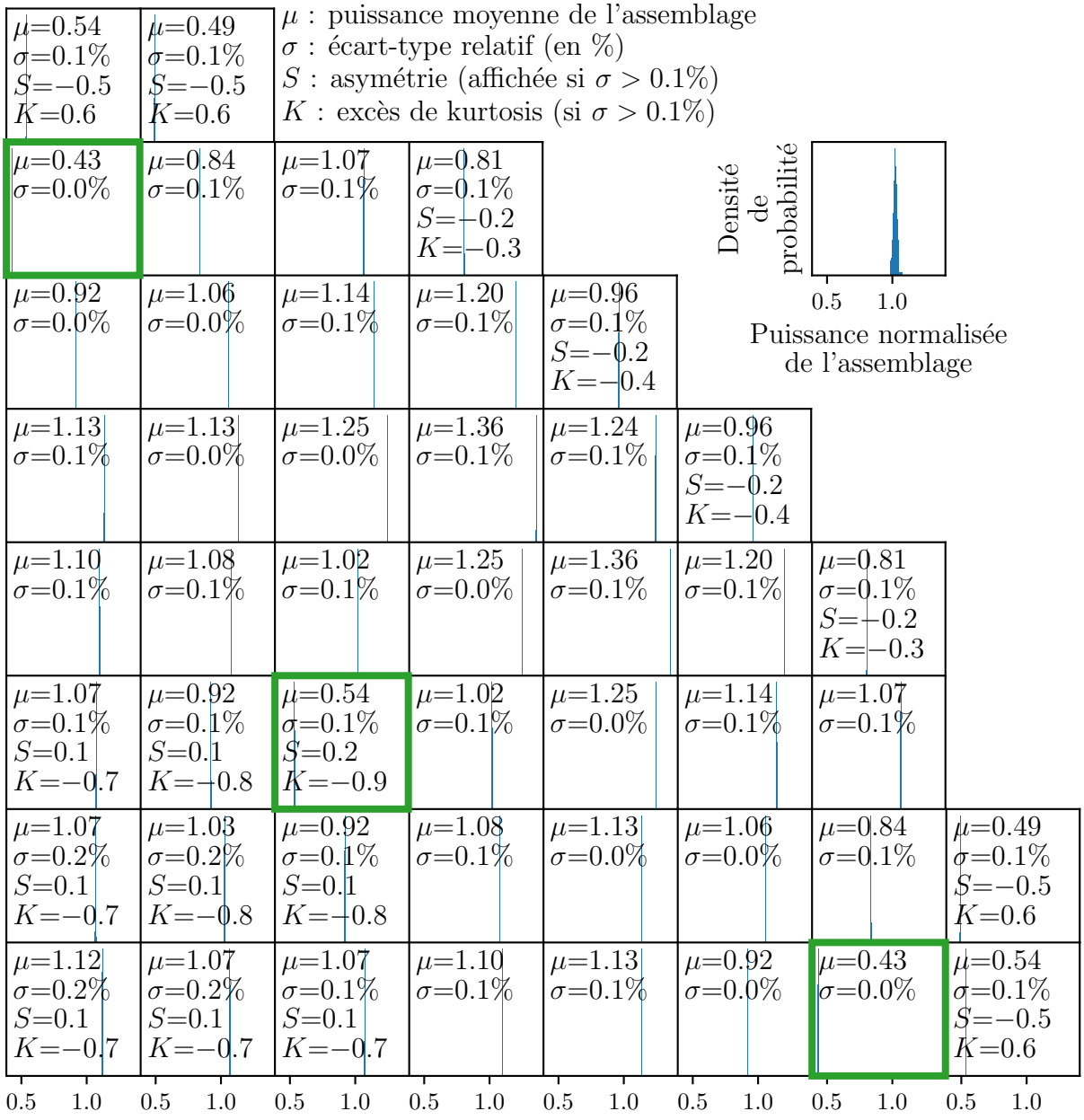


FIGURE G.5[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 94** (200 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

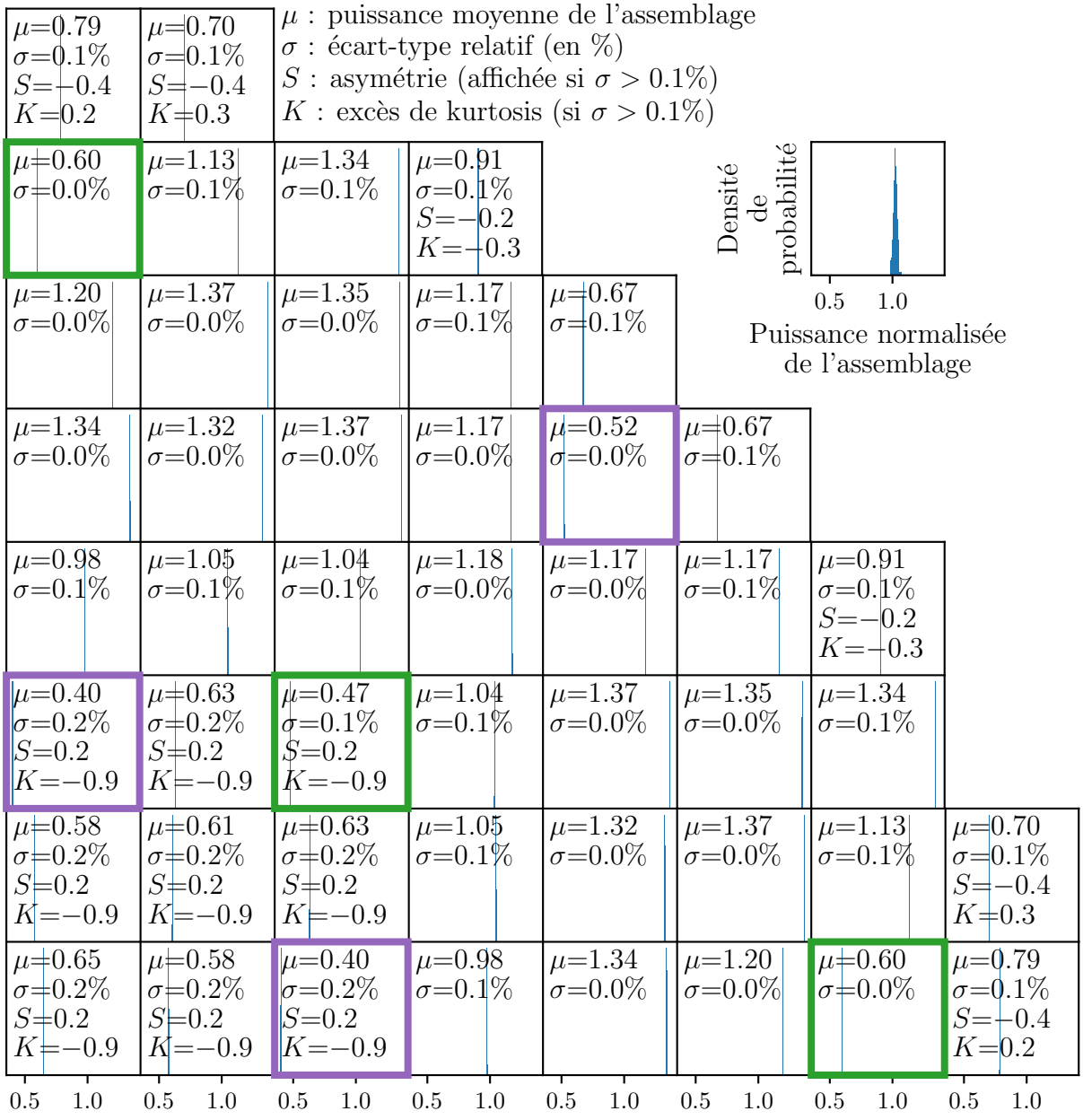


FIGURE G.6[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour le **zirconium 94** (200 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

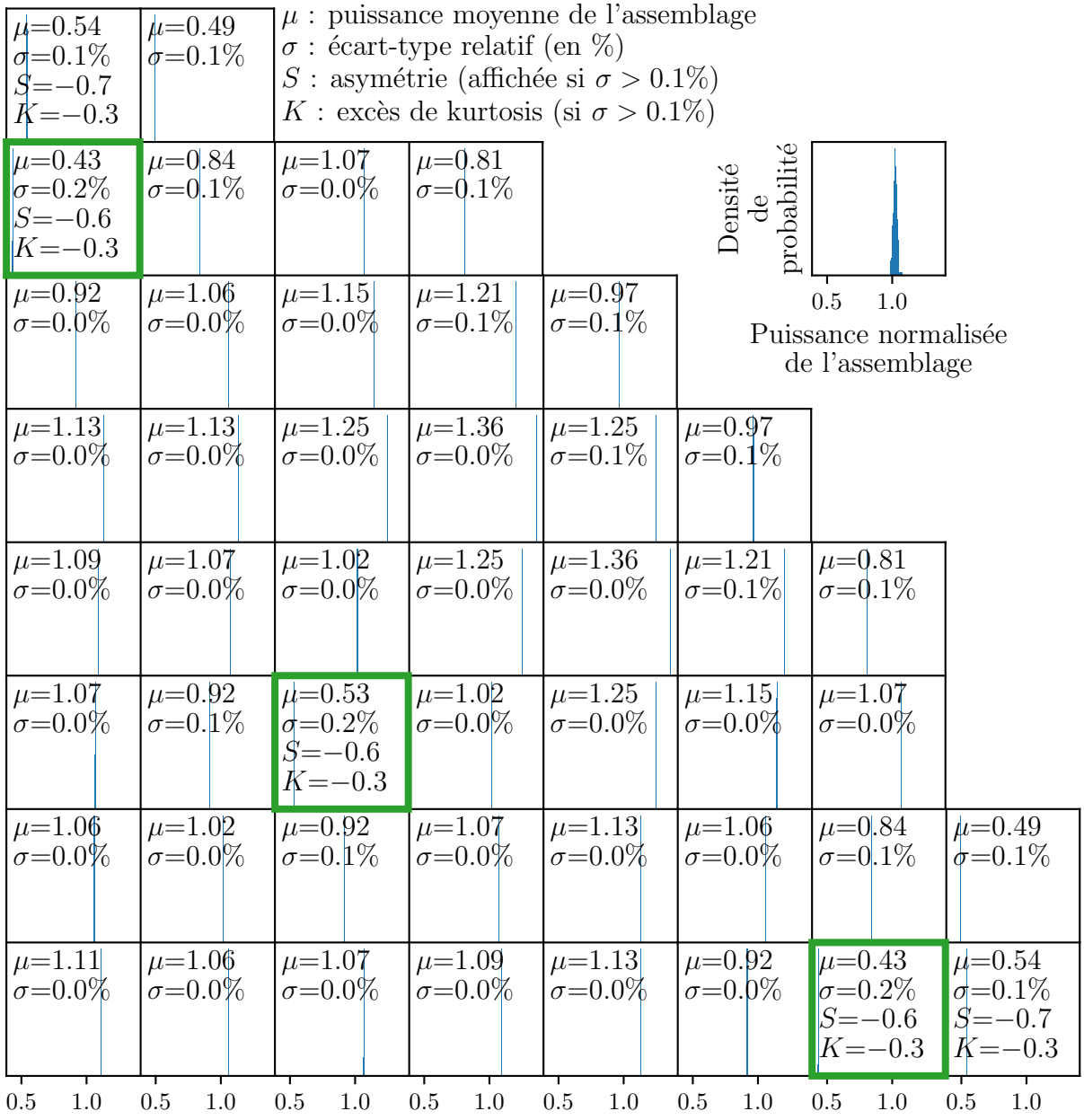


FIGURE G.7[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 109** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

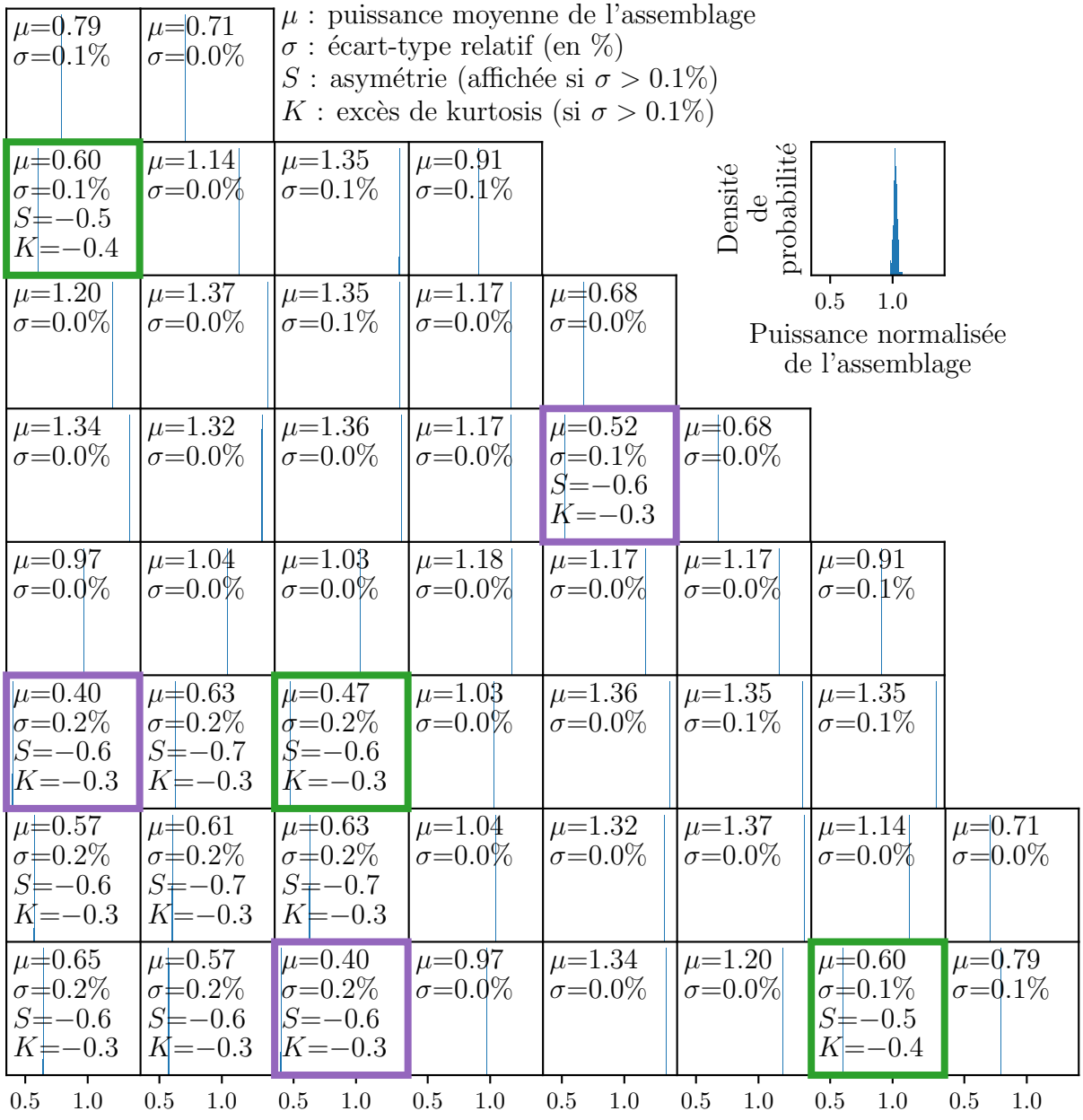


FIGURE G.8[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**argent 109** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

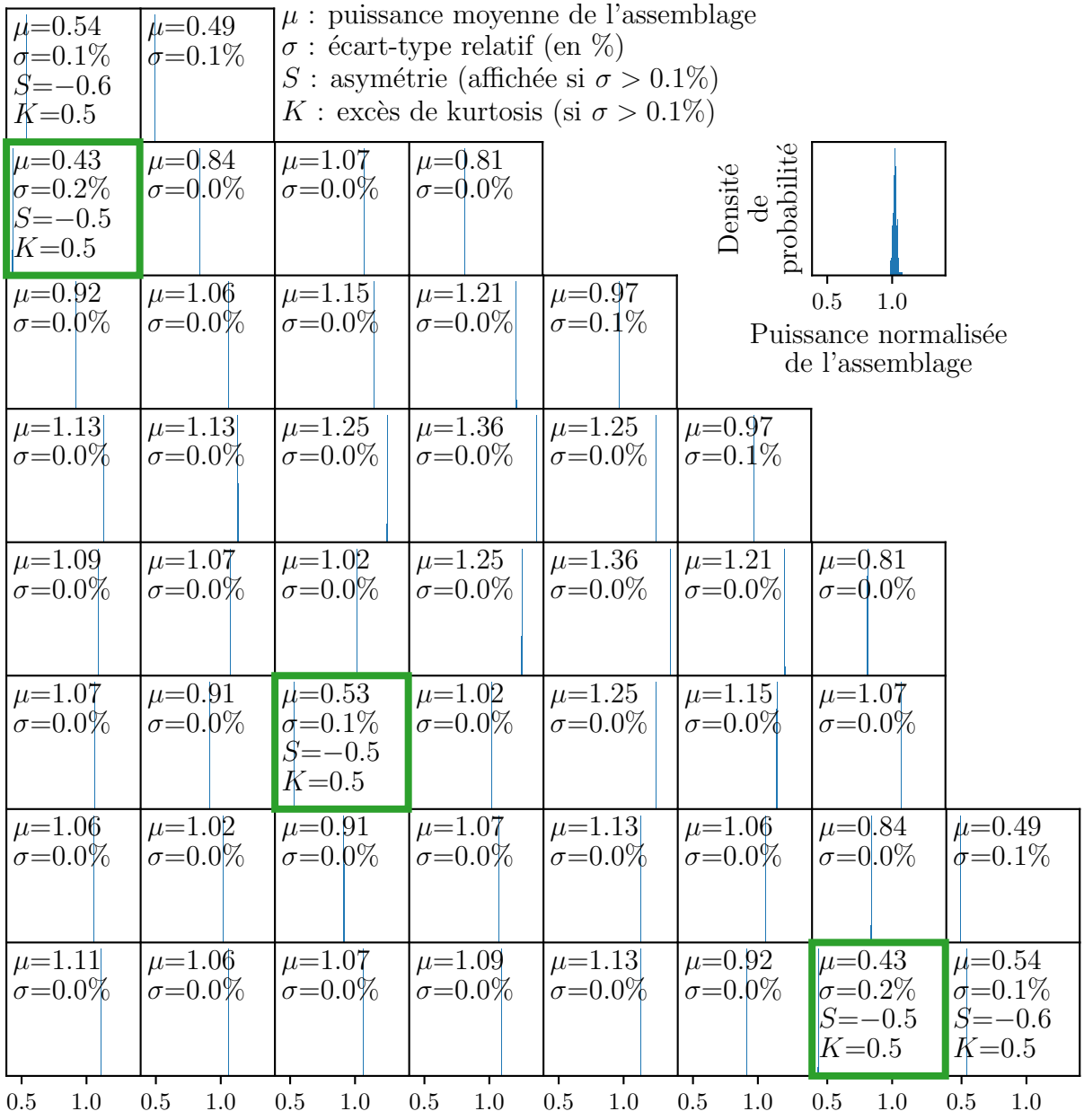


FIGURE G.9[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**indium 115** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupe D inséré** (encadré en vert).

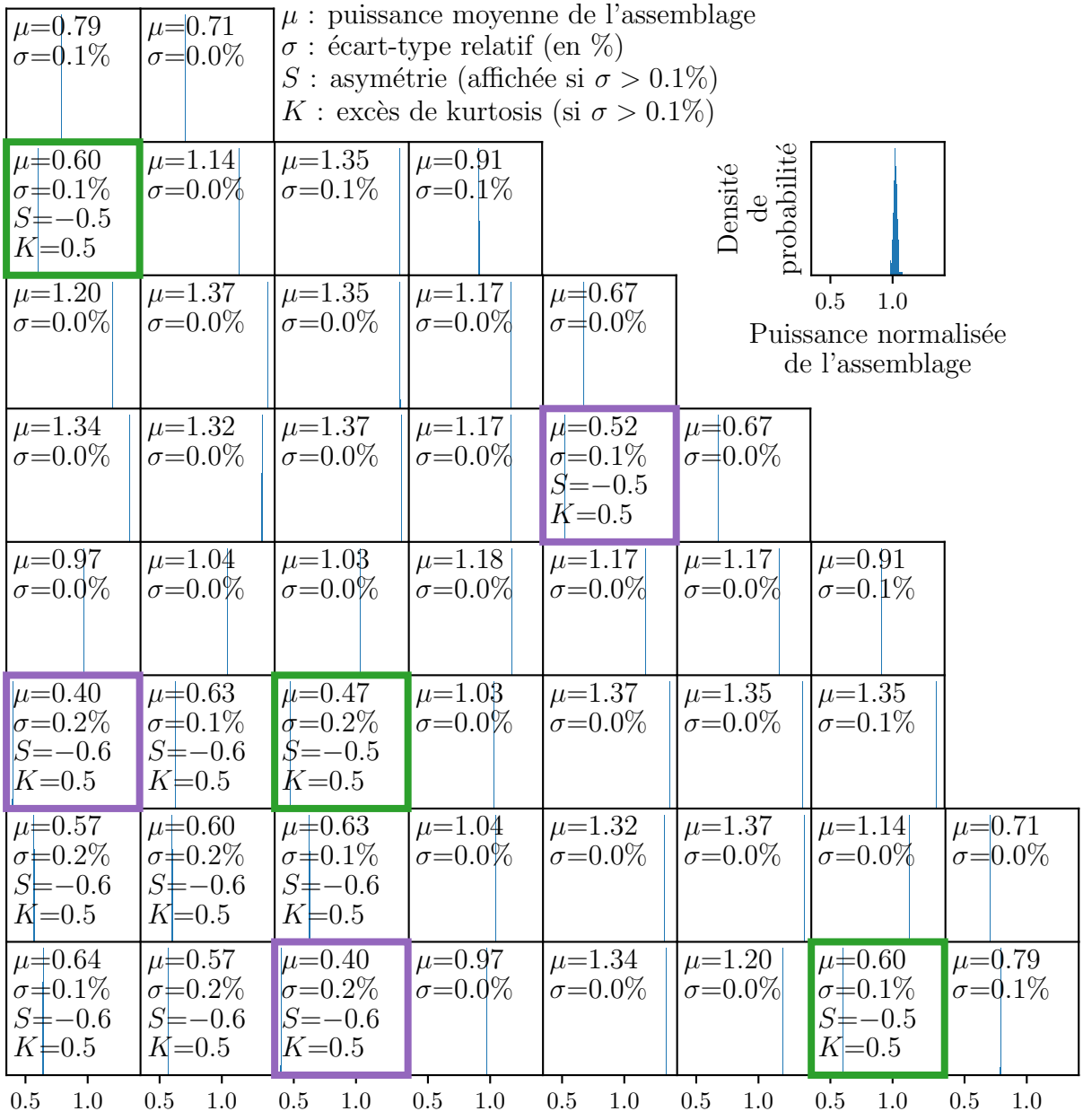


FIGURE G.10[18] Densité de probabilité de la puissance de l'assemblage, avec DRAKKAR et la meilleure estimation de JEFF-3.3, sauf pour l'**indium 115** (100 échantillons de TENDL-2019) sur le premier démarrage de Tihange-1, **groupes C et D insérés** (encadrés en violet et en vert, respectivement).

ANNEXE H AJUSTEMENT BMC DE SECTIONS EFFICACES

Cette annexe prolonge la sous-section 10.2.2 et comporte :

— la figure H.1, concernant l'uranium 235 ;

— la figure H.2, concernant l'oxygène 16 ;

— la figure H.3, concernant le bore 10 ;

— la figure H.4, concernant le bore 11.

D'après ces figures, les quantiles de leurs sections efficaces ne sont pas modifiés par l'ajustement BMC.

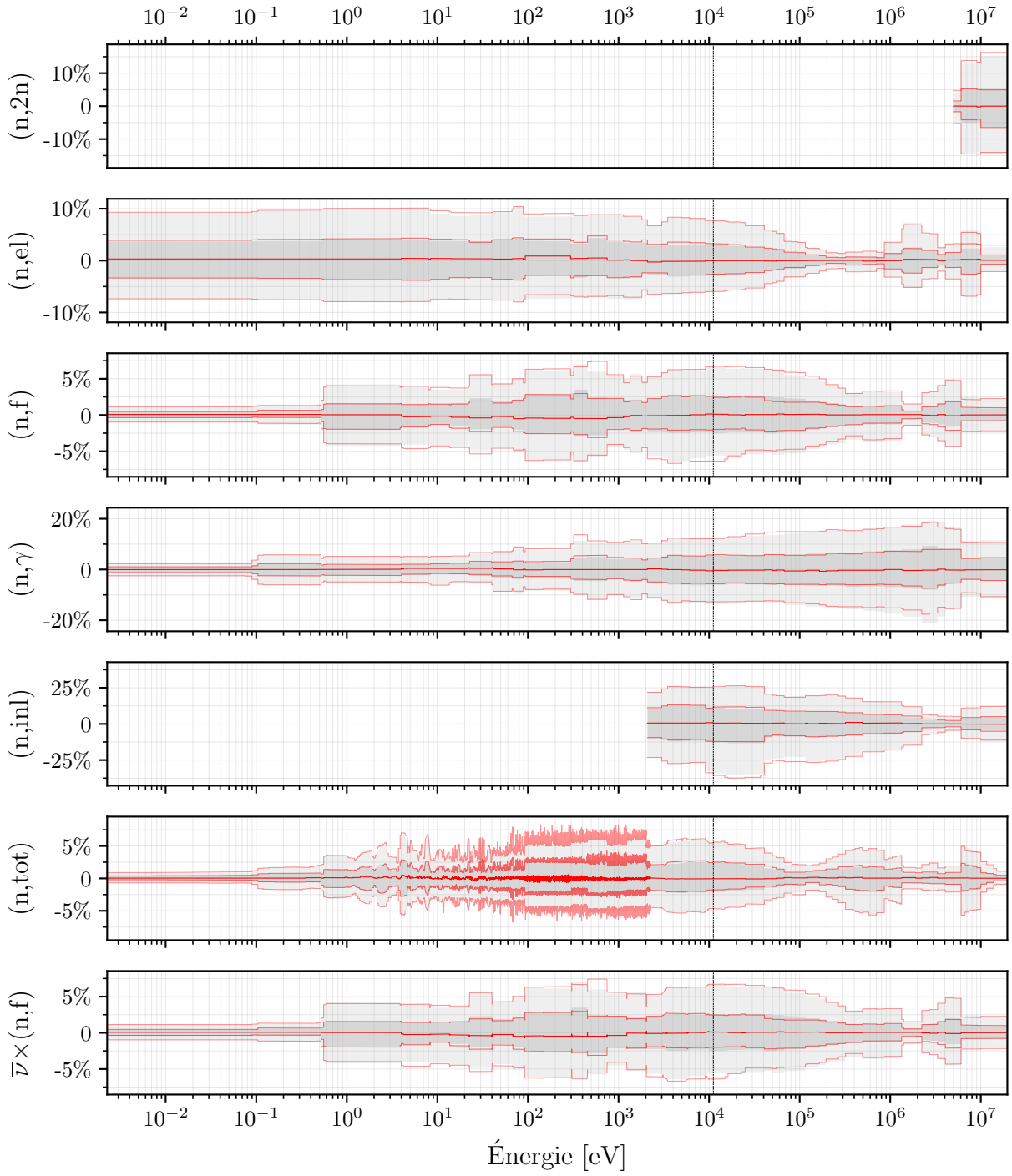


FIGURE H.1[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**uranium 235**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

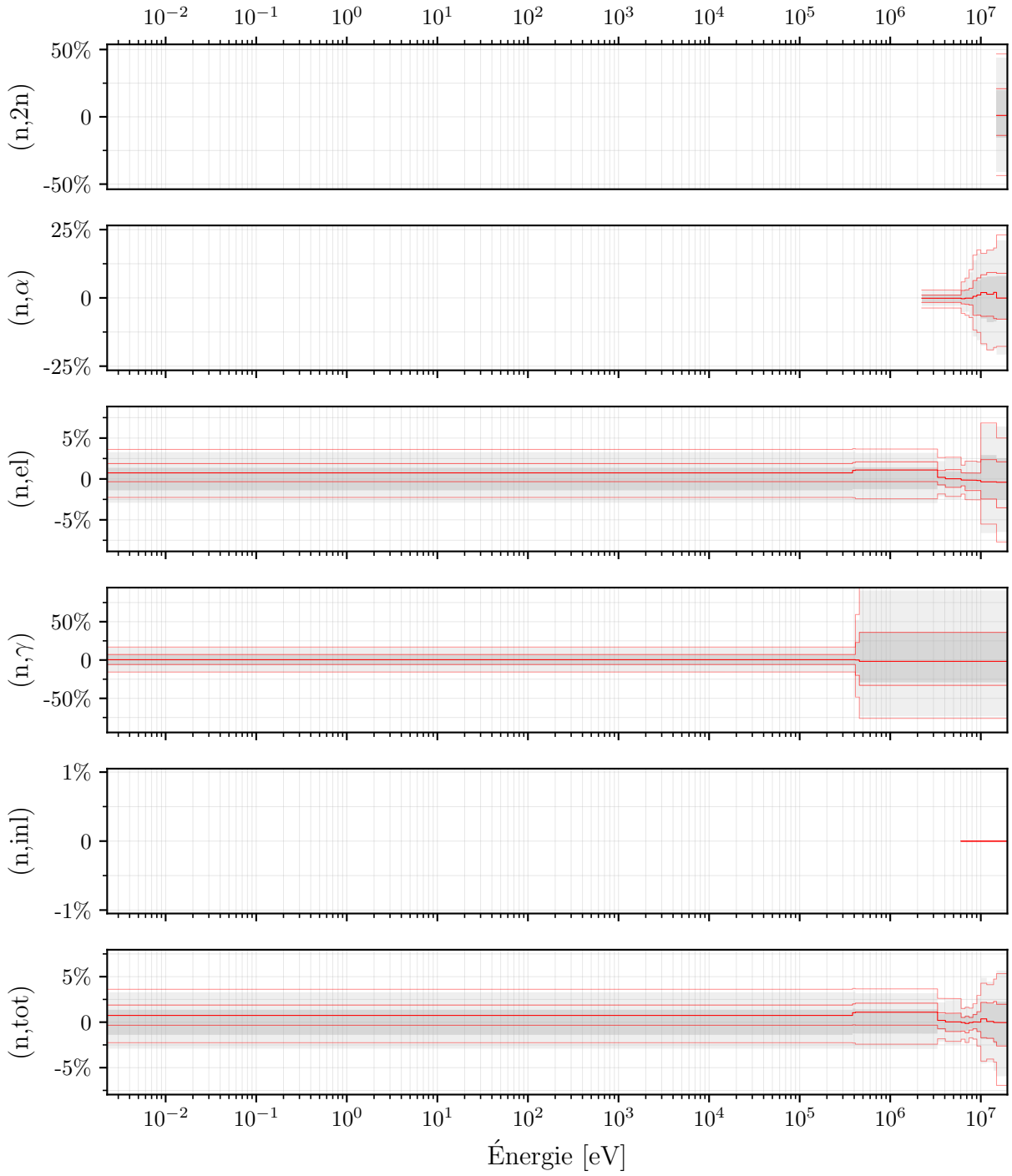


FIGURE H.2[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**oxygène 16**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

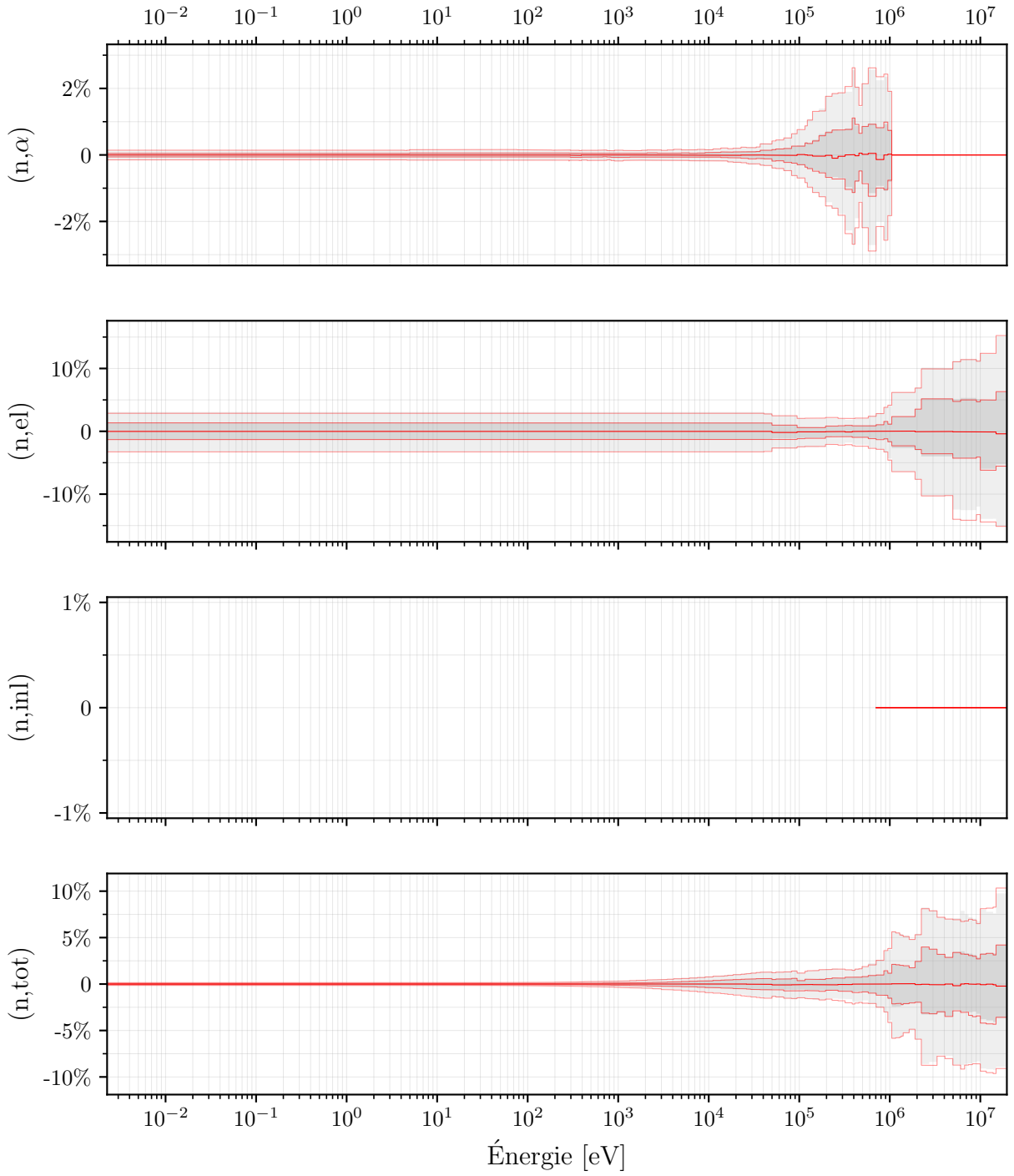


FIGURE H.3[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **bore 10**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

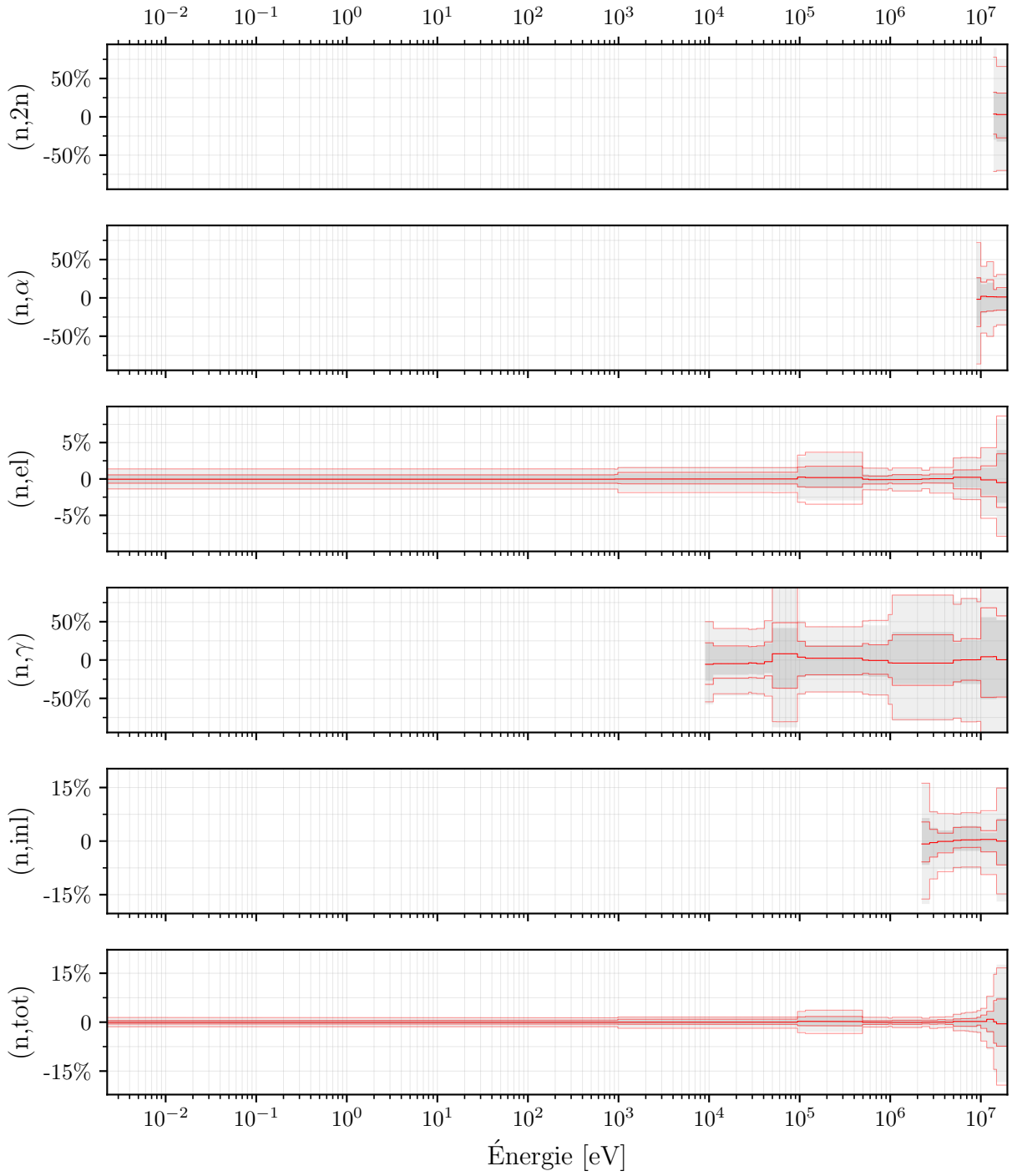


FIGURE H.4[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **bore 11**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

ANNEXE I AJUSTEMENT BFMC DE SECTIONS EFFICACES

Cette annexe prolonge la sous-section 10.3.1 et comporte :

- la figure I.1, concernant le fer 56 ;
- la figure I.2, concernant l'uranium 235 ;
- la figure I.3, concernant l'oxygène 16 ;
- la figure I.4, concernant le nickel 58 ;
- la figure I.5, concernant le zirconium 91 ;
- la figure I.6, concernant le zirconium 92.

D'après ces figures, les quantiles de leurs sections efficaces ne sont pas modifiés par l'ajustement BFMC.

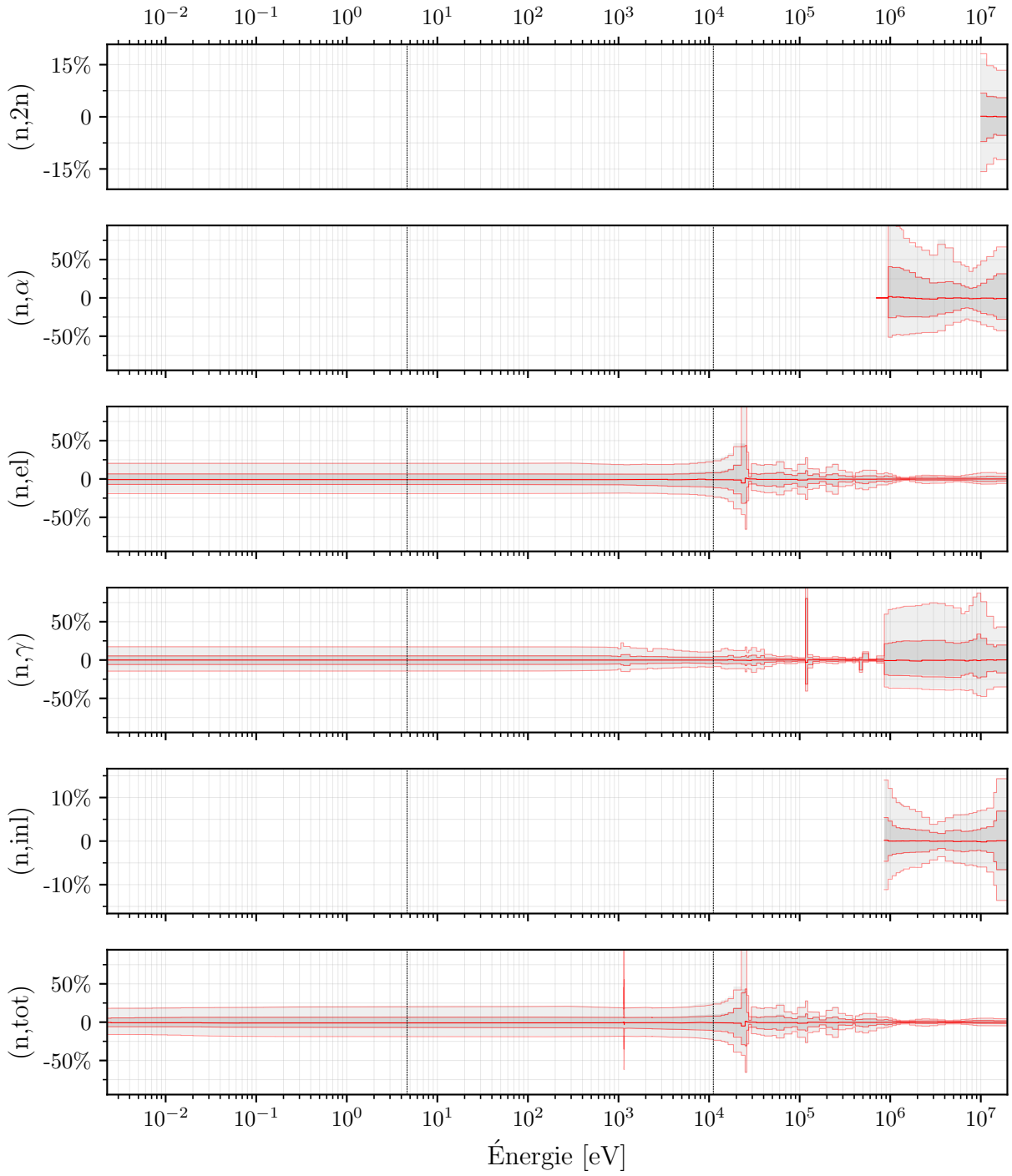


FIGURE I.1[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **fer 56**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

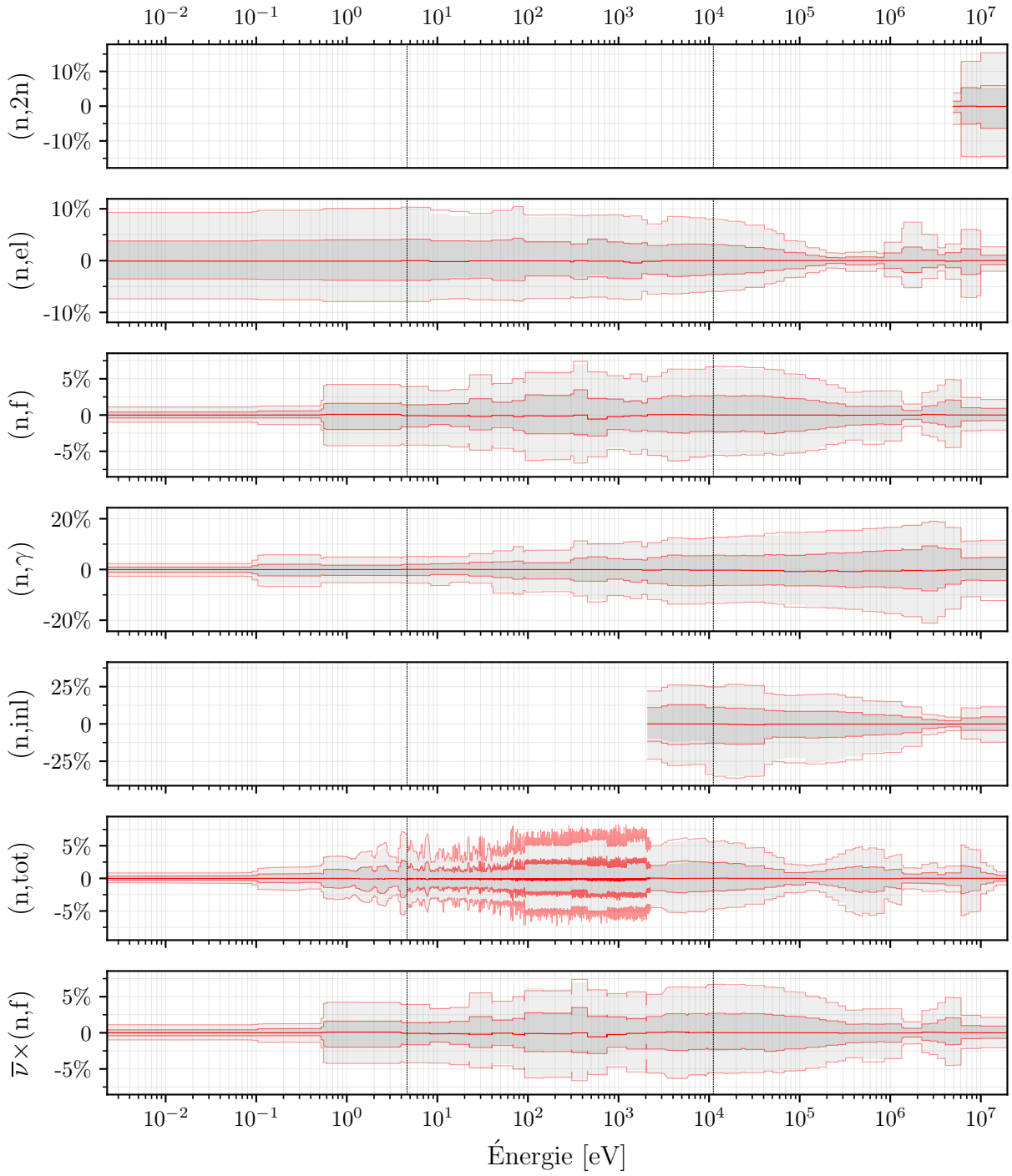


FIGURE I.2[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**uranium 235**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

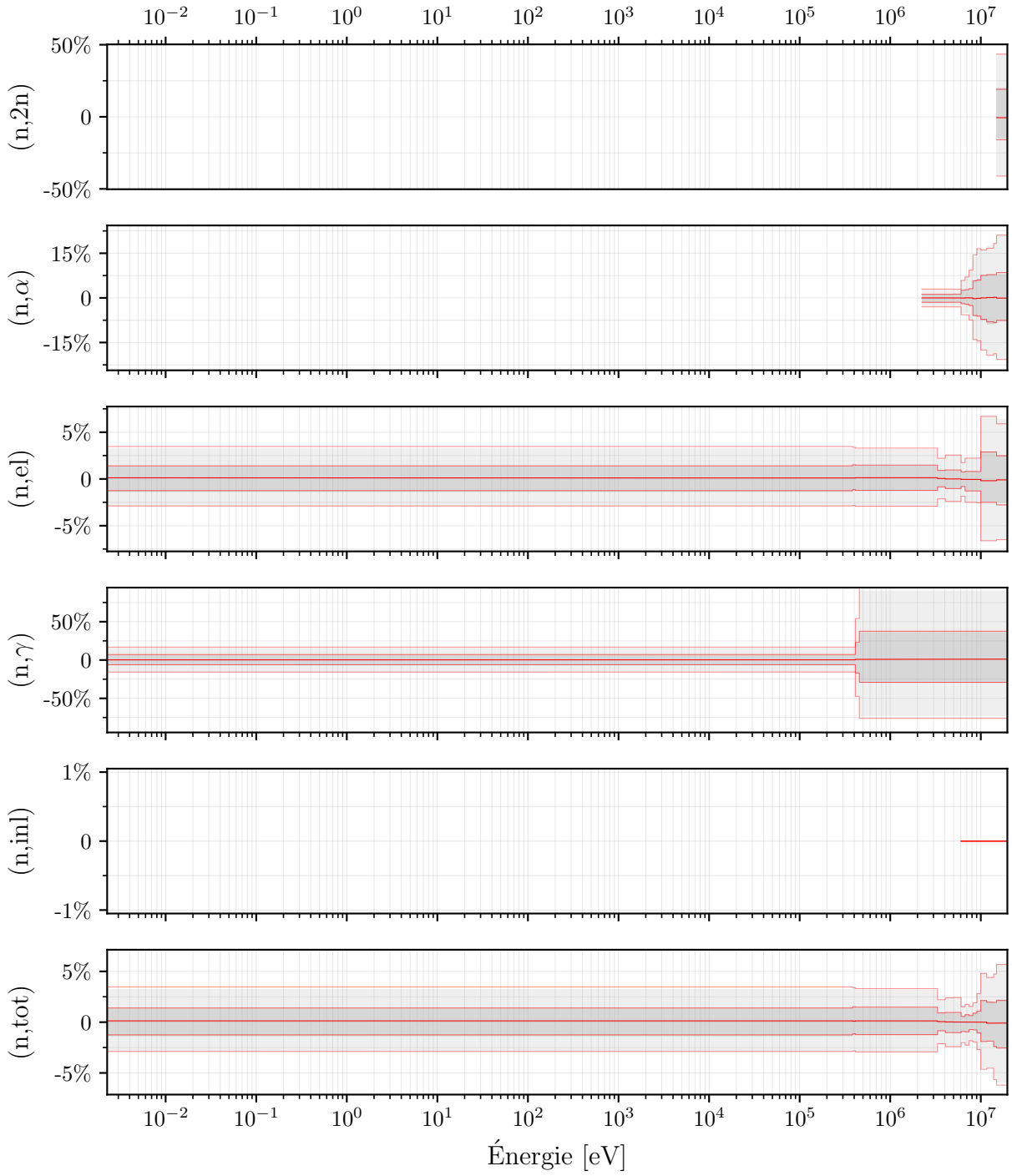


FIGURE I.3[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces de l'**oxygène 16**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

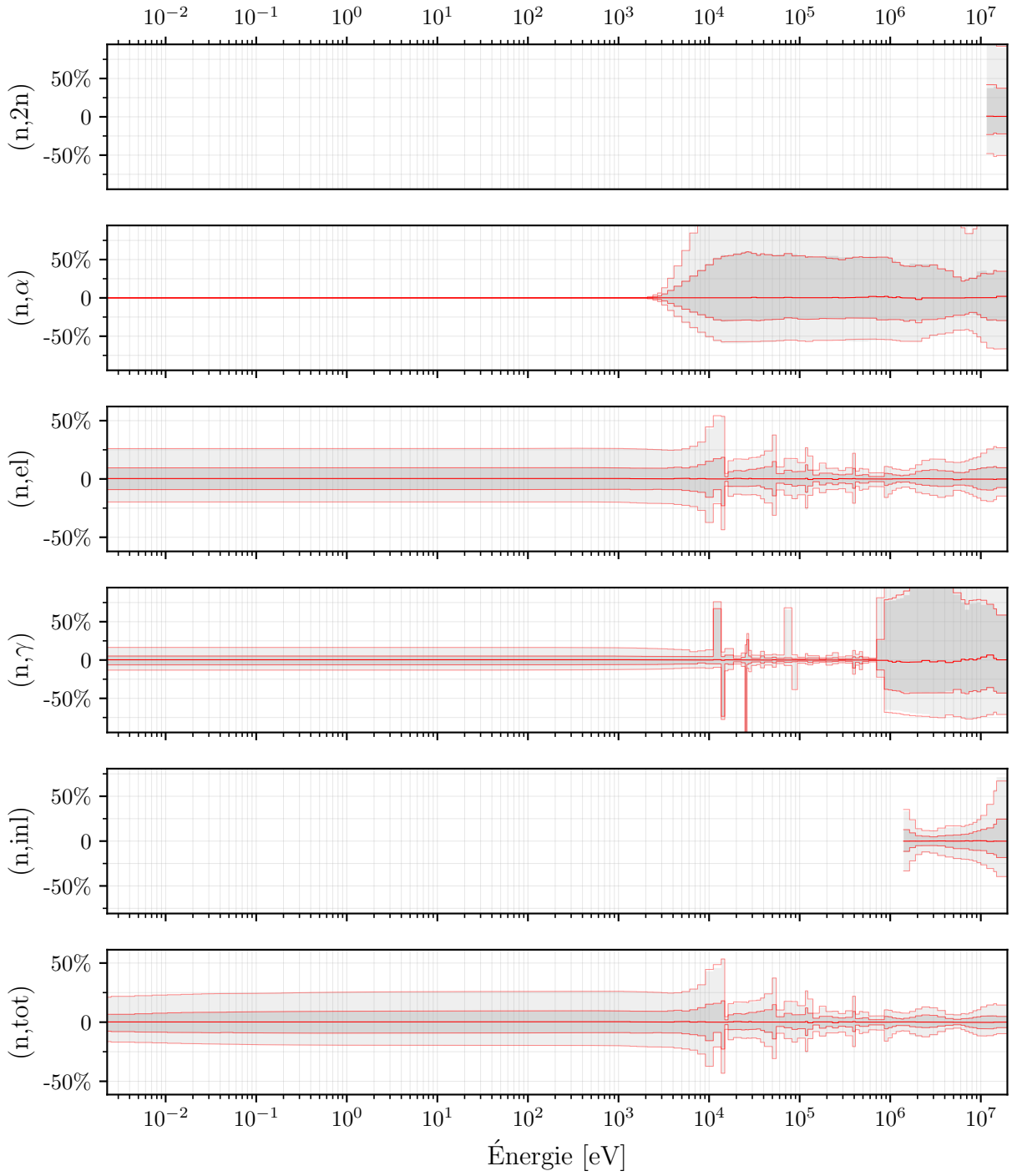


FIGURE I.4[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **nickel 58**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

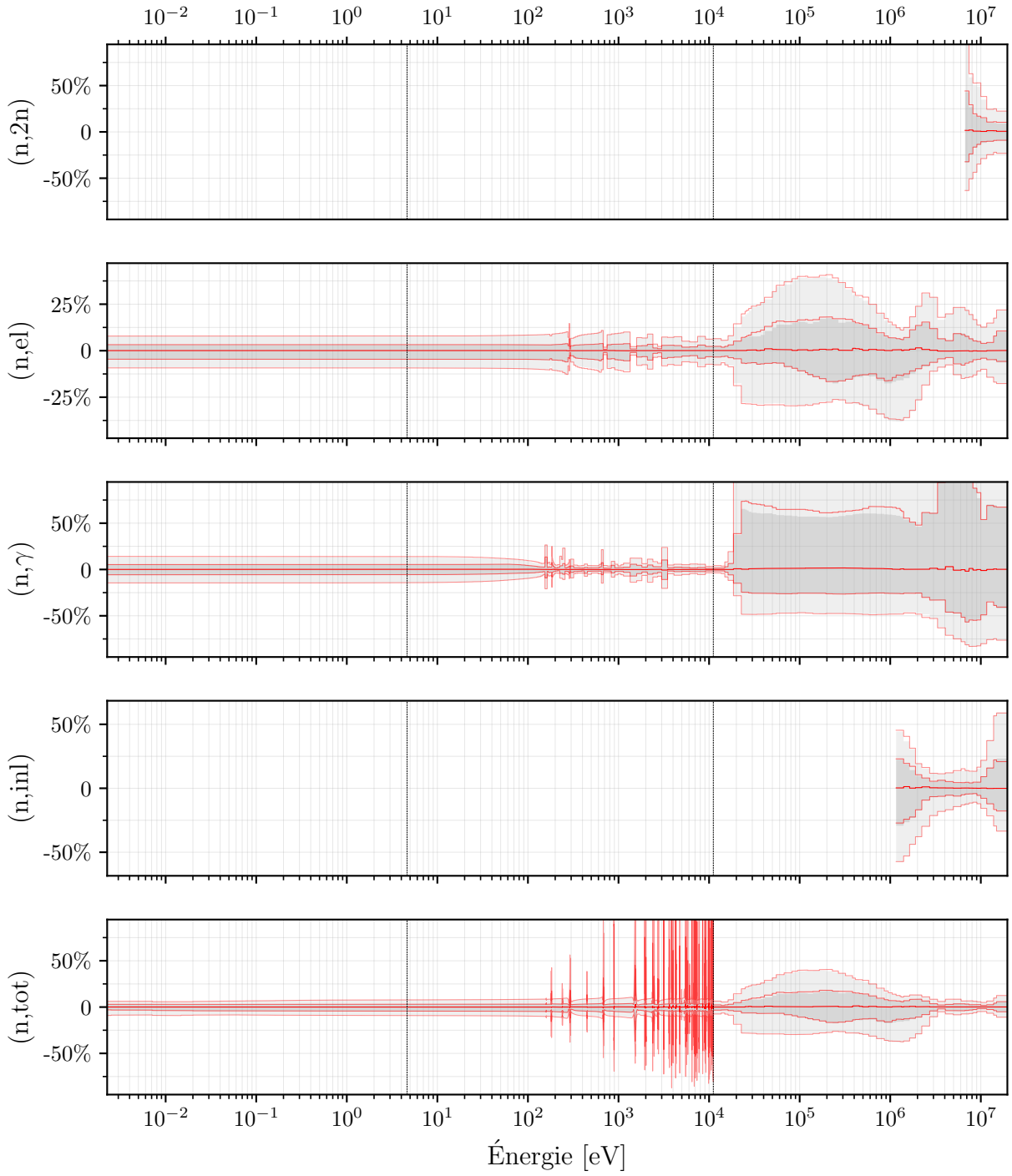


FIGURE I.5[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **zirconium 91**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.

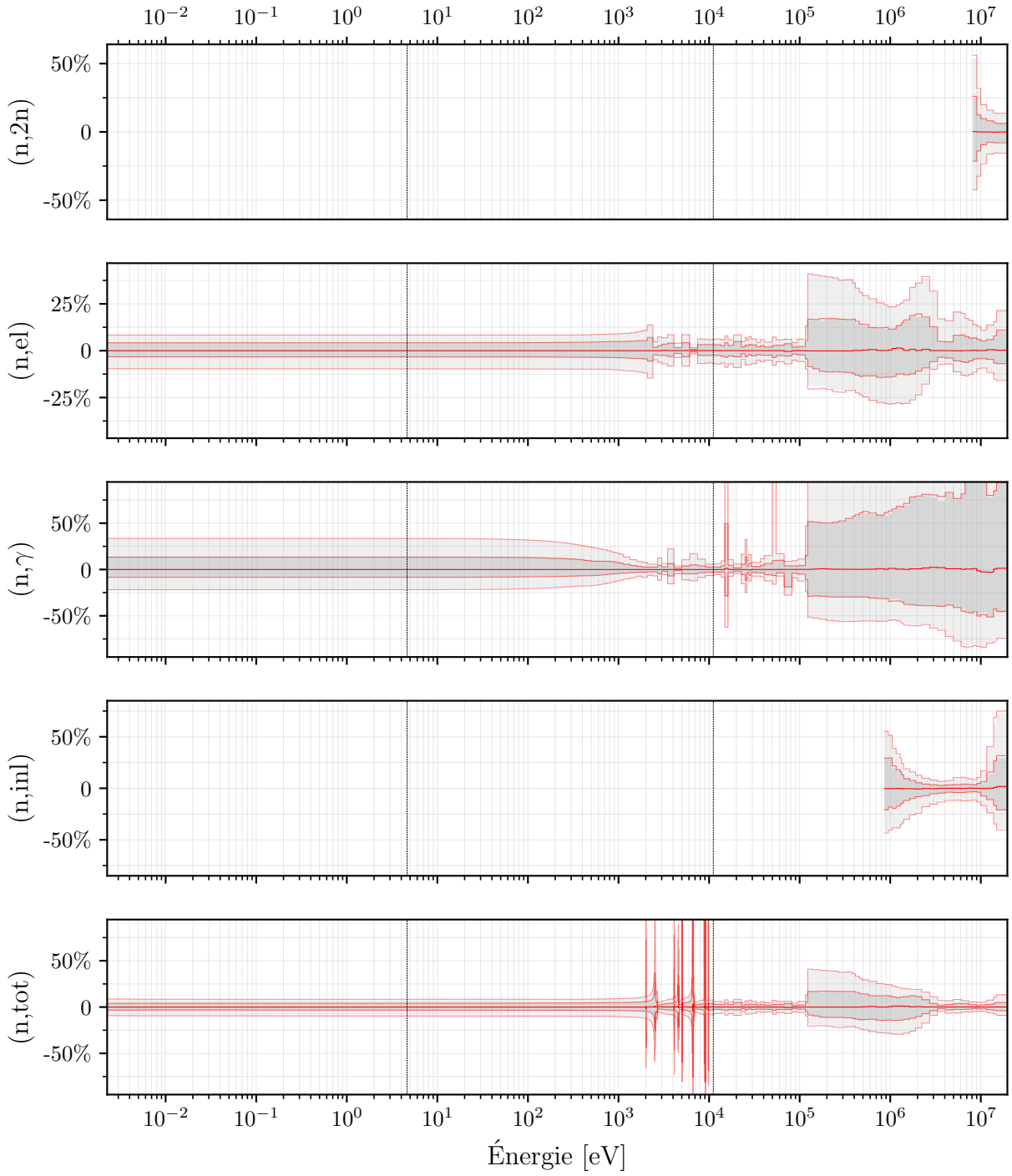


FIGURE I.6[25] Écarts relatifs à la médiane à priori des sections efficaces du **zirconium 92**, pour cinq quantiles à priori (en gris) et cinq quantiles à posteriori en **BFMC** (rouge). Les cinq quantiles sont ceux à 5%, 25%, 50% (médiane), 75% et 95%. Par exemple, le rouge central correspond à la médiane à posteriori, tandis que la zone en gris foncé correspond à [25% ; 75%] à priori.