

# UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE

ECOLE DOCTORALE 352 – PHYSIQUE ET SCIENCE DE LA MATIERE

Laboratoire d'accueil : CEA / DES / IRESNE / DER / SPRC / Laboratoire  
d'Etudes Physiques

THÈSE PRÉSENTÉE POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR

Discipline : Physique Théorique et Mathématique

Martin FOISSY

## Développement d'une méthode de Qualification et Quantification des Incertitudes des caractéristiques neutroniques du cœur d'ASTRID en fin de cycle

Soutenue le 08/10/2020 devant le jury :

Dr. Adrien BIDAUD	Maître de conférence HDR (IN2P3/LPSC)	Rapporteur
Dr. Andrei RINEISKI	Directeur de recherche (KIT/ INR)	Rapporteur
Pr. José BUSTO	Professeur (Université Aix-Marseille)	Co-Directeur
Dr. Lydie GIOT	Maître de conférence (IN2P3/Subatech)	Examinatrice
Pr. Ivo KODELI	Professeur (JSI/S8)	Examineur
Dr. Laurent BUIRON	Expert senior HDR (CEA/SPRC)	Invité
Pr. Gérald RIMPAULT	Expert International (CEA/SPRC)	Co-Directeur

Numéro national de thèse/suffixe local : 2020AIXM0264/024ED352

*Page laissée intentionnellement vide*

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Gérard Rimpault, mon directeur de thèse, qui m'a consacré beaucoup de temps. Il a su me montrer la voie et, grâce à son expertise, a pu m'apporter le recul nécessaire, si indispensable dans un travail de thèse. Son exigence a été motrice et j'ai beaucoup appris à ses côtés. Il m'a accordé sa confiance pour mener à bien ce projet, qui est le dernier qu'il encadre, et pour cela je le remercie.

Je remercie chaleureusement Laurent Buiron, mon encadrant de thèse, pour avoir eu la patience et avoir pris le temps de répondre à mes questions. J'ai pu grâce à lui aiguiser mon sens physique. Je le remercie également pour sa bienveillance et son soutien moral dans les moments difficiles, ainsi que pour ses traits d'esprits (hauts en couleurs) à la pause café.

Je voudrais remercier les membres de mon jury Adrien Bidaud, Andreï Rineiski, Ivo Kodeli, Lydie Giot et José Busto, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et le temps consacré à la lecture de ce manuscrit. Vos commentaires et remarques enrichissantes ont assurément contribué à la qualité du document et ont été grandement appréciés.

Je voudrais également remercier Jean-Christophe Bosc et Philippe Dardé, à la direction du Service des Réacteurs et du Cycle, ainsi que Cyrille de Saint Jean, chef du laboratoire (à mes débuts) et Véronique Bellanger (par la suite), pour m'avoir accueilli en tant que stagiaire puis doctorant.

Je souhaite ensuite remercier Jean Tommasi, qui m'a introduit au LEPh pour mon stage de fin d'études, au cours duquel j'ai réalisé l'importance de l'esprit critique et de la clarté de mes questionnements.

Je remercie mes nombreux collègues du LEPh, à la fois pour leur aide et leur écoute sur les questions scientifiques mais aussi tout simplement pour leurs qualités humaines et l'ambiance chaleureuse dans laquelle j'ai été accueilli : Gilles N., Olivier B., Axel R., Maria D., David B., Pascal A., Olivier S., Abdelaziz B., Pierre T., Coralie C. et j'en passe.

Je remercie bien évidemment mes collègues thésards, qui ont toujours eu une oreille attentive pour moi et qui ont été source de courage et de joie au cours de ces années. Je remercie ainsi Giorgio V., Bastien F., Daniela F., Elias G., Lino S., Esther L., Aurélie C. et Matthieu L. Je souhaite également une très bonne continuation à Augusto D., Elias V., Fiona D., Jehaan N., Kévin T. et Anne-Laure M. Cette franche camaraderie qui caractérise le laboratoire et le service en fait un lieu où il fait bon étudier, avec son pendant « after-thesis » où l'on peut débriefer autour d'un verre le jeudi soir.

Je remercie mes amis et les belles rencontres que j'ai faites à Aix-en-Provence (Italiens, Français, et autres). Cette pluralité culturelle a rendu ces années enrichissantes du point de vue personnel.

Finalement je remercie mes parents et ma famille, qui malgré la distance ont su m'encourager et me soutenir dans ce périple.

## RESUME

Les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium offrent des perspectives intéressantes pour la filière nucléaire car ils permettent une gestion optimale du stock actuel de matériaux nucléaires (meilleure utilisation de l'uranium, multi-recyclage du plutonium, possibilité de transmuter les actinides mineurs). Afin de répondre aux critères de sûreté actuels, le concept de cœur CFV d'ASTRID comporte des innovations géométriques afin d'obtenir un comportement accidentel « pardonnant ». Ces innovations sont exigeantes du point de vue des outils neutroniques ce qui nécessite des solveurs performants comme ceux du système de code APOLLO3®. Dans cette thèse, on met en œuvre un schéma de calcul de référence APOLLO3-RNR auquel on précise une chaîne d'évolution de référence.

La démonstration de sûreté du réacteur ASTRID s'appuie sur la qualification des principales grandeurs neutroniques d'intérêt (comme la perte de réactivité au cours du cycle, les effets Doppler et de vide sodium en réactivité, la fraction de neutrons retardés...), c'est-à-dire la vérification, la validation numérique et la quantification des incertitudes avec confrontation aux expériences intégrales disponibles. Plutôt que de se placer dans une démarche conservatrice, dans laquelle les hypothèses de calculs sont les plus pénalisantes, l'objectif de l'approche adoptée ici est de calculer au mieux ces grandeurs (*Best Estimate*) et d'y associer un niveau de confiance, ou d'incertitudes (*Plus Uncertainty*). Cette démarche *BEPU* est envisagée dans l'établissement d'un dossier de sûreté d'un réacteur, que cela soit en spectre thermique ou rapide; cette approche, mise en œuvre pour le réacteur ASTRID, est un aspect novateur de ces travaux de thèse.

En vue d'obtenir les valeurs centrales de ces grandeurs neutroniques, une discussion sur les données nucléaires à utiliser est nécessaire, de même qu'une maîtrise des biais liés aux outils de calcul utilisés. Les incertitudes associées à ces grandeurs proviennent à la fois du schéma de calcul, des caractéristiques technologiques et des données nucléaires. La contribution des données nucléaires à l'incertitude est la plus importante et nécessite un travail particulier pour obtenir une réduction globale du niveau d'incertitude des grandeurs neutroniques d'intérêt. Cette dernière est obtenue via l'exploitation utilisation de sensibilité (théorie des perturbations) et des matrices de variance-covariance associées aux données nucléaires évaluées. Elle doit être confrontée aux résultats d'expériences intégrales ce qui a été fait dans le cadre de cette thèse avec les mesures Doppler de SEFOR, les mesures  $\beta_{\text{eff}}$  de BERENICE et les mesures d'effet en réactivité de vidange sodium avec les expériences PRE-RACINE, CIRANO et BFS-115. La « meilleure » bibliothèque de données nucléaires évaluées, au jour d'aujourd'hui, est JEFF-3.1.1 pour tous les isotopes sauf le  $^{23}\text{Na}$  pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 est préférée. Les résultats d'assimilation d'expériences intégrales à partir de cette bibliothèque donnent les mêmes tendances pour l'effet en réactivité de vidange sodium que les facteurs correctifs apportés par P. Dufay dans sa thèse à partir de JEFF-3.1.1, l'intérêt de l'assimilation résidant dans la possibilité de propager ces conclusions en fin de cycle et d'éviter les compensations d'erreurs.

Après assimilation, l'incertitude sur la masse critique en début de vie est réduite de 1300 pcm à 650 pcm ; l'incertitude sur l'effet Doppler passe de 4,8% à 2,6% ; l'incertitude sur le  $\beta_{\text{eff}}$  passe de 5,1% à 3,8% et l'incertitude d'effet de vidange décroît de 98 cents à 27 cents. La validation de la chaîne d'évolution a fait l'objet d'un travail spécifique d'analyse des différentes sources

de biais et a permis de réduire l'écart C/E de la perte de réactivité en fonctionnement de Superphénix d'environ 1%.

Le calcul d'incertitude en fin de cycle constitue une difficulté supplémentaire qui nécessite le calcul de sensibilités couplées Boltzmann-Bateman. L'incertitude sur la perte de réactivité est de 55.2% (4.6\$) si on tient compte de ce couplage et de seulement 36.5% si on se limite à la partie Boltzmann. Cette valeur de 55.2% tient compte d'une estimation raisonnable de 20% des variances pour la capture des produits de fission qui n'ont pas de matrices associées aux évaluations.

Avec l'assimilation d'expériences intégrales sensibles aux actinides majeurs, l'incertitude sur la perte de réactivité est réduite à 29.0%. Avec les expériences PROFIL d'échantillons irradiés dans le réacteur PHENIX du  $^{241}\text{Pu}$  et de produits de fission majeurs, cette incertitude descend à 17.4% (1.2\$). Les incertitudes dues aux rendements de fission et aux décroissances radioactives ne contribuent que à 2.0% et 0.1% à l'incertitude globale. L'assimilation d'expériences intégrales permet une maîtrise des incertitudes des grandeurs caractéristiques du cœur en fin de cycle et a été appliquée dans le cadre de cette thèse à la perte de réactivité.

---

## ABSTRACT

Sodium cooled fast neutron reactors provide interesting prospects for the nuclear field because they enable a better management of the current spent fuel stock. In order to satisfy today safety criteria, the CFV core concept of the ASTRID bears geometric innovations to obtain a forgiving accidental behavior. These innovations are especially demanding in terms of neutronics tools, which require high performance solvers such as those in APOLLO3<sup>®</sup>, for which a reference decay chain is associated.

The safety demonstration of the ASTRID reactor relies on the neutronic characteristics experimental validation (such as reactivity loss through the cycle, Doppler effect, sodium loss reactivity effect, delayed neutron fraction...), which translate into the verification, validation and uncertainty quantification, with a confrontation to integral experiments. Rather than adopting a conservatism approach, in which hypotheses are the most disadvantageous, the objective here is to have the *Best Estimate* calculation, associated with uncertainties. This *Best Estimate Plus Uncertainty (BEPU)* is envisaged in the establishment of a safety file for a reactor, whether with thermal or fast spectrum; this approach, implemented for the ASTRID reactor, is an innovative aspect of this PhD work.

In order to obtain the neutronic quantities central values, a discussion around nuclear data to be used is needed, as well as a bias correction linked to the calculation tools employed. Associated uncertainties arise from the calculation scheme, the technological characteristics as well as nuclear data. The latter is the most important and is obtained through the calculation of sensitivities and the variance-covariance matrix associated to the evaluated nuclear library. This uncertainty is to be compared to experiments, which has been done in this thesis with the Doppler Effect measurements in SEFOR, the delayed neutron fraction in BERENICE and the sodium void reactivity effect in PRE-RACINE, CIRANO and BFS-115. The best evaluated nuclear data library to this day is JEFF-3.1.1 for all isotopes, except the <sup>23</sup>Na for which the JEFF-3.2 evaluation is preferred. The integral experiments assimilation results from this library give the same trend for the sodium void reactivity effect as the correction factor brought by the work of P. Dufay from JEFF-3.1.1; the advantage of assimilation lies in the possibility of propagating these conclusions at the end of the cycle and avoiding compensation errors.

After assimilation, the uncertainty on the beginning-of-life critical mass is reduced from 1300 pcm to 650 pcm; the uncertainty on the Doppler Effect drops from 4.8% to 2.6%; the uncertainty on the  $\beta_{\text{eff}}$  drops from 5.1% to 3.8% and the uncertainty on the sodium void reactivity effect is reduced to 27 cents from 98 cents. The decay chain validation has been the topic of a specific process of bias analysis and enables to reduce the C/E discrepancies of the SUPERPHÉNIX reactivity loss of about 1%.

The end-of-cycle uncertainty calculation constitutes an additional difficulty, which requires the calculation of Boltzmann/Bateman coupled sensitivities. The uncertainty on the ASTRID reactivity loss is of 55.2% (4.6\$) if one takes into account this coupling, compared with only 36.5% if one's calculation is limited to the Boltzmann part. This value of 55.2% takes into account a fair uncertainty estimation of 20%, for the fission products capture cross-section for which there are no covariance matrices associated with the evaluations.

With integral experiments assimilation sensitive to major actinides, the reactivity loss uncertainty is reduced to 29.0%. With the <sup>241</sup>Pu and major fission products samples of the

PROFIL experiments irradiated in the PHENIX reactor, this uncertainty drops to 17.0% (1.2\$). The contribution of the uncertainty on fission yields and radioactive decay only amounts to 2.0% and 0.1% to the global uncertainty. Integral experiments assimilations allow control on the end-of-life neutronic quantities uncertainty, and was applied in the scope of this thesis to the ASTRID core's reactivity loss.

---

# SOMMAIRE

<b>RESUME</b> .....	4
<b>ABSTRACT</b> .....	6
<b>SOMMAIRE</b> .....	8
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	11
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	13
<b>1. INTRODUCTION</b> .....	15
1.1 Prélude .....	15
1.2 Le nucléaire, une source d'énergie bas carbone .....	16
1.3 Une utilisation des ressources raisonnée .....	17
1.4 Problématique de la thèse .....	20
1.4.1 Cadre de la thèse .....	20
1.4.2 Démarche de la thèse .....	20
<b>2. De la réaction en chaîne à l'équation du transport</b> .....	21
2.1 Réaction en chaîne au sein d'un réacteur et formalisme .....	21
2.2 Méthodes de résolution de l'équation du transport .....	24
2.2.1 Le schéma de calcul des méthodes déterministes .....	25
2.2.2 L'approche Monte Carlo des méthodes stochastiques .....	26
2.3 Les données nucléaires : spécificité du calcul neutronique .....	28
2.3.1 Justification physique du traitement de l'autoprotection .....	28
2.3.2 Principe général du traitement de l'autoprotection .....	29
2.3.3 Calcul déterministe en deux étapes .....	30
2.3.3.1 L'étape réseau .....	31
2.3.3.2 L'étape cœur .....	32
<b>3. Le réacteur ASTRID</b> .....	33
3.1 Les réacteurs de 4 <sup>ème</sup> génération .....	34
3.1.1 Spécificités des réacteurs à neutrons rapides .....	34
3.1.2 Contraintes sur la conception du cœur .....	34
3.2 Cœur CFV d'ASTRID .....	36
3.3 Enjeux et verrous actuels au calcul neutronique d'ASTRID .....	37
3.3.1 Spécificités du cœur CFV pour la neutronique .....	37
3.3.2 Démarche VVQI .....	38
3.3.3 L'OCS APOLLO3-RNR .....	39
3.3.3.1 Le code de transport neutronique déterministe APOLLO3 <sup>®</sup> .....	39
3.3.3.2 Schéma de calcul de référence APOLLO3 <sup>®</sup> .....	49
3.3.3.3 Bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1+ <sup>23</sup> Na JEFF-3.2 .....	50
<b>4. Etat de la qualification de l'OCS APOLLO3-RNR de référence pour ASTRID en début de vie</b> ....	55
4.1 Performance du schéma de calcul de référence début de vie .....	56
4.2 Incertitudes dues aux données nucléaires .....	58
4.2.1 Théorie des Perturbations en début de vie .....	58
4.2.2 Sensibilités pour des grandeurs dépendant de l'évolution du combustible .....	59
4.2.2.1 Intérêt des sensibilités couplées Bateman-Boltzmann .....	59
4.2.2.2 Formalisme de perturbation en évolution .....	60
4.3 Qualification Expérimentale en début de vie .....	61
4.3.1 Masse critique .....	61
4.3.2 Effet Doppler .....	62
4.3.2.1 Description des expériences SEFOR .....	63
4.3.2.2 Effets de bibliothèque sur le Doppler de SEFOR .....	66
4.3.2.3 Effets de modèle .....	69

4.3.2.4	Effets de méthodes .....	70
4.3.2.5	Incertitudes dues aux données nucléaires .....	72
4.3.2.6	<i>Best Estimate Plus Uncertainty</i> sur les expériences SEFOR.....	73
4.3.2.7	Représentativité de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID.....	73
4.3.2.8	Conclusions sur l'effet Doppler d'ASTRID .....	76
4.3.3	Fraction de neutrons retardés .....	76
4.3.3.1	Introduction .....	76
4.3.3.2	Le programme BERENICE.....	77
4.3.3.3	Valeur du $\beta_{\text{eff}}$ .....	78
4.3.3.4	Incertitude du $\beta_{\text{eff}}$ due aux données nucléaires.....	79
4.3.3.5	Conclusion sur le calcul du $\beta_{\text{eff}}$ du cœur d'ASTRID .....	83
4.3.4	Effet en réactivité du vide sodium.....	85
4.3.4.1	Introduction .....	85
4.3.4.2	Expériences Intégrales.....	86
4.3.4.3	Analyse des expériences de vidange .....	87
4.3.4.4	Transposition au cœur CFV d'ASTRID.....	89
5.	Etat de la qualification de l'OCS APOLLO3-RNR de référence pour ASTRID en fin de cycle .....	93
5.1	Schéma de Calcul en Evolution .....	94
5.1.1	Introduction .....	94
5.1.2	Mise en place d'un schéma de calcul en évolution .....	94
5.1.3	Solveurs en évolution .....	97
5.1.3.1	ERANOS.....	97
5.1.3.2	MENDEL .....	98
5.1.4	Etude préliminaire sur benchmark OCDE.....	98
5.1.4.1	Comparaison entre calculs d'évolution APOLLO3-CEAV6 et ERANOS-JEFF-3.1.1 .....	102
5.1.4.2	Comparaison entre chaînes d'ERANOS JEFF-3.1.1 et CEAV5-RNR.....	105
5.1.5	Définition de la nouvelle chaîne CEA V6-RNR .....	107
5.1.6	Variation de la perte de réactivité du cœur d'ASTRID au cours du cycle suivant différentes évaluations .....	109
5.2	Qualification expérimentale des caractéristiques du cœur ASTRID en fin de cycle.....	111
5.2.1	Vérification de la chaîne sur la perte de réactivité de SUPERPHENIX.....	111
5.2.2	Les expériences PROFIL.....	112
5.2.3	Détermination des valeurs <i>best-estimate</i> et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle. ....	114
5.2.3.1	Intérêt de l'assimilation pour la détermination des valeurs <i>best-estimate</i> et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle.....	114
5.2.3.2	Analyse des expériences d'échantillons PF de PROFIL .....	114
5.2.3.3	Assimilation des échantillons PF de PROFIL .....	115
5.2.3.4	Assimilation des expériences PROFIL1 d'échantillons <sup>241</sup> Pu .....	116
5.2.3.5	Valeurs <i>best estimate</i> de la perte de réactivité et des coefficients de réactivité majeurs .....	118
5.2.3.6	Valeurs d'incertitude de la perte de réactivité .....	121
6.	Conclusions et perspectives .....	123
<b>REFERENCES</b> .....		127
7.	Annexes.....	133
7.1	Valeurs <i>Best Estimate</i> des caractéristiques neutroniques d'ASTRID au cours du cycle .....	133
7.2	Modélisation des cœurs SEFOR .....	135
7.2.1	Le modèle 2D R-Z.....	135
7.2.2	Le modèle 3D.....	135
7.3	Chaîne d'évolution CEA V6-RNR de référence .....	141
7.4	Le projet SFR-UAM.....	144
7.4.1	Résultats des participants .....	144
7.4.2	Identification des Différences de Chaines entre CEA et ANL.....	147
7.5	Identification des Problèmes de processing des ECCOLIB JEFF-3.2.....	149
7.6	Représentativité et similarité.....	152
7.7	Sensibilités en évolution : philosophie .....	156
7.8	Variances-Covariances des produits de fission .....	160

7.9	Assimilation des expériences PROFIL.....	162
7.10	Biais et incertitude de mesure .....	165

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 : Données de fonctionnement des réacteurs rapides (2017).....	18
Tableau 3-1 : Difficultés à résoudre pour la VVQI du schéma de calcul en évolution.....	39
Tableau 3-2 : Options de calcul de référence APOLLO3-RNR en début de vie .....	41
Tableau 3-3 : Gain en léthargie pour un choc sur divers éléments .....	42
Tableau 3-4 : Impact de l'assimilation des expériences intégrales sur la prédiction du cœur CFV d'ASTRID ...	53
Tableau 4-1: Biais des schémas de calcul en début de vie sur l'assemblage central .....	56
Tableau 4-2 : Valeurs comparées du $k_{eff}$ de l'effet de vidange Na et du Doppler schéma de calcul en début de vie avec JEFF3.1.1 .....	57
Tableau 4-3 : Sensibilités du $k_{eff}$ d'ASTRID à la capture de $l^{238}U$ au cours de l'évolution.....	59
Tableau 4-4 : Bilan sur la réactivité du cœur d'ASTRID avant et après assimilation des expériences intégrales (IDA) (en pcm) .....	62
Tableau 4-5 : Effets Doppler expérimentaux de SEFOR, réévalués par Hazama et Tommasi.....	65
Tableau 4-6 : Fraction atomique combustible dans SEFOR et ASTRID (en %).....	65
Tableau 4-7: Décomposition par isotope de l'effet Doppler en réactivité (pcm) avec JEFF-3.1.1.....	67
Tableau 4-8 : Ecart (en %) à JEFF-3.1.1 des constantes Doppler (pcm) calculées sur les Cœurs I et II de SEFOR .....	67
Tableau 4-9 : Décomposition par isotope de la différence de l'effet Doppler en réactivité (pcm) entre JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 pour SEFOR-I.....	68
Tableau 4-10 : Effet de modèle sur le calcul des constantes Doppler avec JEFF-3.1.1.....	69
Tableau 4-11 : Effets des approximations de méthodes sur le calcul des constantes Doppler, avec JEFF-3.1.1.	71
Tableau 4-12 : Incertitudes dues aux données nucléaires de l'effet Doppler des Cœurs I et II de SEFOR .....	72
Tableau 4-13 : C/E TRIPOLI4 <sup>®</sup> pour les Cœurs I et II de SEFOR avec différentes bibliothèques.....	73
Tableau 4-14 : Incertitudes sur l'effet Doppler TRIPOLI4 <sup>®</sup> corrigé, pour les Cœurs I et II de SEFOR, associées à la bibliothèque JEFF-3.1.1 .....	73
Tableau 4-15 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC VI prior .....	74
Tableau 4-16 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et la matrice COMAC VI posterior profitant de l'assimilation .....	75
Tableau 4-17 : Décomposition de l'effet Doppler d'ASTRID par milieux.....	76
Tableau 4-18 : Bilan VVQI sur l'effet Doppler en début de vie du cœur d'ASTRID (%) .....	76
Tableau 4-19 : $\beta_{eff}$ issu du produit des paramètres mesuré et calculé avec TRIPOLI4 <sup>®</sup> .....	77
Tableau 4-20 : Evaluation des $\beta_{eff}$ calculés avec JEFF-3.1.1 et COMAC-VI pour ZONA2.....	78
Tableau 4-21: Comparaison du $\beta_{eff}$ calculé avec TRIPOLI4 <sup>®</sup> et APOLLO3 <sup>®</sup> avec JEFF-3.1.1 pour ASTRID BD 16/10 .....	79
Tableau 4-22: Incertitudes du $\beta_{eff}$ dues aux données nucléaires pour JEFF-3.1.1 et COMAC-VI pour ZONA2.	80
Tableau 4-23: Incertitudes du $\beta_{eff}$ d'ASTRID dues aux données nucléaires pour JEFF-3.1.1 et COMAC-VI.....	81
Tableau 4-24: Comparaison de la décomposition du $\beta_{eff}$ pour respectivement ZONA2 et ASTRID .....	82
Tableau 4-25: Incertitudes du $\beta_{eff}$ dues aux données nucléaires pour les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales pour ZONA2 .....	82
Tableau 4-26: Incertitudes du $\beta_{eff}$ dues aux données nucléaires pour les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales pour ASTRID.....	83
Tableau 4-27 : Bilan VVQI sur le $\beta_{eff}$ du cœur d'ASTRID (%).....	84
Tableau 4-28 : Spécificités des cœurs des programmes sélectionnés en regard du cœur CFV d'ASTRID.....	86
Tableau 4-29 : Rapport C/E par composantes CC et LC et totale de la zone cœur.....	89
Tableau 4-30 : Bilan des valeurs par composantes CC et LC et totale du cœur CFV d'ASTRID.....	90
Tableau 4-31 : Valeurs par composantes CC et LC et totale du cœur CFV d'ASTRID calculées avec les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales .....	90
Tableau 4-32 : Incertitude de l'effet de vidange total du cœur CFV d'ASTRID .....	91
Tableau 5-1: Facteurs de branchement relatifs à l'américium 242 métastable.....	104
Tableau 5-2: Détail des causes des différences de concentrations entre chaînes d'évolution.....	106
Tableau 5-3: Décomposition des contributions des produits de fission et des noyaux lourds à la réactivité en fin de vie .....	107
Tableau 5-4: Causes des différences résiduelles de concentrations en utilisant les deux chaînes .....	108
Tableau 5-5: Décomposition des contributions des produits de fission et des noyaux lourds à la réactivité en fin de vie .....	109
Tableau 5-6 : Décomposition de la variation de réactivité (en pcm) au cours du cycle selon les bibliothèques de données nucléaires.....	110

Tableau 5-7 : Eléments de validation expérimentale de la chaîne d'évolution de référence proposée .....	112
Tableau 5-8 : C/E des isotopes présents dans PROFIL1 et PROFIL2 .....	114
Tableau 5-9 : C/E des isotopes présents dans PROFIL1 et PROFIL2 et leurs incertitudes (JEFF-3.1.1) .....	115
Tableau 5-10 : Part en réactivité des PFs profitants d'une expérience différentielle .....	115
Tableau 5-11 : Pas d'évolution correspondant au début et fin de cycle d'ASTRID .....	118
Tableau 5-12 : Réactivité au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires .....	119
Tableau 5-13 : Perte de réactivité sur un cycle pour différents jeux de données nucléaires .....	119
Tableau 5-14 : Effet Doppler au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires.....	119
Tableau 5-15 : Effet de vidange sodium au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires ....	120
Tableau 5-16 : Impact de la prise en compte du couplage pour le calcul de la sensibilité de la perte de réactivité d'ASTRID aux sections efficaces totales (en %/%) .....	121
Tableau 5-17 : Incertitude de la perte de réactivité suivant différentes approches, avant et après assimilation	122
Tableau 6-1 : Bilan VVQI sur les caractéristiques du cœur d'ASTRID en début de vie .....	124
Tableau 6-2 : Incertitude de la perte de réactivité suivant différentes approches, avant et après assimilation .	124
Tableau 7-1 : Perte de réactivité sur 1 cycle du cœur d'ASTRID avec différentes bibliothèques.....	133
Tableau 7-2 : Evolution de l'effet Doppler, avec différentes bibliothèques (pcm).....	134
Tableau 7-3 : Evolution de l'effet de vide sodium en réactivité, avec différentes bibliothèques (pcm) .....	134
Tableau 7-4 : Description radiale des éléments du cœur (dilatés à 677K).....	137
Tableau 7-5 : Description axiale des aiguilles du cœur (dilaté à 677K) .....	137
Tableau 7-6 : Description radiale des aiguilles de B <sub>4</sub> C.....	138
Tableau 7-7 : Composition hétérogène de SEFOR 1 (dilaté à 677K, en 10 <sup>24</sup> at/cm <sup>3</sup> ).....	139
Tableau 7-8 : Composition hétérogène de SEFOR 2 (dilaté à 677K, en 10 <sup>24</sup> at/cm <sup>3</sup> ).....	139
Tableau 7-9 : Différences relatives de l'inventaire isotopique du modèle 3D par rapport au modèle RZ .....	139
Tableau 7-10: Liste des noyaux lourds présents dans la chaîne d'évolution de référence proposée.....	141
Tableau 7-11: Liste des produits de fission présents dans la chaîne d'évolution de référence proposée .....	141
Tableau 7-12 : Eléments fournis par les participants du projet SFR-UAM.....	144
Tableau 7-13 : Energies dégagées par réaction suivant la chaîne considérée .....	148
Tableau 7-14 : Facteurs de branchement en relation avec l <sup>242</sup> gAm .....	148
Tableau 7-15 : Effet de bibliothèques sur le cœur d'ASTRID en début de vie .....	149
Tableau 7-16 : Décomposition par corps des effets de bibliothèques.....	149
Tableau 7-17 : Effet de bibliothèques sur le cœur d'ASTRID en début de vie avec ECCOLIB corrigée.....	150
Tableau 7-18 : Décomposition par corps des effets de bibliothèques avec ECCOLIB corrigée.....	151
Tableau 7-19 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC VI prior .....	152
Tableau 7-20 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et la matrice COMAC VI posterior, profitant de l'assimilation .....	153
Tableau 7-21 : Teneur et vecteur Pu dans SEFOR et ASTRID .....	153
Tableau 7-22 : Décomposition de l'effet Doppler d'ASTRID et de SEFOR II (pcm) .....	154
Tableau 7-23 : Similarités de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC VI posterior .....	155
Tableau 7-24: Produits de fission présents dans la chaîne ne disposant pas de matrice de variance -covariance dans COMAC .....	160
Tableau 7-25 : Impact de l'assimilation des expériences PROFIL sur l'importance des produits de fission pour l'incertitude sur perte de réactivité.....	162

## LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Estimation de la production de CO <sub>2</sub> équivalent par type de source d'énergie .....	17
Figure 1-2 : Evolution de la radiotoxicité des colis de déchets pour le stockage en couche profonde.....	19
Figure 2-1 : Fission nucléaire et réaction en chaîne .....	22
Figure 2-2 : Classification des différentes méthodes de résolution de l'équation du transport des neutrons .....	24
Figure 2-3 : Approche multi-échelle de la modélisation neutronique .....	26
Figure 2-4 : Sections efficaces de fission de quelques noyaux résonnants .....	28
Figure 2-5 : Illustration du phénomène d'autoprotection en énergie .....	30
Figure 2-6 : Schéma de principe du calcul déterministe en deux étapes .....	31
Figure 3-1 : Coupe radiale et axial du cœur CFV d'ASTRID .....	36
Figure 3-2 : Principe du balayage de la Méthode des Caractéristiques .....	43
Figure 3-3 : Ordre de résolution du flux dans un domaine R .....	47
Figure 3-4 : Résolution P1 du flux par interpolation à l'intérieur d'une maille .....	48
Figure 3-5 : Description synthétique du schéma de calcul APOLLO3-RNR pour le cœur CFV d'ASTRID.....	49
Figure 3-6 : Schéma des calculs réalisés pour l'assimilation des données intégrales .....	52
Figure 4-1 : Illustration de l'effet d'augmentation de température sur les sections efficaces résonnantes.....	62
Figure 4-2 : Plan de chargement des Cœurs I et II de SEFOR pour les essais transitoires prompts .....	64
Figure 4-3 : Flux directs et adjoints dans SEFOR et ASTRID.....	66
Figure 4-4 : Spectre à 33 groupes dans SEFOR, avec JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2.....	69
Figure 4-5 : Sensibilité de l'effet Doppler aux variations de section totale du <sup>9</sup> Be.....	70
Figure 4-6 : Coupe radiale de la modélisation 3D du cœur de SEFOR I.....	71
Figure 4-7 : Effet en réactivité de l'élargissement Doppler sur la capture de l' <sup>238</sup> U .....	72
Figure 4-8 : Plan de chargement du cœur ZONA2 du programme BERENICE.....	77
Figure 4-9 : Spectres comparés du cœur d'ASTRID et du cœur ZONA2 du programme BERENICE.....	81
Figure 4-10 : Décomposition du SVRE d'ASTRID par domaine et composante, avec JEFF-3.1.1.....	85
Figure 5-1 : Décomposition de la perte de réactivité d'ASTRID au cours d'un cycle par isotope.....	95
Figure 5-2 : Importance des produits de fission pour la perte de réactivité en évolution .....	96
Figure 5-3 : Description du benchmark de l'OCDE (assemblage rapide du cœur oxyde de 3600 MWth).....	99
Figure 5-4 : Réactivités en évolution calculées avec les codes ERANOS et APOLLO3® .....	100
Figure 5-5 : Isotopes responsables des différences de réactivité à 410 JEPP.....	100
Figure 5-6 : Différence de réactivité entre TRIPOLI4® et APOLLO3®.....	101
Figure 5-7 : Isotopes responsables des différences de réactivité à 410 JEPP.....	102
Figure 5-8 : Evolution de la réactivité avec les chaînes ERANOS et CEAV6, calculée avec APOLLO3®, JEFF-3.1.1 .....	102
Figure 5-9 : Isotopes responsables du gain de réactivité à 410 JEPP .....	103
Figure 5-10 : Exemple de différence de filiation du <sup>103</sup> Rh entre les deux chaînes .....	103
Figure 5-11 : Conteneur d'échantillon séparé des expériences PROFIL .....	104
Figure 5-12 : Concentration des principaux produits de fission .....	105
Figure 5-13 : Effet en réactivité des principaux produits de fission .....	106
Figure 5-14 : Concentration des principaux produits de fission .....	107
Figure 5-15 : Effet en réactivité des principaux produits de fission .....	108
Figure 5-16 : Coupe radiale du cœur de Superphénix.....	111
Figure 5-17 : Détermination du facteur de branchement de la capture de l' <sup>241</sup> Am vers le fondamental de <sup>242</sup> Am .....	113
Figure 5-18 : Assimilation sur la section de capture du <sup>241</sup> Pu de PROFIL1 .....	117
Figure 5-19 : Assimilation sur la covariance du <sup>241</sup> Pu de PROFIL.....	118
Figure 6-1 : Evolution de l'effet de vide sodium en réactivité d'ASTRID au cours du cycle.....	125
Figure 7-1 : Coupe radiale d'un assemblage combustible standard (en pouce).....	136
Figure 7-2 : Coupe radiale du modèle 3D de SEFOR I.....	140
Figure 7-3 : Chaîne d'évolution CEA V6-RNR de référence proposée.....	142
Figure 7-4 : Comparaison de l'évolution du keff de l'assemblage benchmark entre le CEA et HZDR.....	145
Figure 7-5 : Comparaison de l'évolution de l'effet de vide sodium du benchmark entre le CEA et HZDR .....	145
Figure 7-6 : Comparaison de l'évolution de la constante Doppler du benchmark entre le CEA et HZDR .....	146
Figure 7-7 : Effet Doppler de l'augmentation de température .....	147
Figure 7-8 : Différences de filiation du <sup>105</sup> Pd .....	147
Figure 7-9 : Décomposition de l'effet de bibliothèque de la fission du <sup>238</sup> Pu par groupe d'énergie .....	150
Figure 7-10 : Décomposition de la sensibilité couplée de la réactivité à la section de capture de l' <sup>238</sup> U en fin de cycle .....	159

*Figure 7-11 : Décomposition de la sensibilité couplée de la réactivité à la section de fission du  $^{239}\text{Pu}$  en fin de cycle ..... 159*

*Figure 7-12 : Incertitude de la section de capture du  $^{133}\text{Cs}$  et celle artificielle utilisée pour les produits de fission sans matrice de variance-covariance évaluée..... 161*

*Figure 7-13 : Confiance statistique des trois méthodes d'inclusion des biais dans l'incertitude ..... 166*

# 1. INTRODUCTION

---

1. INTRODUCTION.....	15
1.1 Prélude.....	15
1.2 Le nucléaire, une source d'énergie bas carbone.....	16
1.3 Une utilisation des ressources raisonnée.....	17
1.4 Problématique de la thèse.....	20
1.4.1 Cadre de la thèse.....	20
1.4.2 Démarche de la thèse.....	20

---

## 1.1 Prélude

En France en 2017, 79 % de la production d'électricité provient des centrales nucléaires [IAEA19]. En comparaison, dans l'Union Européenne, seulement 25% (2015) de la production électrique en est issue, et 41% est produite à partir des énergies fossiles (charbon, gaz naturel) [RTE15].

Le choix de l'énergie nucléaire en France est lié à sa compétitivité économique, sa faible émission de gaz à effet de serre, son retour sur investissement important et l'indépendance énergétique qu'elle procure. Du point de vue de la gestion des réseaux électriques, le nucléaire présente également l'avantage d'être une source constante et modulable, contrairement aux énergies intermittentes dites « renouvelables ».

La sûreté des installations nucléaires est contrôlée par l'ASN (Agence de Sûreté Nucléaire) organisme indépendant et son pendant technique, l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire). L'exploitant (EDF) doit être en mesure de garantir à tout instant que les systèmes de protections et d'exploitations des réacteurs répondent aux normes fixées par l'ASN [ASN15]. En outre, trois fonctions régaliennes doivent être assurées :

- Le contrôle de la réaction en chaîne au sein du réacteur ;
- L'évacuation de la puissance dégagée, afin de garantir l'intégrité structurelle du cœur ;
- Le confinement des radionucléides, assuré par plusieurs barrières (gaines des crayons combustibles, cuve du réacteur et enceinte de confinement du bâtiment réacteur)

Afin de prévoir et de prévenir les scénarios accidentels, dans lesquels une ou plusieurs de ces fonctions régaliennes ne sont pas remplies, les concepteurs de réacteurs utilisent des outils de simulations numériques, s'appliquant à toutes les échelles nécessaires (e.g. thermo hydraulique, sciences de matériaux sous irradiation, neutronique).

En plus des scénarios de gestion des réacteurs en situations nominales et accidentelles, la gestion des flux de matières nucléaires (combustibles et déchets) est une problématique d'importance première, où, là aussi, des outils de simulations numériques jouent un rôle primordial (études de scénarios électronucléaires, simulation de la migration de radioéléments).

Dû à l'augmentation de la demande électrique de par le monde, en lien avec l'augmentation de la population et du niveau de vie des pays en développement, l'industrie nucléaire fait face à plusieurs défis :

- Une utilisation efficace des ressources combustibles, pour assurer une vision à long terme de la production électrique ;
- Une gestion des déchets nucléaires pérenne, avec des solutions de stockages à long terme ;
- Une sûreté nucléaire en constante amélioration ;
- Une minimisation des risques de prolifération, afin d'assurer une utilisation des réacteurs à des fins civiles uniquement.

## 1.2 Le nucléaire, une source d'énergie bas carbone

L'énergie nucléaire est une source d'énergie bas carbone reconnue. Le GIEC établit la médiane des émissions du nucléaire au niveau mondial à 12g/kWh et la France se trouve dans la fourchette basse (jusqu'à 4-5 g/kWh selon certaines études), grâce notamment au renouvellement de ses équipements industriels dans l'amont du cycle [SFEN19].

Tous les pays ont besoin d'un socle énergétique, pilotable et disponible 24/24 ; ce socle assurant la sécurité énergétique d'un pays. Ce socle d'énergies pilotables se compose d'énergie nucléaire ou/et d'énergies fossiles (pétrole, gaz, charbon). A ce socle viennent se greffer les énergies renouvelables à production variable dont la production dépend des aléas météorologiques.

Pour calculer les émissions de CO<sub>2</sub> par kWh produit, les scientifiques se basent sur l'Analyse du Cycle de Vie (ACV). Cet outil de mesure tient compte de l'ensemble des étapes du cycle de vie de la filière énergétique observée : extraction et enrichissement de la matière première, fabrication, traitement, transport et distribution de l'électricité et enfin construction et déconstruction du site.

Dans le cas des énergies renouvelables, les émissions de CO<sub>2</sub> sont principalement dues à la construction des installations. Elles sont estimées de 14 à 80 g eq.CO<sub>2</sub>/kWh pour le photovoltaïque, principalement en raison des procédés de fabrication des cellules, et de 8 à 20 g eqCO<sub>2</sub> pour l'éolien [ADE14]. En comparaison, le bilan de la filière nucléaire EDF est de 4 g/kWh, dont les ¾ liées au cycle amont du combustible. Les énergies fossiles, en revanche sont fortement émettrices de CO<sub>2</sub> (figure 1-1).

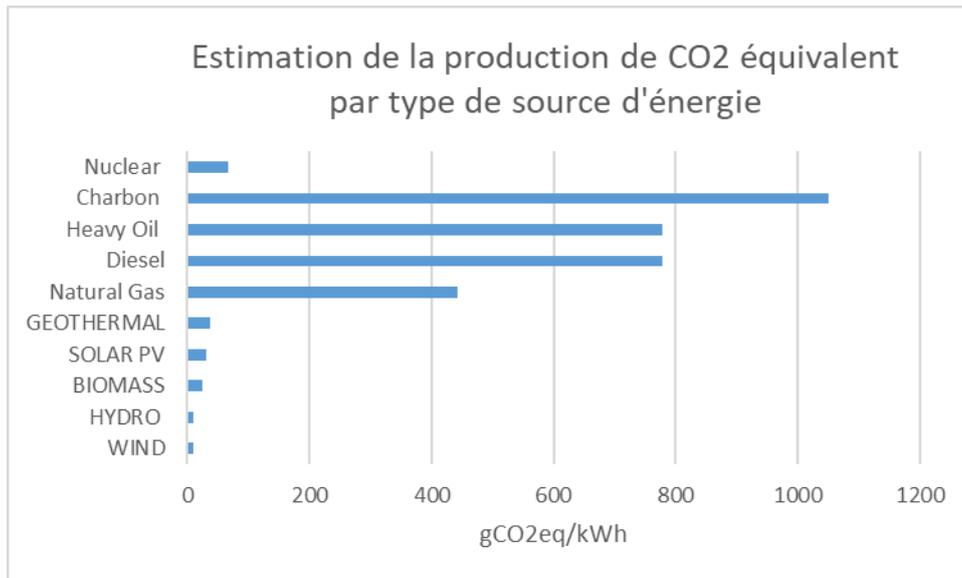


Figure 1-1 : Estimation de la production de CO2 équivalent par type de source d'énergie

Sur la base des Analyses de Cycle de Vie, le nucléaire est ainsi l'énergie la plus propre du mix, comparable à l'hydraulique, dont le bilan est de 6 g de Gaz à Effet de Serre émis par kWh produit.

L'énergie nucléaire émet près de 150 fois moins de gaz à effet de serre que le thermique charbon.

Grâce à l'apport du nucléaire et de l'hydraulique, EDF fournit à ses clients une électricité produite à 98% sans CO<sub>2</sub>. Ces deux énergies jouent un rôle clé dans le mix énergétique français. Elles favorisent l'atteinte par la France de l'objectif environnemental fixé par l'Union Européenne : réduire de 40 % les émissions de gaz à effet de serre d'ici 2030.

### 1.3 Une utilisation des ressources raisonnée

Les réacteurs nucléaires du parc actuel Français possèdent du combustible UOx (oxyde d'uranium) ou Mox (oxyde mixte), composé d'un mix d'oxyde d'uranium et de plutonium. Le minerai d'uranium extrait des mines doit être traité et enrichi en <sup>235</sup>U (isotope fissile) de 0,7%, à une abondance isotopique de l'ordre de 3-4% afin d'assurer la réaction en chaîne dans le domaine thermique. Selon l'IAEA [IAEA18], la production électrique Française requiert environ 8000 tonnes par an de minerai d'uranium et devrait rester dans cet ordre de grandeur jusqu'en 2035. Les mines d'uranium sur le territoire Français ne sont plus exploitées depuis 2001 et le retraitement des combustibles usés produit l'équivalent de 1000 tonnes d'uranium naturel par an. Les besoins en uranium de la France devront donc être importés.

Le concept de RNR à caloporteur sodium (RNR-Na) fait partie des quatre concepts à neutrons rapides sélectionnés par le Forum international génération IV (GIF) [GIF09]. Les RNR-Na présentent des caractéristiques techniques favorables, comme on le verra par la suite, et sont les seuls à bénéficier d'un retour d'expérience industriel substantiel. La vingtaine de prototypes ou de démonstrateurs ayant été construits dans le monde cumulent plus de 400 années-réacteur de fonctionnement dont environ 100 années réacteur pour les quatre RNR-Na de puissance significative ayant fonctionné durablement de manière industrielle (cf. Tableau 1-1). En France, le réacteur Phénix arrêté en 2009, après plus de 35 années de fonctionnement, représente un patrimoine de connaissances très important.

Depuis le lancement des premiers RNR dans les années 50, le parc mondial de RNR compte 13 réacteurs ayant fonctionné sur un intervalle de temps compris entre 3 et 44 années, et qui sont aujourd'hui arrêtés, et 6 réacteurs qui sont opérationnels, dont 5 effectivement en service (BOR-60, BN-600, BN-800, FBTR, CEFR) et 1 en réparation (Joyo). Par ailleurs, un réacteur est en construction (PFBR en Inde). Le RNR-Na dispose ainsi à ce jour de 404 années cumulées de fonctionnement associées à l'ensemble de ces réacteurs, avec les réacteurs en fonctionnement surlignés en bleu (voir Tableau 1-1).

Tableau 1-1 : Données de fonctionnement des réacteurs rapides (2017)

Réacteur (pays)	Puissance thermique	Première divergence	Fin d'opération	Durée d'opération
EBR-I (USA)	1,4	1951	1963	12
BR-5/BR-10 (Russie)	8	1958	2002	44
DFR (Royaume-Unis)	60	1959	1977	18
EBR-II (USA)	62,5	1961	1991	30
EFFBR (USA)	200	1963	1972	9
Rapsodie (France)	40	1967	1983	16
BOR-60 (Russie)	55	1968		49
SEFOR (USA)	20	1969	1972	3
BN-350 (Kazakhstan)	750	1972	1999	27
Phenix (France)	563	1973	2009	36
PFR (Royaume-Unis)	650	1974	1994	20
JOYO (Japon)	50-75/100	1977		40
KNK-II (Allemagne)	58	1977	1991	14
FFTF (USA)	400	1980	1993	13
BN-600 (Russie)	1470	1980		37
SuperPhenix (France)	3000	1985	1997	12
FBTR (Inde)	40	1985		32
MONJU (Japon)	714	1994	2016	22
BN-800 (Russie)	2000	2014		3
CEFR (Chine)	65	2010		7
PFBR (Inde)	1250	En construction		
Années cumulées de fonctionnement				444

L'exploitation des RNR a montré l'excellente utilisation de la ressource en uranium et leur capacité à recycler le plutonium sans limitation du nombre de recyclages (multi-recyclage) a été démontré dans le réacteur Phénix.

Ce dernier point est d'une importance capitale puisque la solution de stockage de déchets radioactifs issu du parc actuel (i.e. stockage des colis de déchets en couche profonde pour la France, à Bure) fonctionne bien pour des colis ne contenant pas de plutonium, comme en atteste la figure 1-2 suivante, décrivant l'évolution de la radiotoxicité des colis de déchets au cours du temps, et notamment leur retour à la radiotoxicité naturelle

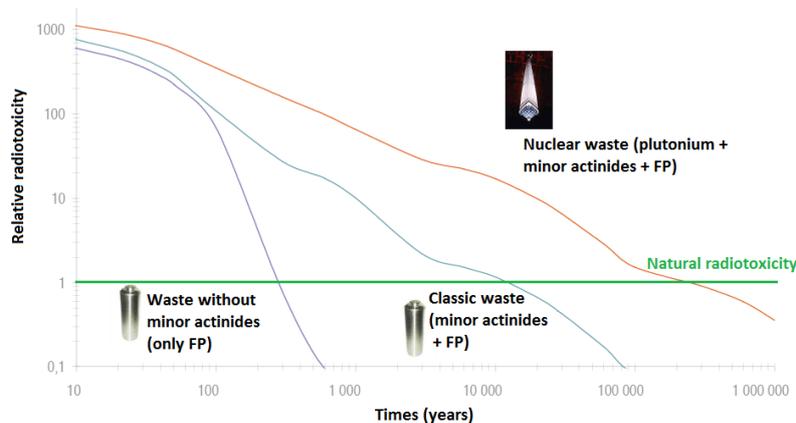


Figure 1-2 : Evolution de la radiotoxicité des colis de déchets pour le stockage en couche profonde

Le retour à la radiotoxicité naturelle de la courbe orange – qui concerne les colis comprenant les produits de fission, les actinides mineurs et le plutonium – est plus long de plusieurs décades (200 000 ans) par rapport à celui de la courbe bleu-vert – qui concerne les colis ne contenant que les produits de fission et les actinides mineurs – dont l'ordre de grandeur est 10 000 ans. Le stockage du plutonium en couche profonde pose des contraintes additionnelles du point de vue de la chaleur dégagée (température des colis ne devant pas dépasser 100°C), augmentant la distance inter-colis et donc diminuant la quantité de déchets stockable pour un même volume exclavé. Il convient donc d'avoir une solution différente du stockage afin de gérer le plutonium issu du cycle actuel.

Contrairement à la grande majorité des réacteurs actuellement exploités ou en construction dans le monde, qui consomment moins de 1% de l'uranium naturel pour en extraire l'énergie qu'il contient, les RNR ont la capacité de consommer théoriquement la quasi-totalité de la ressource, via un multi-recyclage des combustibles usés successifs. Dans le cas de Phénix, 520 assemblages usés ont été retraités dans trois installations différentes, soit un peu plus de 26 tonnes de combustibles. Il a été extrait ainsi 4,4 tonnes de plutonium. Le taux de régénération a été confirmé et mesuré à 1,16. On a ensuite utilisé 3,3 tonnes de ce plutonium, pour fabriquer des assemblages neufs pour Phénix qui ont été utilisés en réacteur, dans une stratégie de multi-recyclage.

Pour un physicien des réacteurs, il est indispensable d'être capable de contrôler à tout moment la population globale de neutrons, que ce soit pour l'exploitation normale du réacteur ou pour des questions de sûreté. Les physiciens neutroniques doivent donc être capables de prédire le comportement des neutrons dans le réacteur.

Lorsque l'on parle de neutronique, il s'agit de la théorie de la migration des neutrons au sein de la matière et des réactions induites associées. Cette théorie se focalise plus particulièrement sur la production de puissance liée aux fissions des isotopes lourds par les neutrons, et fait le lien

entre la physique nucléaire et la physique des réacteurs. Elle permet d'obtenir des grandeurs telles que le coefficient de multiplication  $k_{\text{eff}}$ , la distribution de puissance du réacteur, la modélisation de l'instrumentation « *in-core* », l'efficacité des barres de contrôle, le calcul des coefficients de contre-réaction, la longueur des cycles de rechargement etc.

## 1.4 Problématique de la thèse

### 1.4.1 Cadre de la thèse

Tout cœur exige un dossier de qualification des Outils de Calcul Scientifique (OCS) qui sont utilisés pour les choix de conception, les études de dimensionnement et de sûreté du réacteur ASTRID.

Les OCS sont soumis à des exigences réglementaires qui sont stipulées dans l'arrêté INB 2012 ainsi que dans le guide ASN n°28 [GAI17] sur la qualification des outils de calcul et que le projet ASTRID a déclinées dans un document spécifique interne au CEA. Ce travail de thèse participe à la qualification de l'OCS neutronique APOLLO3-RNR (biais et incertitudes) pour le cœur ASTRID [AST12] avec attention particulière à la manière d'obtenir cette qualification pour l'état fin de cycle du cœur.

La problématique de la thèse est donc d'obtenir les valeurs des caractéristiques neutroniques limitante pour le dimensionnement du cœur d'ASTRID et d'y associer un domaine de confiance, ou niveau d'incertitude. Ceci se traduit par un travail de qualification d'un outil de calcul en cours de développement, sur un objet (cœur d'ASTRID) pour lequel on ne dispose pas d'expériences représentatives, pour une situation évoluée pour laquelle il n'existe pas de code étalon (code de référence sans biais de calcul).

### 1.4.2 Démarche de la thèse

Plutôt que de se placer dans une démarche conservatrice, où des hypothèses englobantes sont prises en compte, on cherche ici à déterminer au mieux les grandeurs neutroniques d'importance, en appliquant la démarche de Vérification, Validation et Quantification des Incertitudes au code de calcul utilisé.

Après une brève introduction sur les phénomènes physiques régissant le comportement d'un réacteur rapide, au chapitre 2, le chapitre 3 détaille les hypothèses et options présentes dans le schéma de calcul utilisé dans la suite.

On s'attache au chapitre 4 à la mise en place d'un schéma de calcul en début de vie. Cette étape importante nous permet de vérifier l'absence de biais et donc la possibilité de calculer des valeurs probables en évolution. La qualification de l'outil de calcul en début de vie est faite sur des expériences intégrales (correspondant à des cœurs « propres »).

Le chapitre 5 est consacré à la qualification des éléments spécifiques aux calculs d'évolution (comme les produits de fission, les rendements de fission, les énergies dégagées, les constantes de décroissance, la chaîne d'évolution). Pour la validation expérimentale, certains essais passés (acquis des programmes MASURCA, PHENIX et SUPERPHENIX, SEFOR) ont été réinterprétés et ont été complétés par quelques essais spécifiques issus du programme de BFS dédié à ASTRID.

## 2. De la réaction en chaîne à l'équation du transport

Deux familles distinctes de méthodes de résolution numériques de l'équation de Boltzmann existent, liées aux approches adoptées, stochastiques et déterministes. Les calculs de type Monte Carlo sont intéressants de par le peu d'approximations effectuées et sont utilisés comme référence en calcul statique, mais chaque fonction réponse exige un calcul spécifique (estimateur) ce qui alourdi considérablement le temps de calcul ; l'avantage des méthodes déterministes vient de l'exploitation du flux et des sections permettant l'obtention de nombreuses fonctions réponse avec un seul enchainement de solveurs et de la possibilité de calculer des grandeurs adjointes, utilisé dans la théorie des perturbations.

Avec les ordinateurs actuels, les temps de calculs des méthodes déterministes sans approximations sont beaucoup trop élevés. L'ensemble des approximations (approche multi-groupe avec autoprotection, discrétisation spatiale, calcul en deux étapes) constitue un schéma de calcul dont il convient de maîtriser les biais.

---

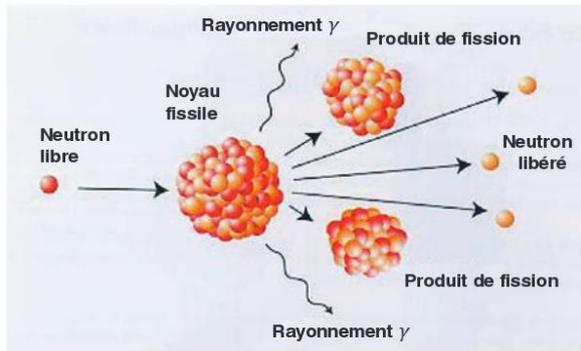
2.1	Réaction en chaîne au sein d'un réacteur et formalisme.....	21
2.2	Méthodes de résolution de l'équation du transport.....	24
2.2.1	Le schéma de calcul des méthodes déterministes.....	25
2.2.2	L'approche Monte Carlo des méthodes stochastiques.....	26
2.3	Les données nucléaires : spécificité du calcul neutronique.....	28
2.3.1	Justification physique du traitement de l'autoprotection.....	28
2.3.2	Principe général du traitement de l'autoprotection.....	29
2.3.3	Calcul déterministe en deux étapes .....	30
2.3.3.1	L'étape réseau .....	31
2.3.3.2	L'étape cœur.....	32

---

### 2.1 Réaction en chaîne au sein d'un réacteur et formalisme

Revenons d'abord au principe régissant la réaction en chaîne au sein du réacteur. Lorsqu'un noyau lourd fissile absorbe un neutron, celui-ci devient instable. Le retour à la stabilité peut s'opérer via plusieurs réactions dont celle de fission. La fission d'un noyau lourd s'accompagne de la production de deux (ou trois) fragments de fissions, d'une émission de chaleur et de la production de deux ou trois neutrons. Ces neutrons produits de fission peuvent à leur tour être absorbés par des noyaux fissiles et mener à de nouvelles fissions. Si ce processus est réalisé dans un matériau suffisamment riche en noyau fissile, il peut être auto-entretenu : c'est ce qu'on appelle la réaction en chaîne (cf. Figure 2-1 [MON13]).

Fission nucléaire



Réaction en chaîne

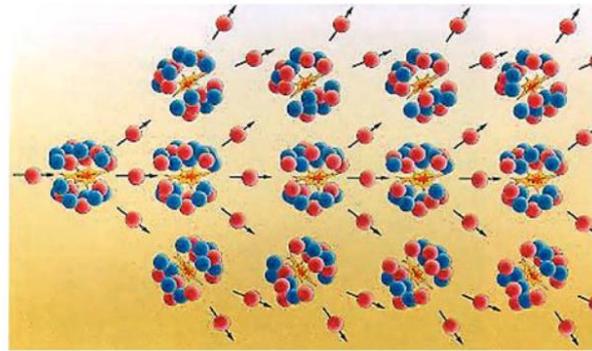


Figure 2-1 : Fission nucléaire et réaction en chaîne

Le nombre de neutrons dans un réacteur en fonctionnement étant assez élevé, le comportement des neutrons (population, énergie, localisation) peut être considéré sous l'angle statistique. En outre, la densité de neutron est très faible comparée à celle des atomes constituant les matériaux. Ceci permet aux neutroniciens de modéliser leur comportement comme celui d'un gaz monoatomique ; cette théorie du transport a été introduite par Ludwig Boltzmann en 1872 [BOL12].

L'énergie issue de la fission d'un noyau lourd, d'environ 200 MeV par fission, est récupérée par le fluide caloporteur puis transmise à l'eau du circuit tertiaire, dont la vapeur sert à mettre en mouvement une turbine pour la production d'électricité.

Il vient que la connaissance de la population de neutrons dans un milieu donné, supposé parfaitement connu, permet entre autre d'obtenir la production de puissance totale dans ce milieu. L'étude du comportement d'un réacteur nucléaire revient donc à l'étude des caractéristiques de la population de neutrons évoluant au sein de celui-ci.

L'évolution de la population de neutrons dans un réacteur est régie par l'équation de Boltzmann. La résolution de cette équation permet aux physiciens neutroniques d'obtenir le nombre de réactions par seconde au sein du réacteur et d'en déduire la puissance thermique émise.

Plusieurs approximations sont réalisées ici :

- Les interactions neutron-neutron et neutron-électron sont négligées ;
- La trajectoire d'un neutron entre deux collisions est une ligne droite ;
- Aucun effet relativiste n'est considéré, l'énergie cinétique des neutrons n'étant pas suffisamment élevée pour prendre en compte les corrections de Lorentz. En physique des réacteurs, l'énergie maximale des neutrons considérée est inférieure à 20 MeV ;
- La durée de vie des neutrons au sein du réacteur est très faible devant sa période de décroissance en un proton, cet effet est donc ignoré ;
- Les fissions ternaires ne sont pas prises en compte.

Afin d'établir cette équation du transport, on cherche à exprimer la variation de neutrons dans une cellule élémentaire de leur espace des phases, constitué des phases spatiales  $\vec{r}$ , de l'énergie  $E$  (associée à la vitesse  $v$  des neutrons) et de l'angle  $\vec{\Omega}$  de leur direction. Cette variation du

nombre de neutrons peut être décomposée en la somme d'un terme de fuite, d'un terme d'apparition dû aux fissions, d'un terme d'apparition (ou de disparition) dû à la diffusion, et d'un terme d'apparition dû à une source externe. L'équation de Boltzmann sous sa forme intégra-différentielle s'écrit comme suit (1) :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) &= -[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t(\vec{r}, E, t)] \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \\
&+ \frac{\chi(\vec{r}, E, t)}{4\pi} \int dE' v \Sigma_f(\vec{r}, E, t) \iint d^2\Omega' \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) \\
&+ \int dE' \iint d^2\Omega' \Sigma_d(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E', t) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) \\
&+ \sum_{i=1}^N \frac{\chi_{diff}(E)}{4\pi} \lambda_i C_i(\vec{r}, t) + Q_e(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)
\end{aligned} \tag{1}$$

Avec :

- $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  : Le flux angulaire neutronique à l'énergie  $E$ , à l'instant  $t$ , au point  $\vec{r}$
- $\Sigma_t(\vec{r}, E, t)$  : La section efficace macroscopique totale au point  $\vec{r}$ , pour un neutron incident à l'énergie  $E$ , à l'instant  $t$
- $v\Sigma_f(\vec{r}, E, t)$  : La production de neutrons par fission  $v$  multiplié par la section efficace macroscopique de fission au point  $\vec{r}$ , pour un neutron incident d'énergie  $E$ , à l'instant  $t$
- $\chi(\vec{r}, E, t)$  : La probabilité d'un neutron émanant d'une fission au point  $\vec{r}$  d'avoir l'énergie  $E$ , à l'instant  $t$
- $\Sigma_d(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E', t)$  : La section efficace de diffusion d'un neutron arrivant à l'énergie  $E$  et l'angle  $\vec{\Omega}$ , provenant dans l'énergie  $E'$  et l'angle  $\vec{\Omega}'$ , à l'instant  $t$
- $\frac{\chi_{diff}(E)}{4\pi} \lambda_i C_i(\vec{r}, t)$  : La contribution à la population totale de neutrons de ceux retardés, par famille  $i$
- $Q_e(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  : La source de production externe

Pour simplifier les notations, il est possible de définir un opérateur de disparition  $\mathbf{M}$  tel que :

$$\mathbf{M}\phi = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi + \Sigma_t \phi - \mathbf{C} \phi \tag{2}$$

Le premier terme de la partie de droite représentant le terme de fuite, le second le terme de réaction, le troisième le terme de diffusion (arrivant à l'énergie considérée). Ceci donne pour l'équation (1) :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi = (\mathbf{F}_p - \mathbf{M})\phi + S_{ext} + S_{ret} \tag{3}$$

Avec :

- $\mathbf{F}_p$  : le terme de production de neutrons prompts

- $S_{ext}$  : le terme source externe
- $S_{ret}$  : le terme source de neutrons retardés

En régime stationnaire, i.e. lorsque les apparitions et disparitions par diffusion se compensent et que l'on supprime toute dépendance temporelle, on obtient une équation à valeurs propres, dont la solution est le facteur de multiplication  $k_{eff}$  :

$$\begin{aligned}
 & [\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t(\vec{r}, E)] \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\
 &= \frac{1}{k_{eff}} \frac{\chi(\vec{r}, E)}{4\pi} \int dE' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E) \iint d^2\Omega' \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \\
 &+ \int dE' \iint d^2\Omega' \Sigma_d(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E') \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \\
 &+ Q_e(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)
 \end{aligned} \tag{4}$$

Le facteur de multiplication permet de caractériser l'état du réacteur : si  $k_{eff} = 1$ , le réacteur est en condition critique ; si  $k_{eff} > 1$  le réacteur est en état supercritique ; si  $k_{eff} < 1$ , le réacteur est sous-critique.

## 2.2 Méthodes de résolution de l'équation du transport

La difficulté de la résolution de l'équation de Boltzmann réside dans le fait que le flux est couplé de manière complexe entre ses trois variables, i.e. énergétique, angulaire et spatiale. On ne peut pas en générale obtenir des solutions analytiques à l'équation du transport, ce pourquoi un effort du point de vue des méthodes numériques est requis. La figure 2-2 [MON13] suivante regroupe les familles de méthodes numériques pouvant résoudre l'équation du transport.

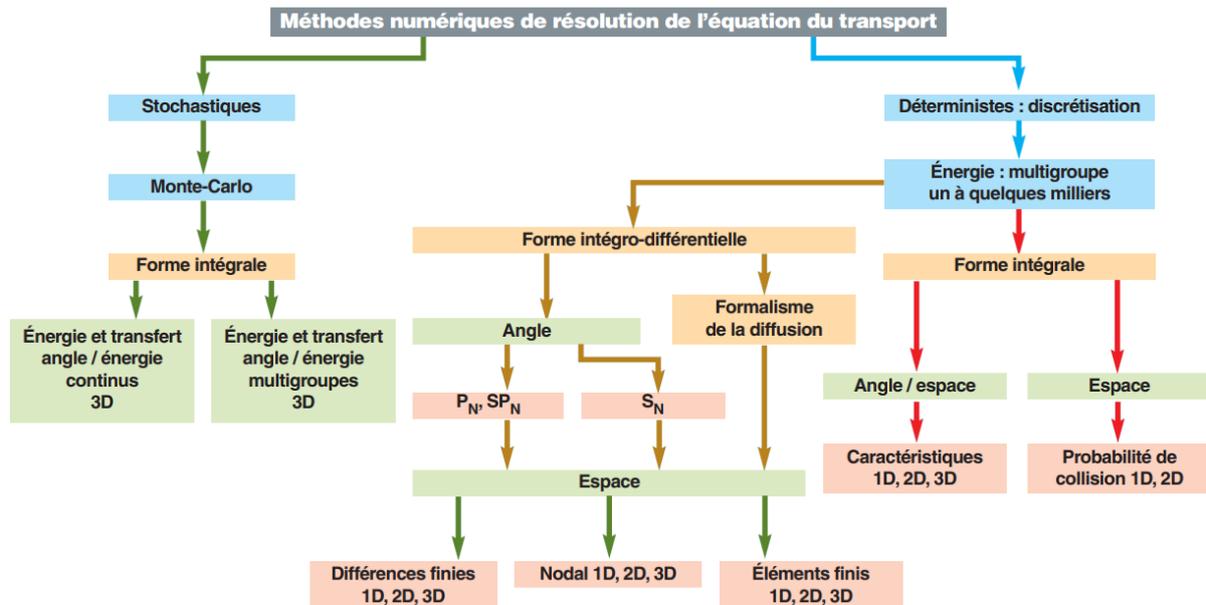


Figure 2-2 : Classification des différentes méthodes de résolution de l'équation du transport des neutrons

Il est clair que deux familles distinctes de méthodes numériques existent, liées aux approches adoptées, stochastiques [MET49] et déterministes. Bien que les formalismes mathématiques y soient différents, les justifications physiques des modèles sont similaires.

Les méthodes déterministes sont surtout utilisées pour la résolution de la forme intégral-différentielle de l'équation de Boltzmann. En pratique, ces méthodes reposent sur une discrétisation suffisamment fine de l'espace des phases (énergie, angle, espace), les trois variables sont résolues l'une après l'autre. A noter que certains codes déterministes ont la possibilité d'utiliser des sections efficaces continues en énergie mais avec des limitations importantes sur les autres variables.

Les méthodes stochastiques ont, elles, l'avantage d'utiliser des sections efficaces continues en énergie et des données d'anisotropies exactes. Les méthodes Monte-Carlo reposent sur la modélisation de la trajectoire de chaque neutron aussi précisément que possible, si bien que les approximations effectuées sont drastiquement réduites par rapport à celles des méthodes déterministes.

La résolution des équations de transport dans les méthodes déterministes fait intervenir des formules de quadrature pour le calcul des intégrales. Cette approximation numérique induit une erreur dépendant de la finesse de la discrétisation du domaine de variation des variables. Dans le cas d'une quadrature trapézoïdale, si l'on considère un problème de dimension  $d$  modélisé par  $n$  nœuds, on montre que l'erreur commise est proportionnelle à  $\frac{1}{n^{2/d}}$ . Cette quantité, que l'on peut assimiler à un taux de convergence des méthodes déterministe, est à comparer avec celle de la méthode stochastique Monte-Carlo, contrôlée par une erreur statistique variant comme  $\frac{1}{\sqrt{n}}$ , avec  $n$  le nombre d'histoire de neutrons générés. Cette erreur ne dépend pas de la dimension  $d$  du problème considéré.

### 2.2.1 Le schéma de calcul des méthodes déterministes

Lorsque l'on utilise une méthode déterministe, l'ensemble des options de résolutions choisies constitue un schéma de calcul. En effet, en pratique la puissance actuelle des meilleurs ordinateurs et des codes ne permet pas la résolution directe de l'équation de transport au cours du temps pour une description en trois dimensions d'un cœur de réacteur. A ce schéma sont associés des biais de calcul quantifiés.

En condition nominale de fonctionnement, il est valable de se contenter d'une solution stationnaire de l'équation de Boltzmann, et donc de traiter plus spécifiquement les six autres variables (trois en espace, deux en angle et une en énergie). En dehors de problèmes simplifiés à l'extrême, des discrétisations dans l'équation de Boltzmann sont requises pour la résoudre avec des temps et des précisions de calculs réalistes. Ces discrétisations concernent :

- 1- L'énergie (modélisation multi-groupes)
- 2- L'espace (méthode des éléments finis)
- 3- L'angle du neutron (méthode des ordonnées discrètes)

Il se pose alors la question du nombre de groupes en énergie, de mailles spatiales et de direction prises en compte.

La figure 2-3 illustre l'approche multi-échelle nécessaire dans les modélisations neutroniques. Le rayon des pastilles de combustible fait environ 10 mm, un assemblage possède un entreplat de l'ordre de 20 cm et la taille caractéristique du cœur entier est de l'ordre de 4 mètres.

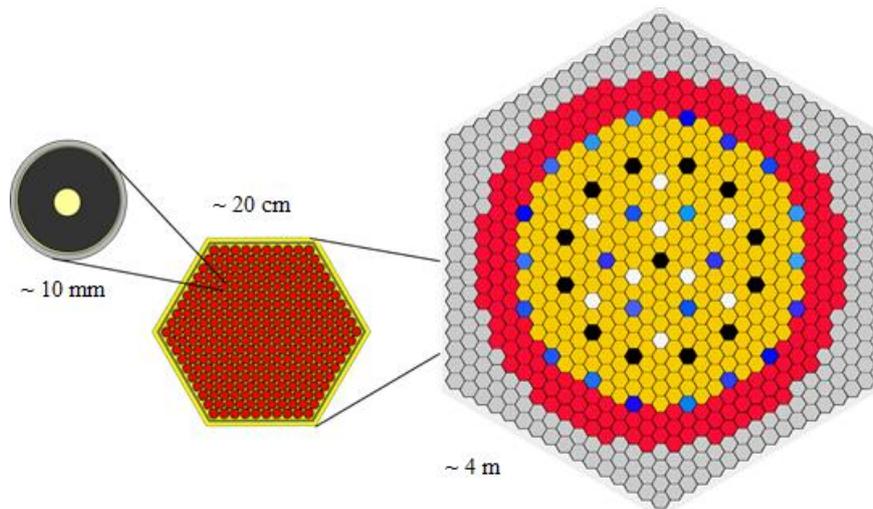


Figure 2-3 : Approche multi-échelle de la modélisation neutronique

Pour une bonne description radiale du cœur, il faudrait environ 1,5 million de mailles spatiales. Une description axiale acceptable d'un réacteur à neutron rapide, possédant un cœur homogène axialement, nécessite environ 70 tranches sur une hauteur de 3 mètres environ ; on arrive à un ordre de grandeur de 100 millions de mailles spatiales. Un calcul précis en énergie (et sans autoprotection), requiert environ 100 000 groupes en énergie. La description angulaire nécessite environ 100 à 200 directions pour discrétiser la direction d'un neutron. En somme on a, en situation statique, environ  $2 \cdot 10^{15}$  inconnues. Avec les ordinateurs actuels, concernant aussi bien les ordinateurs de bureaux que les supercalculateurs, les temps de calculs nécessaires sont beaucoup trop élevés. Le neutronicien doit donc faire appel à des schémas de calculs où :

- Les sections efficaces sont homogénéisées (simplification spatiale)
- Les groupes sont condensés (simplification en énergie)
- Des modélisations simplificatrices sont présentes (simplifications de l'équation exacte : formalisme de l'autoprotection, diffusion isotrope...)
- Les flux locaux et les flux cœurs sont partiellement découplés (hypothèse de mode fondamental)

Ce dernier point permet la résolution de l'équation en deux étapes successives, l'étape réseau et l'étape cœur.

### 2.2.2 L'approche Monte Carlo des méthodes stochastiques

L'approche de type Monte Carlo consiste à simuler la « réalité » des phénomènes microscopiques. On réalise un suivi des neutrons (pour obtenir leur « histoire ») et on enregistre leur interactions (appelés « événements »), choisies de manière aléatoires. Simuler un nombre suffisamment important de particule permet d'accéder aux grandeurs macroscopiques d'intérêt. Typiquement, afin d'obtenir une précision de l'ordre du pcm sur la réactivité et du pourcent sur la carte de puissance, il faut simuler un nombre d'histoires de l'ordre d'un milliard.

On appelle cette méthode « exacte », en comparaison avec les méthodes déterministes, parce qu'aucune approximation n'est introduite pour résoudre l'équation de Boltzmann. Un intérêt supplémentaire de cette méthode réside dans le fait qu'il est possible de modéliser des géométries 3D de manière exactes (sans passer par l'homogénéisation des matériaux). Cependant les méthodes Monte Carlo présentent une convergence relativement longue, ce qui ne les rend pas adaptées aux études projet ou de type paramétriques.

L'approche statistique est basée sur :

- La définition d'un ensemble de statistiques « sources » : l'historique des particules et les évènements associés ;
- La définition de variables aléatoires  $X(Z)$  associées aux grandeurs physiques recherchées  $R(Z)$  ;  $X$  est ce que l'on appelle un « estimateur ». Lorsqu'une particule interagit dans une zone d'intérêt  $Z$  un « poids »  $\omega$  lui est associé ; l'estimateur est la somme de ces poids ;
- Le choix aléatoire de la direction de propagation de la particule, de la probabilité de chaque interaction, de l'énergie de la particule... Les densités de probabilités sont choisies telles que l'espérance de l'estimateur corresponde à la grandeur physique recherchée  $E(X(Z)) = R(Z)$  ;
- Cet ensemble de statistique est répété de manière indépendante  $M$  fois ; en pratique, avec TRIPOLI4<sup>®</sup>, on a  $M$  fois  $N$  neutrons par batch ;

$$\widetilde{X}_n(Z) = \frac{1}{M} \sum_m^M \omega_{m,n}(Z) \quad (5)$$

- D'après la loi des grands nombres, si le nombre de neutrons  $n$  est assez grand,  $R(Z)$  est calculé comme :

$$R(Z) = \overline{X}_N(Z) = \frac{1}{N} \sum_n^N \widetilde{X}_n(Z) \quad (6)$$

- Enfin, d'après le théorème central limite, on a que  $\widetilde{X}_n$  suit une loi Gaussienne, et que la variance associée s'écrit comme :

$$\varepsilon_{\widetilde{X}_n}^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_n (X_n(Z) - \overline{X}_N(Z))^2 \quad (7)$$

L'intervalle de confiance est défini comme suit :

- 1  $\varepsilon_{\widetilde{X}_n}$  pour 68,9 % de confiance ;
- 2  $\varepsilon_{\widetilde{X}_n}$  pour 95,4 % de confiance ;
- 3  $\varepsilon_{\widetilde{X}_n}$  pour 99,7 % de confiance.

L'avantage des méthodes déterministes vient de l'exploitation du flux et des sections qui permet l'obtention de nombreuses fonctions réponse avec un seul enchaînement de solveurs. En Monte Carlo, par contre, chaque fonction réponse exige un calcul spécifique (estimateur) ce qui alourdi considérablement le temps de calcul.

## 2.3 Les données nucléaires : spécificité du calcul neutronique

### 2.3.1 Justification physique du traitement de l'autoprotection

La résolution déterministe de l'équation du transport est d'autant plus difficile que les variations énergétiques de certaines données, comme les sections efficaces des noyaux présents dans un réacteur, peuvent être très importantes. Pour rappel, une section efficace caractérise la probabilité qu'a un atome d'interagir avec une particule incidente. Cette probabilité peut être très élevée lorsque l'énergie d'un neutron, par exemple, est telle que l'énergie totale du noyau composé est proche de celle d'un de ses états excités. Cela correspond à un pic dans la section efficace d'interaction neutron-noyau autour de ces énergies incidentes du neutron. Le noyau présente alors des résonnances : c'est ce que l'on appelle un noyau résonnant (cf. figure 2-4).

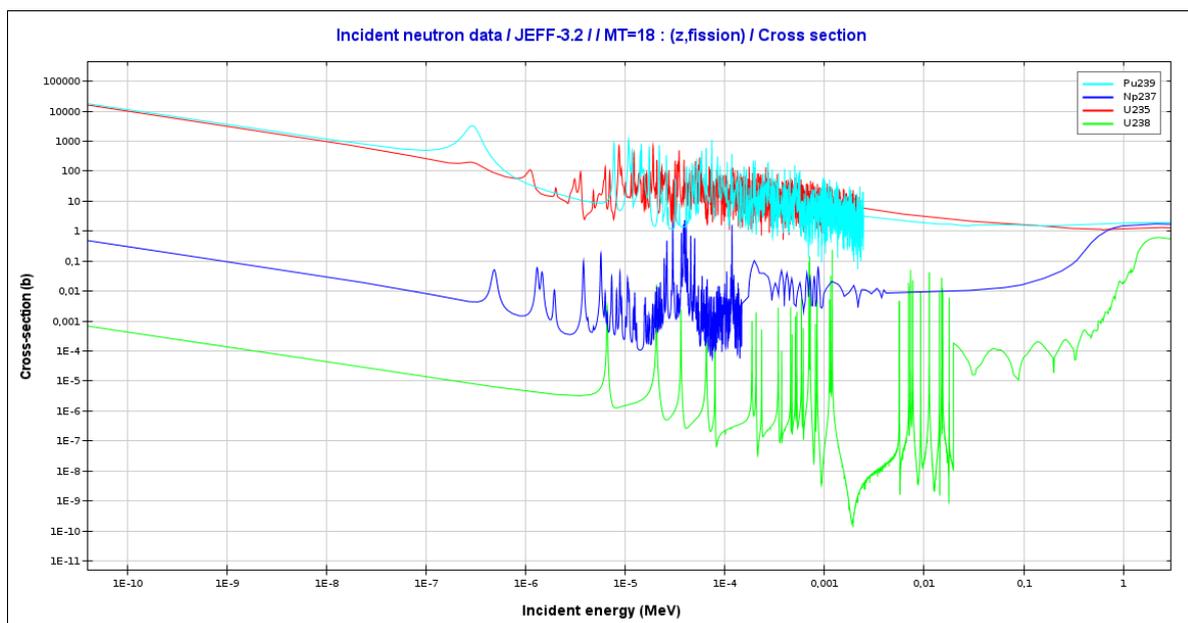


Figure 2-4: Sections efficaces de fission de quelques noyaux résonnants

L'équation du transport ne peut être résolue en énergie continue, une approche multi-groupe en énergie est nécessaire. Ainsi, le spectre énergétique est discrétisé en plusieurs intervalles, appelés groupes, et seule une distribution moyenne des neutrons au sein de chaque groupe est calculée. Par convention, le premier groupe correspond à celui ayant l'énergie la plus élevée (autour de 2 MeV pour les énergies des neutrons issus des fissions, avant collisions). Les neutrons sont ensuite ralentis par collisions successives jusqu'à leur disparition par capture, par fuite hors du réacteur, ou leur thermalisation (énergie inférieure à 1 eV). De manière générale, le spectre énergétique est découpé en un nombre « raisonnable » de groupes, i.e. de quelques centaines à quelques milliers. Ce nombre de groupe est bien inférieur aux nombres de points utilisés dans les simulations de type Monte Carlo, i.e. plusieurs dizaines, voire plus centaines de milliers de points en énergie.

Les données nucléaires pour les équations multi-groupes sont appelées sections efficaces multi-groupes. Ces sections efficaces sont définies telles que, pour chaque groupe énergétique  $g$ , le taux de réaction soit préservé. Ainsi la section efficace multi-groupe  $g$ , pour la réaction nucléaire  $q$  induite par un neutron,  $\sigma_q^g$ , est obtenue par conservation des taux de réactions :

$$\sigma_q^g(\vec{r})\phi^g(\vec{r}) = \int_g \sigma_q(u)\phi(\vec{r}, u)du \quad (8)$$

avec :

- $u$  la léthargie, caractérisant la perte d'énergie d'un neutron par rapport à une énergie de référence ;  $u = \ln(E_0/E)$
- $\phi(\vec{r}, u)$  le flux scalaire au point  $\vec{r}$  et à la léthargie  $u$
- $\phi^g(\vec{r})$  le flux scalaire multi-groupe au point  $\vec{r}$ , dans le groupe  $g$

Les taux de réactions étant des quantités dépendantes de l'énergie, *via* le flux, les sections multi-groupes en dépendent également.

Plusieurs difficultés émergent pour la définition des sections efficaces multi-groupes :

- Les taux de réactions continus en énergies devant être conservés sont inconnus, le flux continu étant inconnu ;
- Les flux multi-groupes  $\phi^g(\vec{r})$  sont les solutions des équations de Boltzmann multi-groupes, pour lesquels on cherche à calculer les sections efficaces multi-groupes  $\sigma_q^g(\vec{r})$  ;
- Les sections efficaces continues  $\sigma_q(u)$  peuvent présenter des structures résonnantes.

Pour des noyaux ne présentant pas de structures résonnantes, ces difficultés peuvent être contournées à l'aide d'une approximation, en utilisant un flux de pondération connu  $\phi_w^g(\vec{r})$  à la place du flux inconnu  $\phi^g(\vec{r})$ . Ces sections efficaces peuvent être calculées au préalable du calcul de transport, elles sont indépendantes de l'espace : c'est ce que l'on appelle les sections efficaces à dilution infinie.

$$\sigma_{q,\infty}^g = \frac{\int_g \sigma_q(u)\phi_w(u)du}{\int_g \phi_w(u)du} \quad (9)$$

Cependant, pour des noyaux résonnants, cette approximation n'est généralement pas valable, les sections efficaces variant de plusieurs décades sur des plages en énergie restreintes. Il vient que les sections efficaces multi-groupes auto-protégées doivent être calculées avec l'équation (8), avec la géométrie spécifique du problème.

### 2.3.2 Principe général du traitement de l'autoprotection

Le phénomène physique de l'autoprotection peut être décrit comme suit. Dans un milieu absorbant donné, un creux dans le flux de neutron (en fonction de l'énergie) apparaît et est d'autant plus important que la section efficace macroscopique de ce milieu est élevée. Ainsi le taux de réaction, produit du flux et de la section macroscopique, subit des variations plus « douce » que celles subies par ses facteurs. Cette compensation d'effets dans le calcul des taux de réaction est appelé autoprotection. Ce phénomène présente une dépendance à la fois énergétique (figure 2-5) et spatiale.

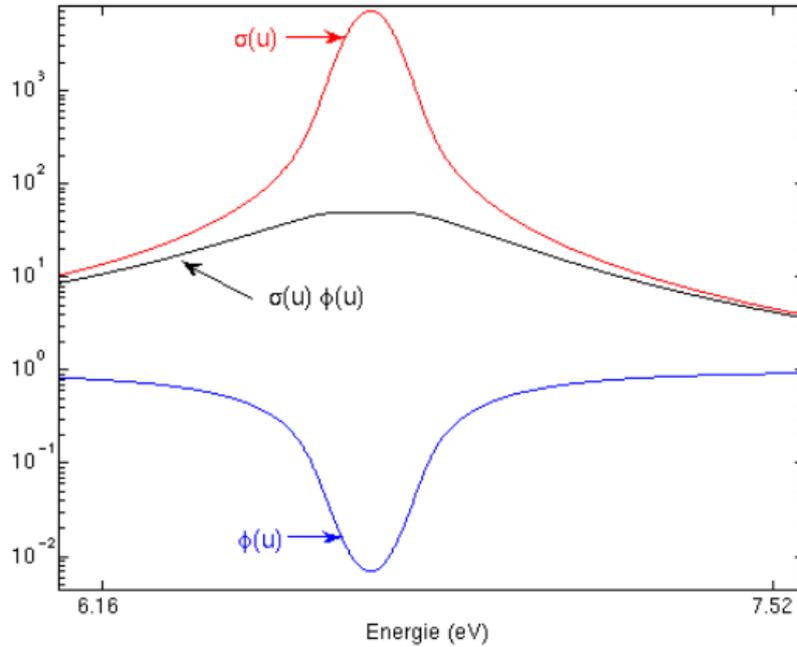


Figure 2-5 : Illustration du phénomène d'autoprotection en énergie

Comme décrit dans l'équation (8), une étape nécessaire au calcul des sections efficaces multi-groupe pour un noyau résonnant concerne l'évaluation du flux réel  $\phi(\vec{r}, u)$ , dépendant des variables d'espace et d'énergie. La plage énergétique principalement concernée est celle du ralentissement (de quelques centaines de keV à quelques eV). Le flux utilisé pour calculer les sections efficaces multi-groupe auto-protégées est donc obtenu en résolvant une équation du ralentissement. La distribution spatiale du flux est quant à elle calculée via une discrétisation des milieux contenant les noyaux résonnants en différentes régions, notées  $\alpha$ . On considère que, dans chaque région  $\alpha$ , le flux est constant en léthargie et dans l'espace. Il est noté  $\varphi_\alpha(u)$ , et est utilisé dans le calcul des sections efficaces multi-groupe auto-protégées dans la région  $\alpha$ .

Il est ainsi possible d'associer un ensemble de sections efficaces multi-groupe, spécifique à chaque région auto-protégée  $\alpha$ , à un noyau résonnant. On a, pour une réaction  $q$  et un groupe en énergie  $g$  :

$$\sigma_{q,\alpha}^g = \frac{\int_g \sigma_q(u) \varphi_\alpha(u) du}{\varphi_\alpha^g} \quad (10)$$

Où  $\varphi_\alpha^g$  est le flux multi-groupe dans le groupe  $g$  et dans la région  $\alpha$ .

Il existe plusieurs méthodes permettant de calculer les sections efficaces multi-groupes auto-protégées pour un noyau résonnant, dont la méthode des sous-groupes et la méthode de Tone, détaillées au paragraphe 3.3.3.1.4.

### 2.3.3 Calcul déterministe en deux étapes

Des calculs de cœur en 3 dimensions en une étape ne sont pas possibles à l'heure actuelle avec un schéma de calcul déterministe. Le calcul en deux étapes (figure 2-6) tend à diminuer le temps de calcul en s'appuyant sur la nature fortement répétitive de la géométrie des cœurs de réacteurs nucléaires. En effet, un cœur de réacteur nucléaire est la plupart du temps constitué d'un grand nombre d'assemblages, eux-mêmes constitués de crayons combustibles disposés selon une

matrice rectangulaire, ou hexagonale. Ces motifs élémentaires (crayon ou assemblage) peuvent donc être considérés comme étant placés en réseau infini, au moins pour les assemblages les plus centraux.

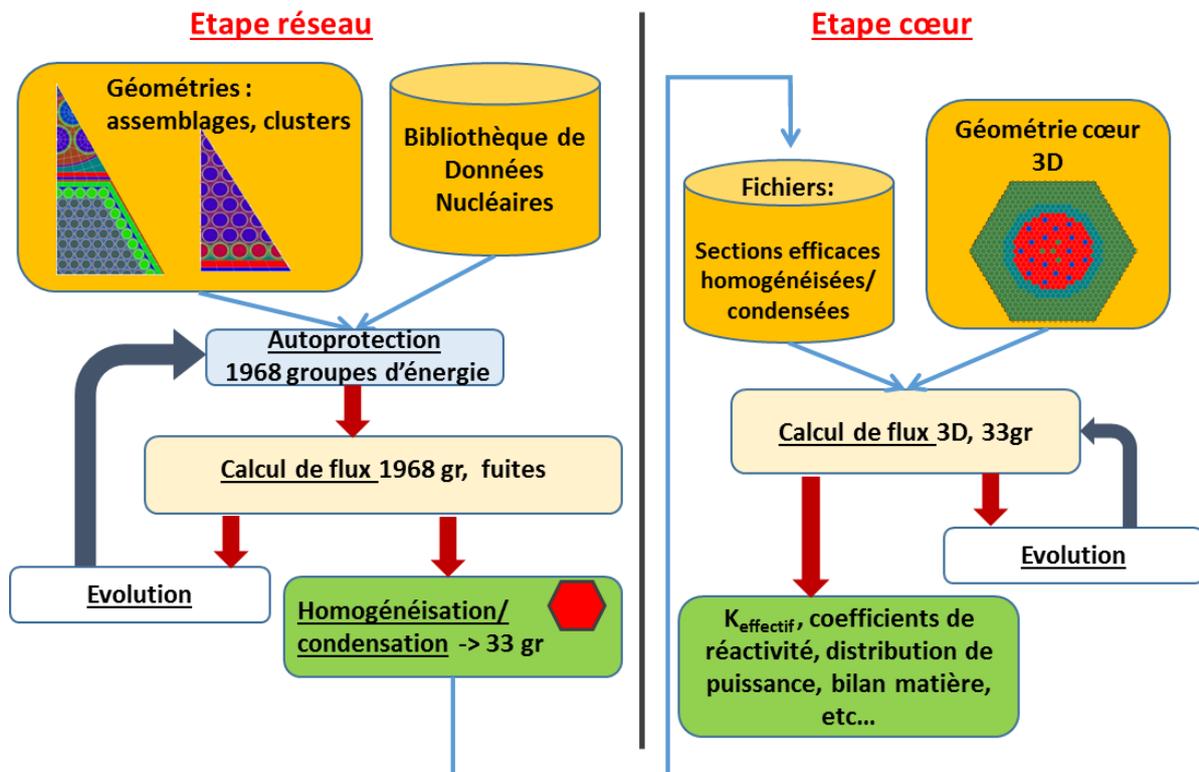


Figure 2-6 : Schéma de principe du calcul déterministe en deux étapes

Le calcul 2 étapes consiste donc à résoudre dans une première étape l'équation du transport via des méthodes déterministes précises (comme la Méthode des Caractéristiques MoC), mais sur une géométrie détaillée représentant un motif élémentaire (cellule), le plus souvent un assemblage combustible auquel on applique des conditions aux limites de réflexion et en 2D. Un traitement d'autoprotection est généralement appliqué et le maillage énergétique utilisé raffiné à plusieurs milliers de groupes.

Le calcul réseau permet de prendre en compte des phénomènes physiques de la cellule hétérogène et localisés en espace et en énergie. Le flux ainsi calculé est utilisé pour homogénéiser en espace et condenser en énergie les sections efficaces microscopiques afin d'obtenir des sections efficaces homogénéisées équivalentes d'un réseau hétérogène. Les équations d'homogénéisation et de condensation sont définies afin de préserver terme à terme l'équation du bilan [BAL97].

### 2.3.3.1 L'étape réseau

L'étape réseau est réalisée avec un maillage énergétique fin (à 1968 groupes), la taille du pas étant définie comme la perte moyenne d'énergie d'un neutron lors de la collision avec le noyau d'un actinide, et des groupes additionnels afin de prendre en compte les résonances de certains noyaux. Le ralentissement des neutrons peut alors être correctement modélisé (2/3 des neutrons arrivant dans un groupe  $g$  proviennent du groupe d'énergie  $g-1$ ).

Une coupe horizontale d'un assemblage est décrite en détail. Le flux dans le combustible est calculé en réseau infini, en utilisant une méthode de probabilité de collisions. L'autoprotection est calculée pour tous les noyaux résonnants à l'aide de la méthode des sous-groupes ou de la méthode de Tone [MAO17].

Sont alors réalisés une condensation en énergie, pour passer de 1968 groupes à quelques dizaines et une homogénéisation des milieux, simplifiant la géométrie à l'extrême (1 voire 2 milieux, pour modélisation explicite des barres de contrôle par exemple). Dans ces étapes, la quantité de neutrons est conservée. Les assemblages sous-critiques et les traverses (pour les réflecteurs) sont traités de manière similaire, la différence étant la description de la cellule : l'assemblage sous-critique est environné d'un assemblage critique, imposant sa source.

L'influence des produits de fission sur la forme du flux étant relativement faible et les phénomènes d'autoprotection changeant peu au cours du cycle, il n'est pas toujours nécessaire de prendre en compte l'évolution du combustible dans les calculs de type réseau. Les calculs d'évolution sont réalisés à l'étape cœur.

#### 2.3.3.2 L'étape cœur

Une grille énergétique large souvent utilisée pour les réacteurs rapide est celle à 33 groupes (bien plus fine que celle des réacteurs thermiques, à 2 ou 4 groupes).

La théorie de la Diffusion [BRU96] donne de bons résultats lorsque le flux de neutrons est proche de l'isotropie, ce qui est le cas sauf au voisinage de fort absorbants ou des limites (cœur/couverture ou couverture/réflecteur). Cependant la théorie de la Diffusion a tendance à surestimer la composante de fuite, ce qui se traduit par une sous-estimation du facteur de multiplication du cœur et un impact non négligeable sur le calcul l'effet en réactivité de vide sodium.

C'est pourquoi la théorie du Transport [BRU96] est privilégiée dès que possible. Actuellement, celle-ci est utilisable sur des géométries 2D (XY ou RZ), en utilisant une méthode  $S_N$ , ou sur une géométrie 3D en utilisant une méthode nodale. MINARET (c.f. §3.3.3.1.7), qui est un solveur  $S_N$ , est utilisé pour les calculs 3D côté cœur dans APOLLO3<sup>®</sup>; cette géométrie 3D en prismes à base triangulaire est réalisée par extrusion de plans triangulaires 2D.

L'évolution du cœur est calculée sous flux constant, calculé avec l'inventaire au pas de temps  $t$ , par résolution des équations de Bateman pour donner l'inventaire au pas de temps  $t+1$ , utilisé pour calculer le flux à  $t+1$  etc.

Des outils de post-traitement donnent accès à des quantités d'intérêt comme le bilan neutronique, le bilan matière, la distribution et les pics de puissance.

Il est aussi important de noter que le calcul des grandeurs « adjointes », comme le flux ou la concentration, utilisées dans la théorie des perturbations [BUS85] (paragraphe 4.2.1), sont réalisés à cette étape. Les phénomènes d'intérêt s'étalant sur une gamme en énergie très importante, ces outils d'analyse sont précieux pour le physicien neutronique. En particulier, la théorie des perturbations permet le calcul simple des sensibilités aux données nucléaires d'un ensemble de grandeurs d'intérêt (réactivité, contre réactions, ratio de taux de réaction, puissance résiduelle...).

### 3. Le réacteur ASTRID

Les études sur les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium s'inscrivent dans loi de gestion durable des matières et déchets radioactifs. En plus d'offrir la possibilité de « brûler » une partie des déchets radioactifs issus du parc actuel, le fonctionnement sous, iso ou sur-générateur des RNR-Na est intéressant du point de vue de la gestion du stock d'uranium et de plutonium à disposition.

Les critères de sûreté actuels ont conduit au concept du cœur CFV, présentant un comportement « pardonnant » sur certains types de scénarios accidentels. Afin d'asseoir les dossiers de faisabilité et de sûreté, on s'attache à déterminer les valeurs des grandeurs neutroniques caractéristiques du cœur avec la plus grande confiance possible, en s'appuyant sur la démarche VVQI.

Les innovations géométriques du cœur CFV étant exigeantes du point de vue des schémas de calculs, l'utilisation du code APOLLO3-RNR, regroupant les outils de calcul les plus performants, est tout indiqué ; les options de calculs, le schéma de calcul et la bibliothèque de données nucléaires de références en début de vie sont précisés.

---

3.1	Les réacteurs de 4 <sup>ème</sup> génération.....	34
3.1.1	Spécificités des réacteurs à neutrons rapides.....	34
3.1.2	Contraintes sur la conception du cœur .....	34
3.2	Cœur CFV d'ASTRID.....	36
3.3	Enjeux et verrous actuels au calcul neutronique d'ASTRID .....	37
3.3.1	Spécificités du cœur CFV pour la neutronique .....	37
3.3.2	Démarche VVQI .....	38
3.3.3	L'OCS APOLLO3-RNR .....	39
3.3.3.1	Le code de transport neutronique déterministe APOLLO3® .....	39
3.3.3.2	Schéma de calcul de référence APOLLO3® .....	49
3.3.3.3	Bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1+ <sup>23</sup> Na JEFF-3.2.....	50

---

La loi de 2006 relative à la gestion durable des matières et déchets radioactifs stipule que les « études et recherches correspondantes [à la séparation et la transmutation des éléments radioactifs à vie longue] sont conduites en relation avec celles menées sur les nouvelles générations de réacteurs nucléaires » [LOI06]. La conception d'un prototype de réacteur de quatrième génération est lancé la même année au sein du CEA, avec le projet de réacteur ASTRID, acronyme de l'anglais *Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration* [AST12].

Plusieurs concepts de réacteurs de IV<sup>ème</sup> génération existent. Fort de son passé, avec les réacteurs RAPSODIE [VEN64] (1967-1983), PHENIX [MEG72] (1973-2010) et SUPERPHENIX [MEG75] (1984-1998), la France a porté son effort de conception sur les RNR-Na. Au début de cette thèse en 2017, le projet en était à sa phase de préconception. Après concertations avec les partenaires industriels, la réalisation du projet a pour l'instant été repoussée à la deuxième moitié du siècle.

## 3.1 Les réacteurs de 4<sup>ème</sup> génération

La motivation initiale de l'étude des réacteurs rapides réside dans la possibilité leur faire générer autant de matière fissile qu'ils n'en consomment, voire même plus [KHO78]. Ce fonctionnement iso ou surgénérateur n'est possible qu'avec un spectre rapide de neutrons, le ratio des captures dans les matériaux fertiles et des fissions dans cette gamme d'énergie étant suffisamment élevé. Il s'agit ainsi de limiter, dans ce type de réacteurs, les phénomènes de ralentissement autant que faire se peut, ce qui exclut la présence de matériaux « légers » au sein de leur cœur.

### 3.1.1 Spécificités des réacteurs à neutrons rapides

Relativement aux réacteurs à spectre thermique, la neutronique des réacteurs rapides présente des spécificités, détaillée dans ce qui suit.

Dans ces réacteurs, la quantité de noyaux légers est très inférieure à celle des réacteurs à eau. Le ralentissement des neutrons dus aux chocs est moins important et l'énergie perdue par collision est moins élevée en général. Ceci a pour conséquence la nécessité d'utiliser, dans les calculs multi-groupe, un découpage énergétique plus fin que ceux utilisés dans les réacteurs à spectre thermique. Ces découpages plus fins permettent également de mieux prendre en compte les réactions à seuil.

Hormis dans des assemblages spécifiques dédiés (e.g. assemblages modérés pour la transmutation d'éléments à vie longue), il n'y a en pratique peu de neutrons thermiques dans le spectre neutronique. Il en vient que de nombreux poisons (absorbants neutroniques) n'en sont plus dans le spectre rapide : par exemple, il n'y a pas d'effet xénon [NIC01], et la perte de réactivité liée aux produits de fission est plus faible (ce qui permet des cycles d'exploitation plus élevés). Les effets d'autoprotection sont eux aussi moindre, bien que toujours importants.

Le parcours moyen des neutrons est plus élevé, typiquement de l'ordre de quelques centimètres. Cela signifie que le cœur d'un réacteur rapide est d'avantage « couplé » que celui d'un réacteur thermique de même taille, que la dépression du flux dans les aiguilles de combustible est en général négligeable, et que les effets d'hétérogénéité sont moins ressentis sur le cœur dans sa globalité. Enfin, les effets de fuites sont très élevés : par exemple, environ un tiers des neutrons générés dans Phénix fuient hors du cœur (et dans ce cas peuvent être capturés par une couverture fertile par exemple).

### 3.1.2 Contraintes sur la conception du cœur

Les spécificités liées au domaine énergétiques se traduisent par des contraintes sur la conception d'un cœur rapide, résultants de compromis et d'optimisations sur différents effets antagonistes, dont certains sont détaillés par la suite.

Les sections efficaces étant bien moins élevées que dans un spectre thermique, il est nécessaire d'opérer avec un flux de neutrons plus important, afin d'obtenir des taux de réactions exploitable. Le flux dans un réacteur rapide est de l'ordre de  $10^{15}$  n.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, c'est-à-dire 10 à 15 fois plus élevé que dans un réacteur à eau. La première conséquence de ces sections efficaces peu élevées est la quantité importante de matière fissile nécessaire pour l'obtention de la criticité du réacteur. Ainsi, pour minimiser l'inventaire fissile se rapportant à un inventaire en <sup>235</sup>U et <sup>239</sup>Pu initial élevé, les concepts de cœurs doivent être très dense, et donc présenter une densité de puissance élevée. Cette densité de puissance élevée est traduite en températures nominales

de fonctionnement importantes, pouvant dépasser les 2000°C au centre des pastilles combustible et 600°C dans les gaines.

La seconde conséquence concerne le flux élevé de neutrons, menant à des dommages élevés par irradiation des matériaux composants le cœur. Des gonflements et fissurations peuvent apparaître dans les matériaux de structures, nécessitant des matériaux bien résistants aux radiations (par exemple les ODS (*Oxide Dispersed steel*) capable d'atteindre des taux de dommage élevés, 180 dpa NRT en ordre de grandeur).

Les réacteurs rapides présentent des effets en réactivité, pouvant être positifs, lié au fait que les conditions d'exploitations nominales ne sont pas les conditions les plus critiques du cœur. Par exemple, un vide local de caloporteur mène à une augmentation locale de la dureté du spectre, ce qui augmente la réactivité dans le cas d'un combustible Uranium/Plutonium. Cet effet peut être compensé en partie, en augmentant la fuite de neutrons due à l'absence dudit réfrigérant. Il est possible de jouer sur la géométrie et la composition du cœur et de son environnement proche : conception de cœur « plats », présence d'hétérogénéités absorbantes dans le cœur, densité de réfrigérant très accrue au-dessus du cœur (plénum), etc. Le spectre peut également être modifié, en réduisant la densité de réfrigérant dans les zones combustibles (au frais d'une réduction de la capacité de transfert de chaleur et donc de densité de puissance). Une combinaison judicieuse de ces options peut mener à une réduction significative de l'effet en réactivité de la vidange du caloporteur qui, par exemple, réduirait l'énergie émise par le cœur en cas accidentel de fusion, ou bien améliorerait le comportement du cœur en cas de rupture de circuit primaire.

L'amplitude de certaines contre-réactions (effet Doppler, effet d'expansion) sont modulables, dans certaines limites. En particulier, les principaux paramètres influençant l'effet Doppler sont la teneur en noyaux fissiles du combustible Pu/(U+Pu) et la dureté du spectre. Ici l'optimisation est plus délicate puisqu'une amplitude élevée de l'effet Doppler peut être favorable ou défavorable selon le type d'accident ou l'étape de l'accident lui-même.

Certains choix de conceptions, liés aux objectifs du cœur, sont antagonistes. Ceci peut être illustré avec le cas de la teneur en plutonium Pu/(U+Pu). Avec son augmentation (et toutes caractéristiques égales par ailleurs), différents effets apparaissent :

- Le taux de conversion (de l' $^{238}\text{U}$  en  $^{239}\text{Pu}$ ) diminue alors que les fuites neutroniques hors du combustible, pouvant être récupérées par des matériaux fertiles, augmentent ; mais généralement la compensation est incomplète et le taux de conversion global (cœur + couvertures) diminue ;
- L'effet en réactivité de vide caloporteur diminue (effet de variation de spectre plus faible, fuite accrue de neutrons et moins de captures dans l' $^{238}\text{U}$ ).

Il vient que l'objectif d'augmenter le taux de conversion d'un réacteur rapide est souvent associé à une augmentation de l'effet de vide sodium, ou à une diminution de l'excès en réactivité en début de cycle.

La conception d'un réacteur de génération IV comme celui d'ASTRID illustre bien cette recherche de compromis entre différents critères.

### 3.2 Cœur CFV d'ASTRID

C'est afin de répondre aux critères de sûreté actuels qu'un prototype de réacteur à neutrons rapides à caloporteur sodium, nommé ASTRID (*Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*) [AST12], est actuellement à l'étude au CEA. Il s'agit d'un réacteur d'une puissance thermique de 1500 MWth pour lequel des performances élevées en termes d'utilisation du combustible et de sûreté sont recherchées. La présente étude porte sur le cœur ASTRID BD16-10.

Il paraît pertinent de continuer à travailler sur le concept BD16/10 du cœur CFV (figure 3-1) pour asseoir son dossier de faisabilité et celui de sûreté. Effectivement les innovations géométriques proposées dans ce concept sont exigeantes du point de vue des schémas de calculs utilisés.

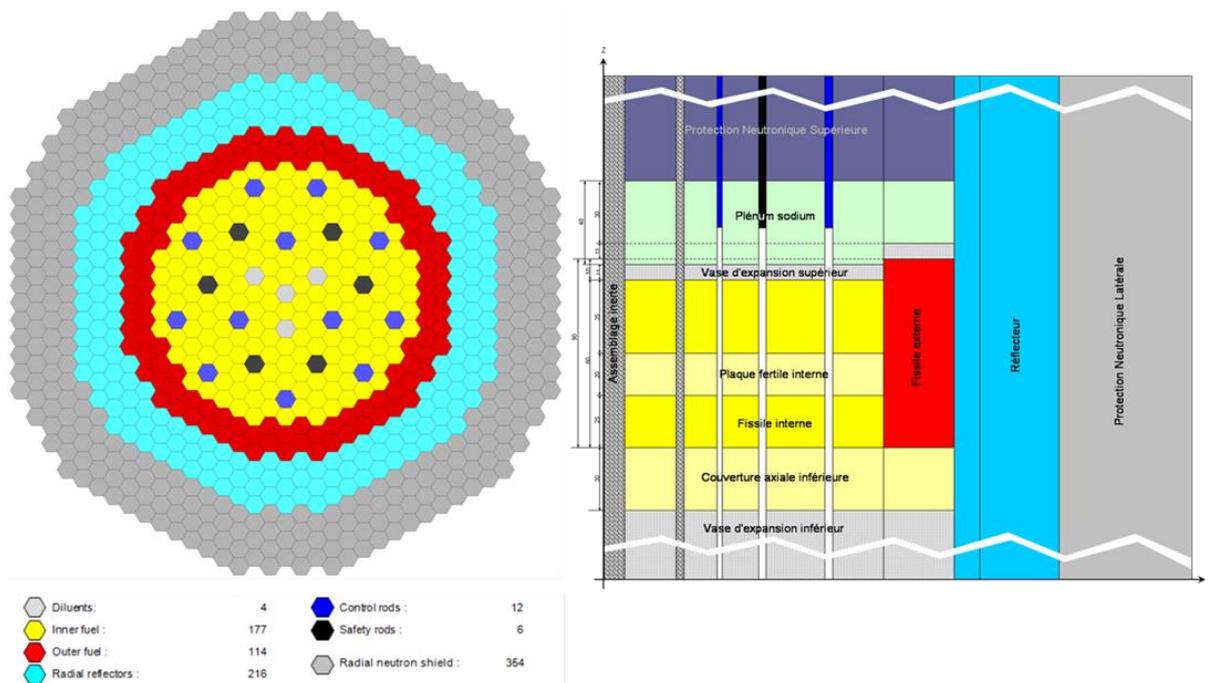


Figure 3-1 : Coupe radiale et axiale du cœur CFV d'ASTRID

Ces innovations comprennent notamment :

- La présence d'un plénum sodium surmontant le cœur. En cas de perte de débit primaire, le plénum se vide, favorisant une fuite des neutrons vers la protection neutronique supérieure ce qui permet de réduire l'effet en réactivité de vidange sodium ;
- La présence d'hétérogénéités axiales. La plaque fertile interne permet d'aplatir le flux et de réduire l'excès de réactivité en début de vie ;
- Une hauteur de cœur externe plus élevée que celle du cœur interne. Cet effet « creuset » permet d'augmenter les fuites neutroniques axiales tout en limitant l'augmentation radiale du cœur.

Dans le cadre de la conception du RNR-Na ASTRID, on s'attache, pour des raisons de sûreté, à déterminer les valeurs des grandeurs neutroniques caractéristiques du cœur avec la plus grande confiance possible et non pas dans une démarche conservative.

Le niveau de confiance va se traduire par la quantification des biais et des incertitudes associées à ces grandeurs obtenues par les outils de calcul scientifiques. Leur connaissance en fonctionnement nominal et transitoire est nécessaire pour déterminer la criticité (donc pour l'enrichissement en matières fissiles ou le nombre d'assemblage en contenant), la durée du cycle, les coefficients de contre réaction (dont le Doppler et l'effet de vidange sodium), les capacités de régénération, les durées de cycle et les taux de combustion, la nappe de puissance et le réglage des débits dans les assemblages, *etc.*

De plus, le niveau des incertitudes permet de fixer les marges de sûreté pendant les phases de conception. La connaissance précise de l'effet de vidange totale du cœur permet de définir la marge à l'ébullition du sodium et de conserver un temps de grâce acceptable. La bonne connaissance de l'effet Doppler permet d'éviter l'ajout de systèmes de contrôle et des coûts associés. Une incertitude sur la valeur de fraction de neutrons retardés  $\beta_{\text{eff}}$  intervient également dans les calculs de cinétique neutronique et dans la marge à la criticité prompte.

L'incertitude des grandeurs de sortie est définie par la démarche VVQI (Vérification, Validation, Quantification des Incertitudes) qui sera explicitée par la suite.

### 3.3 Enjeux et verrous actuels au calcul neutronique d'ASTRID

#### 3.3.1 Spécificités du cœur CFV pour la neutronique

Pour obtenir des avantages significatifs sur le niveau de sûreté, un cœur ASTRID a été défini présentant une réduction de l'effet de vidange : c'est le concept CFV [DUJ15] (Cœur à Faible Vidange). Cette image possède des dispositions géométriques déjà étudiées de façon séparée dans le passé (plaque fertile, plénum sodium, plaque absorbante, configuration creuset, hauteur cœur réduite) toutes bénéfiques pour la réduction de l'effet de vidange et qui une fois combinées permettent d'atteindre des vidanges globales négatives pour des cœurs refroidis au sodium sans en dégrader les performances. Les principales différences et singularités neutroniques du cœur CFV (Cœur à Faible Vidange) par rapport aux cœurs de la filière RNR-Na avec Rapsodie, Phénix, Superphénix et le projet EFR qui l'a suivi portent sur :

- une augmentation de la fraction de combustible (oxyde PuO<sub>2</sub>-UO<sub>2</sub> sous forme d'aiguilles) dans le cœur, typiquement de 40% à près de 50%, d'où un inventaire plutonium initial nettement accru (+20%) ;
- une diminution correspondante de la fraction de sodium dans le cœur, de 35% à ~27%, et de la fraction de matériaux de structure de 25% à ~18% ce qui contribue à la réduction de l'effet en réactivité de vidange sodium,
- ces proportions ont été obtenues d'une part, par un réseau d'aiguilles plus serré, grâce à un diamètre de fil espaceur plus petit (~1 mm) et d'autre part, par un diamètre de pastille accru (9,5 mm, avec trou central de 2 mm). En d'autres termes un pas du réseau (p) sur diamètre de l'aiguille (d) plus petit (p/d faible) ; cette fraction volumique élevée du combustible permet de réduire la teneur moyenne en <sup>239</sup>Pu équivalent de ~19% à 14-16%, ce qui a un impact favorable sur le gain de régénération interne et sur la perte de réactivité du cycle (plus faible donc ne nécessitant pas de moyens de contrôle conséquents) ;
- le diamètre du cœur est plus grand à même puissance totale (volume cœur augmenté de 12 à plus de 15 m<sup>3</sup>, diminution de la puissance volumique) et par conséquent, le

cœur est plus plat avec un rapport Hauteur sur Diamètre réduit ; ce qui induit des effets spatiaux plus importants mais limités dans leurs conséquences par la faible anti réactivité des moyens de contrôle ;

- la présence de réflecteurs/protections compacts et performants, sans matériaux fertiles, en remplacement des couvertures en uranium ;
- la présence d'un plénum sodium d'épaisseur ~30 cm en partie supérieure du cœur, qui favorise les fuites de neutrons en cas de vidange et donc contribue à la réduction de l'effet en réactivité de vidange sodium ;
- la présence d'une plaque fertile interne légèrement excentrée vers le bas, qui contribue à favoriser un flux élevé dans la partie haute du cœur à proximité du plénum, ce qui amplifie les fuites de neutrons en cas de vidange.

Ces nouveaux dessins de cœurs et de protection s'éloignent sensiblement des dessins conventionnels Rapsodie, Phénix et Superphénix pour lesquels on dispose d'une large base de qualification neutronique et d'un vaste retour d'expérience. Pour l'assemblage cœur et pour la partie validation numérique, il a été démontré que le CFV est en rupture avec les précédents dessins. De ce fait, la base expérimentale existante ne permet pas de couvrir l'ensemble des besoins des dossiers de sûreté.

Ces spécificités neutroniques exigent de nouvelles données nucléaires plus précises, de nouveaux schémas de calcul et des expériences intégrales en soutien.

### 3.3.2 Démarche VVQI

Le processus de Vérification, Validation et Quantification d'Incertitudes [RIM17-1] est une démarche générale permettant de contrôler l'adéquation des résultats obtenus par un OCS à la réalité. Ce procédé se décompose en quatre étapes :

- 1- La Vérification. Cette vérification doit s'assurer que les modules ne présentent pas d'erreur de programmation, qu'ils résolvent bien le problème proposé et que l'enchaînement des différents modules du code est correctement effectué
- 2- La Validation numérique des modèles physiques et des schémas de référence. Cette validation, purement numérique, est réalisée par la comparaison des résultats du schéma de calcul à un calcul « étalon », à mêmes données nucléaires. Ce calcul étalon peut être soit un raffinement dans le calcul déterministe pour un ou plusieurs des paramètres (maillage énergétique, déviation angulaire, module géométrique exact, etc.) soit une étude quantitative de l'impact des diverses approximations. Le processus de validation numérique se termine généralement par une comparaison à un calcul Monte-Carlo TRIPOLI4<sup>®</sup> avec quantification du biais dû aux méthodes. Cette dernière approche n'est pas possible actuellement pour les calculs d'évolution et les calculs de protection et on se limite alors à la première approche.
- 3- La validation expérimentale ou qualification compare les résultats de l'outil de calcul (données nucléaires, solveurs et schémas de calcul) aux valeurs mesurées qu'elles soient issues d'expériences intégrales en maquettes critiques ou en réacteurs de puissance ou le résultat d'analyse de combustibles irradiés ou d'irradiations en réacteurs expérimentaux. Le

but de l'ensemble de l'exercice est de transférer l'information expérimentale à l'application industrielle.

- 4- Quantification des incertitudes : Les incertitudes dues aux approximations effectuées et aux données d'entrées (nucléaires ou technologiques) sont-elles élevées ?

L'étape dite de Validation Numérique nécessite l'utilisation d'un code « étalon », qui en général consiste soit en un calcul déterministe (sur code validé) avec options de calcul détaillées (maillage spatial et énergétique, méthodes d'autoprotectons, anisotropie...), soit en un calcul de type Monte Carlo, utilisant très peu d'approximations.

Cependant, les codes dit étalons ne concernent que l'équation de Boltzmann, i.e. la situation statique. Le Tableau 3-1 résume les difficultés de validation des schémas de calcul en évolution.

Tableau 3-1 : Difficultés à résoudre pour la VVQI du schéma de calcul en évolution

Cas statique	En évolution
Code de référence : TRIPOLI4® Pas de résolution d'équation approchée	Pas de code étalon Les moteurs d'évolutions résolvent la même équation
Expériences intégrales sur cœur début vie disponible (concentrations connues, sans PFs)	Peu d'expériences intégrales pour les situations fin de vie (hormis perte de réactivité)
Expériences différentielles sur les isotopes impactant en début de vie (structures, AM) disponible	Quelques expériences intégrales en énergie sur les PFs (irradiation échantillons séparés PROFIL, expériences d'oscillation d'échantillons) mais pas intégrales de type réacteur
/	Choix d'une chaîne d'évolution adaptée au cas étudié

L'utilisation de TRIPOLI4® [BRU15] évoluant ne permet pas de s'affranchir des erreurs de mode commun, APOLLO3-RNR [SCH16] et TRIPOLI4-D partageant le même moteur d'évolution MENDEL [LAH14]. Une démarche différente doit être adoptée pour les calculs en évolution qui sera détaillée au paragraphe 4.4.

### 3.3.3 L'OCS APOLLO3-RNR

#### 3.3.3.1 Le code de transport neutronique déterministe APOLLO3®

##### 3.3.3.1.1 Introduction

Les codes de calculs actuellement utilisés au CEA ont tous une application particulière. Les codes APOLLO2 [SAN10] et ECCO [RIM95] sont utilisés pour l'étape réseau, alors que les codes CRONOS2 [SAN10], ou ERANOS [RIM02] (qui intègre dans sa version 2 le code réseau ECCO) réalisent l'étape cœur selon le type d'application (réacteurs rapides ou thermiques). Ces codes ont été développés il y a une vingtaine d'années. Le code APOLLO3® est une plateforme de calculs neutronique déterministe « multi-filière », en développement au CEA [SCH16]. Il est développé conjointement avec EDF et Framatome. Il vise à intégrer les dernières avancées en termes de solveurs ou de méthodes de calculs neutroniques afin d'améliorer les performances des schémas de calculs en termes de précision et d'efficacité.

Ce système de code permet de résoudre l'équation de Boltzmann en utilisant des approximations (traitement multi-groupes, discrétisation spatiale, etc.) qui sont dans la plupart des cas vérifiés par comparaison avec les résultats du code de Monte-Carlo TRIPOLI4<sup>®</sup>. APOLLO3<sup>®</sup> est un code polyvalent qui permet de développer des schémas de calcul utilisables pour traiter tout type de cœurs de réacteur (LWR, RNR, JHR, etc.). Il remplace la génération précédente de codes déterministes tels que APOLLO2 / CRONOS2 [SAN10] et ECCO / ERANOS [RIM02] et inclut de nouvelles fonctionnalités comme les solveurs de flux 3D en utilisant des langages modernes C ++ (et Fortran) et des fonctionnalités comme OpenMP ou MPI qui permettent une exécution avec parallélisme.

#### 3.3.3.1.2 Choix des options d'APOLLO3<sup>®</sup> pour le calcul des cœurs des RNR

Le schéma de l'OCS neutronique comporte un schéma APOLLO3-RNR « de référence » dont les biais et incertitudes devront être déterminés précisément sur les paramètres neutroniques impactant la conception et un schéma APOLLO3-RNR « projet » plus rapide, à biais maîtrisés sur certains paramètres clés, pour accélérer les étapes intermédiaires de conception.

Une interface métier (INCA) est développée pour permettre une modélisation aisée du cœur et l'application routinière de procédures de calculs complexes.

La quantification des biais et incertitudes pour chaque caractéristique d'intérêt du cœur ASTRID et de son cycle de combustible peut s'effectuer suivant 2 approches :

- Une évaluation des biais élémentaires dus aux approximations de méthode et de schémas et leur propagation par l'intermédiaire des sensibilités,
- Une évaluation de leur effet global par une comparaison avec le résultat du code stochastique TRIPOLI4<sup>®</sup>.

De ces études, on en déduit une incertitude prédictive robuste des deux schémas de calcul. Pour ce qui concerne les calculs d'évolution, l'approche est un peu différente puisque APOLLO3-RNR et TRIPOLI4<sup>®</sup> partagent le même solveur MENDEL. Seule la première approche est donc possible.

Les options de calcul des cœurs des réacteurs à neutrons rapides sont donc basées sur les solveurs suivants et leurs options comme indiqué dans le tableau 3-2.

Tableau 3-2 : Options de calcul de référence APOLLO3-RNR en début de vie

Options de calcul de référence APOLLO3-RNR		
Assemblage	Anisotropie du Choc	P1
	Nombre de groupes en énergie incidente pour le spectre de fission	4 macros groupes
	Maillage énergétique	1968 groupes
	Autoprotection	Méthode des sous-groupes
	Solveur de Flux	TDT-MoC
	Traitement des Fuites	B1 Hétérogène
Cœur	Maillage énergétique	33 groupes
	Solveur de Flux	MINARET (Sn)

### 3.3.3.1.3 Anisotropie de choc

En calcul déterministe, on traite de l'anisotropie du choc et du flux par une série limitée de polynômes de Legendre. L'anisotropie du flux découle à la fois de l'anisotropie de la collision des neutrons avec la matière et des hétérogénéités des matériaux dans le réacteur. Dans le cadre de la thèse d'A. Calloo [CAL12], il a été démontré la pertinence de la modélisation de la loi de choc sur une base polynomiale tronquée. Les polynômes de Legendre sont utilisés pour représenter la section de transfert multi-groupe dans les codes déterministes or ces polynômes modélisent mal la forme très piquée de ces sections, surtout dans le cadre des maillages énergétiques fins et pour les noyaux légers. L'absence d'hydrogène dans les cas des réacteurs rapides rend la troncature à l'ordre 1 suffisante.

### 3.3.3.1.4 Maillage énergétique et autoprotection

Sans autoprotection, le maillage énergétique nécessaire pour calculer les cœurs de réacteurs à neutrons rapides seraient de l'ordre de 100000 groupes afin de décrire les réactions à seuil, les résonances d'absorption et de fission et les grandes résonances de diffusion des éléments légers ( $^{23}\text{Na}$ ) et intermédiaires ( $^{56}\text{Fe}$ ).

Le choix du maillage énergétique s'effectue en fonction du choix de la méthode d'autoprotection.

La méthode des sous-groupes était historiquement utilisée pour le calcul des réacteurs à neutrons rapides du fait de la complexité des réseaux des réacteurs à neutrons rapides et de l'absence d'un élément ralentisseur dominant comme l'hydrogène. La méthode des sous-groupes repose sur l'hypothèse que les sections efficaces résonnantes et les sources issues du ralentissement ne sont pas corrélées, ce qui en fait une méthode particulièrement adaptée au traitement de l'autoprotection dans les réacteurs à spectre rapide. Cette hypothèse est vérifiée dans la région non résolue des noyaux résonnants (zone énergétique principalement représentée dans les réacteurs à neutrons rapides). Plus généralement, elle est vérifiée dans toute zone énergétique si le maillage en énergie est suffisamment fin. Cette méthode fait référence dans le domaine d'application des réacteurs rapides et est incluse dans les codes ECCO et APOLLO.

Grâce à cette méthode, ne requérant pas d'approximation sur l'opérateur de ralentissement, les sections auto-protégées multi-groupes peuvent être obtenues en résolvant directement l'équation du ralentissement dans chaque région auto-protégée  $\alpha$ . Ces sections efficaces sont obtenues en résolvant l'équation (11) suivante :

$$\sigma_{q,\alpha}^g = \frac{\int_g \sigma_q(u) \varphi_\alpha(u) du}{\int_g \varphi_\alpha(u) du} \quad (11)$$

La méthode des sous-groupes peut également être « étendue » pour être valable dans le spectre des réacteurs à spectre thermique mais ne peut dès lors plus être considérée comme une méthode de référence. On choisit alors un maillage énergétique suffisamment fin pour représenter explicitement les résonances larges.

La seule approximation rendue nécessaire par ce calcul est l'approximation de résonance étroite qui disparaît lorsqu'un découpage énergétique fin est utilisé. En effet, dans un découpage énergétique fin (groupes de largeur en léthargie de 1/120), la perte d'énergie par choc élastique est grande par rapport à la largeur du groupe, la source à l'intérieur du groupe est à peu près constante car essentiellement due aux neutrons originaires de l'extérieur du groupe. L'hypothèse de résonance étroite est donc vérifiée. L'utilisation d'un découpage énergétique fin se justifie aussi par l'existence de recouvrements de résonances de différents isotopes, recouvrements qu'il faut traiter explicitement. Enfin, le traitement correct du ralentissement exige la définition de probabilités de transfert d'un groupe à l'autre indépendantes d'un spectre de pondération analytique. Ceci n'est possible que par l'utilisation de groupes fins pour lesquels l'influence de la pondération analytique est négligeable. En effet, en groupes larges, la probabilité de transfert dépend des neutrons se trouvant à proximité de la limite des groupes et donc dépend de la valeur du flux à la limite inférieure du groupe, valeur qui est différente, en général, de la valeur du flux moyen dans le groupe.

La perte d'énergie de E à E' par choc élastique isotrope dans le centre de masse dépend de l'élément considéré. Les gains en léthargie correspondants ( $\Delta u = \ln(E'/E)$ ) sont, pour les éléments principaux rencontrés dans les réacteurs, les suivants (tableau 3-3):

Tableau 3-3 : Gain en léthargie pour un choc sur divers éléments

Élément	gain en léthargie
Oxygène	0.11
Sodium	0.06
Fer	0.03
Uranium 238	0.0083

Le gain en léthargie est à comparer à la largeur en léthargie du groupe fin  $1/120=0.0083$ . Ce découpage de la bibliothèque en groupes fins permet le traitement explicite des résonances larges par la variation de la section elle-même et du flux correspondant calculé par le solveur TDT-MoC (voir paragraphe suivant).

Ce même découpage fin permet le calcul de l'autoprotection des résonances étroites par la méthode de sous-groupes, avec l'utilisation justifiée de l'approximation des résonances étroites.

Seul un calcul en groupes fins permet de trouver la forme du flux à l'intérieur d'un groupe large et donc d'appliquer une pondération appropriée dans le calcul des matrices de transfert du découpage utilisateur.

Le code de réseau génère des sections efficaces multi-groupes dans le découpage énergétique voulu par l'utilisateur. Les algorithmes de condensation et d'homogénéisation préservent le bilan neutronique grâce à la cohérence des équations d'autoprotection des sections efficaces et du flux.

L'autoprotection par la méthode de Tone [MAO17] a été implémentée dans APOLLO3®. Elle utilise une approximation supplémentaire par rapport à la méthode des sous-groupes ; elle suppose un ralentissement similaire dans toutes les zones où le corps est à auto-protéger.

Ceci apparaît comme suffisant dans le cas particulier des assemblages cœur d'ASTRID mais n'est pas valable dans le cas général et en particulier pour les cœurs des installations expérimentales.

### 3.3.3.1.5 Solveur de flux TDT-MoC

La Méthode des Caractéristiques (MoC) [ASK72] consiste à résoudre l'équation du transport discrétisée angulairement sur un domaine  $D$  de frontière  $\partial D$ . Cette méthode peut gérer des géométries non-structurées et donc limiter les approximations : elle est considérée comme une méthode de « référence » déterministe.

La figure 3-2 illustre le principe du MoC. Des lignes d'intégration, correspondant aux trajectoires des neutrons (ou caractéristiques) sont générées par une procédure dite de *tracking*. L'intersection d'une droite avec le domaine  $D_r$  constitue une trajectoire,  $\Gamma_n$ , définie par son orientation  $\Omega$  et son point de départ  $r_0$ .

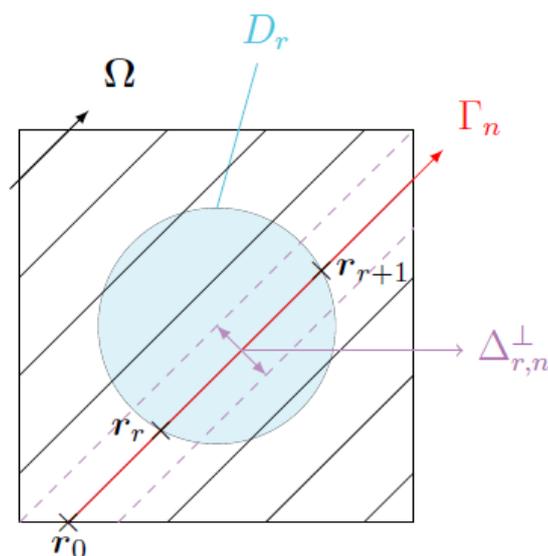


Figure 3-2 : Principe du balayage de la Méthode des Caractéristiques

La forme caractéristique de l'équation du transport, i.e. sur une trajectoire rectiligne  $\Gamma_n$  correspondant à une direction angulaire discrète, s'écrit :

$$\frac{d\Phi_n(r)}{dr} + \Sigma_t(r)\Phi_n(r) = Q_n(r) \quad (12)$$

où  $\Phi_n$  est le flux angulaire dans la direction  $\Gamma_n$  à la coordonnée  $r$ ,  $\Sigma_t$  la section totale,  $Q_n(r)$  la source de neutron totale dans la direction  $\Gamma_n$  à la coordonnée  $r$ .

En divisant le domaine où l'on souhaite calculer le flux en sous-domaines, et en supposant les sections efficaces et sources de neutrons comme constantes dans chaque sous-domaine, cette équation peut être résolue pour plusieurs direction angulaires indépendamment (i.e. simultanément en mode parallèle). Ainsi le flux sortant d'un sous-domaine  $i$  peut s'écrire comme :

$$\Phi_{i,n,k}(r) = \Phi_{i,n,k}(0)e^{-\Sigma_{t,i} r} + \frac{Q_{i,n}(r)}{\Sigma_{t,i}} (1 - e^{-\Sigma_{t,i} r}) \quad (13)$$

où  $\Phi_{i,n,k}(0)$  et  $\Phi_{i,n,k}(r)$  sont les flux angulaires entrant et sortant de la  $k$ -ième trajectoire traversant le sous-domaine  $i$  le long de la direction  $\Gamma_n$ , et  $r$  la longueur du segment correspondant.

Le flux scalaire moyen du sous-domaine  $i$  est ensuite obtenu par intégration sur l'ensemble des trajectoires et des angles de discrétisation.

$$\Phi_i = \sum_n \omega_n \psi_{i,n} = \frac{\sum_n \omega_n Q_{i,n}}{\Sigma_{t,i}} + \frac{1}{\Sigma_{t,i} V_i} \sum_n \omega_n \sum_k \Delta_{i,n,k} \Delta_{r,n}^{\pm} \quad (14)$$

où  $\omega_n$  est le poids pour la direction  $\Gamma_n$ ,  $\Delta_{i,n,k}$  la différence du flux angulaire d'entrée  $\Phi_{i,n,k}(0)$  et de sortie  $\Phi_{i,n,k}(r)$ , et  $\Delta_{r,n}^{\pm}$  l'espacement du balayage.

### 3.3.3.1.6 Traitement des fuites (B1 hétérogène)

Le traitement des fuites et particulièrement l'effet préférentiel dans les couloirs de fuites (streaming) est pris en compte dans APOLLO3<sup>®</sup> :

- de la détermination des flux angulaires pair et impair obtenus par la méthode B1 hétérogène
- et par des modes d'homogénéisation spécifiques des sections efficaces (pondérées par le flux angulaire correspondant).

La situation considérée est celle d'un réseau régulier fini d'assemblages ou de cellules tous identiques. Pour un tel réseau, le flux neutronique adopte une forme macroscopique indépendante de l'énergie et de la direction des neutrons et dont la courbure est caractérisée par le vecteur Laplacien  $\mathbf{B}$ . Des transitoires apparaissent à la frontière et, pour s'en affranchir, le réseau est étendu à l'infini (hypothèse des piles-image : le flux macroscopique est alors périodique et prend alternativement des valeurs positives et négatives). Le flux peut être décrit par la partie réelle d'un flux factorisé, produit d'un flux microscopique décrivant les variations rapides à l'intérieur d'un assemblage (et périodique à l'échelle de celui-ci), et de la fonction macroscopique décrivant les variations globales à l'échelle du réseau :

$$\begin{cases} \Psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \text{Re}\{\psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})e^{i\mathbf{B}\cdot\mathbf{r}}\} \\ \psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi_s(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) - i \psi_a(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \end{cases} \quad (15)$$

La fonction complexe  $\psi$  décrit les variations du flux à l'intérieur de l'assemblage et a pour partie réelle  $\psi_s$  et partie imaginaire  $-\psi_a$ .

Le flux « physique » est donné par :

$$\Psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi_s(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) + \psi_a(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \sin(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \quad (16)$$

Les motifs élémentaires considérés, cellules ou assemblages étant implicitement supposés homogènes axialement, le flux microscopique  $\psi$  et donc ses deux composantes réelle et imaginaire sont indépendantes de la variable  $z$  :  $\psi_s(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi_s(x, y, E, \boldsymbol{\Omega})$  et  $\psi_a(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi_a(x, y, E, \boldsymbol{\Omega})$ , la dépendance en  $z$  n'étant portée que par les formes macroscopiques en cosinus et sinus de la formule (16).

Pour des raisons évidentes de symétrie par rapport au plan  $xy$ , ce flux physique est symétrique lorsqu'on change  $z$  en  $-z$  et  $\mu$  en  $-\mu$  (on a orienté la composante polaire du vecteur  $\boldsymbol{\Omega}$  suivant l'axe  $z$  :  $\mu = \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}$ , la composante azimutale étant repérée par l'angle de sa projection sur la plan  $xy$  avec l'axe  $x$  :  $\varphi = \text{Arcos}[(\boldsymbol{\Omega} - \mu \mathbf{k}) \cdot \mathbf{i}]$ ) :

$$\Psi(x, y, z, E, \varphi, \mu) = \Psi(x, y, -z, E, \varphi, -\mu) \quad (17)$$

Les formes en cosinus et sinus des fonctions macroscopiques supposent que ce flux physique est symétrique par rapport au centre de coordonnées lorsqu'on change  $\mathbf{r}$  en  $-\mathbf{r}$  et  $\boldsymbol{\Omega}$  en  $-\boldsymbol{\Omega}$ .

La symétrie des causes produisant la symétrie des effets, cela suppose que la géométrie calculée présente elle-même une symétrie centrale (ce modèle n'est donc en toute rigueur pas applicable en présence d'une symétrie par translation par exemple).

Cette dernière condition explicitée pour  $z=0$  permet de montrer que la fonction  $\psi_s$  est symétrique en espace par rapport à l'origine et que  $\psi_a$  est antisymétrique :

$$\begin{aligned} \psi_s(x, y, E, \varphi, \mu) &= \psi_s(-x, -y, E, 2\pi - \varphi, \mu) \\ \psi_a(x, y, E, \varphi, \mu) &= -\psi_a(-x, -y, E, 2\pi - \varphi, \mu) \end{aligned} \quad (18)$$

Par contre, on ne peut pas déduire de la condition de symétrie de  $\Psi$  par rapport au plan  $xy$  (17), des conditions aussi simples sur les fonctions  $\psi_s$  et  $\psi_a$  sauf en l'absence de fuite radiale (par exemple pour un calcul de cœur 2D fini avec représentation explicite du réflecteur et modélisation des seules fuites axiales). Dans ce cas-là,  $\psi_s$  est symétrique en  $\mu$  et  $\psi_a$  est antisymétrique en  $\mu$  (la symétrie radiale par rapport à l'origine n'est alors plus une condition nécessaire).

En reportant  $\psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}$  dans l'équation multi-groupe du transport et en séparant partie réelle et imaginaire, ce modèle de mode fondamental hétérogène conduit aux deux équations 2D couplées :

$$\begin{aligned}
& (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma^g(\mathbf{r}))\psi_s^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \\
&= \frac{1}{k} \left[ \frac{\chi^g}{4\pi} \sum_{g'} \nu_{\Sigma_f^{g'}}(\mathbf{r}) \Phi_s^{g'}(\mathbf{r}) \right] \\
&+ \left[ \sum_{g'} \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{4\pi} \Sigma_{s,l}^{g' \rightarrow g}(\mathbf{r}) \sum_{m=-l}^l R_{lm}(\boldsymbol{\Omega}) \Phi_{s,lm}^{g'}(\mathbf{r}) \right] \\
&- [\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} \psi_a^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})]
\end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned}
& (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma^g(\mathbf{r}))\psi_a^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \\
&= \frac{1}{k} \left[ \frac{\chi^g}{4\pi} \sum_{g'} \nu_{\Sigma_f^{g'}}(\mathbf{r}) \Phi_a^{g'}(\mathbf{r}) \right] \\
&+ \left[ \sum_{g'} \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{4\pi} \Sigma_{s,l}^{g' \rightarrow g}(\mathbf{r}) \sum_{m=-l}^l R_{lm}(\boldsymbol{\Omega}) \Phi_{a,lm}^{g'}(\mathbf{r}) \right] \\
&- [\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} \psi_s^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})]
\end{aligned} \tag{20}$$

$\mathbf{r}$  est maintenant le vecteur position dans le plan (x,y) et l'on a défini les moments angulaires des flux  $\psi_s$  et  $\psi_a$ , par projection sur les harmoniques sphériques réelles :

$$\Phi_{s \text{ ou } a, lm}^g = \int_{4\pi} \psi_a^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) R_{lm}(\boldsymbol{\Omega}) d^2\Omega \tag{21}$$

Les flux intégrés correspondant aux moments d'ordre 0  $\Phi_{s \text{ ou } a, 00}^g$  seront notés  $\Phi_{s \text{ ou } a}^g$ .

Les équations (19) et (20) sont deux équations à valeur propre identiques mais avec des fonctions propres différentes. Pour leur résolution numérique, les itérations de puissance sont initialisées en prenant comme valeur initiale pour  $\psi_s^{(0)}$  la solution de l'équation (19) sans fuites et la fonction nulle pour  $\psi_a^{(0)}$ . La valeur initiale du  $k_{\text{effectif}}^{(0)}$  est égale au  $k_{\text{infini}}$  obtenu. Le flux  $\psi_s^{(0)}$  est normalisé de façon à ce que la source de fission totale soit égale à  $k^{(0)}$  :

$$\frac{1}{k^{(0)}} \left( \int_{\text{ass}} \sum_g \nu_{\Sigma_f^g}(\mathbf{r}) \Phi_s^{g(0)}(\mathbf{r}) \right) = 1 \tag{22}$$

Lorsque  $\psi_s^{(n)}$ ,  $\psi_a^{(n)}$  et  $k^{(n)}$  ont été calculés,  $\psi_s^{(n+1)}$  et  $\psi_a^{(n+1)}$  sont obtenus en résolvant :

$$\begin{aligned}
(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma)\psi_s^{(n+1)} &= \frac{1}{k^{(n)}} \mathbf{F} \psi_s^{(n)} + \mathbf{C} \psi_s^{(n)} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} \psi_a^{(n)} \\
(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma)\psi_a^{(n+1)} &= \frac{1}{k^{(n)}} \mathbf{F} \psi_a^{(n)} + \mathbf{C} \psi_s^{(n)} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} \psi_s^{(n)}
\end{aligned} \tag{23}$$

où l'on a simplifié la notation en introduisant l'opérateur de production  $\mathbf{F}$  et de transfert  $\mathbf{C}$  et en n'explicitant pas les paramètres des fonctions. La nouvelle estimation de la valeur propre est obtenue comme :

$$\frac{1}{k^{(n+1)}} \left( \int_{\text{ass}} \sum_g \nu_{\Sigma_f^g}(\mathbf{r}) \Phi_s^{g(n+1)}(\mathbf{r}) \right) = 1 \tag{24}$$

Comme la fonction  $\Phi_a^g$  est antisymétrique en  $\mathbf{r}$ , son intégrale sur le motif est nulle, c'est pourquoi seul le flux  $\Phi_s^g$  contribue directement à l'évaluation du  $k_{\text{eff}}$  et à la normalisation de la source. La procédure est itérée jusqu'à convergence.

### 3.3.3.1.7 Solveur de flux MINARET

MINARET [ODR15] est un solveur de flux 2D/3D développé au sein de l'architecture APOLLO3®. L'équation du transport à un groupe est résolue en utilisant une approximation SN et la méthode des éléments finis de Galerkin Discontinue (GD) [LET11] sur un maillage non-structurés composés de triangles en 2D et de prismes en 3D. Les calculs multi groupes sont ensuite réalisés en utilisant une extension en polynômes de Legendre des sections de diffusions.

La méthode GD réunit des propriétés de la méthode des éléments finis (approximation polynomiale de la solution par cellule) et de la méthode des volumes finis (définition locale de l'approximation et calcul des flux aux interfaces des cellules du maillage). Elle est particulièrement adaptée aux problèmes dont le terme de premier ordre est dominant.

La méthode GD, comme toute méthode de résolution numérique, cherche à résoudre de manière discrète la solution d'une équation aux dérivées partielles sur un domaine. On ajoute à l'équation des conditions aux bords permettant d'assurer l'existence et unicité d'une solution. La discrétisation du domaine passe par une redéfinition et une approximation de la géométrie, on considère donc le problème posé sur la géométrie approchée par un domaine polygonal ou polyédrique par morceaux. Une fois la géométrie approchée, il faut choisir un espace d'approximation de la solution du problème, espace défini à l'aide du maillage du domaine. Ces fonctions de base sont souvent choisies de façon à pouvoir faire une interpolation, c'est-à-dire que les valeurs nodales sont les valeurs des grandeurs inconnues aux nœuds, mais on n'impose pas de raccord continu sur la frontière entre deux cellules.

L'équation du transport mono-énergétique, pour une direction  $\vec{\Omega}$ , s'écrit comme :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\Delta} \varphi + \sigma \varphi = S \quad (25)$$

Où  $\varphi$  est le flux angulaire. Les triangles dans lesquels on souhaite résoudre cette équation sont arrangés de sorte que chaque cellule soit résolue dans la même direction (du bord épais au bord fin dans la figure 3-3 suivante).

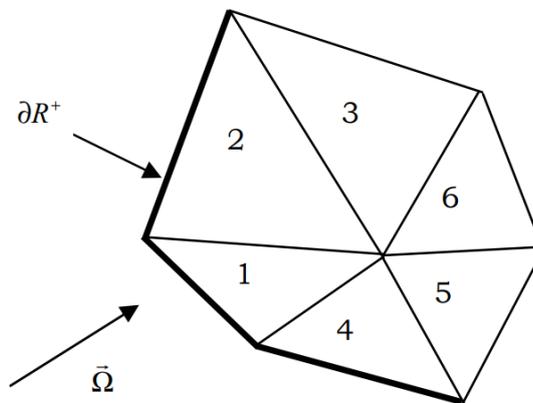


Figure 3-3 : Ordre de résolution du flux dans un domaine  $R$

L'équation à résoudre dans chaque triangle s'écrit comme :

$$\int_{\partial T_-} \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e (\varphi_e^+ - \varphi_e^-) \psi + \int_T (\vec{\Omega} \cdot \vec{\Delta} \varphi) \psi + \int_T \sigma \varphi \psi = \int_T S \psi \quad (26)$$

Avec :

- $T$  le maillage spatial ;
- $\partial T_-$  la dernière frontière dans la direction de propagation de la résolution (bord fin) ;
- $\vec{n}_e$  la normale extérieure à la frontière ;
- $\varphi_e^+$  le flux angulaire sur le bord  $e$ , provenant d'une maille voisine ;
- $\varphi_e^-$  le flux angulaire au sein du triangle ;
- $\psi$  une base de fonction dans l'espace des projections (polynomiale) ;
- $\varphi$  le flux angulaire inconnu à résoudre ;
- $\sigma$  la section efficace totale du milieu ;
- $S$  le terme source sur la région  $R$  ;

Cette équation est résolue sur une base de fonction polynomiale de degré 0 (P0) ou 1 (P1).

Dans la résolution P0, le flux angulaire est supposé constant au sein de chaque maille. Une expression explicite du flux au sein de la maille est obtenue après quelques manipulations :

$$\varphi^- = \frac{-\sum_e \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e \varphi_e^+ l_e + \bar{S}}{-\sum_e \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e l_e + \sigma V} \quad (27)$$

Où  $l_e$  est la longueur du bord  $e$ ,  $\bar{S}$  est la source moyennée et  $V$  regroupe des données géométriques comme la surface de la maille.

Dans la résolution P1, le flux angulaire est représenté sur une base nodale. D'abord calculé en chaque sommet du triangle, le flux au sein du triangle est obtenu comme une combinaison linéaire de ces trois flux (figure 3-4).

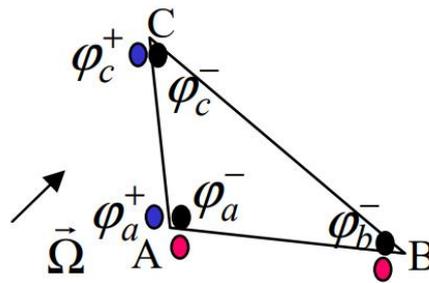


Figure 3-4 : Résolution P1 du flux par interpolation à l'intérieur d'une maille

Le flux dans la maille est calculé en résolvant un système 3x3 :

$$\varphi^- = \frac{-\sum_e \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e \varphi_e^+ l_e + \bar{S}}{-\sum_e \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e l_e + \sigma V} \quad (28)$$

avec :

- $\mathbf{M} = \int_T \psi_i \varphi_j$  la matrice de masse ;
- $\mathbf{T} = \int_T \psi_i (\vec{\Omega} \cdot \vec{\Delta} \varphi_j)$  la matrice de transport ;
- $\mathbf{M}_e = \int_T \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_e \psi_i \varphi_j$  la matrice de masse sur le bord  $e$ .

Cette méthode est naturellement adaptée à des géométries non structurées définies par plan et pour lesquelles il n'existe peu ou pas de symétrie, comme pour la géométrie du cœur d'ASTRID. Une modélisation 3D du cœur préservant des hétérogénéités permet de déterminer aussi précisément que possible les taux de réactions sur une géométrie exacte. Un des apports de la méthode de Galerkin discontinue est de ne pas imposer la continuité de la solution numérique à l'interface entre un élément et son voisin. Cette caractéristique permet un découplage des éléments : « on raisonne localement », en se préoccupant moins des éléments voisins. Ceci permet de paralléliser le calcul et de réduire ainsi le temps de traitement.

### 3.3.3.2 Schéma de calcul de référence APOLLO3®

Le schéma de calcul a dû faire l'objet d'un traitement particulier des milieux sous-critiques comme l'illustre le schéma de la figure 3-5 suivante.

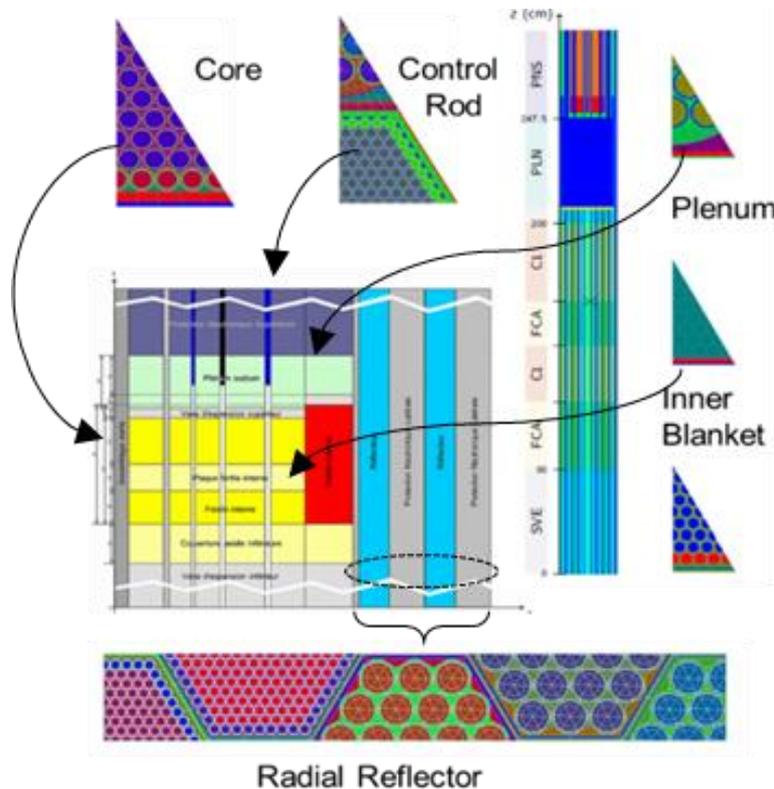


Figure 3-5 : Description synthétique du schéma de calcul APOLLO3-RNR pour le cœur CFV d'ASTRID

Dans la figure 3-5 précédente, on note que :

- l'assemblage combustible est décrit en 1/12 d'assemblage,
- la barre de commande est décrite par un cluster avec un assemblage combustible pourvoyeur de neutrons,

- les assemblages réflecteurs radiaux sont décrits par une traverse radiale d'assemblages dont des assemblages combustibles
- les milieux sous-critiques axiaux (plénum et couvertures interne et inférieure) sont décrits par une représentation 3D traitée par alternance pour le calcul de l'autoprotection et du flux par des simplifications 2D et 1D. Ces traitements complexes des milieux sous-critiques se justifient par l'insuffisance identifiée du traitement en mode fondamental de ces milieux [FAU19].

### 3.3.3.3 Bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1+ <sup>23</sup>Na JEFF-3.2

#### 3.3.3.3.1 Introduction

Comme le processus de qualification s'effectue sur un jeu de données évaluées pendant une période déterminée, il apparaît nécessaire de découpler ce travail du travail d'évaluation proprement dit.

Le choix actuel de la bibliothèque de données nucléaires sur lequel une validation expérimentale a pu être effectuée s'est porté sur JEFF-3.1.1 [JEFF311] pour l'ensemble des corps à l'exception de <sup>23</sup>Na pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 [JEFF32] a été prise. La raison de ce choix vient de plusieurs études : tout d'abord, les évaluations JEFF-3.2 des actinides ne sont pas une bonne base de départ pour l'assimilation des expériences intégrales [HUY18] et apportent des biais significatifs sur l'effet Doppler et la composante centrale du vide Na ; ensuite l'assimilation des expériences intégrales [HUY18] montre que les expériences de masse critique sensibles au Na sont éliminées (écarts supérieurs à  $2\sigma$ ) lorsque le <sup>23</sup>Na de JEFF-3.1.1 est utilisé et de plus cela apporte un biais significatif sur la composante de fuites du vide Na (cf. mesure du vide sodium dans le plénum sodium tableau 4-28).

Associé à ce jeu d'évaluations, les matrices de variances-covariances COMAC-V1 [ARC14] réalisées avec un souci de coller au plus près du processus d'évaluation permettent de déterminer l'incertitude due aux données nucléaires évaluées sur les caractéristiques du cœur ASTRID en projet.

Les études ont été effectuées avec JEFF-3.1.1 et ont montré une déficience importante de la capture de l'U235 aux énergies d'intérêt pour les RNR sans conséquence pour le cœur CFV d'ASTRID à combustible MOX. Les études d'assimilation d'expériences intégrales ont aussi montré que le <sup>23</sup>Na de JEFF-3.1.1 induit le rejet de la base des expériences de MASURCA R2 ( $U_{enrichi}$ ) et ZONA2 (MOX) ce qui est corroboré par l'identification au niveau de l'évaluation de déficiences qui ont été solutionnées dans l'évaluation <sup>23</sup>Na de JEFF-3.2.

On a effectué sur cette base d'évaluation une assimilation des données intégrales qui a montré son importance dans de multiples champs comme :

- l'identification de déficiences tant au niveau des modélisations des expériences intégrales que celles des mesures différentielles,
- l'identification d'évaluations sans biais systématiques et donc permettant l'amélioration des données nucléaires,
- la réduction des incertitudes sur les données nucléaires, spécifiquement celles dont les mesures différentielles ou les modèles sont notoirement insuffisants (comme la section de fission du <sup>239</sup>Pu).

Le processus d'évaluation va se poursuivre et inclura pour partie, le processus d'assimilation des expériences intégrales et débouchera à un nouveau jeu de données évaluées qui devra rester

en adéquation avec le jeu d'évaluations à venir JEFF4.0 associé aux matrices de variances-covariances COMAC.

#### 3.3.3.3.2 Matrice de variance-covariance COMAC-V1

Le processus d'évaluation devra porter aussi sur les matrices de variances-covariances qui sont aujourd'hui soit à améliorer, soit à compléter comme, par exemple, les sections efficaces de certains produits de fission (Annexe 7.8) ou pour l'anisotropie du choc. En particulier, il a été noté que les variances sur les sections de capture et inélastique de  $^{1238}\text{U}$  de COMAC-V1 sont sous-estimées (respectivement de 10% et 60%) ainsi que les sections de capture et de fission du  $^{238}\text{Pu}$  et du  $^{242}\text{Pu}$ . Ces estimations viennent des tendances de l'assimilation qui se sont trouvées plus fortes que les incertitudes a priori. Les covariances ont donc été modifiées pour refléter cet état de fait et sont donc alors mentionnées par la suite comme covariances a priori. Les incertitudes concernant les valeurs de constantes de neutrons retardées n'étant disponibles que dans la bibliothèque JENDL4.0 [JENDL4], une série d'actions (mesures différentielles, modèles) est étudiée au CEA, à l'Institut Laue-Langevin (ILL) et à Subatech-Nantes afin de fournir à l'avenir de nouvelles valeurs recommandées. A l'heure actuelle, les covariances concernant les constantes de neutrons retardés de COMAC-V1 sont celles de JENDL4.0. On notera aussi que les covariances manquent pour les évaluations de certains produits de fission et sont perfectibles pour les autres.

#### 3.3.3.3.3 Principe de l'assimilation d'expériences intégrales

L'objectif de l'assimilation des données intégrales est de mieux connaître les données nucléaires et donc d'être à même de mieux prédire les caractéristiques des cœurs RNR comme le CFV d'ASTRID.

Les masses critiques ICSBEP [KAH16], IRPhE [IRP15] et MASURCA [MAS11], les expériences d'irradiation PROFIL [TOM06] et le programme expérimental FCA-IX [FUK15] (masses critiques et indices spectraux avec une technique expérimentale bien maîtrisée) ont été utilisés. Comme les calculs sont effectués sans erreur de modélisation (avec les géométries telles que construites) et sans approximations avec le code de Monte Carlo TRIPOLI4<sup>®</sup>, on obtient un rapport C / E extrêmement fiable. Le schéma des calculs réalisés se présente comme indiqué sur la figure 3-6. L'assimilation des Données Intégrales (IDA) s'effectue en utilisant l'inférence Bayésienne qui minimise une fonction coût.

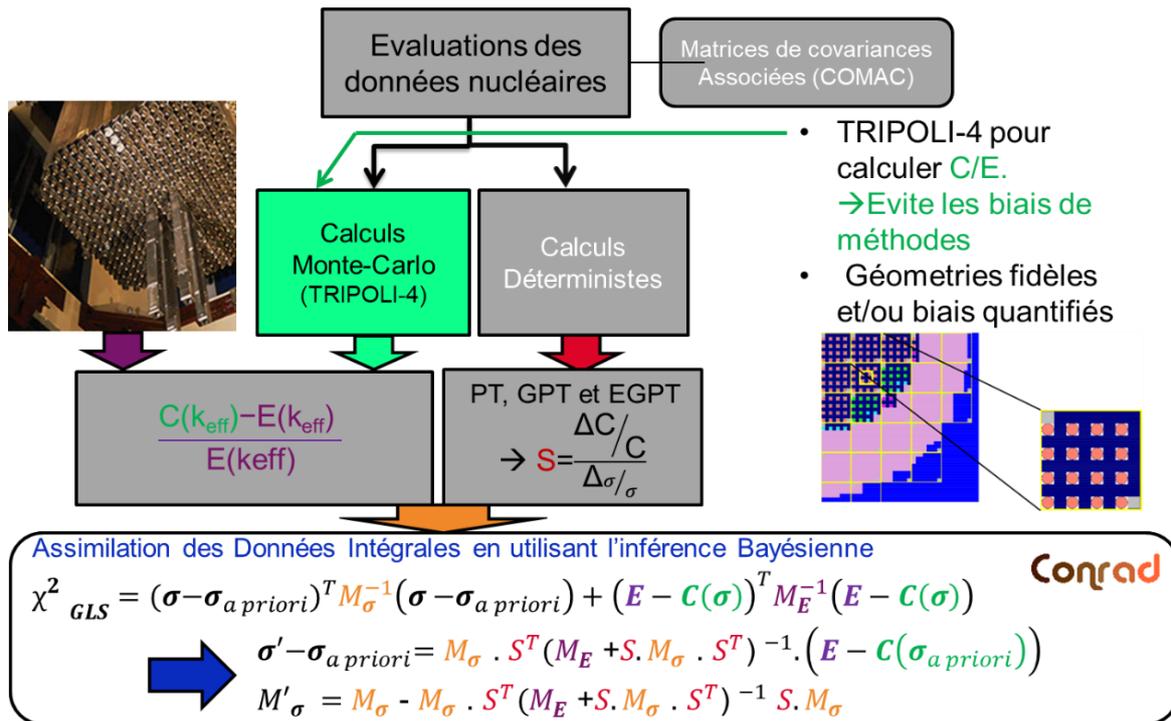


Figure 3-6 : Schéma des calculs réalisés pour l'assimilation des données intégrales

La technique de marginalisation a été utilisée, dans un premier temps, pour les isotopes légers et structuraux pour lesquels les approximations (anisotropie, distribution de l'énergie des neutrons secondaires) dans la technique d'assimilation de données intégrales telle que disponible actuellement sont importantes. Une attention est accordée aux moyens qui minimisent les erreurs de compensation.

Des études paramétriques ont été effectuées afin de ne pas trop dépendre des données de covariance des données nucléaires qui sont perfectibles ( $\nu$ ,  $\chi$  de l'ensemble des éléments fissiles, inélastique de  $^{238}\text{U}$ , capture du  $^{242}\text{Pu}$  pour les plus importantes) ou même manquantes (certains produits de fission).

L'assimilation des données intégrales a mis en évidence des variances sur le spectre de fission à neutrons rapides ou la section efficace inélastique de  $^{238}\text{U}$  élevées. Ceci est dû à l'utilisation de modèles théoriques insuffisants et à l'absence de mesures différentielles pour y pallier. Les covariances ont donc été modifiées pour refléter cet état de fait et sont donc alors mentionnées par la suite comme covariances *a priori*. A l'issue de l'assimilation, de nouvelles covariances sont obtenues qui sont appelées covariances *a posteriori*.

On présente dans le tableau 3-4, les biais associés à cette assimilation ainsi que les incertitudes avant et après assimilation [HUY18]. Cela doit donc être complété par l'analyse d'expériences spécifiques dont certaines pourraient être incluses dans l'assimilation. D'une manière générale, l'utilisation d'une base expérimentale plus large apparaît nécessaire.

Tableau 3-4 : Impact de l'assimilation des expériences intégrales sur la prédiction du cœur CFV d'ASTRID

Valeurs en pcm	Impact des variations sur le $k_{\text{eff}}$	Incertitude <i>a posteriori</i> associée	Incertitude <i>a priori</i> associée
<b>Capture U238</b>	249	52	661
<b>Nu U238</b>	0	66	72
<b>Spectre de Fission U238</b>	12	58	64
<b>Elastique U238</b>	-7	13	56
<b>Inélastique U238</b>	342	151	471
<b>Capture Pu238</b>	6	7	97
<b>Fission Pu238</b>	-82	62	61
<b>Capture Pu239</b>	-96	90	190
<b>Fission Pu239</b>	<b>-143</b>	175	657
<b>Nu Pu239</b>	-49	63	91
<b>Spectre de Fission Pu239</b>	-37	198	185
<b>Capture Pu240</b>	-100	165	325
<b>Fission Pu240</b>	<b>-323</b>	73	651
<b>Nu Pu240</b>	-2	15	23
<b>Spectre de Fission Pu240</b>	-66	283	190
<b>Capture Pu241</b>	7	165	325
<b>Fission Pu241</b>	-8	73	76
<b>Nu Pu241</b>	-6	80	82
<b>Spectre de Fission Pu241</b>	-29	213	145
<b>Capture Pu242</b>	99	41	58
<b>Fission Pu242</b>	-197	82	40
<b>Total actinides (pcm)</b>	<b>-435</b>	<b>662</b>	<b>1299</b>

On note un impact significatif des sections de capture et inélastique de l' $^{238}\text{U}$  et des sections de fission du  $^{239,240,242}\text{Pu}$ . Les variances sur les sections de capture et inélastique de l' $^{238}\text{U}$  étaient notoirement sous-estimées et ont été rehaussées de respectivement de 10% et 60% avant assimilation. On note que les variances des sections de capture et de fission du  $^{238}\text{Pu}$  et du  $^{242}\text{Pu}$  sont aussi sous-estimées, les variations induites par l'assimilation étant supérieures à plusieurs écarts types des incertitudes a priori. Un travail conséquent doit être effectué au niveau du processus d'évaluation lui-même pour améliorer la fiabilité de ces matrices de covariances. On pourrait aussi distinguer les matrices de variance-covariance purement issues du processus d'évaluation (COMIC) de celles qui comportent une assimilation d'expériences intégrales (COMAC).

Le biais est de -435 pcm par rapport aux évaluations de JEFF-3.1.1 pour tous les actinides. Ce biais est toutefois le résultat d'effet en réactivité positifs de 936 pcm et négatifs de -1371 pcm ce qui est relativement important. L'impact de l'utilisation de l'évaluation de  $^{23}\text{Na}$  de JEFF-3.2 au lieu de celle de JEFF-3.1.1 sur la réactivité du cœur d'ASTRID est de -235 pcm.

L'incertitude sur les données nucléaires associée à la masse critique du cœur CFV d'ASTRID est réduite à 662 pcm ce qui donne une réduction importante comparée à la valeur initiale de 1299 pcm. Cette réduction est de l'ordre de grandeur de celle recherchée.

*Page laissée intentionnellement vide*

## 4. Etat de la qualification de l'OCS APOLLO3-RNR de référence pour ASTRID en début de vie

Afin de limiter les temps de calcul et l'empreinte mémoire, l'étude de validation numérique est réalisée sur un assemblage combustible au centre du cœur d'ASTRID. L'objet manipulé est plus simple et permet de quantifier l'ordre de grandeur des effets de méthodes, de modélisation et de données nucléaires.

Les incertitudes dues aux données nucléaires dominent les calculs des grandeurs d'intérêt. Cette incertitude peut être reliée aux sensibilités d'une grandeur aux modifications de sections. La théorie des perturbations permet d'obtenir ces vecteurs de sensibilité et offre des avantages de temps de calcul, par rapport au calcul direct.

En évolution, des biais sur le calcul des sensibilités apparaissent, dus à certaines approximations (chaînes d'évolutions, approche quasi-statique...). La nécessité du formalisme des perturbations en évolution est illustrée ; ce travail avec les sensibilités couplées Boltzmann/Bateman est une nouveauté de cette thèse.

Le calcul *best estimate* des grandeurs neutroniques et des incertitudes associées est réalisé en s'appuyant sur la réinterprétation des expériences SEFOR pour l'effet Doppler, BERENICE pour le  $\beta_{\text{eff}}$  et sur une série de campagnes d'expériences sur les installations critiques MASURCA et BFS pour l'effet de vidange sodium.

---

4.1	Performance du schéma de calcul de référence début de vie.....	56
4.2	Incertitudes dues aux données nucléaires.....	58
4.2.1	Théorie des Perturbations en début de vie.....	58
4.2.2	Sensibilités pour des grandeurs dépendant de l'évolution du combustible .....	59
4.2.2.1	Intérêt des sensibilités couplées Bateman-Boltzmann.....	59
4.2.2.2	Formalisme de perturbation en évolution.....	60
4.3	Qualification Expérimentale en début de vie.....	61
4.3.1	Masse critique .....	61
4.3.2	Effet Doppler.....	62
4.3.2.1	Description des expériences SEFOR.....	63
4.3.2.2	Effets de bibliothèque sur le Doppler de SEFOR.....	66
4.3.2.3	Effets de modèle.....	69
4.3.2.4	Effets de méthodes .....	70
4.3.2.5	Incertitudes dues aux données nucléaires .....	72
4.3.2.6	<i>Best Estimate Plus Uncertainty</i> sur les expériences SEFOR.....	73
4.3.2.7	Représentativité de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID.....	73
4.3.2.8	Conclusions sur l'effet Doppler d'ASTRID.....	76
4.3.3	Fraction de neutrons retardés .....	76
4.3.3.1	Introduction .....	76
4.3.3.2	Le programme BERENICE.....	77
4.3.3.3	Valeur du $\beta_{\text{eff}}$ .....	78
4.3.3.4	Incertitude du $\beta_{\text{eff}}$ due aux données nucléaires .....	79
4.3.3.5	Conclusion sur le calcul du $\beta_{\text{eff}}$ du cœur d'ASTRID.....	83
4.3.4	Effet en réactivité du vide sodium.....	85
4.3.4.1	Introduction .....	85
4.3.4.2	Expériences Intégrales.....	86
4.3.4.3	Analyse des expériences de vidange .....	87
4.3.4.4	Transposition au cœur CFV d'ASTRID.....	89

---

## 4.1 Performance du schéma de calcul de référence début de vie

L'étape de vérification de l'OCS est assurée par l'équipe des développeurs des solveurs. On considère que cette étape a été effectuée par ailleurs et ne sera donc pas détaillée dans ce document.

Afin de limiter les temps de calcul et l'empreinte mémoire, l'étude de validation numérique est réalisée sur un assemblage combustible au centre du cœur (conditions de réflexion au bord). L'objet manipulé est plus simple et permet de viser les effets de méthodes plutôt que de modélisation.

Les grandeurs sont obtenues avec ERANOS en mettant en œuvre le schéma de calcul suivant :

- Calcul des sections efficaces sur la base d'une géométrie cellule ECCO hétérogène pour le combustible, avec traitement du ralentissement en maillage fin (1968 groupes) ; l'up-scattering n'a pas été pris en compte.
- Calcul de l'autoprotection par la méthode des sous-groupes.
- Calcul cellules ECCO homogènes à 33 groupes pour les milieux fertiles, absorbants et de structure.
- Les calculs de flux réalisés en transport avec le solveur VARIANT [CAR92] basé sur la méthode variationnelle nodale.
- Calcul en transport simplifié SPN.

Les grandeurs sont obtenues avec APOLLO3<sup>®</sup> en mettant en œuvre le schéma de calcul suivant:

- Calcul des sections efficaces sur la base d'une géométrie hétérogène, traitement du ralentissement en maillage fin (1968 groupes).
- Calcul de l'autoprotection par la méthode de Tone.
- Calcul des milieux fertiles par clusters.
- Les calculs de flux réalisés en transport avec le solveur MINARET basé sur la méthode Sn.
- Calcul en transport TDT-MoC.

Tableau 4-1: Biais des schémas de calcul en début de vie sur l'assemblage central

<i>en pcm</i>	TRIPOLI4 <sup>®</sup>	ECCO/ERANOS			APOLLO3 <sup>®</sup>	
<b>JEFF-3.1.1</b>	Référence				Sections ECCO	Sections AP3
Géométrie	3D extrudée	X	XY	RZ	3D extrudée	3D extrudée 2D - 1D
$\rho_{\text{Nominale}}$	7005	7009	6983	9166	7036	6992
$\Delta\rho_{\text{Na}}$ (totale)	-1731	-1692	-1696	+127	-1811	-1751
$\Delta\rho_{\text{Doppler}}$ (+1000°C)	/	-539	-541	-520	-485	/

Dans le Tableau 4-1, on peut constater que le calcul RZ ne fournit pas un résultat de l'effet en réactivité de vidange sodium proche de celui calculé par TRIPOLI4<sup>®</sup> : les conditions aux limites (réflexion radiale isotrope) ne permettent pas de calculer correctement l'effet en réactivité de vidange sodium (SVRE : Sodium Void Reactivity Effect). La modélisation 1D quant à elle, ne permet pas la renormalisation à la puissance lors des calculs d'évolution (non programmé dans ERANOS).

Par contre, les calculs ERANOS et APOLLO3<sup>®</sup> (utilisant soit les sections efficaces ECCO, soit les sections efficaces APOLLO3<sup>®</sup> obtenues par la méthodologie 2D-1D [FAU19]) sont proches de la référence TRIPOLI4<sup>®</sup> lorsque la modélisation XY est utilisée ; celle-ci sera donc retenue pour l'analyse des biais de méthode et des sensibilités aux données nucléaires car exigeant moins de ressources informatiques que la modélisation complète RZ du cœur.

Le calcul APOLLO3<sup>®</sup> sur un assemblage cœur interne (géométrie 3D extrudée) diffère légèrement du calcul TRIPOLI4<sup>®</sup> ; par contre, on constate un bon accord entre TRIPOLI4<sup>®</sup> et APOLLO3<sup>®</sup> sur le cœur complet (Tableau 4-2).

Dans le Tableau 4-2, on constate aussi que les résultats de l'assemblage central (dernière ligne) sont différents de ceux réalisés sur le cœur complet (ligne 1). Cependant, ces calculs sont majorants (surtout pour l'effet de vide (SVRE)) et vont être utiles pour les calculs d'incertitude car ils demandent moins de ressources informatiques.

Tableau 4-2 : Valeurs comparées du  $k_{\text{eff}}$  de l'effet de vidange Na et du Doppler schéma de calcul en début de vie avec JEFF3.1.1

$\beta_{\text{eff}} = 371\text{pcm}$	$k_{\text{eff}}$	SVRE (\$)	Constante Doppler
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup></b> <b><math>\sigma = 2\text{ pcm}</math></b>	1,03603	-1,42	$K_D$ (fiss) = -725 pcm $K_D$ (fert) = -204 pcm
<b>APOLLO3<sup>®</sup></b> <b>3D – MINARET <math>S_n</math></b>	1,03651	-1,27	$K_D$ (fiss) = -743 pcm $K_D$ (fert) = -211 pcm
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup></b> <b>Assemblage central</b>	1,07005	-4,60	/

On note que les biais de méthode du calcul de l'OCS APOLLO3 (déterminés avec TRIPOLI4 sur le cœur complet) sont de 45 pcm pour le  $k_{\text{eff}}$ , 15 cents pour l'effet de vidange sodium et 2.6% pour l'effet Doppler.

La réactivité et l'effet de vide sodium sont plus importants dans l'assemblage central que dans le cœur complet à la fois dû aux effets d'hétérogénéité, présents dans le 1D, et aux conditions de réflexion. Il vient que les variations engendrées par une modification de section efficace seront plus importantes dans l'assemblage central que dans le cœur complet. Les calculs sur l'assemblage sont aptes à mettre en évidence, de manière qualitative, des problèmes de méthodes ou de données nucléaires.

Le calcul Doppler a été décomposé en deux termes (partie fertile et partie fissile). Ces deux zones ne sont pas à la même température en nominal mais l'élévation de température considérée est la même (+1000°C).

## 4.2 Incertitudes dues aux données nucléaires

Les incertitudes dues aux données nucléaires dominent les calculs des grandeurs d'intérêt d'un cœur de réacteur à neutrons rapides. Même si les incertitudes technologiques doivent en toute rigueur être prises en compte, elles sont de deuxième ordre.

Afin de déterminer les incertitudes d'une grandeur aux données nucléaires, il est possible de procéder de deux manières :

- Par calcul direct : la modification des données d'entrées (sections efficaces) de x% entraîne une modification de la sortie du code de calcul ; cette méthode est réalisable par méthode stochastique ou déterministe, mais entraîne un temps de calcul prohibitif si on désire obtenir les incertitudes à toutes les sections de tous les noyaux.
- Par les sensibilités : les incertitudes peuvent être reliées aux sensibilités d'une grandeur aux modifications de sections par la formule du sandwich ; cette méthode présente l'avantage d'être plus rapide et décomposable par corps, réaction, région du cœur et groupe d'énergie, ce qui permet une meilleure interprétation physique.

Le choix effectué dans cette thèse est donc un calcul des incertitudes dues aux données nucléaires qui passe donc par le calcul des sensibilités des différentes grandeurs aux modifications de sections efficaces.

On a alors l'incertitude d'une grandeur macroscopique  $\varepsilon$  par le calcul suivant :

$$\varepsilon = \sqrt{{}^tSMS} \quad (29)$$

avec :

- $\varepsilon$  l'incertitude de la grandeur étudiée ;
- $S$  le vecteur de sensibilité de la grandeur macroscopique aux données nucléaires ;
- $M$  la matrice de variance-covariance associée aux données nucléaires utilisées.

### 4.2.1 Théorie des Perturbations en début de vie

L'équation (2) détaille le calcul du vecteur de sensibilité par la théorie des perturbations en début de vie utilisant le seul opérateur de Boltzmann.

$$S = \frac{\partial R/R}{\partial p/p} ; S_{keff} = -k \frac{\langle \Phi^+, (A - \frac{\delta F}{k})\Phi \rangle}{\langle \Phi^+, F \rangle} \quad (30)$$

avec :

- $S$  le vecteur de sensibilité ;
- $R$  la quantité macroscopique pour laquelle on cherche la sensibilité ;
- $p$  le paramètre microscopique à perturber (section efficace, temps de demi-vie, énergie dégagée..) ;
- $\Phi$  et  $\Phi^+$  les flux direct et adjoint ;
- $A$  l'opérateur d'apparition des neutrons dans l'équation de Boltzmann ;
- $F$  l'opérateur de disparition des neutrons dans l'équation de Boltzmann ;
- $k$  la constante de multiplication

La théorie des perturbations offre des avantages de rapidité de calcul (dans le cas de l'approximation au premier ordre) et, en général, des avantages de compréhension physique des phénomènes en jeu. Il est en effet possible de décomposer cet effet de variation par corps, réaction, groupe d'énergie et région du cœur. Ces aspects sont d'une importance capitale dans l'étude des coefficients de réactivité, comme le coefficient de vide sodium pour les RNR – qui sont très variables selon la taille du système, le type de spectre, le type de combustible – ou bien la constante Doppler.

La théorie des perturbations permet également de décomposer des effets en réactivité entre deux situations, comme détaillé dans (3).

$$\delta\rho_{g,r,i} = - \frac{\langle \Phi^+, (\delta A_{g,r,i} - \frac{\delta F_{g,r,i}}{K}) \Phi \rangle}{\langle \Phi^+, F_{g,r,i} \rangle} \quad (31)$$

L'intérêt de l'utilisation de la théorie des perturbations par rapport au calcul direct de la sensibilité est double :

- Il est possible de décomposer les sensibilités (et les effets en réactivité) par groupe d'énergie et région du cœur, ce que les calculs directs ne permettent pas.
- Le calcul des sensibilités via (31) est réalisé simultanément pour toutes les sections. Pour une situation donnée, seuls les calculs de flux directs et adjoints sont nécessaires. Par calcul direct, on ne peut obtenir la sensibilité qu'à une seule section. Si l'on veut la sensibilité à  $n$  sections, il faudra réaliser  $n+1$  calculs : c'est la méthode *Total Monte Carlo*, gourmande en ressources informatiques.

#### 4.2.2 Sensibilités pour des grandeurs dépendant de l'évolution du combustible

##### 4.2.2.1 Intérêt des sensibilités couplées Bateman-Boltzmann

L'intérêt de la théorie des perturbations par rapport au calcul direct a été abordé dans le paragraphe 4.2.1. Cependant la formule (31) suppose les concentrations du réacteur connues parfaitement ; or, lors des calculs en évolution, des biais apparaissent dus à certaines approximations (chaînes d'évolutions, approche quasi-statique...) et celles-ci sont propagées des pas de temps  $n-1$  à  $n$ .

Pour s'en convaincre, il suffit de calculer les sensibilités du  $k_{\text{eff}}$  à la capture de  $^{238}\text{U}$  au cours de l'évolution du cœur d'ASTRID par exemple. Le Tableau 4-3 regroupe ces sensibilités calculées par théorie des perturbations et par calcul direct, calculés jusqu'à 1350 Jours Equivalents Pleine Puissance (JEPP).

Tableau 4-3 : Sensibilités du  $k_{\text{eff}}$  d'ASTRID à la capture de  $^{238}\text{U}$  au cours de l'évolution

JEPP	Sensibilité via théorie des perturbations	Sensibilité par calcul direct
0	-0,192	-0,191
270	-0,195	-0,144
540	-0,197	-0,100
810	-0,197	-0,060
1080	-0,196	-0,025
1350	-0,194	0,006

Le calcul via la théorie des perturbations propose une sensibilité quasi constante du  $k_{\text{eff}}$  à la capture de  $^{238}\text{U}$ . Physiquement, cela revient à dire que l'augmentation de la capture se traduit par une diminution de neutrons disponibles, et ce tout au cours de l'évolution. Or une capture sur  $^{238}\text{U}$  produit du  $^{239}\text{Pu}$ , qui lui va participer à une augmentation de la population de neutrons. C'est ce que l'on constate avec le calcul direct : l'influence d'une modification de la capture de  $^{238}\text{U}$  en début de vie sur le  $k_{\text{eff}}$  est graduellement de moins en moins importante, jusqu'à devenir quasi nulle ici (positive) à un groupe.

Le formalisme décrit dans §4.2.1 n'est donc pas suffisant pour les situations évoluées.

#### 4.2.2.2 Formalisme de perturbation en évolution

L'évolution temporelle des concentrations, régie par l'équation de Bateman, nécessite l'utilisation du flux qui lui-même est fonction des sections efficaces et des concentrations. Au niveau du calcul des sensibilités, il existe une approche théorique qui permet d'intégrer ce couplage dans les codes déterministes ([WIL78] et [TAK85]) qui sera détaillé en annexe 7-7. Les développements ont été faits en ce sens dans APOLLO3<sup>®</sup>.

La sensibilité en évolution s'écrit :

$$S(R, p) = \frac{p}{R} \left( \frac{\partial R}{\partial p} + \frac{\partial R}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial p} + \frac{\partial R}{\partial \Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{\partial R}{\partial \Phi^+} \frac{\partial \Phi^+}{\partial p} \right) \quad (32)$$

avec :

- $R$  la grandeur dont on veut la sensibilité
- $p$  le paramètre microscopique étudié
- $N$  les concentrations directes
- $\Phi$  et  $\Phi^+$  les flux directs et adjoints

Ainsi la sensibilité en évolution peut s'exprimer comme somme d'effets directs et indirects:

- le premier terme représente la sensibilité dite de « Boltzmann » telle qu'obtenue pour les équations (30) ; c'est l'effet direct du changement de section sur la réponse  $R$ .
- le deuxième terme représente l'apport de l'équation de Bateman dans le couplage; il s'agit de l'effet direct du changement de concentration  $N$  sur la réponse  $R$  multiplié par l'effet indirect du changement de concentration  $N$  dû à une modification du paramètre  $p$ . Pour calculer ce deuxième terme, on utilise les multiplicateurs  $N^+$ , appelés concentrations adjointes, qui sont les images des concentrations directes comme peut l'être le flux adjoint vis-à-vis du flux direct
- les troisièmes et quatrièmes termes dans l'équation (32) représentent l'impact du changement de sections et de concentrations sur les flux directs et adjoints en évolution. Ils apparaissent lorsque l'on effectue un nouveau calcul de flux, ce qui est fréquemment effectué dans l'approche quasi-statique qui est mise en œuvre dans les codes déterministes.

Un terme supplémentaire doit être introduit pour représenter l'impact de la contrainte sur la normalisation du flux direct à la puissance totale du réacteur.

$$S(R, p) = \frac{1}{R} \left[ \left\langle p \frac{\partial R}{\partial p} \right\rangle + \int_{dt} \left\langle N^+ \left( \phi p \frac{\partial M}{\partial p} \right) N \right\rangle dt + \left\langle \Gamma^+ p \frac{\partial H}{\partial p} \phi \right\rangle + \left\langle \Gamma p \frac{\partial H^+}{\partial p} \phi^+ \right\rangle + P^+ \left\langle p \frac{\partial P}{\partial p} \right\rangle \right] \quad (33)$$

avec les notations précédentes et :

- $M$  la matrice de transmutation
- $H$  et  $H^+$  les opérateurs directs et adjoint de Boltzmann
- $\Gamma$  et  $\Gamma^+$  les facteurs de formes des flux directs et adjoints
- $P$  et  $P^+$  les facteurs de normalisation des flux directs et adjoints

Ce travail avec les sensibilités couplées Boltzmann/Bateman est une nouveauté de cette thèse. Un point intéressant est qu'il est possible de valider les résultats obtenus avec cette méthode grâce aux sensibilités obtenues par calcul direct : avec cette dernière, deux calculs distincts sont réalisés, l'ensemble des effets directs et indirects sont donc pris en compte. La comparaison ne peut cependant se faire que pour une réaction sur un isotope à la fois. L'obtention de l'ensemble des sensibilités (sections efficaces, rendements de fission, facteurs de branchements, énergies dégagées par capture et fission) pour tous les isotopes et tous les groupes reste inenvisageable de manière pratique avec la méthode directe.

### 4.3 Qualification Expérimentale en début de vie

#### 4.3.1 Masse critique

L'objectif d'assimilation des données intégrales est de mieux connaître les données nucléaires et donc d'être à même de mieux prédire les caractéristiques des cœurs SFR comme le CFV d'ASTRID.

Une fois la mise en groupe des évaluations JEFF-3.2 faite, avec vérifications et analyses détaillées (cf. Annexe 7.5 : identification des problèmes de traitement des bibliothèques JEFF-3.2 pour ECCO), l'interprétation des expériences intégrales a montré des progrès contre balancés par quelques déficiences. Du coup, le choix d'évaluation pour laquelle une validation expérimentale a été réalisée s'est porté sur JEFF-3.1.1 pour l'ensemble des corps à l'exception de  $^{23}\text{Na}$ , pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 a été prise.

L'assimilation d'expériences intégrales en situation statique (sans évolution du combustible) a été effectuée par V. Huy [HUY18] sur cette base d'évaluations. Les travaux d'assimilation ont montré que l'évaluation du  $^{23}\text{Na}$  de JEFF-3.1.1 induisait des tendances inacceptables. Les tendances sur les données nucléaires ont été confrontées aux évaluations les plus récentes afin de vérifier leur pertinence. Une étude de l'impact des tendances obtenues via les travaux d'assimilation (ou IDA pour *Integral Assimilation Data*) sur la réactivité du cœur d'ASTRID a été réalisée.

Le Tableau 4-4 donne le bilan sur la réactivité du cœur d'ASTRID.

Tableau 4-4 : Bilan sur la réactivité du cœur d'ASTRID avant et après assimilation des expériences intégrales (IDA) (en pcm)

	JEFF3.1.1 + <sup>23</sup> Na JEFF3.2 COMAC V1 <i>prior</i>	IDA COMAC V1 <i>posterior</i>
<b>Biais</b>	-435	0
<b>Données Nucléaires (DN)</b>	1300	650
<b>Méthodes (APOLLO3®-TRIPOLI4®)</b>	50	50
<b>Total des incertitudes de calcul DN + Méthodes</b>	1300	650
<b>Incertitude Expérimentale déduite des expériences</b>	300	300

Le processus d'assimilation donne un biais de -435 pcm et permet une réduction des incertitudes de 1300 pcm à 650 pcm environ. Une fois les biais de l'assimilation sur les données nucléaires intégrés dans les bibliothèques, le calcul donne la valeur la plus probable (*best estimate value*) associée à une incertitude de 650 pcm environ. Les incertitudes issues de l'assimilation d'expériences intégrales pourront alors être propagées en fin de cycle.

#### 4.3.2 Effet Doppler

L'effet Doppler est la principale contre-réaction induite par une modification de la température du cœur. Une élévation de la température entraîne une agitation plus importante des noyaux ; un neutron incident, ayant une énergie donc une vitesse donnée, verra une distribution plus étalée de la vitesse d'agitation des noyaux d'un matériau. Ainsi la distribution de l'énergie du noyau composé, lors d'un choc neutron-noyau, sera elle-même plus étalée, ce qui se traduit par un élargissement des résonances des sections efficaces telle que vu par le neutron (cf. figure 4-1).

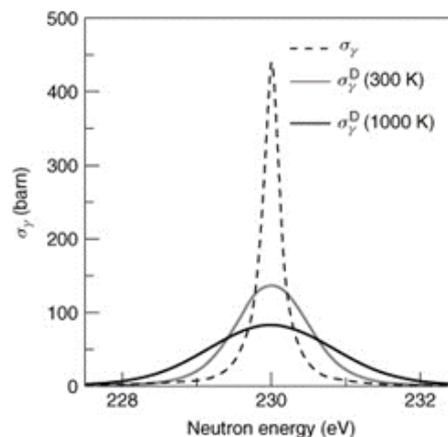


Figure 4-1 : Illustration de l'effet d'augmentation de température sur les sections efficaces résonnantes

Il en résulte, entre autres, une augmentation de la capture neutronique et un abaissement de la réactivité. Inversement, lors d'une diminution brutale de température, les captures neutroniques diminuent et la réactivité augmente.

Pour quantifier l'impact de l'effet Doppler sur un cœur indépendamment des températures considérées, on utilise la constante Doppler  $K_{\text{Doppler}}$ , donnée par :

$$K_{Doppler} = \frac{\Delta\rho_{Doppler}}{\ln(T_1/T_2)} = \frac{k_{eff,T_1} - k_{eff,T_2}}{k_{eff,T_1} \cdot k_{eff,T_2}} \frac{1}{\ln(T_1/T_2)} \quad (34)$$

avec :

- $k_{eff,T_1}$  le facteur de multiplication à la température  $T_1$
- $\Delta\rho_{Doppler}$  le coefficient en réactivité Doppler

L'effet Doppler intervient très rapidement lors d'une variation de la température ( $\sim 10^{-15}$  seconde), c'est l'un des effets majeurs assurant la stabilité d'un cœur.

La bonne prédiction de l'effet Doppler du cœur ASTRID est d'importance primordiale pour la validation de l'OCS. L'utilisation d'expériences intégrales en vue d'une validation est donc nécessaire.

Les tests expérimentaux d'effets Doppler conduits sur l'installation SEFOR (*South-West Experimental Fast Oxide Reactor*) par *General Electric* (GE) et le *West German Karlsruhe Laboratory* (KFK) entre 1969 et 1972, fournissent des mesures d'effet Doppler intégrales sur des excursions de puissances jusqu'à 10 000MW. Le cœur est rendu supercritique par retrait d'assemblages en carbure de bore, et sa criticité est pilotée par le positionnement des réflecteurs axiaux.

#### 4.3.2.1 Description des expériences SEFOR

L'effet en réactivité Doppler est déterminé sur deux cœurs : le premier (Cœur I), contient des aiguilles d'oxyde de béryllium au centre des assemblages combustibles, afin de modérer le spectre et augmenter l'effet Doppler ; dans le second cœur (Cœur II), les aiguilles modératrices sont remplacées par de l'acier inoxydable, ayant comme conséquence un durcissement du spectre.

Hormis les tests d'effet Doppler, d'autres essais ont été réalisés sur cette installation, pour lesquels des configurations spécifiques du cœur ont été considérées. Les configurations d'intérêts pour les mesures d'effets Doppler – c'est-à-dire les tests prompts d'excursion de puissance – sont les configurations I-Q pour le Cœur I et II-F pour le Cœur II, présentés dans la figure 4-2 suivante.

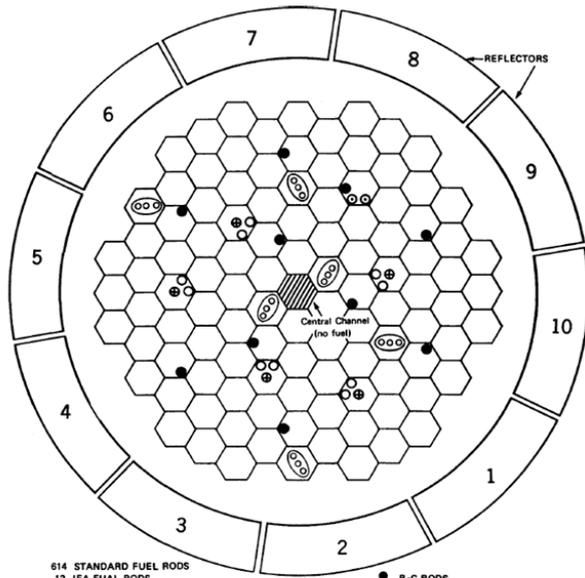


Figure 2-1. Core I Loading Assembly I-Q

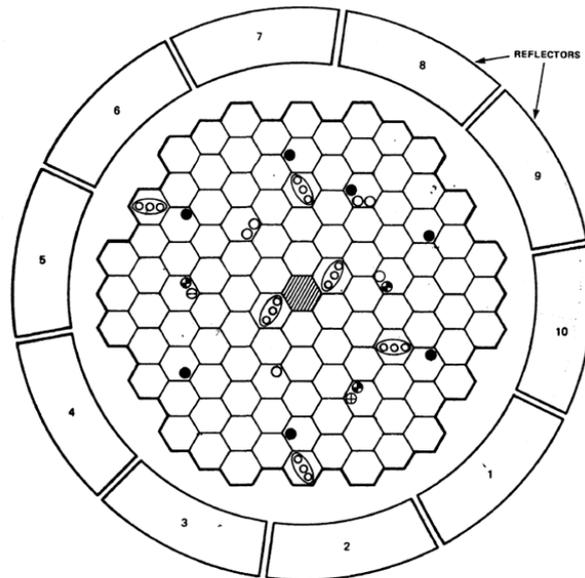


Figure A-7. Core Loading for Assembly II-F

Figure 4-2: Plan de chargement des Cœurs I et II de SEFOR pour les essais transitoires prompts

Dans les tests prompts d'excursion de puissance, seule la température du combustible est modifiée (à partir d'une température uniforme de 667K, jusqu'à 1365K±100K), et son effet en réactivité est directement en lien avec la constante Doppler du cœur.

Les valeurs expérimentales des constantes Doppler des Cœur I et Cœur II se trouvent dans les rapports des années 70 [MEY70] et [NOB72]. Cependant, ces valeurs expérimentales ont ultérieurement fait l'objet d'un travail supplémentaire, à cause de problèmes d'évaluation des températures relevées par les thermocouples, lié à la conductivité thermique du combustible [HAZ11]. Effectivement, la constante Doppler est déduite du coefficient iso-thermique Doppler :

$$\frac{d\rho_{isoth}}{dT} = \frac{\alpha_D}{T^x} \quad (35)$$

Avec :

- $\rho_{isoth}$  la réactivité obtenue par calcul
- $\alpha_D$  et  $x$  obtenus de la régression de  $\rho(T)$  sur la plage de température considérée

Expérimentalement, les températures T ont été obtenues des thermocouples présents dans des assemblages combustibles dédiés (IFA/IFR pour *Instrumental Fuel Rod/Assemblies*), situés à différentes distances du centre du réacteur (voir Figure 4-2). Ces températures des IFA ont été utilisées pour extrapoler les températures des assemblages combustibles normaux, en prenant en compte les changements de densité, de concentration en plutonium et les différences géométriques entre ces deux types d'assemblage. Ces mesures de températures T dépendent fortement de la conductivité thermique du combustible et de la conductance de l'interstice combustible-gaine  $h_{gap}$ . Ce dernier paramètre a fait l'objet d'une réévaluation dans le document

[4]. Ce travail supplémentaire a été nécessaire du fait de la difficulté à évaluer ce paramètre, lié aux restructurations possibles du combustible pendant les tests et à l'incertitude importante engendrée.

Les valeurs expérimentales de GE ont donc été revisitées et les valeurs expérimentales des constantes Doppler pour les deux configurations sont regroupées dans le tableau 4-5 suivant. Les valeurs du  $\beta_{\text{eff}}$  ont été obtenues avec l'évaluation de Tuttle. Les constantes Doppler réévaluées sont 3 et 5% plus élevées que celle obtenues par l'exploitation de GE. De plus, les incertitudes expérimentales sont réduites de manières significatives, de 15% à 6% pour les deux cœurs.

Tableau 4-5 : Effets Doppler expérimentaux de SEFOR, réévalués par Hazama et Tommasi

	Doppler constant (\$)	$\beta_{\text{eff}}$ (pcm)	Constante Doppler expérimentale (pcm)	Incertitude expérimentale associée
<b>Cœur I</b>	-2,61	327	-853,5	6 %
<b>Cœur II</b>	-2,03	330	-670,0	6 %

On désire utiliser l'expérience SEFOR pour inférer sur le comportement d'ASTRID vis-à-vis d'une élévation en température. Ces cœurs présentent tous deux un combustible U/PuO<sub>2</sub>, mais avec un vecteur Pu différent, comme illustré en tableau 4-6.

Tableau 4-6 : Fraction atomique combustible dans SEFOR et ASTRID (en %)

Isotope	SEFOR I	SEFOR II	ASTRID	
<b>Fe (naturel)</b>	24.2	28.3	23.8	
<sup>23</sup> Na	11.3	11.6	11.3	
<sup>16</sup> O	34.3	31.1	37.4	
<b>Teneur Pu</b>	20.3	20.3	26.7	
<b>Vecteur Pu</b>	<sup>238</sup> Pu	- <sup>1</sup>	- <sup>1</sup>	3.8
	<sup>239</sup> Pu	91.7	91.7	39.9
	<sup>240</sup> Pu	8.3	8.3	35.0
	<sup>241</sup> Pu	- <sup>1</sup>	- <sup>1</sup>	7.9
	<sup>242</sup> Pu	- <sup>1</sup>	- <sup>1</sup>	13.1

Le vecteur Pu d'ASTRID est bien plus dégradé que celui de SEFOR, et son enrichissement est plus élevé de 6%. Ces différences ont bien sûr un impact sur les flux directs et adjoint, que l'on peut comparer sur la figure 4-3 suivante.

<sup>1</sup> Du <sup>238,241,242</sup>Pu étaient présents en petite quantité dans les expériences SEFOR (respectivement 0,015%, 0,68% et 0,034% du vecteur Pu total, en % atomique) et ont été assimilés au <sup>240</sup>Pu pour les isotopes <sup>238,242</sup>Pu et au <sup>239</sup>Pu pour le <sup>241</sup>Pu dans les résultats du programme expérimental [MEY70].

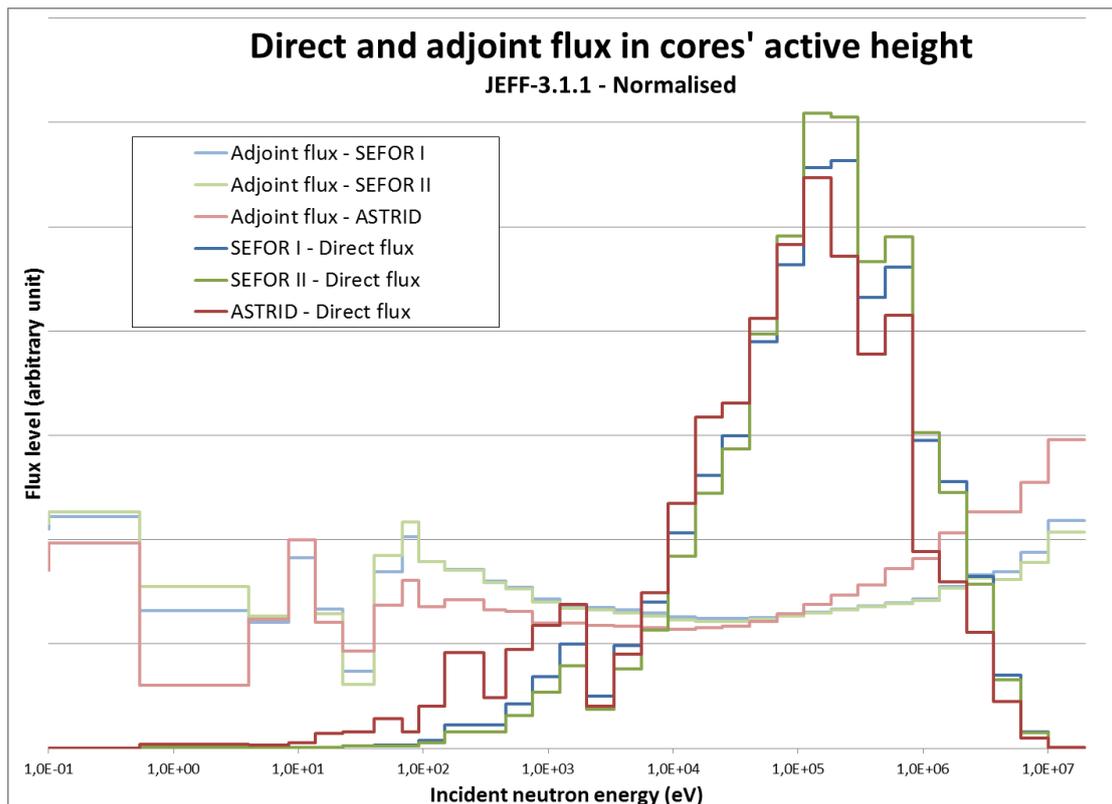


Figure 4-3 : Flux directs et adjoints dans SEFOR et ASTRID

Les flux directs à 33 groupes sont représentés en foncé, les flux adjoints en clair. Les niveaux de flux ont été normalisés (le flux direct dans ASTRID est de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , de l'ordre de  $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  dans SEFOR).

ASTRID présente :

- Un spectre plus « mou » que celui de SEFOR I (contenant du modérateur BeO), et plus encore que celui de SEFOR II (pour lequel le modérateur a été remplacé par de l'acier).
- Un spectre plus élevé dans les parties basses du spectre, entre 10 eV et environ 3 keV, région où laquelle l'effet Doppler joue un rôle important.
- Un creux autour de 3 keV, dû aux résonances larges du sodium.

Les flux adjoints traduisent l'importance d'un neutron d'énergie  $E_g$  à la réactivité. On peut constater que dans les deux cœurs SEFOR, la pente du flux adjoint est moins prononcée que celle du flux adjoint d'ASTRID. Ceci est dû au fait que le vecteur plutonium est plus dégradé dans ASTRID, donc que le combustible contient plus d'isotopes présentant des réactions à seuil, plus impactés par les neutrons dans les premiers groupes d'énergie.

#### 4.3.2.2 Effets de bibliothèque sur le Doppler de SEFOR

Afin de réaliser les calculs *Best Estimate*, on a dans un premier temps étudié les effets de bibliothèques, à l'aide du code ERANOS (European Reactor Analysis Optimized code System, code de référence pour le calcul des réacteurs à neutrons rapides), pour lequel un modèle était disponible et présentant l'avantage de rapidité de calcul. Le schéma de calcul mis en œuvre est le suivant :

- Le calcul des sections efficaces est réalisé à l'aide d'ECCO, avec une description hétérogène pour les assemblages combustibles, et homogène pour le fertile, les matériaux de structure et les matériaux absorbant, avec un maillage en énergie fin à 1968 groupes ;
- Les calculs d'autoprotection avec la méthode des sous-groupes, détaillée au paragraphe 3.3.2.1 ;
- Les calculs de flux en transport simplifié (SPn) avec le solveur VARIANT, avec un maillage énergétique large à 33 groupes et une anisotropie de choc P1.

L'effet Doppler peut être examiné en décomposant, via la Théorie des Perturbations, la participation des isotopes à l'effet total Doppler (tableau 4-7).

Tableau 4-7: Décomposition par isotope de l'effet Doppler en réactivité (pcm) avec JEFF-3.1.1

Isotope	SEFOR I	SEFOR II
<sup>239</sup> Pu	12.6	15.8
<sup>240</sup> Pu	-9.1	-7.3
<sup>235</sup> U	-0.2	-0.1
<sup>238</sup> U	-609.2	-477.5
<sup>56</sup> Fe	-3.0	-3.8
<sup>23</sup> Na	-0.8	-0.9
<sup>16</sup> O	-3.5	-3.1
<b>Total</b>	<b>-613.2</b>	<b>-478.3</b>

Le principal contributeur à l'effet Doppler est, comme on peut s'y attendre, l'uranium 238 mais l'effet indirect est important dans son calcul, comme le montre les écarts entre effets Doppler calculés avec différentes bibliothèques (cf. tableau 4-9 où le travail a été fait avec JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2).

Les bibliothèques de données nucléaires d'intérêts sont les données européennes JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2, les données Japonaises JENDL-4 et Américaines ENDF-B/VII.1 [BRO12]. Dans la suite, « JEFFhyb » fait référence aux données de JEFF-3.1.1 pour tous les isotopes excepté le <sup>23</sup>Na issu de JEFF-3.2. Le tableau 4-8 suivant regroupe les écarts à JEFF-3.1.1 des constantes Doppler de SEFOR Cœur I et II sur les bibliothèques testées.

Tableau 4-8 : Ecarts (en %) à JEFF-3.1.1 des constantes Doppler (pcm) calculées sur les Cœurs I et II de SEFOR

	JEFF-3.1.1	JEFFhyb	JEFF-3.2	JENDL-4	ENDF-B/VII.1
<b>Constante Doppler du Cœur I</b>	-874,1	-0,56%	4,95%	0,66%	1,54%
<b>Constante Doppler du Cœur II</b>	-682,1	-0,79%	3,86%	0,07%	1,47%

L'utilisation de JENDL-4 pour le calcul de l'effet Doppler présente peu de différences (inférieur à 1%) par rapport aux constantes calculées avec JEFF-3.1.1 ; l'utilisation d'ENDF-B/VII.1 présente des écarts d'environ 1,5%, ce qui reste du même ordre de grandeur. On peut cependant

remarquer que JEFF-3.2 brille par sa différence marquée avec les autres bibliothèques (5% pour le Cœur I et 4% pour le Cœur II).

Cet effet de bibliothèque important peut être examiné en décomposant, via une étude des variations de réactivité par le biais de sensibilités, la participation des isotopes à l'effet total Doppler. Le principal contributeur à l'effet Doppler est, comme on peut s'y attendre, par effet direct l'Uranium 238. Dès lors, la différence d'effet Doppler du tableau 4-8 entre JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 pourrait être expliquée par la différence entre les sections de l'<sup>238</sup>U dans ces deux bibliothèques. Celles-ci ont donc été étudiées avec JANIS [SOP14], sans différences notables apparentes.

Dès lors, les variations de réactivité obtenues par le biais de sensibilités (par la méthode des perturbations EGPT) ont été calculées et sont présentées dans le tableau 4-9. On voit que la capture de l'<sup>238</sup>U n'est pas à l'origine des différences majeures dans le calcul de l'effet Doppler entre les 2 bibliothèques.

Tableau 4-9 : Décomposition par isotope de la différence de l'effet Doppler en réactivité (pcm) entre JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 pour SEFOR-I

Isotope	Réaction	Variation (pcm)
Na23	Elastic	-79.1
U238	Fission	-46.5
Pu239	Capture	-19.8
Cr53	Elastic	-16.8
U238	Capture	-13.3
Pu240	Fission	-7.1
Cr52	Elastic	-7.1
Cr50	Elastic	-6.2
Fe56	Capture	-3.8
Cr54	Elastic	-3.1
Fe56	Elastic	-2.3
:	:	:
Pu240	Capture	2.4
Pu239	Inélastic	4.5
Cr52	Capture	9.0
Cr52	Inélastic	12.7
U238	Inélastic	13.0
Na23	Inélastic	15.1
Pu239	Fission	181.4
Total		42.5

Il vient que les différences dans l'effet Doppler lors de l'utilisation de JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 proviennent surtout des effets indirects (changements dans le spectre, issus de différences dans les sections d'autres isotopes.). Le Tableau 4-9 présente les isotopes participant le plus aux différences JEFF-3.1.1/3.2 pour l'effet Doppler ; on remarque des effets de compensation importants entre les réactions de fission de <sup>239</sup>Pu d'une part, l'élastique de <sup>23</sup>Na et la fission de l'<sup>238</sup>U d'autre part.

Pour illustrer le fait que les différences sur l'effet Doppler viennent de l'effet spectral, on présente en Figure 4-4, les spectres calculés avec les 2 bibliothèques.

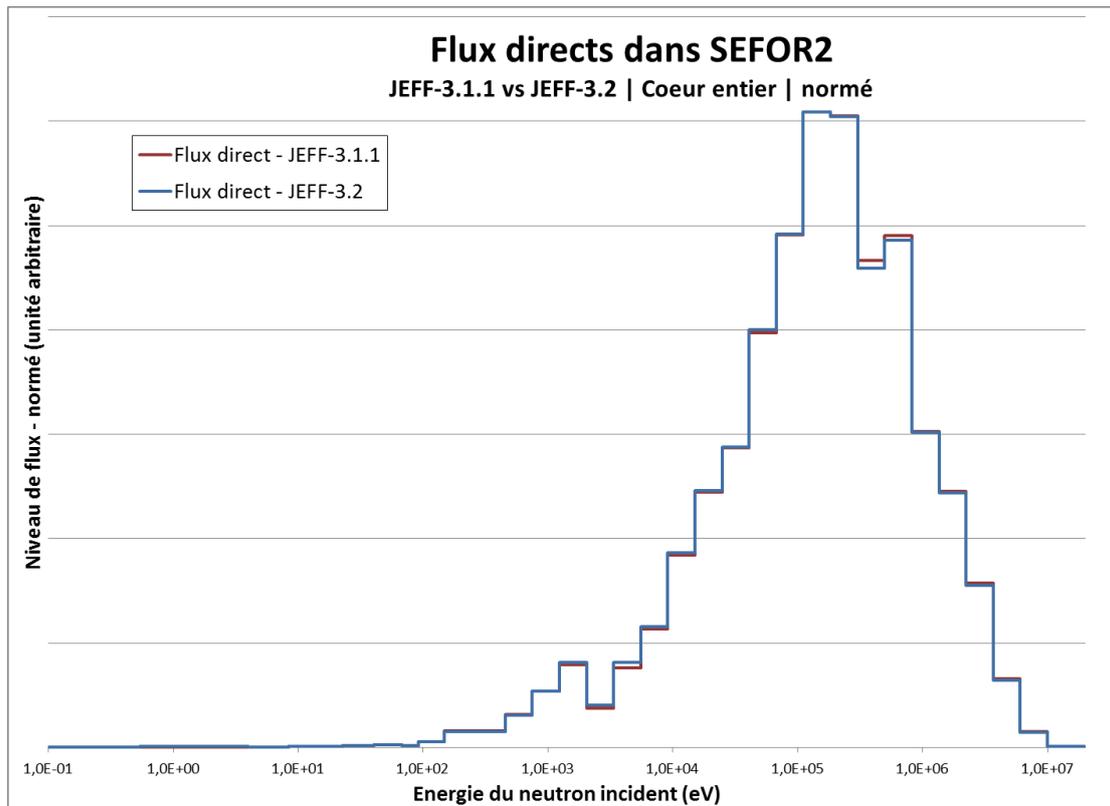


Figure 4-4 : Spectre à 33 groupes dans SEFOR, avec JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2

Des différences de niveau de flux apparaissent dans les groupes 8 et 9 (autour de la centaine de keV) et dans les groupes 18 et 19 (autour du keV). Or c'est précisément dans cette dernière gamme d'énergie que l'effet Doppler est le plus important en réactivité, dans la région énergétique des résonances larges de la capture de l' $^{238}\text{U}$  (cf. Figure 4-7).

#### 4.3.2.3 Effets de modèle

On cherche dans cette section à étudier les approximations de modélisation, c'est-à-dire l'impact sur l'effet Doppler d'un modèle géométrique RZ ou bien 3D. Ici, ce n'est pas tant l'exactitude relative aux valeurs expérimentales qui est recherché, mais plutôt celle de l'outil utilisé. En conséquence, on utilise TRIPOLI4<sup>®</sup> comme référence.

Les constantes Doppler des Cœur I et II de SEFOR ont été calculées avec une modélisation RZ, comme spécifié dans les rapports expérimentaux des références [MEY70] et [NOB72] et le nouveau modèle 3D, dont la méthodologie de création a été spécifiée en annexe 7.2.2.

Tableau 4-10 : Effet de modèle sur le calcul des constantes Doppler avec JEFF-3.1.1

<i>Incertitude statistique <math>1\sigma</math></i>	<b>SEFOR cœur I</b>	<b>SEFOR cœur II</b>
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup> – modèle RZ</b>	-890.4±16	-642.0±16
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup> – description 3D</b>	-852.6±5	-673.6±5
<b>Correction 2D-3D (pcm)</b>	37.8	-31.6
<b>Correction 2D-3D (%)</b>	4.3	-4.8

On peut remarquer dans le tableau 4-10 que l'effet de modélisation n'est pas négligeable sur le calcul des constantes Doppler. Ces différences proviennent essentiellement des écarts sur l'inventaire en béryllium entre le modèle RZ et le modèle 3D. La figure 4-4 précise la sensibilité de l'effet Doppler à la section totale du  $^9\text{Be}$ . La sensibilité totale (intégrée sur tout le spectre en énergie) de l'effet Doppler au  $^9\text{Be}$  atteint un peu plus de 0,21 %/ %.

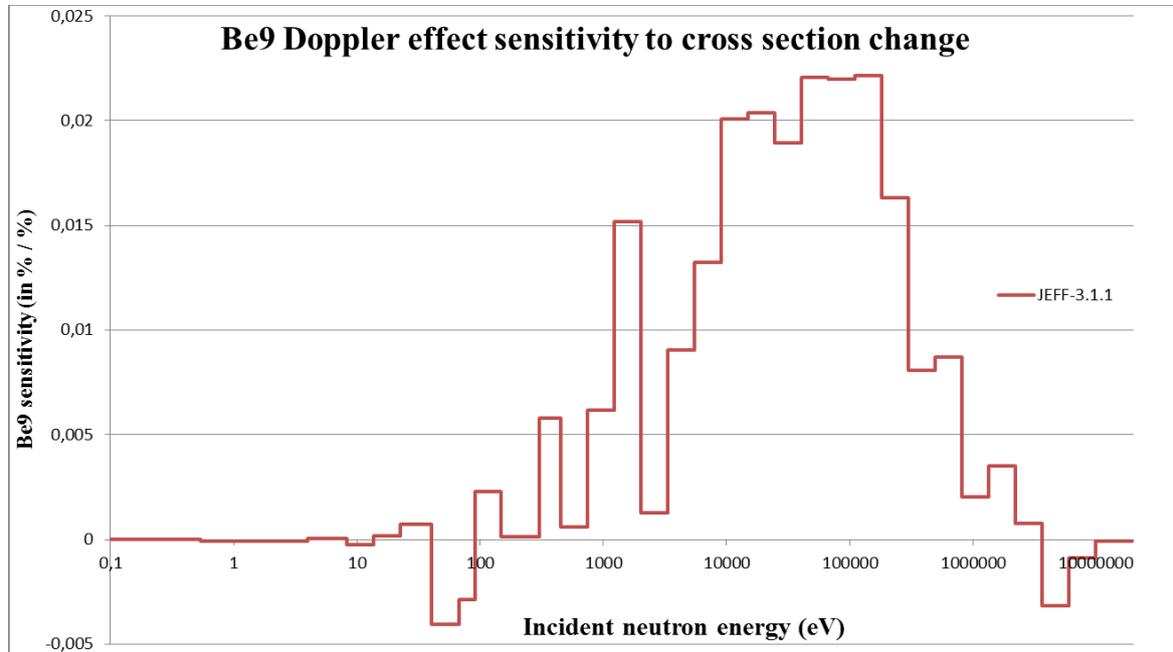


Figure 4-5 : Sensibilité de l'effet Doppler aux variations de section totale du  $^9\text{Be}$

Le modèle 3D du Cœur I présente une quantité inférieure en béryllium de 14% ; pour le Cœur II, il n'y a pas de  $^9\text{Be}$  présent dans le modèle RZ, tandis que le modèle 3D représente explicitement les assemblages IFA, contenant les instruments de mesure, et dans lesquels des barreaux centraux de BeO sont présents. Il vient que la constante Doppler  $K_D$  3D du Cœur I de SEFOR est inférieure, en valeur absolue, que celle obtenue avec le modèle RZ (-4,3%), alors que pour le Cœur II, elle est plus élevée (4.8%).

#### 4.3.2.4 Effets de méthodes

Le but final étant d'utiliser les capacités d'analyses d'APOLLO3<sup>®</sup> avec le modèle 3D. Les géométries ROOT générées via INCA peuvent être utilisées à la fois avec APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup>, dont une coupe radiale est présentée en figure 4-6 suivante.

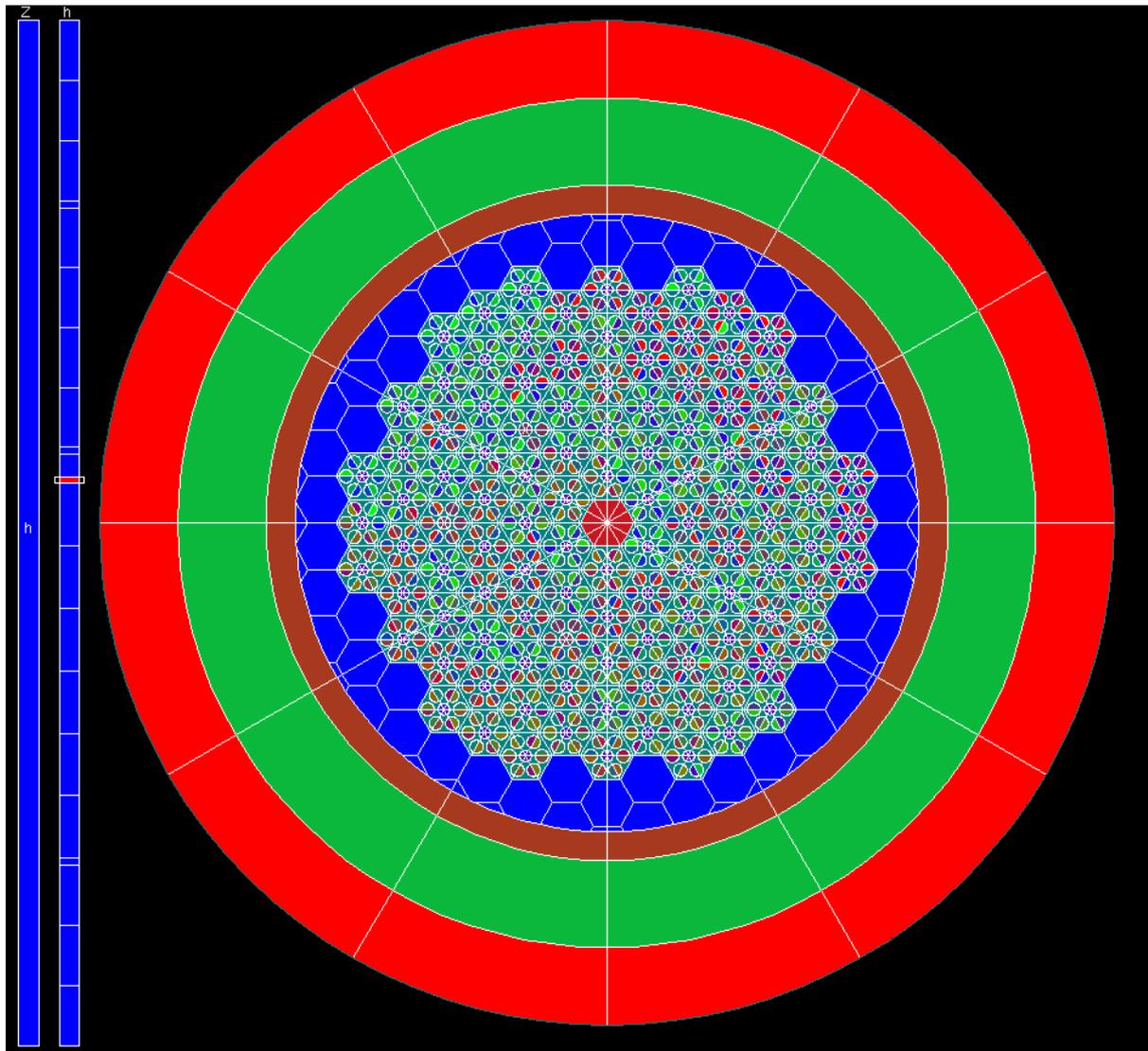


Figure 4-6 : Coupe radiale de la modélisation 3D du cœur de SEFOR I

Les différences restantes sur les grandeurs calculées proviennent des approximations de méthodes et des homogénéisations partielles des gaines et du sodium dans la modélisation APOLLO3<sup>®</sup>. Le tableau 4-11 regroupe les constantes Doppler pour les Cœurs I et II de SEFOR, avec APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup>.

Tableau 4-11 : Effets des approximations de méthodes sur le calcul des constantes Doppler, avec JEFF-3.1.1

<i>Incertitude statistique 1σ</i>	<b>SEFOR Cœur I</b>	<b>SEFOR Cœur II</b>
<b>APOLLO3<sup>®</sup> – description 3D</b>	-826,4	-667,6
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup> – description 3D</b>	-852.6±5	-673.6±5
<b>Correction de méthode (pcm)</b>	-26.2	-6
<b>Correction de méthode (%)</b>	3.1	0.9

Les effets de méthodes ne sont pas identiques pour le Cœur I et II de SEFOR. La différence entre ces deux configurations se résumant à la présence ou non de modérateur (BeO).

#### 4.3.2.5 Incertitudes dues aux données nucléaires

L'effet Doppler est dominé par la capture de  $^{238}\text{U}$ , dont l'effet est surtout ressenti dans les résonances larges dans la région résolue, comme montré dans la décomposition par groupe d'énergie de l'effet Doppler en figure 4-7 suivante.

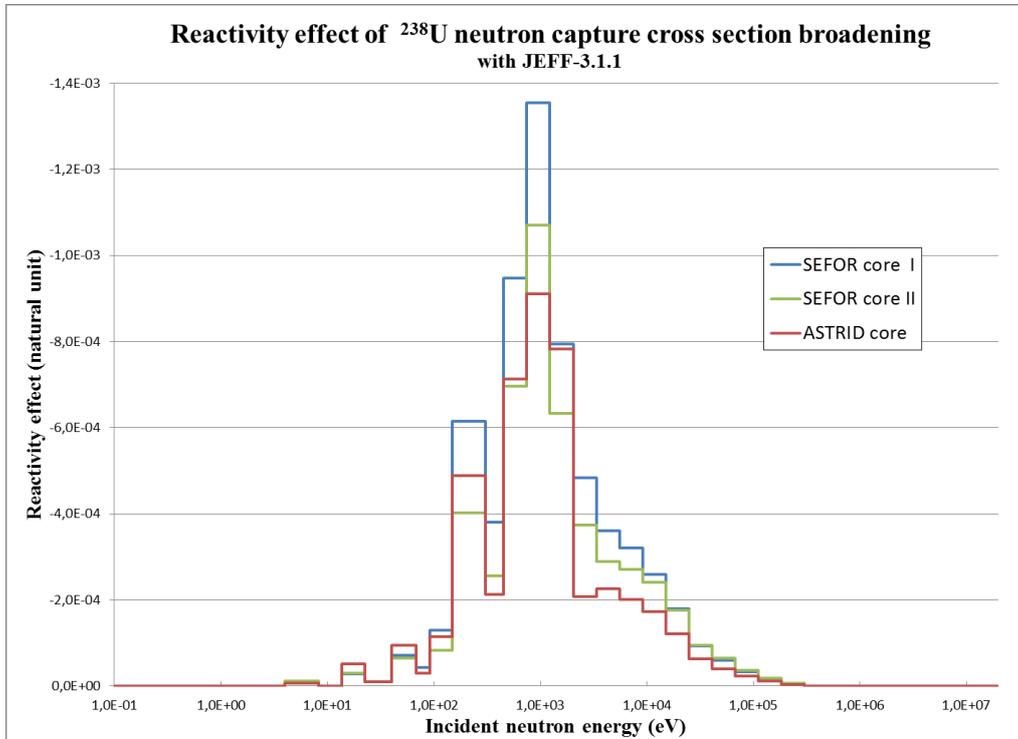


Figure 4-7 : Effet en réactivité de l'élargissement Doppler sur la capture de  $^{238}\text{U}$

Comme ces résonances sont relativement bien connues, l'incertitude sur l'effet Doppler vient en fait de l'incertitude sur le niveau de flux dans ces résonances. On en déduit donc qu'un effort d'assimilation réalisé sur les isotopes impactant fortement le flux (e.g. U, Pu,  $^{241}\text{Am}$ ) viendrait réduire l'incertitude globale sur l'effet Doppler.

Une assimilation des expériences PROFIL a été faite pour les  $^{239,240,241,242}\text{Pu}$  et  $^{235,238}\text{U}$  ; ces données ont été intégrées à la matrice de variance-covariance COMAC-V1, associée à la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1. Le Tableau 4-12 suivant présente les incertitudes obtenues avec la matrice originale COMAC-V1 *prior*, et la matrice issue de l'assimilation [HUY18] COMAC-V1 *posterior*.

Tableau 4-12 : Incertitudes dues aux données nucléaires de l'effet Doppler des Cœurs I et II de SEFOR

En %	COMAC_V1 <i>prior</i>	COMAC_V1 <i>posterior</i>
<b>SEFOR cœur I</b>	3,97	1,14
<b>SEFOR cœur II</b>	4,43	1,21

On constate une réduction significative des incertitudes dues aux données nucléaires, grâce à l'assimilation d'expériences, d'environ 3%.

#### 4.3.2.6 *Best Estimate Plus Uncertainty* sur les expériences SEFOR

Afin de déterminer la bibliothèque à utiliser pour les calculs de *Best Estimate*, les facteurs correctifs de modélisation et de méthodes peuvent être appliqués pour obtenir les écarts calculs-expériences pour les bibliothèques de données nucléaires utilisées, (cf. tableau 4-13).

Tableau 4-13 : C/E TRIPOLI4® pour les Cœurs I et II de SEFOR avec différentes bibliothèques

Core configuration	JEFF-3.1.1	JEFFhyb	JEFF-3.2	JENDL-4	ENDF-B/VII.1
<b>Constante Doppler ERANOS, modèle RZ Cœur I</b>	-874,1	-869,2	-917,4	-879,9	-887,6
<b>Constante Doppler ERANOS, modèle RZ Cœur II</b>	-682,1	-676,7	-708,4	-682,6	-692,1
<b>Constante Doppler TRIPOLI4®, modèle 3D Cœur I</b>	-852,6	-847,7	-895,9	-858,4	-866,1
<b>Constante Doppler TRIPOLI4®, modèle 3D Cœur II</b>	-673,6	-668,2	-699,9	-674,1	-683,6
<b>Cœur I C/E T4 3D</b>	0,999	0,993	1,050	1,006	1,015
<b>Cœur II C/E T4 3D</b>	1,005	0,997	1,045	1,006	1,020

Les C/E sont bien en deçà des incertitudes expérimentales de 6%. Le meilleur accord C/E est obtenu avec JEFF-3.1.1 pour le Cœur I et avec JEFFhyb pour le Cœur II. Les C/E obtenus avec JEFF-3.2 sont les plus éloignés de l'unité, aussi est-il recommandé de ne pas utiliser cette bibliothèque comme point de départ pour une éventuelle assimilation d'expériences ou une transposition aux réacteurs de puissance.

Les incertitudes globales sur l'évaluation d'effets Doppler peuvent être séparés en incertitudes (ou biais) de calcul d'une part et provenant de données nucléaires d'autre part, comme fait dans le tableau 4-14.

Tableau 4-14 : Incertitudes sur l'effet Doppler TRIPOLI4® corrigé, pour les Cœurs I et II de SEFOR, associées à la bibliothèque JEFF-3.1.1

	COMAC_V1 <i>prior</i>		COMAC_V1 <i>posterior</i>	
	SEFOR I	SEFOR II	SEFOR I	SEFOR II
<b>Incertitude statistique</b>	1,9%	2,4%	1,9%	2,4%
<b>Incertitude de méthode</b>	3,1%	0,9%	3,1%	0,9%
<b>Incertitude due aux données nucléaire</b>	4,0%	4,4%	1,1%	1,2%
<b>Incertitude totale de calcul</b>	5,4%	5,1%	3,8%	2,8%
<b>Incertitude expérimentale</b>	6,0%	6,0%	6,0%	6,0%

#### 4.3.2.7 Représentativité de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID

Les expériences SEFOR fournissent de précieuses informations sur le comportement des réacteurs rapides refroidis au sodium vis-à-vis de l'effet Doppler. Il reste toutefois que la

conception des cœurs de l'expérience américaine diffère sensiblement de celle du concept ASTRID. De plus, comme mentionné au paragraphe 4.1, il s'est parfois avéré utile de réaliser nos études sur des objets plus simples, permettant de viser les effets de méthodes plutôt que de modélisation. Pour rappel, les études de comportement Doppler ont été menées sur plusieurs géométries :

- La description 3 dimensions du cœur d'ASTRID ;
- La description 1 dimension d'un assemblage type au centre du cœur ;
- La description en 3 dimensions des cœurs SEFOR I et SEFOR II.

Une des grandeurs permettant de justifier de la transférabilité des résultats d'un objet à un autre est la représentativité, définie comme :

$$r_{1,2} = \frac{s_1^T M s_2}{\sqrt{s_1^T M s_1} \sqrt{s_2^T M s_2}} \quad (36)$$

Avec :

- $s_1$  le vecteur de sensibilité de l'objet 1 ;
- $s_2$  le vecteur de sensibilité de l'objet 2 ;
- $M$  la matrice de covariance associée au jeu de données nucléaires utilisé.

Le tableau 4-15 regroupe les facteurs de représentativités sur l'effet Doppler des différentes géométries, calculés avec la formule (8) ci-dessus :

Tableau 4-15 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC V1 *prior*

COMAC V1	1D-C BOL	1D-C EOC	1D-F BOL	1D-F EOC	3D BOL	3D EOC	SEFOR I	SEFOR II
1D-C BOL	1,000							
1D-C EOC	0,989	1,000						
1D-F BOL	0,898	0,849	1,000					
1D-F EOC	0,937	0,910	0,956	1,000				
3D BOL	<b>0,993</b>	0,986	<b>0,882</b>	0,925	1,000			
3D EOC	0,983	<b>0,996</b>	0,843	<b>0,900</b>	0,991	1,000		
SEFOR I	<b>0,832</b>	0,876	<b>0,664</b>	0,756	<b>0,845</b>	0,885	1,000	
SEFOR II	<b>0,857</b>	0,888	<b>0,727</b>	0,811	<b>0,857</b>	0,888	0,982	1,000

Les termes BOL et EOC désignent respectivement les situations début de vie (cœur frais) et fin de cycle. Les effets Doppler dans l'assemblage 1D ont été séparés en leurs composantes issues du milieu fertile (F) et combustible (C).

Les facteurs de représentativité de l'assemblage central 1D vis-à-vis du cœur entier 3D sont très proche de l'unité pour la situation début de cycle, en bleu dans le tableau 4-15 (0,993 pour le fissile et 0,882 pour la contribution fertile) et fin de cycle (0,996 et 0,900). Ceci conforte le choix de l'étude de biais de méthode sur cet assemblage au paragraphe 4.1.

Les facteurs de représentativité des cœurs I et II de SEFOR par rapport à ASTRID 3D se situent autour de 0,85, en vert ; à noter que la meilleure représentativité de SEFOR pour ASTRID 3D est obtenue pour la situation évoluée du cœur (0,885 pour SEFOR I et 0,888 pour SEFOR II). Effectivement, en situation évoluée, le fertile se comporte davantage comme du combustible, or la composante fertile de l'effet Doppler est moins représentative que celle du combustible (valeurs en rouge, représentativité par rapport à l'assemblage 1D fertile de 0,664 et 0,727 pour SEFOR I et II, respectivement, à comparer avec les représentativités par rapport à l'assemblage 1D fissile, de 0,832 et 0,857 respectivement). Cet effet conduit à une augmentation du facteur de représentativité pour la situation évoluée.

La représentativité peut être vue comme une « distance » entre les deux vecteurs de sensibilité, pondérés par l'incertitude sur les sections efficaces des réactions, dans un espace de dimension  $n*m*g$ , avec  $n$  le nombre d'isotopes,  $m$  le nombre de réactions et  $g$  le nombre de groupes d'énergie. Ainsi, pour deux vecteurs de sensibilités  $S_1$  et  $S_2$  fixés, plus les incertitudes sur les sections sont élevées, moins la distance entre ces deux vecteurs est grande. En ce sens, si l'on utilise une matrice de covariance ayant bénéficié du travail d'assimilation – avec des incertitudes réduites – le facteur de représentativité tend à diminuer.

Le tableau 4-16 suivant regroupe les facteurs de représentativités, calculés avec le même jeu de données nucléaires, mais avec la matrice COMAC ayant profité du retour d'expérience de PROFIL.

Tableau 4-16 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et la matrice COMAC V1 *posterior* profitant de l'assimilation

COMAC V1 <i>posterior</i>	1D-C BOL	1D-C EOC	1D-F BOL	1D-F EOC	3D BOL	3D EOC	SEFOR I	SEFOR II
1D-C BOL	1,000							
1D-C EOC	0,967	1,000						
1D-F BOL	0,946	0,900	1,000					
1D-F EOC	0,933	0,927	0,959	1,000				
3D BOL	<b>0,996</b>	0,959	<b>0,950</b>	0,939	1,000			
3D EOC	0,971	<b>0,997</b>	0,910	<b>0,932</b>	0,970	1,000		
SEFOR I	<b>0,510</b>	0,570	<b>0,417</b>	0,478	<b>0,506</b>	0,568	1,000	
SEFOR II	<b>0,534</b>	0,588	<b>0,457</b>	0,508	<b>0,522</b>	0,580	0,992	1,000

On observe une diminution générale des facteurs de représentativité avec assimilation par rapport à ceux obtenus avec les covariances a priori, dans le tableau 4-16. Ceci vient de ce que les incertitudes dominantes ne sont plus celles du  $^{239}\text{Pu}$  et de  $^{238}\text{U}$  mais de l'ensemble des isotopes du Pu dont le vecteur isotopique est fortement différent entre SEFOR et ASTRID (cf. Tableau 4-6). Une discussion plus approfondie sur la pertinence du facteur de représentativité est réalisée en Annexe 7.6.

Un autre point différenciant les cœurs de SEFOR et celui d'ASTRID est le fait qu'ASTRID possède une couverture radiale tandis que les cœurs SEFOR n'en ont pas. La décomposition de l'effet Doppler dans ASTRID est donnée dans le tableau 4-17 suivant :

Tableau 4-17 : Décomposition de l'effet Doppler d'ASTRID par milieux

	Fertiles	Fissiles
<b>FCAI</b>	5.4%	
<b>FCR</b>	16.2%	
<b>FCALE</b>	1.7%	
<b>Total</b>	23.3%	76.7%

Les milieux FCAI et FCALE correspondent aux couvertures fertiles axiales, et FCR à la plaque fertile interne. On remarque que le poids de la contribution de la plaque fertile interne dans la variation de réactivité due à l'effet Doppler est très élevé (16.2%) mais n'est pas réaliste car elle est associée à une augmentation de température de 1000°C (autant que le cœur). La valeur de l'incrément en température devrait être définie suivant un calcul thermique relativement proportionnel au nombre de fissions. En tous les cas, la présence de cette plaque fertile interne dans ASTRID (ou son absence dans SEFOR) contribue à réduire le facteur de représentativité entre les deux cœurs.

#### 4.3.2.8 Conclusions sur l'effet Doppler d'ASTRID

Au final, les incertitudes sur l'effet Doppler d'ASTRID ont pu être évaluées avec les matrices de variances-covariance COMAC V1, avec et sans assimilation, résumé dans le tableau suivant 4-18. Les biais de calculs entre APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup> de 2,5% pour la zone fissile et de 3,3% pour la zone fertile (c.f. Tableau 4-2) ont été intégrés au bilan d'incertitude suivant la démarche décrite en annexe 7.10.

Tableau 4-18 : Bilan VVQI sur l'effet Doppler en début de vie du cœur d'ASTRID (%)

	COMAC V1 <i>prior</i>	COMAC V1 <i>posterior</i>
<b>Biais</b>	0.0	0.0
<b>Données Nucléaires (DN)</b>	4.4	1.7
<b>Méthodes (APOLLO3<sup>®</sup>-TRIPOLI4<sup>®</sup>)</b>	2.0	2.0
<b>Total des incertitudes de calcul DN + Méthodes</b>	4.8	2.6
<b>Incertitude Expérimentale des expériences SEFOR</b>	6.0	6.0

Parce que les C/E de SEFOR sont très proches de l'unité (tableau 4-13), l'incertitude totale de l'effet Doppler du cœur d'ASTRID est de 4,8% avec les matrices de covariances *a priori* (issues de l'évaluation des données nucléaires), et de 2,6% avec les matrices de covariances *a posteriori*, peut être comparée à l'incertitude expérimentale de 6.0% des expériences SEFOR. On note que les expériences SEFOR valident le calcul APOLLO3<sup>®</sup> de l'effet Doppler sans pouvoir permettre d'apporter une réduction d'incertitude supplémentaire.

### 4.3.3 Fraction de neutrons retardés

#### 4.3.3.1 Introduction

La quantification des biais et des incertitudes sur la fraction des neutrons retardés ( $\beta_{\text{eff}}$ ) s'est effectuée à l'aide de mesures de bruit neutronique réalisées dans le cœur ZONA2 du programme BERENICE [BER96] de MASURCA (chapitre 4.3.3.2).

En situation statique, les méthodes Monte Carlo permettent de s'affranchir des biais de calcul ; on utilise ici les calculs étalons de TRIPOLI4<sup>®</sup> pour valider les calculs APOLLO3<sup>®</sup>.

#### 4.3.3.2 Le programme BERENICE

La quantification des biais et des incertitudes sur la fraction des neutrons retardés s'est effectuée à l'aide de mesures intégrales réalisées dans le cœur ZONA2 du programme BERENICE de MASURCA.

Le programme expérimental BERENICE de l'installation MASURCA comprenait un cœur utilisant du combustible U-Pu (ZONA2) entouré de couvertures fertiles (Figure 4-8).

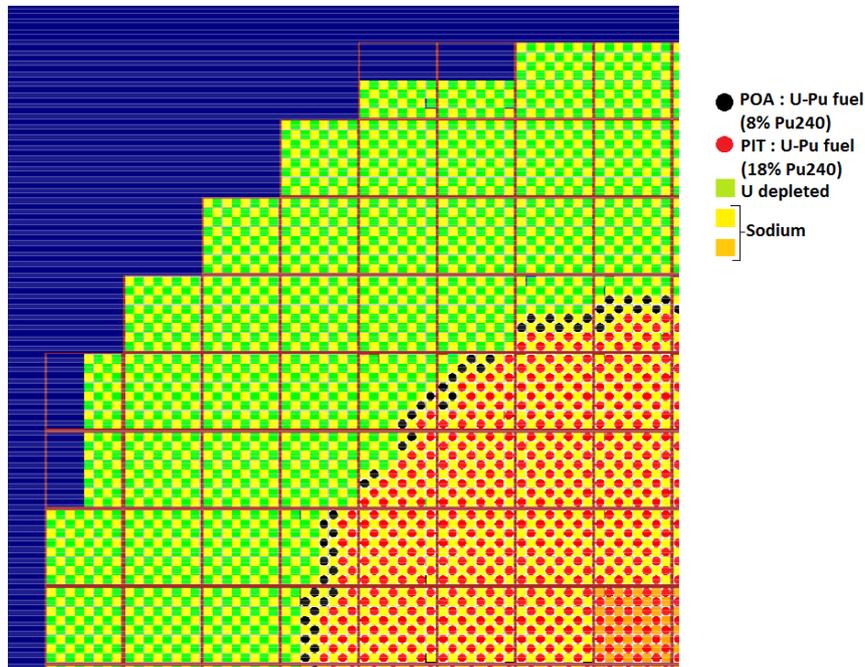


Figure 4-8 : Plan de chargement du cœur ZONA2 du programme BERENICE

Les mesures de bruit neutronique donnant accès au  $\beta_{eff}$  ont été menées lors du programme expérimental BERENICE au sein du réacteur de recherche MASURCA du CEA Cadarache.

L'utilisation du code de Monte Carlo TRIPOLI4<sup>®</sup> et d'une géométrie détaillée ont aussi permis d'obtenir une évaluation plus précise de la composante calculée  $P_c$  de la valeur de bruit mesurée, ce qui a conduit à une nouvelle évaluation de la valeur expérimentale et de son incertitude expérimentale. Plusieurs types de mesures de  $\beta_{eff}$  ont été effectuées mais seule la mesure de bruit a été retenue pour sa fiabilité et sa plus faible incertitude. Récemment, les facteurs de Diven ont été recalculés avec TRIPOLI4<sup>®</sup>. On note dans le Tableau 4-19 récapitulatif des valeurs calculées que ces facteurs de Diven diffèrent peu de ceux calculés avec ERANOS (valeur entre parenthèses).

Tableau 4-19 :  $\beta_{eff}$  issu du produit des paramètres mesuré et calculé avec TRIPOLI4<sup>®</sup>

	ZONA2
$D_s$	1.0906 (1.0865)
$D_v$	0.8174 (0.8167)
$P_m$ (fréquence)	1.5571
$P_c$ (fréquence) (x10-6)	7.6710
$\beta_{eff}$ (fréquence) (en pcm)	347.2 (345.6)

Pour une étude complète des incertitudes sur le  $\beta_{\text{eff}}$ , il est nécessaire de tenir compte :

- des incertitudes sur le  $\beta_{\text{eff}}$  calculé liées aux incertitudes sur les données nucléaires.
- des incertitudes statistiques, liées à la méthode, sur le paramètre calculé  $P_C$
- des incertitudes expérimentales définissant le paramètre mesuré  $P_m$
- des incertitudes statistiques dues à la dispersion sur les séries de mesures du  $\beta_{\text{eff}}$ .

Les trois dernières sont regroupées dans l'incertitude expérimentale.

Le nouveau C/E est donné avec son incertitude expérimentale et l'incertitude due aux données nucléaires dans le tableau 4-20 suivant :

Tableau 4-20 : Evaluation des  $\beta_{\text{eff}}$  calculés avec JEFF-3.1.1 et COMAC-V1 pour ZONA2

JEFF3.1.1	$\beta_{\text{eff}}$	$d\beta_{\text{eff}}$ (%)
<b>TRIPOLI4<sup>®</sup> IFP</b>	347.2 pcm	0.25
<b>C/E (Fréquence)</b>	0.999	4.2
<b>Incertitude due aux données nucléaires COMAC V1</b>	-	3.6

On constate une très bonne cohérence de l'écart calcul-expérience compte tenu des incertitudes expérimentales (4.2%) et calculées avec JEFF-3.1.1 et COMAC-V1 (3.6%). L'utilisation des données nucléaires issues du travail d'assimilation ne change pas la valeur du  $\beta_{\text{eff}}$  mais réduit l'incertitude due aux données nucléaires à 2.4% ce qui est compatible avec l'expérience.

#### 4.3.3.3 Valeur du $\beta_{\text{eff}}$

Le code de simulation TRIPOLI4<sup>®</sup> permet d'obtenir le  $\beta_{\text{eff}}$  avec la méthode IFP (probabilité de fission itérée).

Celle-ci évalue le rapport entre l'importance des neutrons retardés et l'importance de l'ensemble des neutrons de fissions :

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\langle \Phi^+ | \mathbf{F}_d \Phi \rangle}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F} \Phi \rangle} \quad (37)$$

Avec  $\mathbf{F}_d$  l'opérateur de production des neutrons retardés et  $\mathbf{F}$  l'opérateur complet de production par fission.

Le calcul du  $\beta_{\text{eff}}$  a été effectué pour le cœur BERENICE ZONA2 avec cette méthode IFP du code TRIPOLI4<sup>®</sup> version 4.10 et les données nucléaires issues de la bibliothèque JEFF-3.1.1. La méthode IFP est robuste puisqu'elle évalue l'importance des neutrons retardés et des neutrons de fissions sur plusieurs cycles. Cela a permis d'obtenir une valeur calculée de 346.7 pcm.

Pour ce qui concerne ASTRID BD 16/10, le calcul APOLLO3<sup>®</sup> du  $\beta_{\text{eff}}$  a été effectué (Tableau 4-21) en utilisant les sections efficaces homogénéisées produites par Bastien Faure [FAU19]. Les barres de commande sont en position de stationnement au-dessus du cœur.

Tableau 4-21: Comparaison du  $\beta_{\text{eff}}$  calculé avec TRIPOLI4<sup>®</sup> et APOLLO3<sup>®</sup> avec JEFF-3.1.1 pour ASTRID BD 16/10

JEFF3.1.1	$\beta_{\text{eff}}$ (pcm)	$d\beta_{\text{eff}}$ (pcm)	Temps (s)
TRIPOLI4 <sup>®</sup> IFP	371	1.5	90366
APOLLO3 <sup>®</sup>	370.2	-	1098
Biais	0.8	1.5	-

On constate un très bon accord entre calculs APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup> utilisant la méthode IFP.

#### 4.3.3.4 Incertitude du $\beta_{\text{eff}}$ due aux données nucléaires

Les données nucléaires comme les sections efficaces, les spectres de fission, sont connues avec des incertitudes significatives. C'est pourquoi il faut effectuer une analyse de sensibilité de ces grandeurs afin de pouvoir propager l'incertitude sur le paramètre.

L'analyse de sensibilité consiste à dériver le  $\beta_{\text{eff}}$  pour chaque paramètre neutronique (section efficace de fission, nu retardé, nu total, spectre de fission).

On utilise les multiplicateurs de Lagrange  $\Psi$  et  $\Psi^+$  :

$$T = \ln(\beta_{\text{eff}}) - \left\langle \Psi^+ \left| \left( \mathbf{A} - \frac{1}{k} \mathbf{F} \right) \cdot \Phi \right\rangle - \left\langle \left( \mathbf{A}^+ - \frac{1}{k} \mathbf{F}^+ \right) \cdot \Phi^+ \right| \Psi \right\rangle \quad (38)$$

Ce qui donne :

$$dT = \frac{d\beta_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \quad (39)$$

$$dT = \left\langle \Phi^+ \left| \frac{d\mathbf{F}_d \Phi}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F}_d \Phi \rangle} - \frac{d\mathbf{F} \Phi}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F} \Phi \rangle} \right\rangle - \left\langle \Psi^+ \left| \left( d\mathbf{A} - \frac{1}{k} d\mathbf{F} \right) \cdot \Phi \right\rangle - \left\langle \Psi \left| \left( d\mathbf{A}^+ - \frac{1}{k} d\mathbf{F}^+ \right) \cdot \Phi^+ \right\rangle \right. \quad (40)$$

On obtient la sensibilité du  $\beta_{\text{eff}}$  au paramètre  $S$  avec :

$$S_{\beta_{\text{eff}}} = \frac{S}{\beta_{\text{eff}}} \cdot \frac{d\beta_{\text{eff}}}{dS} = \frac{S}{\beta_{\text{eff}}} \left( \underbrace{\frac{\partial \beta_{\text{eff}}}{\partial S}}_{\text{terme direct}} - \underbrace{\left\langle \Psi^+ \left| \left( \frac{d\mathbf{A}}{dS} - \frac{1}{k} \frac{d\mathbf{F}}{dS} \right) \cdot \Phi \right\rangle - \left\langle \Psi \left| \left( \frac{d\mathbf{A}^+}{dS} - \frac{1}{k} \frac{d\mathbf{F}^+}{dS} \right) \cdot \Phi^+ \right\rangle}_{\text{terme indirect}} \right) \quad (41)$$

Le terme direct prend en compte les contributions explicites (hors impact sur les flux) des variations du paramètre  $S$  sur le  $\beta_{\text{eff}}$  et le terme indirect prend en compte les effets implicites de ces variations sur le flux et le flux adjoint. Les fonctions d'importance  $\Psi$  et  $\Psi^+$  sont définies telles que :

$$\frac{\mathbf{F}_d \Phi}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F}_d \Phi \rangle} - \frac{\mathbf{F} \Phi}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F} \Phi \rangle} = \left( \mathbf{A} - \frac{1}{k} \mathbf{F} \right) \cdot \Psi \quad \text{et} \quad \frac{\mathbf{F}_d^+ \Phi^+}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F}_d \Phi \rangle} - \frac{\mathbf{F}^+ \Phi^+}{\langle \Phi^+ | \mathbf{F} \Phi \rangle} = \left( \mathbf{A}^+ - \frac{1}{k} \mathbf{F}^+ \right) \cdot \Psi^+ \quad (42)$$

La sensibilité calculée à l'aide de ces formules peut être décomposée suivant le nu retardé, le nu total, les sections efficaces de fission, de capture, élastique, inélastique et le spectre de fission.

Une fois les sensibilités obtenues on calcule les incertitudes avec la formule du Sandwich :

$$\mathbf{I}^2 = \mathbf{S} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}^t \quad (43)$$

où  $\mathbf{M}$  est la matrice de dispersion basée sur la matrice de covariance (COMAC-V1).

Cependant, les covariances sur les constantes de neutrons retardées (y compris le spectre de neutrons retardés) sont nécessaires pour estimer les incertitudes sur le  $\beta_{\text{eff}}$ . Or, seule l'évaluation JENDL-4 dispose de telles constantes ; ce sont donc celles-ci qui ont été introduites dans COMAC-V1. Les incertitudes sur les spectres neutroniques des neutrons retardés ne sont pas disponibles mais une estimation par I.Kodeli (JSI) a montré qu'elles ne jouent qu'un rôle relativement faible dans l'incertitude de  $\beta_{\text{eff}}$ .

Les incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires pour JEFF-3.1.1 concernant le cœur de MASURCA ZONA2 sont donc dans le tableau 4-22 suivant.

Tableau 4-22: Incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires pour JEFF-3.1.1 et COMAC-V1 pour ZONA2

Isotope	Fission	Capture	Elastique	Inélastique	n,xn	Nu total	Nu retardé	Spectre total fission	Total
<b>U235</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.04	0.00	0.04
<b>U238</b>	<b>2.65</b>	<b>0.49</b>	0.09	<b>0.85</b>	0.02	<b>0.35</b>	<b>1.51</b>	0.20	<b>3.00</b>
<b>Pu238</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00	0.01
<b>Pu239</b>	<b>0.91</b>	0.08	0.01	0.09	0.00	0.01	<b>1.73</b>	<b>0.22</b>	<b>1.97</b>
<b>Pu240</b>	0.05	0.01	0.01	0.02	0.00	0.00	<b>0.21</b>	0.08	<b>0.22</b>
<b>Pu241</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	<b>0.14</b>	0.02	<b>0.14</b>
<b>Pu242</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.03	0.00	0.03
<b>Na23</b>	0.00	0.00	0.05	0.04	0.00	0.00	0.00	0.00	0.06
<b>Fe56</b>	0.00	0.01	0.05	0.07	0.00	0.00	0.00	0.00	0.09
<b>O16</b>	0.00	0.07	<b>0.11</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	<b>0.13</b>
<b>Cr52</b>	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01
<b>TOTAL</b>	<b>2.81</b>	<b>0.50</b>	0.16	<b>0.84</b>	0.02	<b>0.35</b>	<b>2.31</b>	0.31	<b>3.60</b>

Les principales sources d'incertitude viennent de la valeur des rendements en neutrons retardés et des sections efficaces de fission. La valeur calculée prédictive du  $\beta_{\text{eff}}$  pour le cœur d'ASTRID est associée avec JEFF-3.1.1 et COMAC-V1 à une incertitude de 5.1% comme détaillée dans le Tableau 4-23 suivant.

Tableau 4-23: Incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  d'ASTRID dues aux données nucléaires pour JEFF-3.1.1 et COMAC-VI

Isotope	Fission	Capture	Elastique	Inélastique	n,xn	Nu total	Nu retardé	Spectre total fission	Total
U235	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00	0.01	0.06	0.01	0.06
U238	<b>0.89</b>	<b>0.47</b>	0.10	<b>2.26</b>	0.02	0.08	<b>0.29</b>	0.05	<b>2.40</b>
Pu238	0.04	0.02	0.00	0.01	0.00	<b>0.21</b>	0.02	0.01	<b>0.21</b>
Pu239	<b>1.90</b>	0.18	0.01	0.18	0.00	<b>0.32</b>	<b>3.04</b>	0.29	<b>3.59</b>
Pu240	<b>1.80</b>	<b>0.37</b>	0.01	<b>0.23</b>	0.00	0.04	0.04	0.01	<b>1.75</b>
Pu241	<b>0.54</b>	0.03	0.00	0.06	0.00	0.04	<b>1.90</b>	<b>0.34</b>	<b>2.01</b>
Pu242	0.07	0.04	0.00	0.07	0.00	0.03	0.03	0.00	0.12
Na23	0.00	0.01	0.09	0.09	0.00	0.00	0.00	0.00	0.13
Fe56	0.00	0.05	0.08	<b>0.31</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	<b>0.32</b>
O16	0.00	0.07	<b>0.28</b>	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	<b>0.29</b>
Cr52	0.00	0.00	0.00	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.02
<b>TOTAL</b>	<b>2.82</b>	<b>0.56</b>	<b>0.32</b>	<b>2.28</b>	0.02	0.22	<b>3.59</b>	<b>0.45</b>	<b>5.10</b>

Cette valeur d'incertitude plus forte que celle de ZONA2 ne vient pas d'un spectre sensiblement différent dans ASTRID et dans ZONA2 (Figure 4-9) mais d'un vecteur Pu complètement différent. On note que la contribution du  $^{239}\text{Pu}$  à l'incertitude baisse dans ASTRID et que par contre, elle augmente pour le  $^{241}\text{Pu}$ .

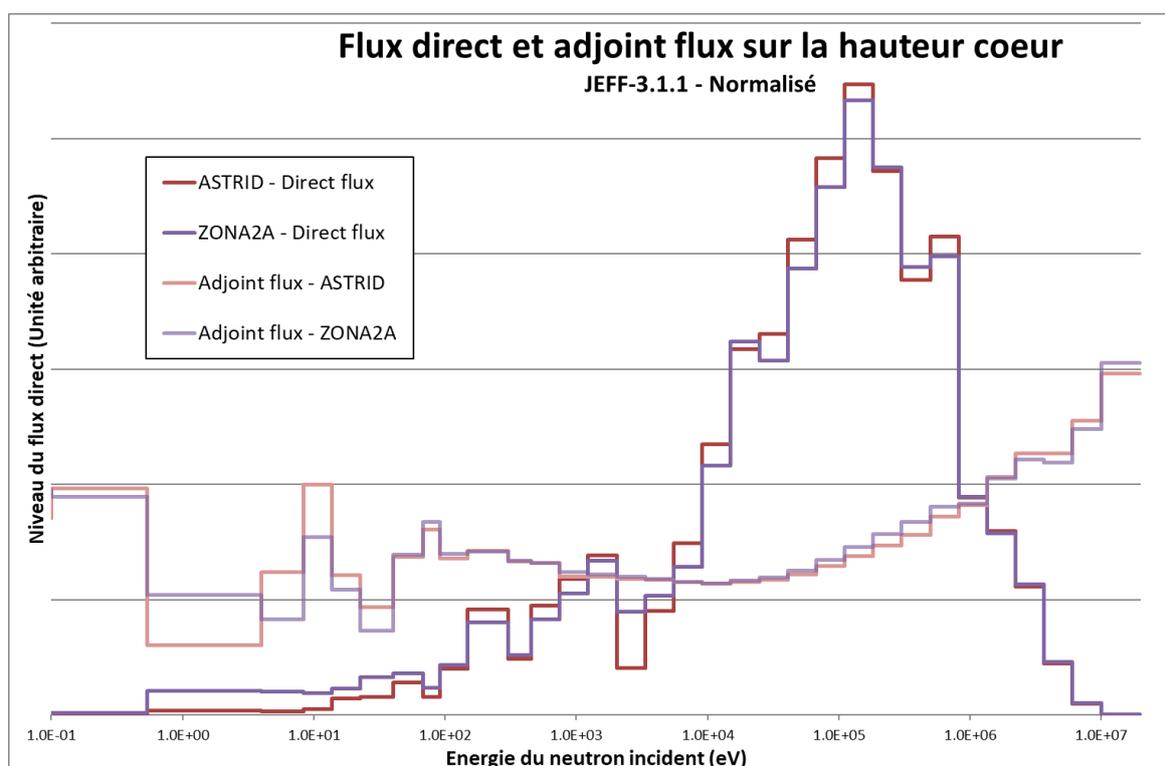


Figure 4-9 : Spectres comparés du cœur d'ASTRID et du cœur ZONA2 du programme BERENICE

Il n'existe pas dans la base expérimentale existante des configurations de cœur plus représentatives du cœur d'ASTRID et dans lesquelles des mesures précises de  $\beta_{\text{eff}}$  par technique de bruit neutronique aient été faites. Cette valeur d'incertitude plus forte que celle de ZONA2 vient aussi de la présence plus importante de  $^{241}\text{Pu}$  (Tableau 4-24).

Tableau 4-24: Comparaison de la décomposition du  $\beta_{\text{eff}}$  pour respectivement ZONA2 et ASTRID

$\beta_i$ (pcm)	ZONA2	ASTRID
<b>U235</b>	2.3%	1.4%
<b>U238</b>	49.1%	45.4%
<b>Pu238</b>	0.1%	0.8%
<b>Pu239</b>	41.7%	31.0%
<b>Pu240</b>	3.9%	4.6%
<b>Pu241</b>	2.5%	14.1%
<b>Pu242</b>	0.3%	2.6%

Du coup, le facteur de représentativité est assez faible (de l'ordre de 0.25) ce qui veut dire que l'incertitude du  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID dépend beaucoup des valeurs d'incertitudes calculées avec les matrices de variance-covariance. La qualification du  $\beta_{\text{eff}}$  s'en trouve donc très affectée.

Dans ce qui suit, on cherche à réduire la part due à la partie spectrale. Ceci est obtenu par assimilation d'expériences intégrales qui présentent des spectres très différents dont certains proches de celui du cœur d'ASTRID. L'utilisation des données nucléaires issues du travail d'assimilation ne change pas la valeur du  $\beta_{\text{eff}}$  mais réduit l'incertitude due aux données nucléaires à 2.4% ce qui reste compatible avec l'expérience.

Les incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires quand elles sont issues de l'assimilation des expériences intégrales concernant le cœur de MASURCA ZONA2 sont donc dans le tableau 4-25 suivant.

Tableau 4-25: Incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires pour les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales pour ZONA2

Isotope	Fission	Capture	Elastique	Inélastique	n,xn	Nu total	Nu retardé	Spectre total fission	Total
<b>U235</b>	0.01	0.01	0.00	0.01	0.00	0.01	0.04	0.01	0.03
<b>U238</b>	0.04	0.02	0.04	0.07	0.01	0.40	<b>1.51</b>	0.07	<b>1.57</b>
<b>Pu238</b>	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00	0.02
<b>Pu239</b>	0.41	0.04	0.01	0.05	0.01	0.11	<b>1.73</b>	0.28	<b>1.80</b>
<b>Pu240</b>	0.11	0.01	0.01	0.03	0.00	0.01	<b>0.21</b>	0.11	<b>0.26</b>
<b>Pu241</b>	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.14	0.02	0.14
<b>Pu242</b>	0.03	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.03	0.00	0.01
<b>Na23</b>	0.00	0.01	0.01	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.02
<b>Fe56</b>	0.00	0.00	0.01	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.02
<b>O16</b>	0.00	0.03	0.03	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.04
<b>Cr52</b>	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01
<b>TOTAL</b>	<b>0.42</b>	0.06	0.05	0.10	0.01	<b>0.39</b>	<b>2.31</b>	<b>0.31</b>	<b>2.41</b>

Maintenant que l'incertitude due à la partie spectrale est fortement réduite, les principales sources d'incertitude viennent de la valeur des rendements en neutrons retardés.

Pour ce qui concerne le cœur ASTRID, les incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires quand elles sont issues de l'assimilation des expériences intégrales sont aussi fortement réduites comme le montrent les valeurs du tableau 4-26 suivant.

Tableau 4-26: Incertitudes du  $\beta_{\text{eff}}$  dues aux données nucléaires pour les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales pour ASTRID

Isotope	Fission	Capture	Elastique	Inélastique	n,xn	Nu total	Nu retardé	Spectre total fission	Total
<b>U235</b>	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00	0.05	0.06	0.00	0.07
<b>U238</b>	0.02	<b>0.23</b>	0.03	<b>0.51</b>	0.03	0.07	<b>0.29</b>	0.02	<b>0.55</b>
<b>Pu238</b>	<b>0.25</b>	0.02	0.00	0.02	0.00	<b>0.21</b>	0.02	0.00	<b>0.33</b>
<b>Pu239</b>	<b>0.73</b>	0.11	0.01	0.07	0.00	<b>0.37</b>	<b>3.04</b>	<b>0.26</b>	<b>3.11</b>
<b>Pu240</b>	<b>0.63</b>	0.07	0.01	<b>0.24</b>	0.00	0.01	0.04	0.10	<b>0.68</b>
<b>Pu241</b>	<b>0.54</b>	0.04	0.00	0.06	0.00	0.04	<b>1.90</b>	<b>0.33</b>	<b>2.01</b>
<b>Pu242</b>	0.12	0.08	0.00	0.07	0.00	0.03	0.03	0.00	0.13
<b>Na23</b>	0.00	0.00	0.04	0.03	0.00	0.00	0.00	0.00	0.04
<b>Fe56</b>	0.00	0.02	0.03	0.10	0.00	0.00	0.00	0.00	0.10
<b>O16</b>	0.00	0.04	0.08	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.09
<b>Cr52</b>	0.00	0.01	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01
<b>TOTAL</b>	<b>1.14</b>	<b>0.21</b>	0.09	<b>0.59</b>	0.03	<b>0.29</b>	<b>3.59</b>	<b>0.43</b>	<b>3.82</b>

Ici aussi, la valeur prédictive n'est pas modifiée par l'assimilation des expériences intégrales mais l'incertitude du  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID est réduite à 3.8%. On note alors que ce sont les incertitudes dues aux rendements en neutrons retardés qui dominent dans le calcul de l'incertitude. La partie de l'incertitude due au spectre est fortement réduite. Le facteur de représentativité est augmenté à 0.657. Limité aux incertitudes dues au  $\nu_d$ , le facteur de représentativité atteint 0.689 ce qui prouve que la partie spectrale (effet indirect) reste maintenant marginale dans le calcul de l'incertitude due au  $\beta_{\text{eff}}$ . L'absence de programmes expérimentaux en soutien à ASTRID étant acté, il n'est pas possible d'améliorer les techniques expérimentales telles que celles mises en œuvre dans le programme expérimental BERENICE de MASURCA. On ne peut donc espérer améliorer l'incertitude sur le  $\beta_{\text{eff}}$  en l'absence de mesures intégrales plus précises qu'en réduisant l'incertitude provenant des données nucléaires.

Le fait que la représentativité reste limitée à 0.657 vient de ce que la contribution du  $^{241}\text{Pu}$  est forte et que cet isotope n'existe pas de façon significative dans le cœur ZONA2 du programme BERENICE au contraire du cœur d'ASTRID. On doit porter l'effort sur les données de rendement de neutrons retardés du  $^{241}\text{Pu}$  pour réduire l'incertitude sur le  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID.

Un travail est en cours au CEA Cadarache afin d'obtenir des données de covariance plus précises et mieux maîtrisées sur ces rendements.

#### 4.3.3.5 Conclusion sur le calcul du $\beta_{\text{eff}}$ du cœur d'ASTRID

La quantification des biais et incertitudes pour la fraction effective des neutrons retardés du cœur CFV d'ASTRID s'effectue avec les évaluations JEFF-3.1.1 qui ont été choisies pour tous

les corps sauf pour le  $^{23}\text{Na}$  pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 a été prise et à partir de laquelle un travail d'assimilation d'expériences intégrales a permis une réduction importante de l'incertitude sur les données nucléaires associées.

L'analyse très détaillée des mesures de  $\beta_{\text{eff}}$  par bruit neutronique du massif ZONA2 du programme BERENICE de MASURCA confirme la prédiction de la fraction des neutrons retardés ( $\beta_{\text{eff}}$ ) pour le cœur d'ASTRID (donc sans biais) avec une incertitude à 3.8%.

Les incertitudes dues aux rendements en neutrons retardés dominent dans le calcul de l'incertitude du  $\beta_{\text{eff}}$ . La partie de l'incertitude due au spectre est fortement réduite. Le facteur de représentativité est augmenté à 0.657 alors qu'il n'était que de 0.25 avec les données nucléaires évaluées. Ce changement vient de ce que le spectre et la composition isotopique sont fortement différents dans les deux cœurs, mais que l'incertitude sur les  $v_d$  dominant lorsque les incertitudes sur l'effet spectral disparaissent (cas après assimilation).

Le fait que la représentativité reste limitée à 0.657 vient de ce que la contribution du  $^{241}\text{Pu}$  est forte et que cet isotope n'existe pas de façon significative dans le cœur ZONA2 du programme BERENICE au contraire du cœur d'ASTRID. On doit porter l'effort sur les données de rendement de neutrons retardés du  $^{241}\text{Pu}$  pour réduire l'incertitude sur le  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID.

Au final, les incertitudes sur le  $\beta_{\text{eff}}$  d'ASTRID ont pu être évaluées avec les matrices de variances-covariance COMAC V1, avec et sans assimilation, résumé dans le tableau suivant 4-27.

Tableau 4-27 : Bilan VVQI sur le  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID (%)

	COMAC V1 prior	COMAC V1 posterior
<b>Biais</b>	0.0	0.0
<b>Données Nucléaires (DN)</b>	5.1	3.8
<b>Méthodes (APOLLO3<sup>®</sup>-TRIPOLI4<sup>®</sup>)</b>	0.5	0.5
<b>Total des incertitudes de calcul DN + Méthodes</b>	5.1	3.8
<b>Incertitude Expérimentale issue de l'expérience BERENICE</b>	4.2	4.2

Parce que le C/E de BERENICE est très proche de l'unité (Tableau 4-20), l'incertitude totale du  $\beta_{\text{eff}}$  du cœur d'ASTRID est de 5,1% avec les matrices de covariances *a priori* (issues de l'évaluation des données nucléaires), et de 3,8% avec les matrices de covariances *a posteriori*, peut être comparée à l'incertitude expérimentale de 4,2% de l'expérience BERENICE. On note que l'expérience BERENICE valide le calcul APOLLO3<sup>®</sup> du  $\beta_{\text{eff}}$  sans pouvoir permettre d'apporter une réduction d'incertitude supplémentaire.

#### 4.3.4 Effet en réactivité du vide sodium

##### 4.3.4.1 Introduction

L'apparition de bulle de gaz au sein du circuit primaire, ou une élévation brutale de la température (ébullition locale du sodium), peut mener à une vidange partielle du caloporteur. Oter le caloporteur d'un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium a pour conséquence de provoquer plusieurs effets antagonistes en réactivité :

- Une diminution des captures neutroniques par le sodium, se traduisant par un effet positif en réactivité peu important.
- Une augmentation des fuites due à la réduction de densité du  $^{23}\text{Na}$  dans le cœur du réacteur, se traduisant par une augmentation du libre parcours des neutrons ce qui induit un effet négatif assez important sur la réactivité. Cet effet est particulièrement important au niveau du Plénum
- Un durcissement du spectre, engendrant une augmentation des fissions des isotopes à seuil, ainsi que l'augmentation du rapport fission/capture du  $^{239}\text{Pu}$  ; cet effet a un impact positif en réactivité

Les deux effets majeurs de la vidange de caloporteur sont donc le durcissement du spectre, effet positif en réactivité, et l'augmentation des fuites neutroniques, effet négatif en réactivité. L'effet de vidange en réactivité sodium (SVRE) peut donc se décomposer en les contributions d'une composante dite centrale (CC), positive, et une composante dite de fuite (LC), négative. La figure suivante 4-10 illustre le SVRE par zone du cœur d'ASTRID et par composante.

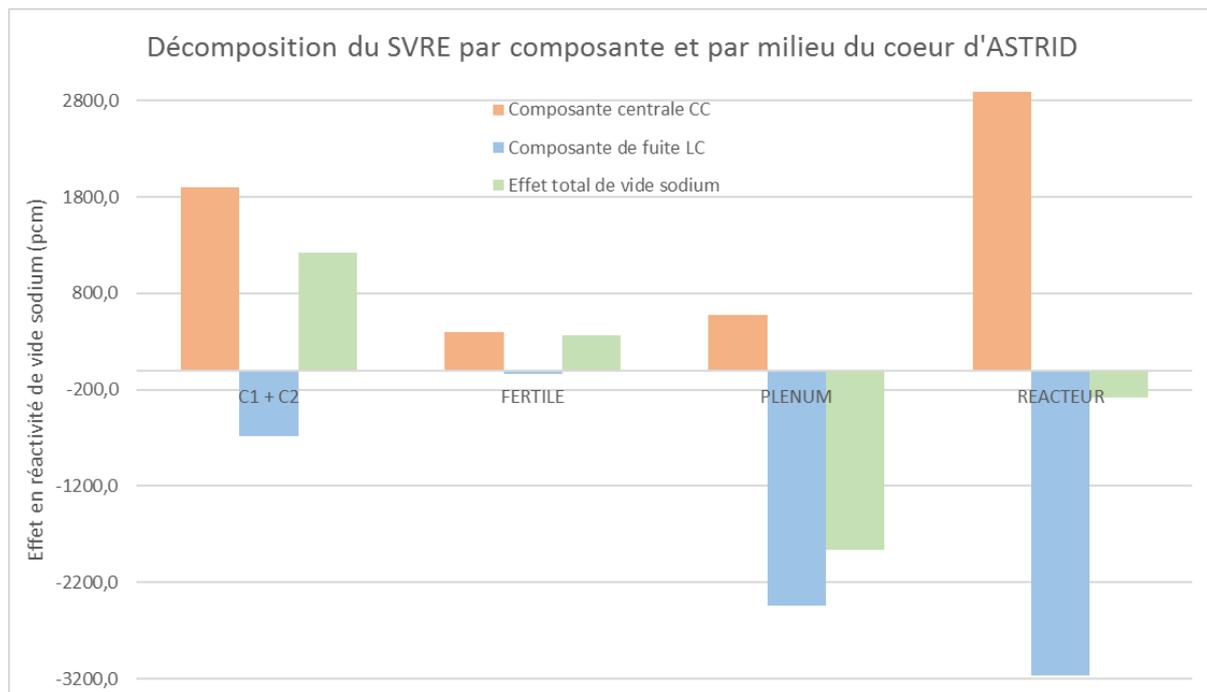


Figure 4-10 : Décomposition du SVRE d'ASTRID par domaine et composante, avec JEFF-3.1.1

L'objectif est de déterminer la valeur centrée de l'effet en réactivité de la vidange sodium du cœur CFV d'ASTRID et de maîtriser les différentes sources d'incertitudes dans son calcul. Pour cela, on utilise les expériences intégrales de plusieurs programmes expérimentaux.

#### 4.3.4.2 Expériences Intégrales

L'effet en réactivité de vidange sodium (SVRE : *Sodium Void Reactivity Effect*) a été mesuré au CEA Cadarache dans l'installation MASURCA dans plusieurs programmes expérimentaux et en particulier les programmes suivants :

- PRE-RACINE I, 2A & 2B [JEA78]
- CIRANO [RIM96]

De plus, un programme expérimental BFS-115-1 [DUL14] a été réalisé dans les installations BFS de l'IPPE à Obninsk (Russie) en collaboration avec le CEA.

On peut noter en particulier qu'aucun des cœurs des programmes expérimentaux ne comporte de vecteur Pu d'origine REP-MOX irradié comme le cœur CFV d'ASTRID. Ces cœurs ont aussi une fraction combustible supérieure à celle du cœur CFV d'ASTRID qui est de 44%. Par contre, certains cœurs comportent des couvertures fertiles internes et le cœur BFS un plénum sodium.

Chacun de ces programmes expérimentaux comporte des spécificités qui sont rassemblées dans le Tableau 4-28.

Tableau 4-28 : Spécificités des cœurs des programmes sélectionnés en regard du cœur CFV d'ASTRID

Cœur	Plenum Sodium	Couverture ou Réflecteur	Couverture fertile interne	Fraction de Sodium	Fraction Fissile + Fertile	Type de Fissile	Dureté de Spectre
PRE-RACINE I	non	Couverture	oui	50%	50%	POA (8% Pu240)	0.42
PRE-RACINE 2A	non	Couverture	non	50%	50%	POA (8% Pu240)	0.42
PRE-RACINE 2B	non	Couverture	non	50%	50%	PIT (18% Pu240)	0.41
CIRANO 2A	non	Couverture	non	50%	50%	PIT (18% Pu240)	0.51
CIRANO 2B	non	Réflecteur	non	50%	50%	PIT (18% Pu240)	0.51
BFS-115-1	oui	Réflecteur	oui	30%	70%	Militaire	0.54
<b>ASTRID CFV</b>	<b>oui</b>	<b>Réflecteur</b>	<b>oui</b>	<b>28%</b>	<b>44%</b>	<b>PWR-MOX</b>	<b>0.45</b>

Les expériences PRE-RACINE, CIRANO et BFS fournissent des informations sur les composantes du milieu combustible. Les expériences PRE-RACINE 1 et BFS fournissent des informations sur les composantes du milieu fertile. L'expérience BFS fournit des informations sur les composantes du plénum de sodium.

L'objectif est de déterminer la valeur centrée de l'effet en réactivité de la vidange sodium du cœur CFV d'ASTRID et de maîtriser les différentes sources d'incertitudes dans son calcul. Pour cela, on utilise les expériences intégrales de plusieurs programmes expérimentaux.

On peut noter en particulier qu'aucun des cœurs des programmes expérimentaux ne comporte de vecteur Pu d'origine REP-MOX irradié comme dans le cœur CFV d'ASTRID. Le cœur BFS-115-1 a aussi une fraction combustible légèrement supérieure à celle du cœur CFV d'ASTRID

qui est de 44% alors que les cœurs MASURCA (PRE-RACINE et CIRANO) l'ont inférieure. Les cœurs MASURCA ont une fraction de sodium nettement supérieure à celle d'ASTRID alors que celle de BFS-115-1 est inférieure. De plus, les configurations expérimentales disposent d'une fraction de vide de 13 à 19%, inexistante dans le cœur d'ASTRID. Les mesures ne seront donc pas directement transposables. Par contre, certains cœurs comportent des couvertures fertiles internes centrées ou excentrées et le cœur BFS un plénum sodium. Enfin, du point de vue de la dureté du spectre, le calcul de l'inverse de la différence entre l'énergie des neutrons produits par fission et celle des neutrons absorbés montre que la valeur pour le cœur CFV d'ASTRID (0.45) se trouve entre les valeurs des cœurs PRE-RACINE et celles des cœurs CIRANO et BFS-115-1.

Les différents cœurs expérimentaux sont modélisés à l'aide de deux outils de calcul scientifiques différents :

- TRIPOLI4<sup>®</sup> un code Monte-Carlo utilisant une géométrie *as built*
- ERANOS, utilisant la géométrie RZ.

Pour les expériences PRE-RACINE-1 qui portent sur les couvertures internes, TRIPOLI4<sup>®</sup> avec JEFF-3.1.1 donne des résultats cohérents avec une incertitude expérimentale de  $1\sigma$  pour tous les résultats. Seules trois configurations vidangées sur 9 rentrent dans les incertitudes expérimentales à  $1\sigma$  avec les données nucléaires JEFF-3.2.

Pour les expériences PRE-RACINE-2B qui portent sur le cœur, TRIPOLI4<sup>®</sup> avec JEFF-3.1.1 donne des résultats cohérents avec une incertitude de  $1\sigma$  pour 3 configurations sur 5. Aucune des 5 configurations ne rentre dans les incertitudes à  $1\sigma$  avec les données nucléaires JEFF-3.2.

Pour les expériences BFS-115-1 qui portent sur le plénum, TRIPOLI4<sup>®</sup> avec JEFF-3.2 donne des résultats cohérents dans les incertitudes expérimentales de  $1\sigma$  pour les configurations à 3 vides. Les 3 configurations calculées avec les données nucléaires JEFF-3.1.1 ne sont cohérentes avec les incertitudes expérimentales qu'à  $2\sigma$ .

La variation de réactivité de la vidange complète des 91 tubes centraux de BFS est nettement négative (de -120 à 150¢). L'amplitude de la variation est surestimée de 8 à 22% avec les données nucléaires JEFF-3.1.1 contre 5 à 12% avec les données nucléaires JEFF-3.2. La tendance est à l'amélioration lors du passage de JEFF-3.1.1 à JEFF-3.2 pour la prédiction des remplissages progressifs. L'incertitude expérimentale inclut le défaut de bouclage entre réactivités expérimentales de vidanges et de remplissages, de 5 à 12¢.

#### 4.3.4.3 Analyse des expériences de vidange

L'analyse détaillée de l'effet en réactivité de vidange sodium SVRE (*Sodium Void Reactivity Effect*) par composante va aider à comprendre la source de ces biais pour chaque configuration vidangée de chaque programme expérimental.

L'utilisation complémentaire du code déterministe et du code de Monte-Carlo est nécessaire. En effet, TRIPOLI4<sup>®</sup> donne des résultats de référence mais il ne peut pas scinder le SVRE en composante centrale (CC) et de fuites (LC). ERANOS utilise la théorie des perturbations standard (SPT) pour obtenir les valeurs CC et LC de chaque configuration vidangée.

Ensuite, un ajustement des valeurs CC et LC calculées par ERANOS peut être effectué à l'aide d'un ensemble de deux paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  afin d'obtenir une variation de réactivité ajustée :

$\Delta\rho_{\text{adjusted}} = \alpha \cdot \text{CC} + \beta \cdot \text{LC}$  afin de minimiser la différence avec la variation de réactivité expérimentale :  $\Delta\rho_{\text{exp}}$ .

On obtient un ensemble de paramètres  $(\alpha_e, \beta_e)$  pour l'ajustement ERANOS ( $\Delta\rho_{\text{exp}} = \alpha_e \cdot \text{CC} + \beta_e \cdot \text{LC}$ ) avec les résultats des expériences et un autre ensemble  $(\alpha_d, \beta_d)$  pour la méthode d'ERANOS (qui présente des approximations, plus particulièrement pour le plenum sodium) avec les résultats de calcul TRIPOLI4<sup>®</sup> ( $\Delta\rho_{\text{T4}} = \alpha_d \cdot \text{CC} + \beta_d \cdot \text{LC}$ ).

Le rapport  $\left(\frac{\alpha_d}{\alpha_e}, \frac{\beta_d}{\beta_e}\right)$  donne les valeurs C / E par composante entre TRIPOLI4<sup>®</sup> et les résultats expérimentaux.

Pour analyser l'effet en réactivité des vidanges sodium, on le sépare en deux composantes: la composante centrale (CC) qui est un effet en réactivité positif dû aux changements de spectre et la composante de fuite (LC) qui est un effet en réactivité négatif dû à l'augmentation du libre parcours moyen des neutrons. Le retour d'expérience donne donc une prévision du SVRE total en début de vie de -432 pcm pour le cœur CFV d'ASTRID avec une incertitude expérimentale associée de 25 cents.

Afin d'étudier en détail l'incertitude associée au calcul du SVRE, on utilise une procédure innovante basée sur la théorie des perturbations généralisées pour calculer les sensibilités de la CC et de la LC indépendamment, développée par P. Dufay [DUF18]. Avec de telles sensibilités et l'utilisation de la matrice de covariance COMAC-V1, on est capable de calculer les incertitudes dues aux données nucléaires sur chaque composante en utilisant des données nucléaires JEFF-3.1.1. L'utilisation de cette méthode sur le cœur CFV d'ASTRID montre une incertitude de 2,6% sur la CC, une incertitude de 4,4% sur la LC et un effet de 18% sur la réactivité totale du vide de sodium avec peu de corrélation entre les deux composantes.

Cette approche a permis d'étudier des programmes expérimentaux réalisés dans des installations critiques comme MASURCA. L'analyse indépendante de chaque composante (CC et LC) de la SVRE a été développée dans le cadre d'un travail de thèse [DUF18]. L'utilisation d'une approche à la fois déterministe et stochastique est obligatoire car même si le code Monte-Carlo TRIPOLI4<sup>®</sup> donne des résultats de référence en utilisant les géométries les plus « exactes » possible des cœurs, la perturbation généralisée n'a pas encore été implémentée dans ce code. Le code déterministe ERANOS du CEA est donc utilisé en complément pour le calcul des sensibilités et incertitudes sur l'effet de vidange global mais aussi pour la décomposition en composante centrale (CC) et en composante de fuites (LC).

Une fois les simulations effectuées pour chaque configuration des divers programmes expérimentaux, il est possible d'évaluer la représentativité de différents programmes expérimentaux avec le cœur CFV d'ASTRID mais aussi d'ajuster les résultats d'ERANOS et de TRIPOLI4<sup>®</sup> avec l'expérience grâce à un jeu de paramètre  $(\alpha, \beta)$  et d'obtenir des incertitudes sur ces paramètres. Ce travail a été conduit pour l'ensemble des programmes expérimentaux considérés et a montré que les résultats de TRIPOLI4<sup>®</sup> surestiment la composante centrale des zones combustibles lorsqu'elles sont vidangées de 1,7% et aussi la composante de fuites lorsque le plenum sodium est vidangé de 1,1%. Ces écarts sont cohérents avec les incertitudes expérimentales et statistiques à  $1\sigma$  (qui sont respectivement pour la CC et la LC de 2,6% et 4,4% en zone combustible et aussi celles dues aux données nucléaires qui sont de 3,4% sur la CC et de 1,7% sur la LC).

Le retour d'expérience donne des rapports calcul expérience prévisionnels (issus de la transposition) pour le cœur CFV d'ASTRID CFV par composantes centrale (CC) et de fuites (LC) ainsi que totale (tableau 4-29 suivant).

Tableau 4-29 : Rapport C/E par composantes CC et LC et totale de la zone cœur

		CC	LC	Totale
<b>JEFF-3.1.1</b>	incertitudes due aux données nucléaires (%)	2.6	4.4	14
	C/E	1.006	1.085	1.567
<b>JEFF-3.2</b>	incertitudes due aux données nucléaires (%)	2.9	2.1	16
	C/E	1.083	1.052	0.906
<b>Expérience</b>	incertitude (%)	3.4	1.7	15

On note que les écarts calcul-expérience sont plus faibles pour la composante centrale avec JEFF-3.1.1 et pour la composante de fuites avec JEFF-3.2 (essentiellement plénum sodium).

Les résultats sur le plénum de sodium doivent être confirmés par l'analyse d'autres expériences, le résultat de la décomposition s'appuyant sur une seule expérience de BFS 115-1. On suspecte une sous-estimation des incertitudes sur les données nucléaires en particulier pour le sodium avec COMAC-V1.

Selon l'utilisation des différentes bibliothèques de données nucléaires, le rapport C / E est plus proche de 1 pour la CC avec JEFF-3.1.1 et pour la LC avec JEFF-3.2. Il s'avère donc que la meilleure prédiction sans assimilation d'expériences intégrales consiste à utiliser JEFF-3.1.1 pour tous les nucléides et JEFF-3.2 pour <sup>23</sup>Na.

#### 4.3.4.4 Transposition au cœur CFV d'ASTRID

Chaque programme expérimental donne une indication de biais pour les composants de la SVRE pour les différentes parties du cœur ASTRID CFV. La rétroaction de ces expériences sur le SVRE dépend de leur représentativité avec le vide de sodium dans le cœur CFV d'ASTRID.

Tout d'abord, les CC et LC du cœur CFV ASTRID calculés avec ERANOS doivent être corrigés du biais déterministe grâce à un jeu de paramètres dédié ( $\alpha_d, \beta_d$ ) obtenu avec la comparaison de différentes configurations vidangées entre TRIPOLI4<sup>®</sup> et ERANOS.

Ensuite, pour chaque milieu, les CC et les LC sont multipliés par un ensemble prédit de paramètre ( $\alpha_p, \beta_p$ ) calculé comme étant la moyenne de l'ensemble de paramètres EXP-TRIPOLI4<sup>®</sup> ( $\alpha_i, \beta_i$ ) de chaque expérience pondérée par la représentativité ( $R_{CC,i}, R_{LC,i}$ ) de l'expérience avec le SVRE de base ASTRID CFV.

$$(\alpha_p, \beta_p) = \frac{\sum_i (\alpha_i \cdot R_{CC,i}, \beta_i \cdot R_{LC,i})}{\sum_i (R_{CC,i}, R_{LC,i})} \quad (44)$$

Les expériences PRE-RACINE, CIRANO et BFS fournissent des informations sur les composantes du milieu combustible.

Les expériences PRE-RACINE 1 et BFS fournissent des informations sur les composantes du milieu fertile.

L'expérience BFS fournit des informations sur les composantes du plénum de sodium.

Le retour d'expérience donne donc une prévision du SVRE total en début de vie de -432 pcm (soit -1,13 \$) pour le cœur CFV d'ASTRID avec une incertitude expérimentale associée de 0.26\$ ou 26 cents.

Étant donné les incertitudes expérimentales, JEFF-3.3, JENDL4.0 pourraient donner des prévisions correctes ainsi que JEFF-3.1.1 pour tous les nucléides et JEFF-3.2 pour <sup>23</sup>Na.

Par contre les évaluations JEFF-3.1.1, JEFF-3.2 et ENDFB-7.1 donnent des valeurs calculées en dehors des incertitudes expérimentales.

La prédiction la plus proche de la valeur *Best Estimate* est obtenue avec les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales (Tableau 4-30).

Tableau 4-30 : Bilan des valeurs par composantes CC et LC et totale du cœur CFV d'ASTRID

En pcm	CC	LC	$\Delta\rho_{Na}$
<b>JEFF-3.1.1+ <sup>23</sup>Na JEFF-3.2</b>	2885	-3265	-379
<b>IDA</b>	2915	-3277	-363

Elle donne une valeur prédictive de -363 pcm (soit -0,98 \$) avec une incertitude expérimentale associée de 103 pcm (soit 26 cents) (Tableau 4-31).

Tableau 4-31 : Valeurs par composantes CC et LC et totale du cœur CFV d'ASTRID calculées avec les données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales

En pcm	CC	LC	$\Delta\rho_{Na}$
<b>Combustible</b>	1924±84	-707±24	1218±87
<b>Fertile</b>	407±21	-38±2	369±21
<b>Plenum</b>	515±31	-2279±39	-1737±50
<b>Autres milieux</b>	69±4	-254±4	-185±6
<b>Total</b>	2915±92	-3277±46	-363±103

On conclut que les travaux de P. Dufay [DUF18] sur les analyses de mesures d'effets de vide sodium et les incertitudes associées effectuées sans travaux d'assimilation sont en accord avec les résultats des travaux d'assimilation de V. Huy [HUY18].

L'avantage de cette approche est de permettre le calcul de l'effet de vidange en fin de cycle avec une incertitude associée correspondante. Par contre, l'incertitude issue des données nucléaires est plus faible et donne 21 cents mais doit être complétée par l'incertitude des méthodes (APOLLO3<sup>®</sup> vs TRIPOLI4<sup>®</sup>) de l'ordre de 15 cents déterminée par la méthode décrite en annexe 7.10. Cela donne au final une incertitude du calcul de 22 cents légèrement inférieure à l'incertitude issue du retour expérimental (26 cents) (tableau 4-30).

Au final, les incertitudes sur l'effet de vidange sodium en réactivité d'ASTRID ont pu être évaluées avec les matrices de variances-covariance COMAC V1, avec et sans assimilation, dans le tableau suivant 4-32.

Tableau 4-32 : Incertitude de l'effet de vidange total du cœur CFV d'ASTRID

$\Delta\rho_{Na}$	COMAC V1 prior	COMAC V1 posterior
<b>Biais (obtenu par facteurs correctifs)</b>	49 cents	0 cent
<b>Données Nucléaires (DN)</b>	97 cents	21 cents
<b>Méthodes (APOLLO3<sup>®</sup>-TRIPOLI4<sup>®</sup>)</b>	15 cents	15 cents
<b>Total des incertitudes de calcul DN + Méthodes</b>	98 cents	27 cents
<b>Incertitude déduite des expériences intégrales</b>	26 cents	26 cents

Plusieurs programmes expérimentaux de MASURCA et BFS donnent une indication de biais pour les composantes de la SVRE des différentes parties du cœur ASTRID CFV. La valeur prédite est de 363 pcm, ce qui montre un biais de 49 cents avec les bibliothèques a priori (JEFF-311 pour tous les isotopes sauf pour le <sup>23</sup>Na pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 est prise) mais aucun biais avec la bibliothèque issue de l'assimilation.

L'incertitude totale de l'effet de vidange de sodium du cœur d'ASTRID est de 98 cents avec les matrices de covariances *a priori* (issues de l'évaluation des données nucléaires), et de 27 cents avec les matrices de covariances *a posteriori*, peut être comparée à l'incertitude expérimentale de 26 cents issue des expériences. On note que les expériences valident le calcul APOLLO3<sup>®</sup>.

Les résultats de cette analyse pourraient être complétés par l'analyse d'autres expériences. Ce sont, pour la plupart, des expériences issues de la base de données internationale IRPhE avec les programmes ZPPR2 et ZPR6-7 mais aussi éventuellement ZPPR-9 (homogène); ZPPR-13A (radialement hétérogène), ZPPR-17A (axialement hétérogène). Enfin dans le cadre d'une collaboration avec JAEA, ce pourrait être deux configurations avec plénum sodium BFS-66-1 et FCA XVII-1.

*Page laissée intentionnellement vide*

## 5. Etat de la qualification de l'OCS APOLLO3-RNR de référence pour ASTRID en fin de cycle

Plutôt que de se placer dans une démarche conservatrice, dans laquelle les hypothèses de calculs sont les plus pénalisantes mais englobantes du point de vue sûreté, on se place dans la démarche *BEPU*, qui est envisagée pour établir, dans le futur, les dossiers de sûreté des réacteurs à spectres thermique ou rapide, de manière précise avec une marge d'incertitude.

Les calculs en évolution reposent sur des chaînes d'évolution, nécessairement approximées. La nouvelle chaîne d'évolution proposée a été définie sur un benchmark de l'OCDE et a été appliquée à la perte de réactivité de SUPERPHENIX.

L'utilisation des données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales permet d'éviter des facteurs correctifs associés au biais de calcul et données nucléaires. Cette absence de biais permet de déterminer les valeurs les plus probables des caractéristiques du cœur d'ASTRID (*best estimate* values) en début de vie puis en fin de cycle, associées à leurs incertitudes.

L'assimilation des expériences PROFIL, qui avait été faite pour les actinides majeurs, a été effectuée dans le cadre de ce travail sur la capture du  $^{241}\text{Pu}$  et sur celles des produits de fission, en utilisant les mesures d'irradiations des échantillons correspondants.

Au final, les valeurs *best estimate* des grandeurs neutroniques début et fin de cycle du cœur d'ASTRID ont été calculées. Le calcul d'incertitudes avec le formalisme des sensibilités en évolution a été illustré avec la perte de réactivité.

---

5.1	Schéma de Calcul en Evolution .....	94
5.1.1	Introduction .....	94
5.1.2	Mise en place d'un schéma de calcul en évolution .....	94
5.1.3	Solveurs en évolution .....	97
5.1.3.1	ERANOS .....	97
5.1.3.2	MENDEL .....	98
5.1.4	Etude préliminaire sur benchmark OCDE .....	98
5.1.4.1	Comparaison entre calculs d'évolution APOLLO3-CEAV6 et ERANOS-JEFF-3.1.1 .....	102
5.1.4.2	Comparaison entre chaînes d'ERANOS JEFF-3.1.1 et CEAV5-RNR .....	105
5.1.5	Définition de la nouvelle chaîne CEA V6-RNR .....	107
5.1.6	Variation de la perte de réactivité du cœur d'ASTRID au cours du cycle suivant différentes évaluations .....	109
5.2	Qualification expérimentale des caractéristiques du cœur ASTRID en fin de cycle .....	111
5.2.1	Vérification de la chaîne sur la perte de réactivité de SUPERPHENIX .....	111
5.2.2	Les expériences PROFIL .....	112
5.2.3	Détermination des valeurs <i>best-estimate</i> et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle. ....	114
5.2.3.1	Intérêt de l'assimilation pour la détermination des valeurs <i>best-estimate</i> et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle .....	114
5.2.3.2	Analyse des expériences d'échantillons PF de PROFIL .....	114
5.2.3.3	Assimilation des échantillons PF de PROFIL .....	115
5.2.3.4	Assimilation des expériences PROFIL1 d'échantillons $^{241}\text{Pu}$ .....	116
5.2.3.5	Valeurs <i>best estimate</i> de la perte de réactivité et des coefficients de réactivité majeurs .....	118
5.2.3.6	Valeurs d'incertitude de la perte de réactivité .....	121

---

## 5.1 Schéma de Calcul en Evolution

### 5.1.1 Introduction

La plupart des valeurs dimensionnantes du cœur (réactivité, contre-réaction, paramètres cinétiques, poids des barres, puissance résiduelle cœur ou assemblage, etc..) se situant en fin de cycle, le « bon » calcul de la situation évoluée est essentiel. Plutôt que de se placer dans une démarche conservatrice, dans laquelle les hypothèses de calculs sont les plus pénalisantes, l'objectif de l'approche adoptée ici est de calculer au mieux ces grandeurs (*Best Estimate*) et d'y associer un niveau de confiance, ou d'incertitudes (*Plus Uncertainty*). Cette démarche *BEPU* est envisagée pour établir le dossier de sûreté d'un réacteur, thermique ou rapide, de manière prédictive ; cette approche est un aspect novateur de ces travaux de thèse.

On va donc décrire successivement la mise en place d'un schéma de calcul en évolution, la quantification des biais et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle et enfin une évaluation des incertitudes en fin de cycle dues aux données nucléaires.

### 5.1.2 Mise en place d'un schéma de calcul en évolution

Certaines difficultés liées à la mise en place d'un schéma de calcul en fin de vie pour les RNR ont été exposées au paragraphe 3.3.2. Celles-ci concernent notamment l'absence de code étalon pour les situations évoluées (pendant de la méthode Monte Carlo pour les situations statiques), le choix des isotopes d'intérêt à prendre en compte (à déterminer en fonction du pas de temps et de la grandeur étudiée), et le choix d'une chaîne d'évolution sous flux adaptée.

En toute rigueur, les incertitudes sur les rendements de fission des produits de fission, sur les facteurs de branchements de la chaîne d'évolution, sur les périodes de demi-vie des isotopes instables et sur les énergies dégagées par fission et capture doivent être propagées au même titre que les incertitudes sur les sections efficaces.

La quantification des biais pour chaque caractéristique d'intérêt du cœur ASTRID en tout point de son cycle de combustible doit combiner 2 approches :

- Une évaluation des biais élémentaires dus aux approximations de méthode et de schémas et leur propagation par l'intermédiaire des sensibilités,
- Une évaluation de leur effet global par une comparaison avec le résultat du code stochastique TRIPOLI4<sup>®</sup>.

Pour ce qui concerne les calculs d'évolution, l'approche est un peu différente puisque APOLLO3-RNR et TRIPOLI4-D partagent les mêmes solveurs MENDEL. Seule la première approche est donc possible.

On a donc mis en place une méthodologie pour définir la chaîne d'évolution de référence. Celle-ci s'appuie tout d'abord sur l'identification des actinides et produits de fission d'intérêts pour les RNR.

Cela suppose l'existence d'une chaîne très détaillée avant d'effectuer des approximations :

- Décroissance d'un élément père vers un élément fils sans prise en compte d'un élément intermédiaire de courte durée de vie
- Facteurs de branchement simplifiés

- Rendements indépendants ou cumulés des produits de fission.

Ce dernier point est particulièrement délicat car la chaîne étalon de 886 produits de fission exige l'utilisation de rendements indépendants dont la connaissance est imparfaite pour les éléments à durée de vie les plus courtes. Par contre, les rendements cumulés sont mieux connus mais sont associés à des chaînes d'évolution plus simplifiées.

Une analyse détaillée a amené aux choix d'une chaîne d'évolution de référence à 32 actinides et 150 produits de fission (PFs).

Une représentation de la chaîne d'évolution des actinides se trouve en Annexe 7.3.

La figure 5-1 présente la perte de réactivité due aux actinides et produits de fissions au cours de l'évolution de l'assemblage central d'ASTRID sur la période d'évolution considérée.

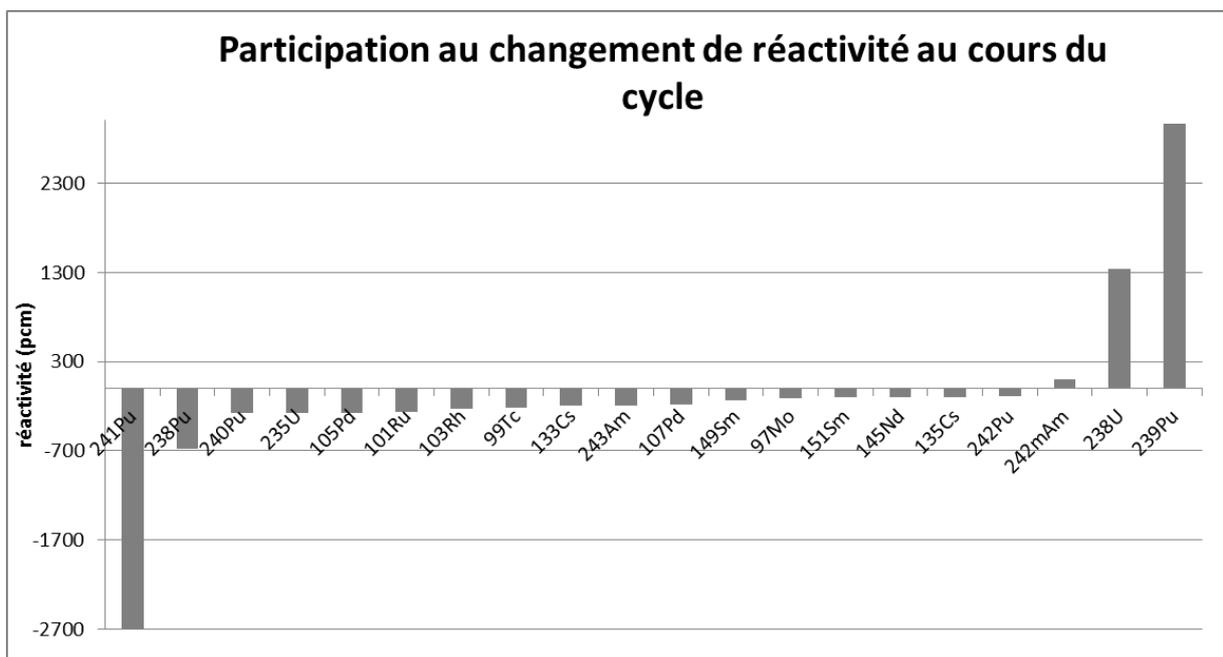


Figure 5-1 : Décomposition de la perte de réactivité d'ASTRID au cours d'un cycle par isotope

On note que si les produits de fission ont tous une contribution négative, il n'en est pas de même pour les actinides qui dans ce cœur iso-générateur peuvent avoir des contributions soit positives soit négatives en fonction de leur apparition ou disparition et de leur poids en réactivité.

Il est à noter que les rendements de fission sont soit indépendants, soit cumulés, soit une combinaison de rendements cumulés et indépendants de noyaux père, si la chaîne en amont comporte des branchements.

Il faut aussi vérifier les périodes de décroissance pour les noyaux lourds et les produits de fission n'étant pas stables et les facteurs de branchement pour des corps comme l'<sup>241</sup>Am.

Enfin, afin de normaliser la puissance du réacteur, on doit faire appel aux kerma (Kinetic Energy Release in Material), qui décrivent les énergies dégagées par fission, par capture et par ralentissement.

Dans la chaîne proposée ici, les énergies dégagées par fission ainsi que les périodes de demi-vie ont été vérifiées par rapport à celles fournies par JANIS [15].

Dans le cadre d'un projet de l'OCDE, une comparaison a été effectuée entre les chaînes d'évolution de l'ANL et du CEA (Annexe 7.4.2) et apporte son lot de différences (facteurs de branchement, kermas) qui donne un impact sur la perte de réactivité au cours du cycle.

Enfin, un phénomène physique se produit après quelques jours de fonctionnement. Les pastilles combustibles se fracturent, spécifiquement si le combustible est à température nominale et relâche les produits de fission gazeux qui migrent dans la chambre d'expansion. Cette migration des produits de fission gazeux dans la chambre d'expansion est prise en compte par une pseudo-période de 5 jours affectée à ces produits de fission qui sont Br, Kr, I et Xe. La période de 5 jours correspond à la réalité constatée dans les aiguilles irradiées. Un calcul simplifié d'une situation après migration peut se faire en éliminant partiellement 10% de  $^{133}\text{Cs}$ , 50% de  $^{135}\text{Cs}$ , ainsi que totalement les Br, Kr, I et Xe,

Une représentation de la chaîne d'évolution des PFs sans migration des produits de fission gazeux se trouve en Annexe 7.4.2.

A noter que cette chaîne est adaptée pour des pas d'évolution de l'ordre de 200-300 JEPP. En effet, si les pas de temps sont de l'ordre de quelques dizaines de JEPP il sera pertinent de prendre en compte des isotopes supplémentaires, ayant une période de décroissance supérieure au pas de temps considéré. A titre d'exemple pour des calculs de puissance résiduelle (flux nul) aux temps très courts, la chaîne d'évolution utilisée considère environ 1000 isotopes.

La figure 5-2 présente la perte de réactivité due aux produits de fissions au cours de l'évolution de l'assemblage central d'ASTRID sur la période d'évolution considérée, avec la chaîne d'évolution proposée à ICAPP2019, que l'on appellera CEA V6-RNR.

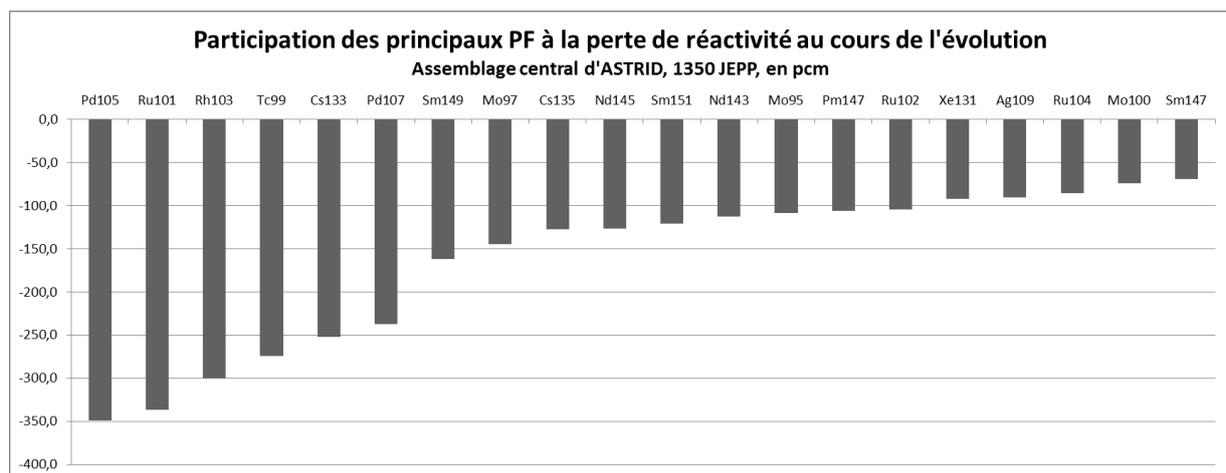


Figure 5-2 : Importance des produits de fission pour la perte de réactivité en évolution

Les PFs les plus importants pour la perte de réactivité sont le  $^{105}\text{Pd}$ , le  $^{101}\text{Ru}$ , le  $^{103}\text{Rh}$ , le  $^{99}\text{Tc}$  et le  $^{133}\text{Cs}$ . Seuls les 20 premiers PFs (en réactivité) sont illustrés en Figure 5-2. Il faudra déterminer les biais et incertitudes associés à ces produits de fission.

### 5.1.3 Solveurs en évolution

La précision du calcul de l'inventaire isotopique est une problématique importante, concernant aussi bien la gestion du rechargement en combustible du réacteur, de l'empoisonnement aux produits de fissions ou bien du calcul de la puissance résiduelle du réacteur.

Les variations de concentration d'un radio-isotope au sein du réacteur est dû à plusieurs phénomènes :

- Disparition par décroissance ;
- Apparition ou disparition par réaction neutronique, sous flux (capture, (n,2n)...)
- Apparition ou disparition par fission.

Pour un isotope  $i$ , l'équation de Bateman suivante permet d'obtenir la concentration  $N_i(t)$  à l'instant  $t$  dans un milieu homogène :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -(\lambda_i + \tau_{j,i}(t))N_i(t) + \sum_{i \neq j} (b_{j,i}\lambda_j + \tau_{j,i}^r(t))N_j(t) + \sum_k \gamma_{k,i}\tau_k^f(t)N_k(t) \quad (45)$$

avec :

- $N_i(t)$  la concentration de l'isotope  $i$  à l'instant  $t$  ;
- $\lambda_i$  la constante de décroissance de l'isotope  $i$  ;
- $\tau_{j,i}(t)$  le ratio de disparition total de l'isotope  $i$  par transmutation à l'instant  $t$  ;
- $b_{j,i}\lambda_j$  le taux de décroissance partiel (avec facteur de branchement  $b_{j,i}$ ) de l'isotope  $j$  en l'isotope  $i$  ;
- $\tau_{j,i}^r(t)$  le taux de transmutation de l'isotope  $j$  en l'isotope  $i$  par la réaction  $r$  à l'instant  $t$  ;
- $\gamma_{k,i}$  le rendement de fission de l'isotope  $k$  produisant l'isotope  $i$  ;
- $\tau_k^f(t)$  le taux de fission de l'isotope  $k$  à l'instant  $t$  ;

L'équation de Bateman peut être réécrite sous sa forme matricielle, où on note  $N(t_0)$  le vecteur isotopique initial et  $A(t)$  la matrice de transmutation :

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} \\ N(t_0) \end{cases} = A(t)N(t) \quad (46)$$

#### 5.1.3.1 ERANOS

Le système ECCO/ERANOS intègre le code d'évolution MECCYCO, résolvant l'équation de Bateman (46) par exponentielle de matrice. La solution de ce système, pour les noyaux lourds, est :

$$N(t) = e^{A(t)}N_0 = \left(1 + At + \frac{At^2}{2!} + \dots + \frac{At^n}{n!}\right)N_0 \quad (47)$$

Le calcul de  $e^{A(t)}$  à l'aide de cette série converge difficilement si  $t$  est grand. Une variable intermédiaire  $\theta$  est introduite telle que  $\theta = \frac{t}{2^n}$ ; ainsi  $e^{A(t)} = (e^{A\theta})2^n$ .  $N$  est choisi tel que  $t \cdot \max_{i,j} |a_{i,j}| \leq 2^n$ , avec  $a_{i,j}$  les éléments de la matrice  $A$ .

La méthode de résolution est efficace si les pas de temps  $t$  sont suffisamment faibles, pour des chaînes décrivant un nombre pas trop élevé de produits de fissions (< 100 PF) mais supporte mal les remontées (calculs adjoints) et est rétrogradement lent s'il existe des périodes de décroissances courtes.

### 5.1.3.2 MENDEL

MENDEL [LAH17], mis en service en 2013, est un code d'évolution du combustible nucléaire, d'activation de structures et de vieillissement de compositions radioactives, utilisé dans les études de physique du cycle pour calculer des grandeurs physiques d'intérêt (puissance résiduelle, activités, concentrations isotopiques, spectres d'émission...). Ce code de 3ème génération est le successeur du code DARWIN/PEPIN2 [BEN12] largement utilisé et qui a fait l'objet de validation et de qualification approfondies. Il peut être utilisé seul ou couplé à des codes de propagation neutroniques comme APOLLO3® ou TRIPOLI4®. Ce code résout l'équation de Bateman régissant l'évolution des concentrations des isotopes, à flux nul ou non.

Cette équation, lorsqu'un flux neutronique est présent, est résolue par une méthode classique de Runge Kutta d'ordre 4, où la concentration isotopique à l'incrément de temps  $\delta t$  suivant est calculée comme :

$$N(t + \delta t) = N(t) + \frac{k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4}{6} \quad (48)$$

avec :

$$\begin{cases} k_1 = A(t)N(t) \\ k_2 = A\left(t + \frac{\delta t}{2}\right)\left(N(t) + \frac{\delta t}{2}k_1\right) \\ k_3 = A\left(t + \frac{\delta t}{2}\right)\left(N(t) + \frac{\delta t}{2}k_2\right) \\ k_4 = A(t + \delta t)(N(t) + \delta tk_3) \end{cases}$$

Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte les formes non constantes de la matrice de transmutation  $A(t)$ , permettant de mettre en œuvre des schémas prédicteurs-correcteurs pour une meilleure approximation de l'évolution.

MENDEL permet de discriminer les isotopes pour lesquels on considère leurs concentrations saturées (i.e. ceux ayant une période de décroissance environ 10 fois inférieure au pas de temps du calcul de l'évolution) des isotopes non-saturés. La résolution de l'équation de Bateman des isotopes non-saturés est fait par la méthode de Runge Kutta, celle des isotopes saturés par un algorithme de CRAM, plus rapide, permettant un gain de temps sur la résolution du système complet. De plus, MENDEL étend l'utilisation de la méthode de Runge Kutta d'ordre 4 au problème d'évolution adjointe.

La validation du code a été réalisée par modélisation de la puissance résiduelle.

### 5.1.4 Etude préliminaire sur benchmark OCDE

On souhaite ainsi identifier les biais entre les différents codes de calcul – à mêmes données nucléaires et chaîne d'évolution – et les biais de chaînes – à même code et données nucléaires.

Le but sera d'identifier ceux menant aux plus grands écarts et les isotopes qui contribuent le plus aux différences notées lors de l'évolution.

Dans cette étude, on travaillera sur un assemblage benchmark de l'OCDE/WPRS/SFR-UAM de géométrie infinie axialement et à Laplacien nul [RIM17-2] (Figure 5-3).

Ceci nous permet de réaliser l'étude sur un cas simple et de comparer les résultats avec ceux d'autres laboratoires, utilisant des outils de calcul différents. Assemblage avec détail d'un crayon (gauche), douzième d'assemblage pour APOLLO3<sup>®</sup> (droite)

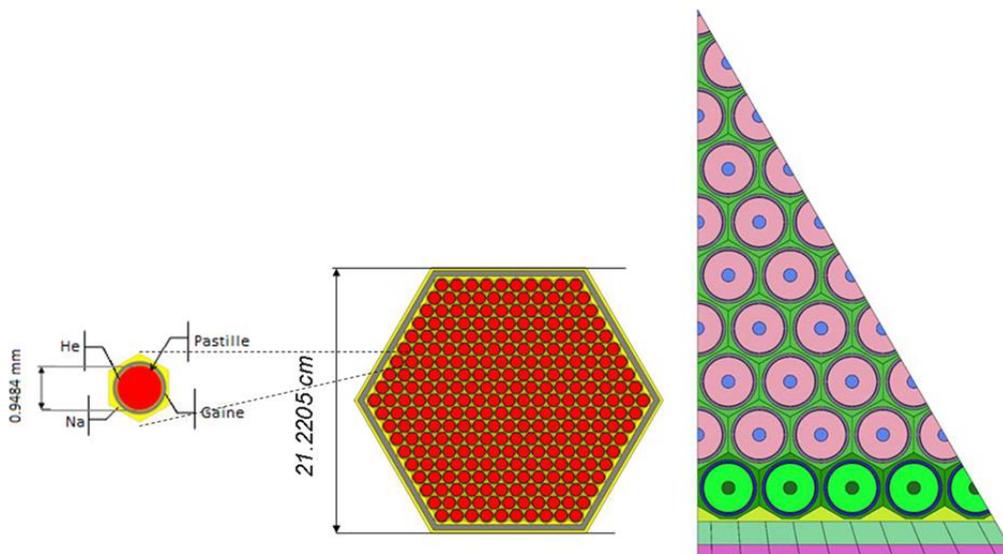


Figure 5-3 : Description du benchmark de l'OCDE (assemblage rapide du cœur oxyde de 3600 MWth)

Le calcul de l'évolution de l'assemblage a été mené à la fois sur les outils de calcul APOLLO3<sup>®</sup> et ERANOS. L'adéquation des résultats permettra de justifier de l'utilisation d'ERANOS (et de son moteur de perturbation) par la suite. Le calcul est donc mené à même bibliothèque de données nucléaires et même chaîne d'évolution, issue d'ERANOS à 131 produits de fission et 32 actinides.

Les options de calcul utilisées sont :

- Transport : P1 consistant pour ERANOS, TDT-MoC pour APOLLO3<sup>®</sup>.
- Autoprotection : calculée à  $t_0$  par la méthode des sous-groupes dans ERANOS, à chaque pas de temps par la méthode de Tone dans APOLLO3<sup>®</sup>.
- Maillage en énergie : 33 groupes.
- Géométrie : assemblage 2-D avec conditions de réflexion.

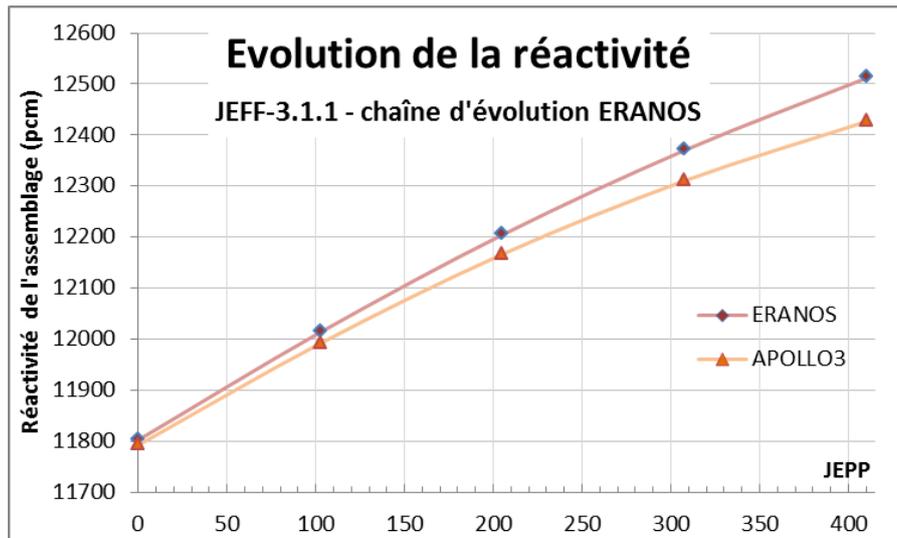


Figure 5-4 : Réactivités en évolution calculées avec les codes ERANOS et APOLLO3®

Par calcul direct, on obtient un écart sur le gain de réactivité à 410 JEPP de 75 pcm en fin de cycle (Figure 5-4). A noter qu'à  $t_0$  la différence est de 10 pcm. En utilisant la formule (31), on peut décomposer cette différence par isotope, groupe d'énergie et réaction (Figure 5-5). Ici, on souhaite seulement identifier les isotopes responsables de la différence en fin d'évolution.

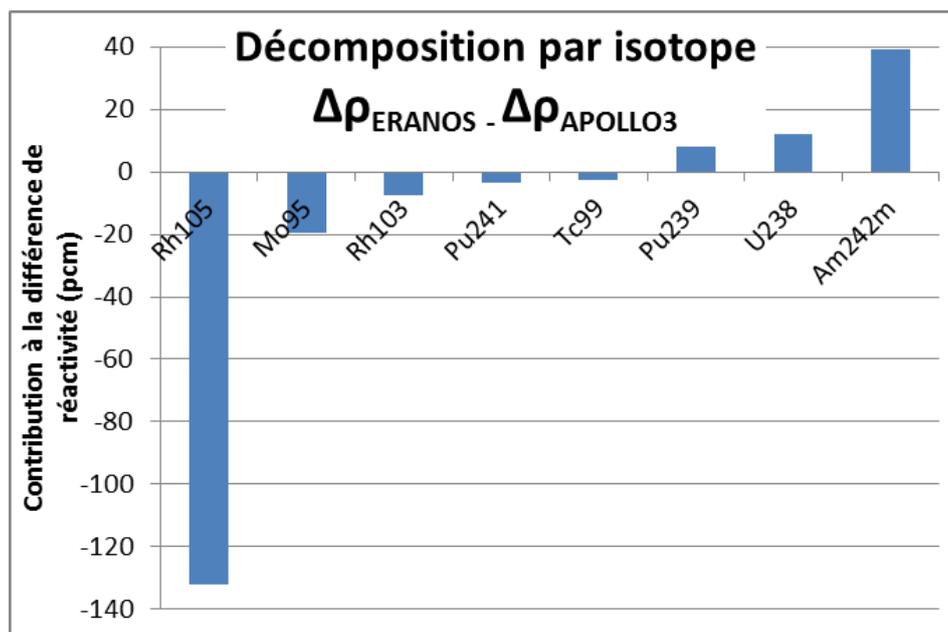


Figure 5-5 : Isotopes responsables des différences de réactivité à 410 JEPP

En sommant les contributions obtenues par analyse de sensibilité, à partir des bilans matière en fin d'évolution, on obtient une différence sur le gain de réactivité de 103,5 pcm. Cet écart d'environ 30 pcm entre le calcul direct et l'utilisation des perturbations peut venir du fait que :

- les sensibilités utilisées pour le calcul de perturbation proviennent d'ERANOS, et celles-ci pourraient être différentes (à la marge) des sensibilités calculées avec APOLLO3® ;

- les jeux de sections efficaces auto-protégées sont légèrement différentes ; APOLLO3<sup>®</sup> calcule l'autoprotection à chaque pas de temps tandis que dans ERANOS ce calcul est réalisé en début de vie uniquement.

Les contributions principales aux différences concernent le <sup>105</sup>Rh, l'<sup>242m</sup>Am et le <sup>95</sup>Mo.

Les différences relevées entre les deux codes de calculs concernent :

1. L'écart de réactivité à t<sub>0</sub> a permis d'identifier un biais issu de la géométrie générée par INCA pour APOLLO3<sup>®</sup> : les cercles sont représentés par des polygones à 90 côtés inscrits. Dans le cas étudié, on avait une légère sous-estimation de la réactivité, due à la réduction du volume de combustible. Ce défaut a été corrigé dans la suite de l'étude.
2. Les rendements de fission : seuls les rendements de fission rapide sont utilisés dans ERANOS, tandis qu'APOLLO3<sup>®</sup> considère en plus les rendements thermiques (énergie de coupure à 4eV pour JEFF-3.1.1).
3. Le moteur d'évolution : APOLLO3<sup>®</sup> est couplé à MENDEL, qui gère l'évolution isotopique ; ERANOS réalise l'évolution par la méthode d'exponentielle de matrice. Il est possible que des différences soient induites.
4. L'autoprotection, pour le calcul des sections macroscopiques, réalisée à chaque pas de temps sur APOLLO3<sup>®</sup>, à t<sub>0</sub> uniquement sur ERANOS.

Bien qu'étant non nul, on considèrera que les biais entre ces deux codes sont acceptables ; les conclusions issues des études avec ERANOS peuvent bénéficier à APOLLO3-RNR.

Les simulations en évolution entre APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup>, qui est un code de référence pour le cas statique, ont également été réalisées, à mêmes données nucléaires et chaînes d'évolution (Figure 5-6).

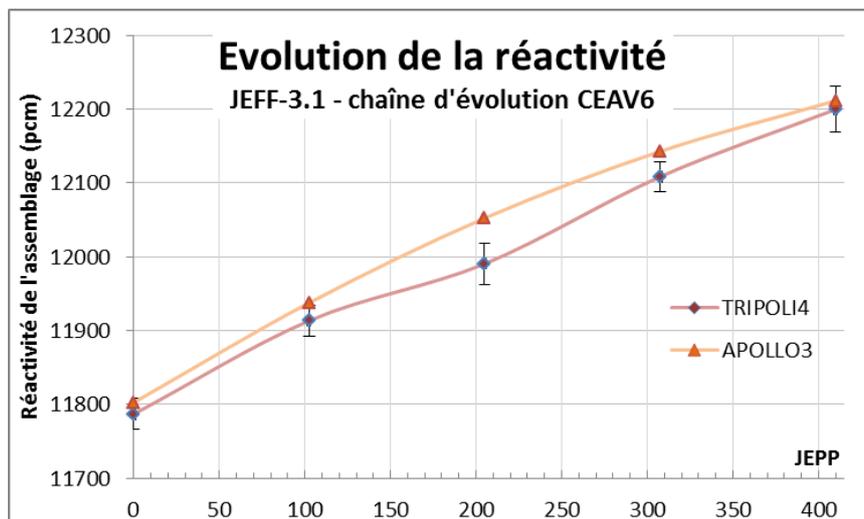


Figure 5-6 : Différence de réactivité entre TRIPOLI4<sup>®</sup> et APOLLO3<sup>®</sup>

Par calcul direct, on obtient un biais sur le gain de réactivité à 410 JEPP de 1,1 pcm. A noter qu'à t<sub>0</sub> la différence est de 8 pcm. Les deux codes présentent un bon accord.

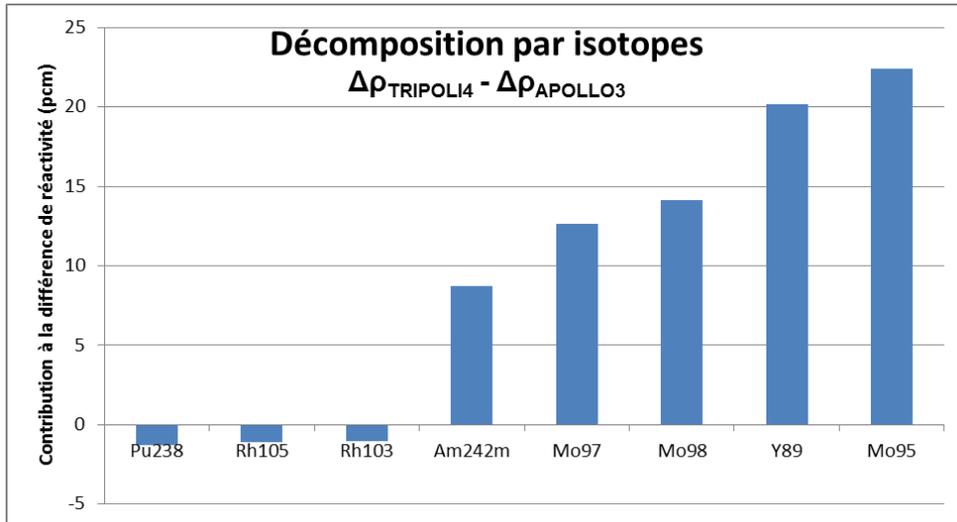


Figure 5-7 : Isotopes responsables des différences de réactivité à 410 JEPP

De légers écarts sont constatés entre les différences de réactivités APOLLO3<sup>®</sup> et TRIPOLI4<sup>®</sup> calculées directement, et la décomposition donnée par la théorie des perturbations. Effectivement, le bilan matière en fin d'évolution de TRIPOLI4<sup>®</sup> ne regroupe que les isotopes considérés comme évoluant. Or, certains produits de fissions, ajoutés dans la nouvelle chaîne (Molybdènes et Yttrium), sont également présents dans les gaines – en proportion beaucoup plus importante que leur création par fission – et sont considérés comme non-évoluant par TRIPOLI4 : ceux-ci n'apparaissent donc pas dans le bilan matière final. L'impact en réactivité de la différence de concentration de ces isotopes en fin d'évolution de l'assemblage est notable.

#### 5.1.4.1 Comparaison entre calculs d'évolution APOLLO3-CEAV6 et ERANOS-JEFF-3.1.1

On veut maintenant déterminer l'impact du choix de chaîne sur les paramètres d'intérêts en fin d'évolution. Après traduction de la chaîne d'évolution d'ERANOS en format HDF5 pour utilisation sur APOLLO3<sup>®</sup>, on a pu comparer, à même options de calcul et données nucléaires, les différences de réactivité induites par les chaînes CEAV6 (130PF et 26NL) et ERANOS (131PF et 32NL) (Figure 5-8).

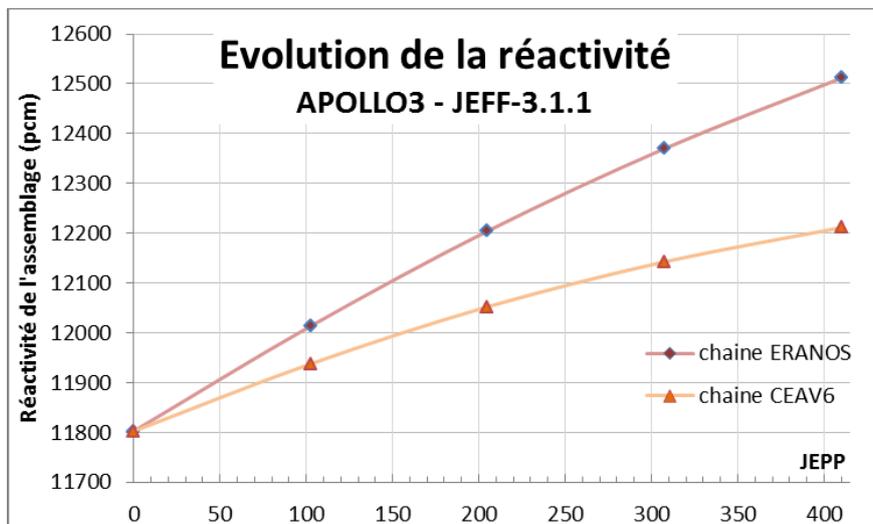


Figure 5-8 : Evolution de la réactivité avec les chaînes ERANOS et CEAV6, calculée avec APOLLO3<sup>®</sup>, JEFF-3.1.1

La différence de réactivité calculée par différence directe à 410 JEPP est de 300 pcm. La décomposition par isotopes est détaillée dans la figure 5-9 suivante.

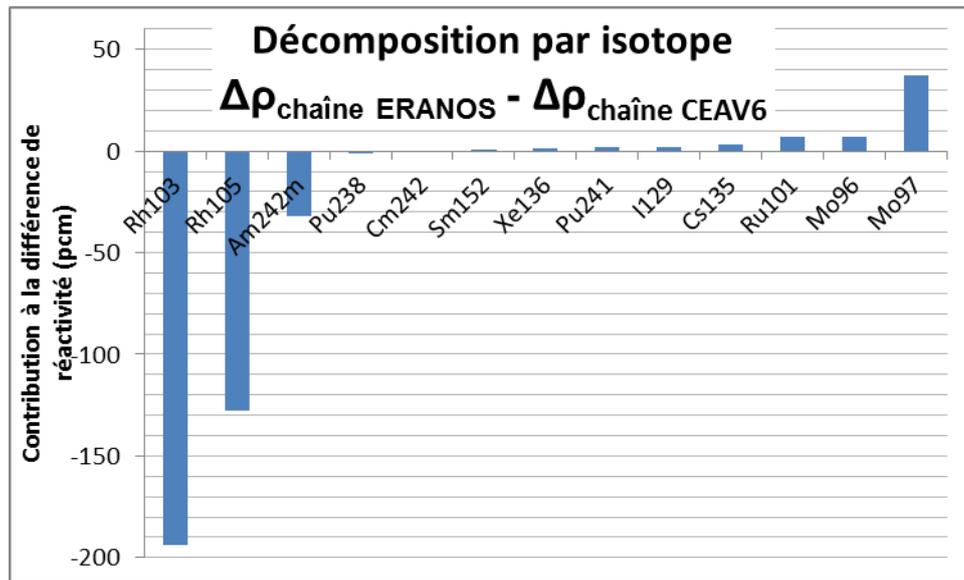


Figure 5-9 : Isotopes responsables du gain de réactivité à 410 JEPP

En sommant les contributions obtenues par analyse de sensibilité, à partir du bilan matière final, on obtient un gain de réactivité de 288 pcm.

L'écart de 12 pcm (différence entre 300 pcm et 288 pcm) entre les gains de réactivité obtenus par calcul direct et par sommation des contributions individuelles des isotopes peut provenir du calcul du vecteur de sensibilité, obtenu au premier ordre avec la chaîne ERANOS. Le vecteur de sensibilité du  $k_{eff}$  aux concentrations en fin de vie est dépendant de la chaîne d'évolution considérée et est légèrement différent de celui calculé avec la chaîne CEAV6.

Les contributions principales dans les différences entre les chaînes d'évolution concernent les produits de fissions  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{97}\text{Mo}$  et l'actinide  $^{242m}\text{Am}$ .

Cet écart de gain de réactivité entre les deux chaînes s'explique en partie par une différence dans les filiations des PF et dans les valeurs des facteurs de branchement (Figure 5-10).

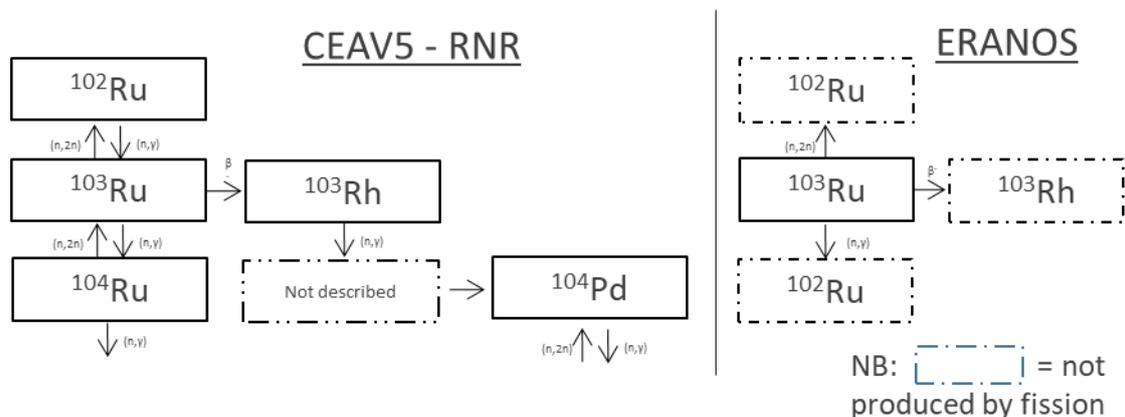


Figure 5-10 : Exemple de différence de filiation du  $^{103}\text{Rh}$  entre les deux chaînes

La définition de la chaîne de filiation présente un caractère arbitraire : il faut bien sûr tenir compte des isotopes importants du point de vue de la perte de réactivité (fortement capturant), de la puissance résiduelle, etc. ; cependant, le choix de la chaîne est dépendant du pas de temps du calcul d'évolution, de la disponibilité des données nucléaires, du type d'étude menée, du domaine énergétique...

La figure 5-10 ci-dessus schématise la filiation du  $^{103}\text{Rh}$ , qui apparaît comme un acteur majeur de l'écart de réactivité en fin de vie entre les deux chaînes. On note d'une part que cet isotope n'est pas produit directement par fission dans la chaîne 131 PF / 32 NL d'ERANOS, d'autre part que le  $^{103}\text{Rh}$  ne subit pas de capture et donc s'accumule. De plus, la filiation est moins complète dans la chaîne ERANOS.

Les facteurs de branchements dépendent de la gamme énergétique considérée (Tableau 5-1).

Tableau 5-1: Facteurs de branchement relatifs à l'américium 242 métastable

	CEAV6 (130PF / 26NL)	ERANOS (131PF / 32NL)
$^{241}\text{Am} \xrightarrow{(n,\gamma)} ^{242m}\text{Am}$	0,8962	0,85
$^{241}\text{Am} \xrightarrow{(n,\gamma)} ^{242g}\text{Am}$	0,1038	0,15

Dans la chaîne CEAV6, pour l'américium notamment, les facteurs de branchement sont ceux des énergies thermiques. La chaîne à 131 PF/ 32 NL d'ERANOS a profité des interprétations d'expériences PROFIL dans PHENIX d'échantillons séparés [TOM08], dont une représentation est en figure 5-11 ; les valeurs des facteurs de branchement de l'américium ont été ajustées par rapport aux écarts C/E sur les bilans matières des irradiations d'échantillons  $^{241}\text{Am}$ .

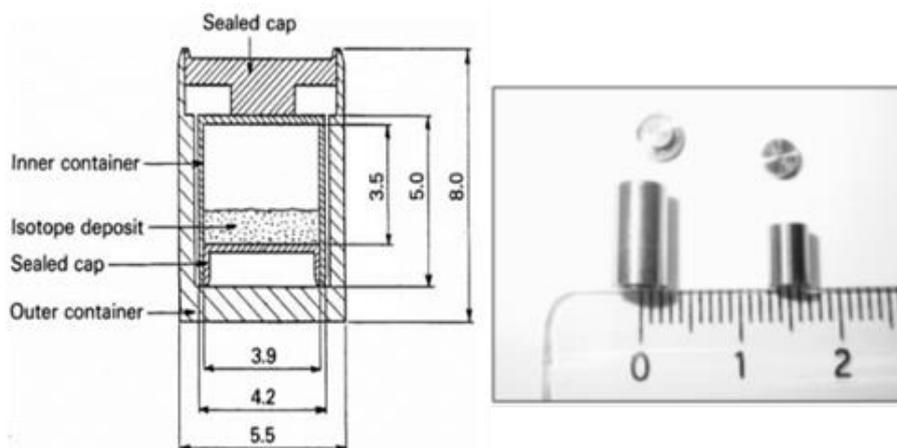


Figure 5-11 : Conteneur d'échantillon séparé des expériences PROFIL

Le rapport d'embranchement de l' $^{241}\text{Am}$  a été ajusté lors de la précédente interprétation. Le ratio de branchement effectif de l' $^{241}\text{Am}$  vers le fondamental de l' $^{242}\text{Am}$  par capture neutronique a été pris égal à 85% pour les calculs JEFF-3.1.1. Le nouveau branchement donné par l'assimilation est une fonction dépendant de l'énergie. Après condensation avec le spectre des expériences PROFIL, on obtient une valeur moyenne égale à 89,62%.

Les conclusions que l'on peut tirer de cette analyse préliminaire sont les suivantes :

- 1) Les biais code à code ont été étudiés. Les réactivités en évolution obtenues présentent un bon accord. Les conclusions que l'on va tirer des décompositions à l'aide des perturbations avec ERANOS seront applicable à APOLLO3®
- 2) Des écarts importants de comportement suivant la chaîne d'évolution adoptée ont été mis en évidence. La chaîne actuelle de référence dans le formulaire APOLLO3-RNR est la CEAV5-RNR. Il sera nécessaire de vérifier ses différents paramètres (lambda, rendements, filiation des PF, corps présents) par rapport à ceux de la chaîne d'ERANOS du formulaire de référence précédent.

#### 5.1.4.2 Comparaison entre chaînes d'ERANOS JEFF-3.1.1 et CEAV5-RNR

On a réalisé les simulations avec ERANOS, avec la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1, avec la chaîne issue d'ERANOS (131 PF), ainsi qu'avec la chaîne CEAV5-RNR (126 PF), dont les données (lambda et rendements de fission) sont issues de JEFF-3.1.1. La chaîne CEAV5-RNR est similaire à la chaîne CHAINE\_STANDARD\_CEA2005, pour laquelle des travaux ont montré qu'elle représentait à 99,5% la perte de réactivité des RNR [TODO] ; CEAV5-RNR est un premier choix de chaîne de référence que l'on comparera à celle-ci.

On a identifié les corps pour lesquels les concentrations et les réactivités associées sont différentes entre les deux chaînes (Figure 5-12), afin de pouvoir modifier et compléter la chaîne ERANOS par des isotopes ou des filiations manquantes.

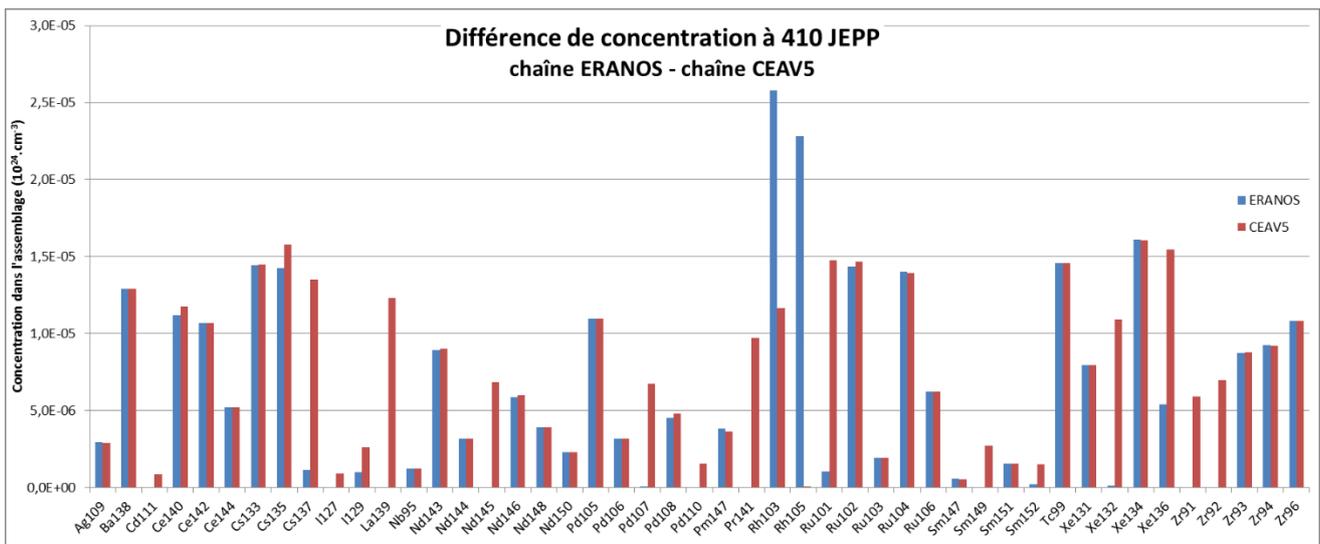


Figure 5-12 : Concentration des principaux produits de fission

On remarque l'absence de certains corps dans la chaîne ERANOS (voir tableau 5-2), comme le <sup>110</sup>Pd ou le <sup>110</sup>Cd (non représenté dans la figure 5-12).

La production d'autres isotopes, comme le <sup>137</sup>Cs, le <sup>139</sup>La, le <sup>101</sup>Ru ou le <sup>132</sup>Xe, est sous-estimée par la chaîne ERANOS. Ceci est révélateur de différence dans la filiation des chaînes.

Enfin, la production particulièrement importante de <sup>103</sup>Rh et <sup>105</sup>Rh par rapport à celle de la chaîne CEAV5 est due à l'absence de prise en compte de réaction de disparition (capture radiative) pour certains isotopes ; ceux-ci continuent de s'accumuler au cours de l'évolution. Le tableau 5-2 précise les différences entre les deux chaînes pour les corps sélectionnés.

Tableau 5-2: Détail des causes des différences de concentrations entre chaînes d'évolution

	ERANOS (131 PF / 32 NL)	CEAV5 (126 PF / 26 NL)
<sup>111</sup> Cd	<sup>110</sup> Cd décrit dans la chaîne : rendement indépendant	<sup>110</sup> Cd non décrit dans la chaîne : rendement cumulé
<sup>135</sup> Cs	Rendement cumulé	Rendement indépendant
<sup>137</sup> Cs	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>127</sup> I	Facteur de branchement (n,γ) : 100%	Facteur de branchement (n,γ) : 6.9%
<sup>129</sup> I	Produit par β <sup>-</sup> du <sup>128</sup> Te	Produit par (n,γ) du <sup>128</sup> Te
<sup>139</sup> La	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>145</sup> Nd	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>107</sup> Pd	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>110</sup> Pd		Non produit par fission
<sup>141</sup> Pr	Précurseur supplémentaire : $^{140}\text{Ce} \xrightarrow{(n,\gamma)} ^{141}\text{Ce} \xrightarrow{\beta^-} ^{141}\text{Pr}$	<sup>140</sup> Ce non produit par fission
<sup>103</sup> Rh	Non produit par fission et ne subit pas de capture	
<sup>105</sup> Rh	Non produit par fission et ne subit pas de capture	
<sup>101</sup> Ru	<sup>100</sup> Ru décrit dans la chaîne : rendement indépendant	<sup>100</sup> Ru non décrit dans la chaîne : rendement cumulé
<sup>149</sup> Sm	Non produit par fission	
<sup>152</sup> Sm	Non produit par fission	
<sup>132</sup> Xe	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>136</sup> Xe	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent
<sup>91</sup> Zr	<sup>90</sup> Zr décrit dans la chaîne : rendement indépendant	<sup>90</sup> Zr non décrit. Tête de chaîne : rendement cumulé
<sup>92</sup> Zr	Rendement indépendant différent	Rendement indépendant différent

En conséquence, on observe des compensations du point de vue de l'anti-réactivité entre les deux chaînes (figure 5-13).

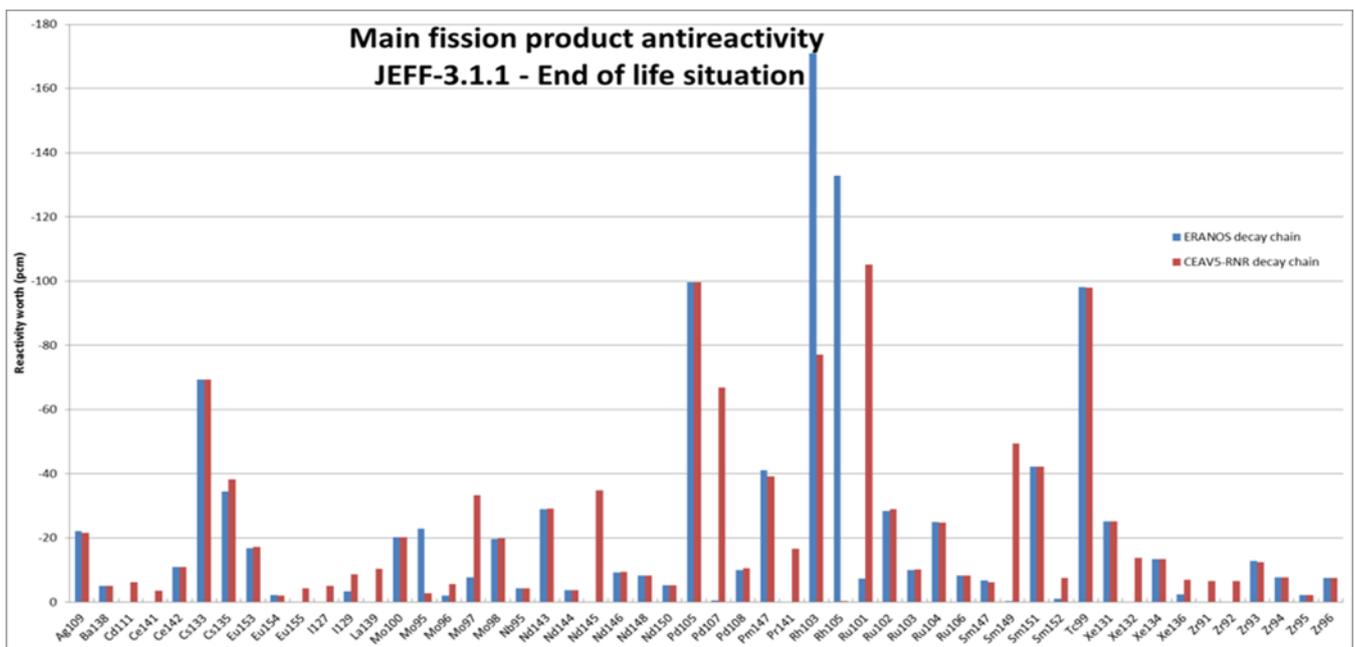


Figure 5-13 : Effet en réactivité des principaux produits de fission

En somme, on peut vérifier que les différences de réactivités en évolution entre les deux chaînes sont bien attribuables aux produits de fission (tableau 5-3).

Tableau 5-3: Décomposition des contributions des produits de fission et des noyaux lourds à la réactivité en fin de vie

(en pcm)	Nb PF	Contribution PF	Contribution NL	Total (sensibilités)	Calcul direct
<b>ERANOS</b>	131	-1114	1724	609	634
<b>CEAV5</b>	126	-1254	1727	473	471
<b>Différence</b>	5	140	-3	136	163

### 5.1.5 Définition de la nouvelle chaîne CEA V6-RNR

Après avoir ajouté les corps, les filiations et certaines réactions menant à la production de produits de fission importants (voir chaîne complète, en Annexe 7.3), on compare de nouveau les concentrations et les décompositions de la réactivité par corps en fin de cycle (Figures 5-14 et 5-15).

Par souci de clarté, une liste restreinte d'isotopes est utilisée pour présenter les résultats dans les figures suivantes : seuls ceux ayant un grand poids sur les différences de réactivité entre les chaînes (c'est-à-dire avec une sensibilité élevée et dont les différences de concentrations sont significatives) sont mentionnés.

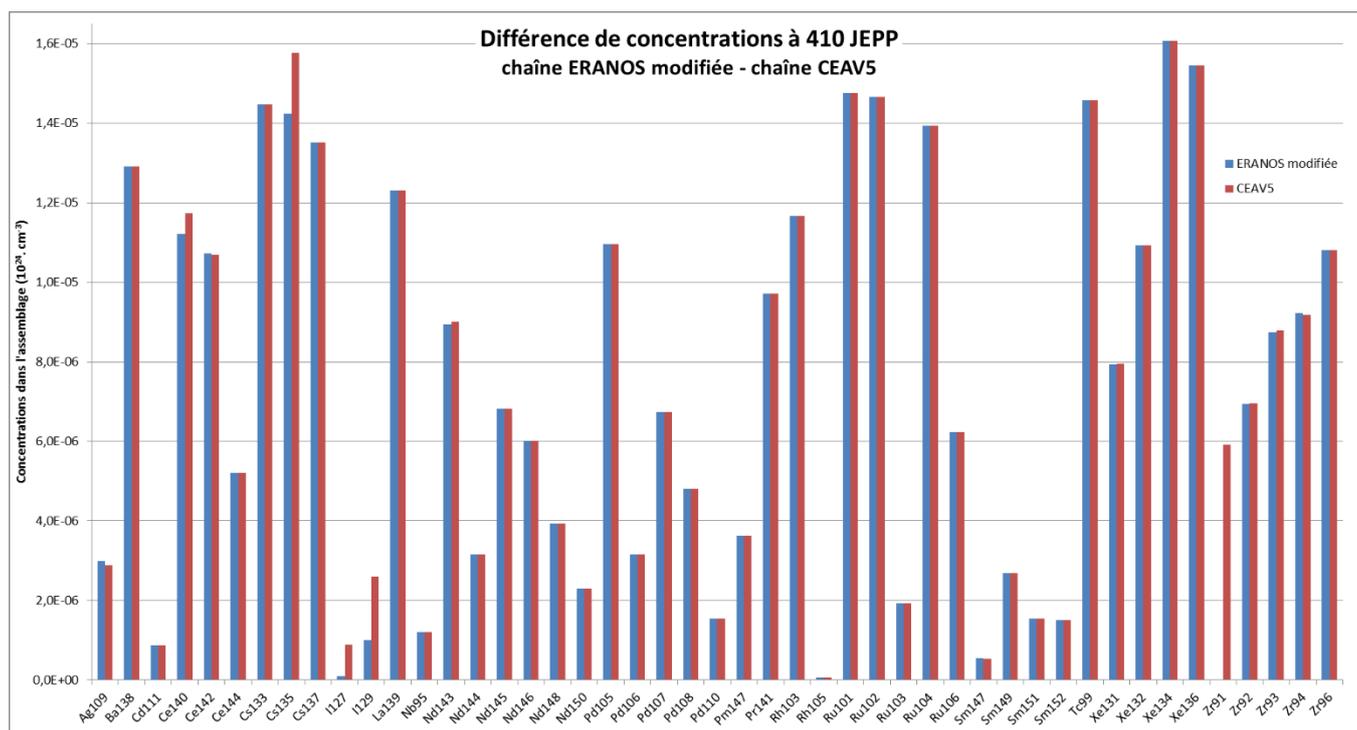


Figure 5-14 : Concentration des principaux produits de fission

Les concentrations obtenues des isotopes ayant de l'importance du point de la réactivité sont en bonne adéquation. Les écarts notables concernent le  $^{91}\text{Zr}$ , les  $^{127,129}\text{I}$ , le  $^{135}\text{Cs}$  et le  $^{140}\text{Ce}$ , dont les causes sont précisées dans le tableau 5-4.

Tableau 5-4: Causes des différences résiduelles de concentrations en utilisant les deux chaînes

	Nouvelle chaîne (141 PF / 32 NL)	CEA V5 (126 PF / 26 NL)
<sup>91</sup> Zr	<sup>90</sup> Zr décrit dans la chaîne : rendement indépendant	<sup>90</sup> Zr non décrit : rendement cumulé
<sup>127</sup> I	Facteur de branchement (n,γ) : 100%	Facteur de branchement (n,γ) : 6,9%
<sup>129</sup> I	Produit par β <sup>-</sup> du <sup>128</sup> Te	Produit par (n,γ) du <sup>128</sup> Te
<sup>135</sup> Cs	Disparition par β <sup>-</sup> non décrite	Disparition par β <sup>-</sup> supplémentaire
<sup>140</sup> Ce	Rendements cumulés différents	Rendements cumulés différents

Des différences non résolues persistent pour quelques corps :

- <sup>127</sup>I : un facteur de branchement de 6,9% sur sa capture apparaît dans la chaîne CEA V5. A noter que pour l'isotope suivant dans l'ordre d'écriture de la chaîne, l'iode 129, la (n,2n) possède également un facteur de branchement égal à 6,9% (et ceci dans les deux chaînes). Il est possible qu'une erreur de recopie fusse commise dans la définition de la chaîne CEAV5.
- <sup>129</sup>I : sa production à partir du <sup>128</sup>Te fait intervenir une capture et une désintégration β<sup>-</sup>, or le <sup>129</sup>Te a une période de demi-vie de 1,16 heure ; il n'est pas explicitement pris en compte. Dans la chaîne ERANOS modifiée CEA V6, cette réaction [(n,γ) + β<sup>-</sup>] est décrite uniquement par la désintégration, dans la chaîne CEA V5 uniquement par la capture. On a le même cas de figure pour le <sup>110</sup>Cd (non représenté dans la figure 4-21), produit par capture puis désintégration sur l'<sup>109</sup>Ag. La période de demi-vie de l'<sup>110</sup>Ag est de 24,5 secondes et ne peut donc pas être pris en compte dans des calculs d'évolutions sur une centaine de jours (équivalents pleine puissance).

Ces différences de concentrations se traduisent, en termes de réactivité, par la figure 5-15.

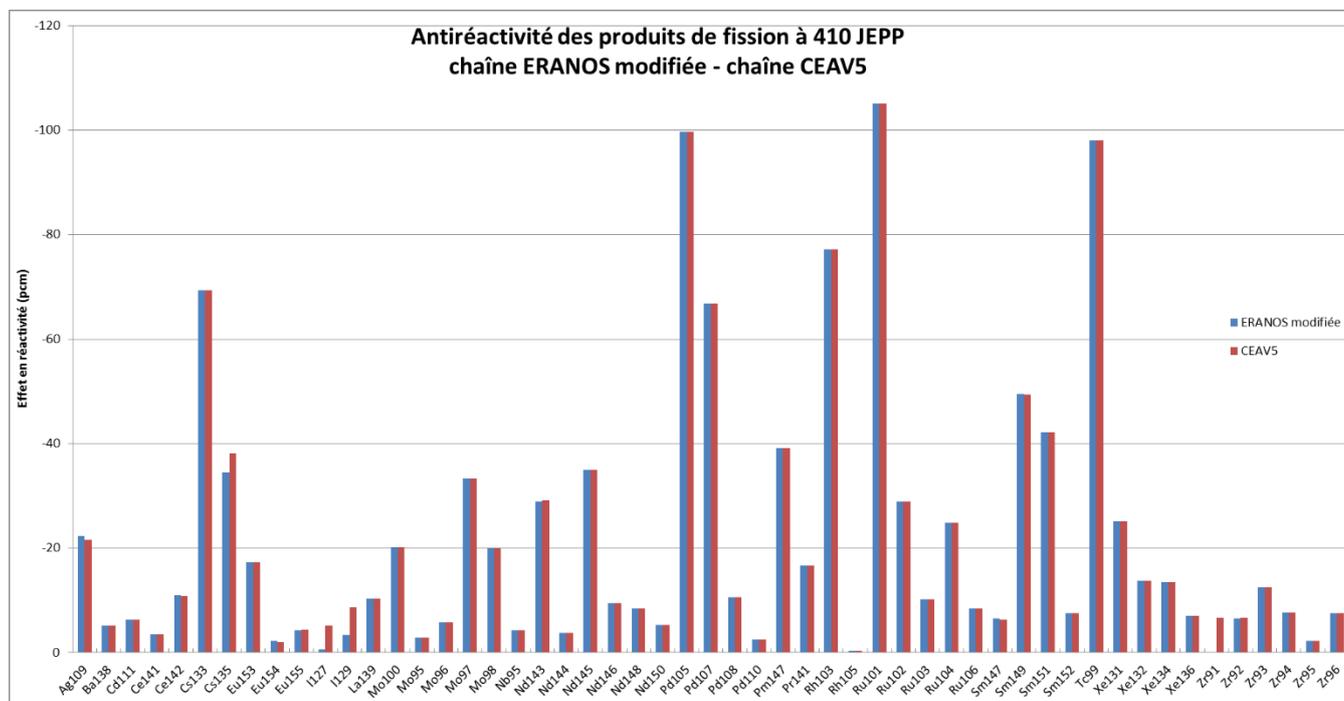


Figure 5-15 : Effet en réactivité des principaux produits de fission

Les deux chaînes sont en bonne adéquation, on a un écart d'environ 1,5% sur la perte de réactivité totale des produits de fission (tableau 5-5). On verra que pour la perte de réactivité de SUPERPHENIX ces changements ont un impact plus important.

Tableau 5-5: Décomposition des contributions des produits de fission et des noyaux lourds à la réactivité en fin de vie

(en pcm)	Nb PF	Contribution des PF	Contribution des NL	Total (sensibilités)	Calcul direct
<b>Chaîne ERANOS modifiée CEA V6-RNR</b>	141	-1235	1727	492	491
<b>CEA V5</b>	126	-1254	1727	473	472
<b>Différence</b>	11	19	<1	19	20

On a donc déterminé, à partir des chaînes d'évolutions CEAV5-RNR et celle issue d'ERANOS, une chaîne validée relativement aux compositions de la chaîne CHAINE\_STANDARD\_CEA2005, elle-même ayant été validée par rapport à une chaîne à 886 PF. De plus cette nouvelle chaîne présente des rendements de fission à deux groupes, contrairement à la chaîne ERANOS originale, dont l'énergie de coupure est 4eV (avec JEFF-3.1.1) ou 4,95eV (avec JEFF-3.2). Ce travail sur la chaîne d'évolution s'est révélé nécessaire face à la variabilité des résultats de réactivité et de compositions au cours de l'évolution du combustible, selon le choix de chaîne.

#### 5.1.6 Variation de la perte de réactivité du cœur d'ASTRID au cours du cycle suivant différentes évaluations

Il peut être intéressant de comparer les décompositions de perte de réactivité selon les différentes bibliothèques de données nucléaires afin d'identifier les corps pour lesquels les évaluations sont en accord ou non. Ces calculs, réalisés avec ERANOS et son module de perturbation, concernent les bibliothèques européennes (JEFF-3.1.1, JEFF-3.2, JEFF-hybride), japonaise JENDL-4 et américaine ENDF/B-VII.1.

Les différences de réactivité imputables aux isotopes considérés en situation évoluée sont regroupées dans la dernière colonne du tableau 5-6 suivant :

Tableau 5-6 : Décomposition de la variation de réactivité (en pcm) au cours du cycle selon les bibliothèques de données nucléaires

Isotope	JEFF311+ <sup>23</sup> Na					MAX-MIN
	JEFF311	JEFF32 avec assimilation d'expériences intégrales	JEFF32	JENDL4	ENDFB71	
<b>Pu241</b>	-2694,9	-2600,1	-2492,2	-2310,8	-2567,5	384,0
<b>Pu238</b>	-679,3	-641,3	-637,3	-547,7	-542,9	136,4
<b>Pu240</b>	-280,2	-250,9	-292,2	-272,9	-259,9	41,3
<b>U235</b>	-272,8	-276,5	-279,8	-271,1	-277,4	8,6
<b>Pd105</b>	-270,5	-269,8	-269,7	-280,2	-272,6	10,5
<b>Ru101</b>	-260,8	-260,5	-262,5	-262,4	-279,4	19,0
<b>Rh103</b>	-231,8	-232,0	-233,0	-229,9	-223,9	9,1
<b>Tc99</b>	-212,6	-211,9	-211,5	-196,0	-235,0	39,0
<b>Cs133</b>	-200,2	-199,6	-198,0	-192,2	-192,9	8,0
<b>Am243</b>	-197,8	-177,4	-201,0	-188,6	-196,4	23,6
<b>Pd107</b>	-184,8	-184,3	-183,3	-187,1	-186,1	3,8
<b>Sm149</b>	-137,0	-137,5	-136,6	-137,2	-137,4	0,9
<b>Mo97</b>	-109,9	-109,9	-111,3	-109,0	-112,6	3,6
<b>Sm151</b>	-103,9	-103,9	-105,6	-103,4	-101,6	4,0
<b>Nd145</b>	-99,9	-99,8	-99,4	-91,6	-90,3	9,6
<b>Cs135</b>	-98,5	-98,3	-96,6	-78,1	-97,4	20,4
<b>Pu242</b>	-93,7	-75,7	-94,4	-85,5	-94,1	18,6
:	:	:	:	:	:	:
<b>Am242m</b>	95,2	97,7	102,1	99,7	102,0	6,8
<b>U238</b>	1331,9	1282,4	1354,1	1329,4	1361,9	79,4
<b>Pu239</b>	2956,7	2822,2	2990,7	3123,8	3216,1	393,9
<b>&gt;0</b>	6634,3	6401,8	6786,3	6846,2	6938,8	537,0
<b>&lt;0</b>	-9899,4	-9646,9	-9806,6	-9364,2	-9673,4	535,2
<b>SUM</b>	-3265,0	-3245,1	-3020,3	-2518,0	-2734,6	747,0

On se limite ici aux isotopes participant à plus de 100 pcm à la perte de réactivité d'ASTRID. Les différences de réactivité sont ici attribuables à la fois aux sections efficaces et au spectre du flux de neutrons. Tous les PFs ont tous une contribution négative, leur apparition générant une absorption supplémentaire. Par contre, les actinides ont des contributions soit négative soit positives en fonction de leur apparition ou disparition et de leur poids en réactivité (bilan des absorptions et des fissions de l'isotope considéré).

Les produits de fissions diffèrent peu entre les différentes évaluations, hormis celles concernant le <sup>99</sup>Tc pour lequel l'évaluation japonaise sort du lot. Ceci ne signifie pas que l'incertitude sur les sections des PFs est faible car les évaluateurs se partagent le travail et les évaluations ont souvent même origine. A noter cependant les dernières évaluations de certains PFs dans JEFF-3.3 qui sont issus de TENDL qui sont générés par un code de physique nucléaire qui s'appuie sur des modèles. Il pourrait y avoir, du coup, des erreurs systématiques.

Les isotopes présentant les variations les plus importantes sont les <sup>238,239,241</sup>Pu.

## 5.2 Qualification expérimentale des caractéristiques du cœur ASTRID en fin de cycle

### 5.2.1 Vérification de la chaîne sur la perte de réactivité de SUPERPHENIX

Le réacteur Superphénix a été développé dans un cadre européen avec la création de la société NERSA (Nuclear European Reactor SA) en 1974.

Le fonctionnement du réacteur Superphénix (dont une coupe est présentée en figure 5-16) peut être divisé en deux phases : la campagne de démarrage et l'exploitation en puissance. Dans la première phase, la phase de démarrage, le réacteur fonctionne comme une installation à puissance nulle et le bon fonctionnement des systèmes de surveillance est assuré. De plus, l'étalonnage de différents équipements tels que le système de contrôle est effectué. Le fait que le réacteur fonctionne à puissance nulle facilite et simplifie son analyse et permet ainsi de démontrer sa viabilité à l'autorité de sûreté.

Une fois la campagne de démarrage terminée, le cœur a commencé à fonctionner dans des conditions de puissance permettant la production d'électricité. Différents essais ont pu être effectués ce qui a permis d'accéder à différents paramètres. Le réacteur Superphénix a fonctionné sur un cycle de 320 JEPP (Jours Equivalents à Pleine Puissance).

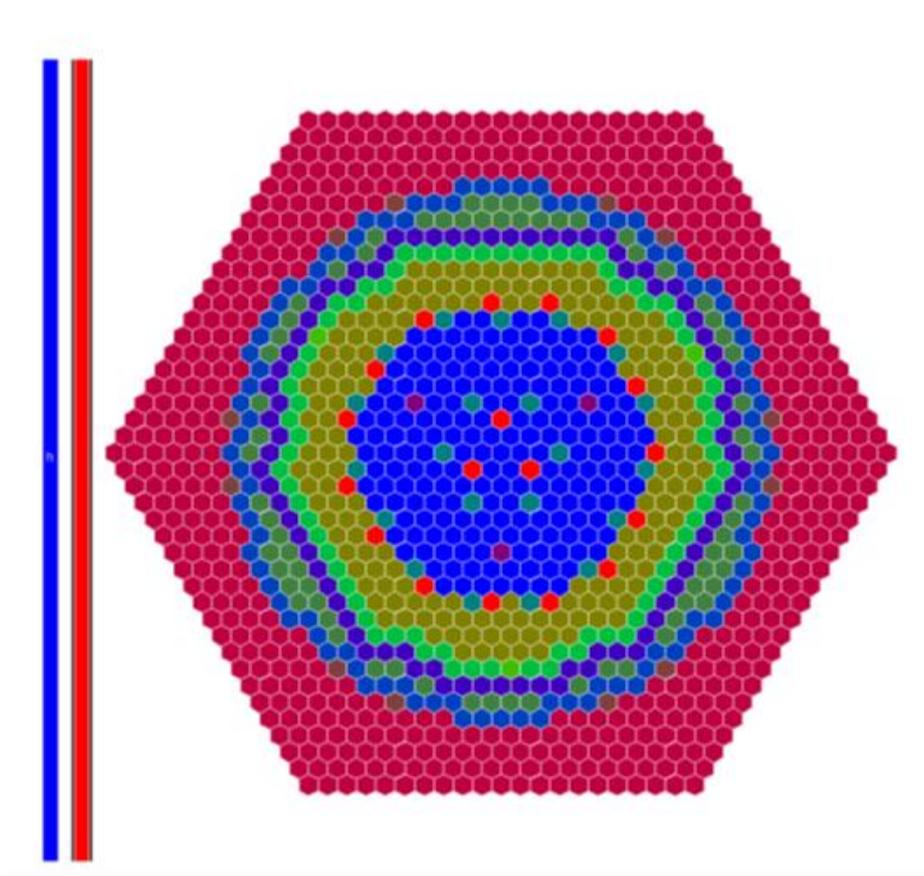


Figure 5-16 : Coupe radiale du cœur de Superphénix

La perte de réactivité au cours d'un cycle est un paramètre très important car elle est directement liée à la teneur initiale en Pu et au contrôle du réacteur. Pour ces raisons, la détermination de ce paramètre est d'un intérêt majeur. La variation de la réactivité de Superphénix, pour le Cœur de Montée en Puissance (CMP) au cours du temps peut être divisée en deux parties :

- La première partie (C1) est associée à la combustion en raison de l'apparition d'isotopes lourds et de produits de fission ainsi qu'à la disparition d'autres isotopes lourds (pcm/JEPP).
- La seconde partie (C2) concerne le vieillissement du combustible, principalement dû à la désintégration du  $^{241}\text{Pu}$  vers l' $^{241}\text{Am}$ , qui induit une diminution de la réactivité dans le temps (pcm/jour).

L'analyse réalisée par E. Garcia [GAR19] avec APOLLO-3<sup>®</sup> montre un très bon accord avec les mesures, comme montré au Tableau 5-7. Par rapport aux anciennes évaluations, les paramètres de la perte de réactivité sont améliorés avec APOLLO-3<sup>®</sup>. En outre, l'utilisation de la chaîne proposée dans ce document améliore encore les C/E d'environ 1%.

Tableau 5-7 : Eléments de validation expérimentale de la chaîne d'évolution de référence proposée

	Chaîne CEAV5-RNR		Chaîne CEA V6-RNR proposée	
	Calcul	C/E	Calcul	C/E
<b>C1 (pcm/JEPP)</b>	5.498	0.954	5.562	0.965
<b>C2 (pcm/day)</b>	0.701	0.910	0.706	0.918

Cette amélioration, à même modélisation, schéma de calcul et données nucléaires, témoigne de l'impact non négligeable du choix de chaîne sur les C/E en évolution sous flux (C1) et en décroissance (C2). Ces résultats sont des éléments de validation de la chaîne de référence proposée.

Le C/E de la partie C2 peut être amélioré avec l'interprétation de l'expérience PROFIL1 sur le  $^{241}\text{Pu}$ . On passe alors d'un C/E de 0,918 à un C/E de 0,932. On a par contre une réduction du C/E de la partie C1 qui passe de 0,953 à 0,940. Compte tenu de l'incertitude expérimentale de 13% et 18% respectivement pour C1 et C2, on en conclut que ces résultats sont plus homogènes sans pouvoir dire qu'ils valident le calcul d'évolution. Une analyse sur l'ensemble de la durée de vie du cœur de Superphénix mais aussi de Phénix serait nécessaire pour valider le calcul d'évolution. Ceci est un travail conséquent qui nécessite une réévaluation précise de l'anti-réactivité des barres de commande.

### 5.2.2 Les expériences PROFIL

Les expériences d'irradiation d'isotopes séparés dans un flux neutronique (spectre + niveau) bien caractérisé sont source d'information intégrale, car pondérée sur le spectre, mais très sélective car ciblée principalement sur une des réactions du noyau principal de l'échantillon avec des sensibilités faibles à d'autres réactions ou d'autres noyaux. Cette information permet un retour sur les données nucléaires (en niveau), complémentaire à celui (sur la forme fine en énergie) provenant des expériences différentielles.

Dans un spectre de réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium, ce principe a été mis en œuvre au cours des décennies 1970 et 1980 dans les réacteurs de puissance Phénix (expériences PROFIL 1 et 2 [PRI16]) et Superphénix (expérience SUPER-PROFIL) ; plus récemment, une nouvelle irradiation expérimentale de ce type, appelée PROFIL-R, a été effectuée dans Phénix, contenant beaucoup plus d'échantillons de produits de fission que les précédentes.

L'interprétation des expériences PROFIL-1 et PROFIL-2 d'irradiation d'isotopes séparés dans le réacteur Phénix a été effectuée en utilisant le système de codes ERANOS associé à des données nucléaires JEFF-3.1. Ce type d'expérience permet de corréliser fortement les ratios calcul/expérience (C/E) aux sections efficaces intégrales, principalement de capture mais aussi dans quelques cas de fission ou (n,2n).

Le positionnement axial des aiguilles expérimentales a été ajusté pour minimiser les dispersions axiales des C/E relatifs à des échantillons de même nature. La fluence calculée a été ajustée (-1.7% pour PROFIL-1, -4.6% pour PROFIL-2) en se basant sur la bonne connaissance de la section efficace intégrale de fission de  $^{235}\text{U}$ . Dans l'assemblage PROFIL-2, l'aiguille expérimentale B subit une fluence supérieure d'environ 1.1 % à l'aiguille A.

L'accord entre calcul et expérience est alors excellent pour les captures de  $^{235}\text{U}$  ; celles de  $^{238}\text{U}$  sont surestimées d'environ 2%, et celles du  $^{239}\text{Pu}$  sous-estimées d'environ 2%. Les réactions (n,2n) sur  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{240}\text{Pu}$  sont sous-estimées, d'environ 7, 20 et 30% respectivement. Les captures du  $^{238}\text{Pu}$  sont surestimées d'environ 3%, celles du  $^{240}\text{Pu}$  sous-estimées d'environ 2 à 3%, celles du  $^{241}\text{Pu}$  et du  $^{242}\text{Pu}$  surestimées d'environ 8% et 17%. Ceci a été pris en compte dans l'assimilation des expériences intégrales par Virginie Huy.

Parmi les captures des actinides mineurs du cycle U/Pu, celles du  $^{237}\text{Np}$ , sont sous-estimées d'environ 7%, celles de  $^{241}\text{Am}$  correctement prédites, celles de  $^{243}\text{Am}$  sous-estimées d'environ 7%, et celles du  $^{244}\text{Cm}$  et du  $^{246}\text{Cm}$  surestimées d'environ 35 et 20%. On a été amené à ajuster la valeur du facteur de branchement de capture  $^{241}\text{Am} \sim ^{242}\text{Am}$  fondamental à 0.85 pour assurer la cohérence entre les C/E relatifs aux deux voies de réaction (Figure 5-17, issue de l'interprétation des expériences PROFIL [TOM08]).

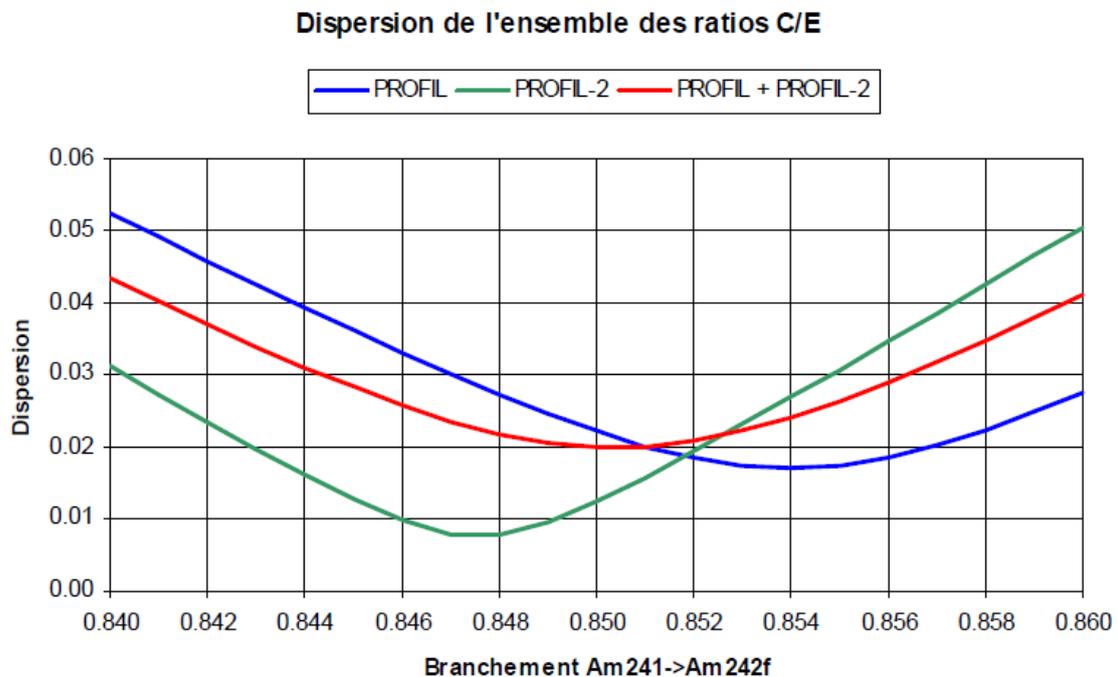


Figure 5-17 : Détermination du facteur de branchement de la capture de  $^{241}\text{Am}$  vers le fondamental de  $^{242}\text{Am}$

Les résultats relatifs aux captures des produits de fission sont très contrastés ; 4 sur 17 sont prédites à mieux que 5% près, 7 autres entre 5 et 10% près, 2 entre 10% et 15% près, et 4 à plus de 15% près.

### 5.2.3 Détermination des valeurs *best-estimate* et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle.

#### 5.2.3.1 Intérêt de l'assimilation pour la détermination des valeurs *best-estimate* et incertitudes des caractéristiques en fin de cycle.

On a vu dans le chapitre sur la qualification expérimentale des caractéristiques du cœur d'ASTRID en début de vie que l'utilisation des données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales permet d'éviter des facteurs correctifs associés au biais de calcul et données nucléaires.

L'absence de biais une fois l'assimilation effectuée permet de déterminer en fin de cycle les valeurs les plus probables des caractéristiques du cœur d'ASTRID (*best estimate* values voir Annexe 7.1) associées à leurs incertitudes.

Certains actinides majeurs ( $^{238,239,240,242}\text{Pu}$  et  $^{235,238}\text{U}$ ) ont récemment profité de l'assimilation des expériences PROFIL. Cependant les échantillons de  $^{241}\text{Pu}$  dans PROFIL1 n'ont pas été exploités, or cet isotope est responsable d'environ 30% de la perte de réactivité sur le cycle.

Outre les actinides, il faut s'intéresser aux PFs, responsables d'environ 60% de la perte de réactivité sur le cycle. Des expériences d'échantillons séparés existent, notamment les expériences PROFIL, STEK et SEG5.

#### 5.2.3.2 Analyse des expériences d'échantillons PF de PROFIL

Les expériences PROFIL, par leurs incertitudes très faibles, apportent des informations importantes sur la capture de ces PF. Le Tableau 5-8 regroupe les C/E des isotopes disponibles dans les deux expériences, classés par importance.

Tableau 5-8 : C/E des isotopes présents dans PROFIL1 et PROFIL2

PROFIL1			PROFIL2A			PROFIL2B			PROFIL		
Isotope	C/E	inc	Isotope	C/E	inc	Isotope	C/E	inc	Isotope	C/E	inc
Mo95	1.049	0.003							Mo95	1.049	0.003
Mo97	1.018	0.004							Mo97	1.018	0.004
Ru101	1.061	0.002							Ru101	1.061	0.002
Pd105	0.856	0.003							Pd105	0.856	0.003
			Pd106	1.009	0.004	Pd106	1.012	0.005	Pd106	1.010	0.003
Cs133	0.926	0.001							Cs133	0.926	0.001
			Nd143	1.142	0.006	Nd143	1.118	0.004	Nd143	1.125	0.003
			Nd144	1.007	0.003	Nd144	1.009	0.002	Nd144	1.008	0.002
Nd145	1.166	0.003							Nd145	1.166	0.003
			Sm147	1.166	0.002	Sm147	1.143	0.001	Sm147	1.150	0.001
Sm149	0.968	0.002							Sm149	0.968	0.002
			Sm151	1.277	0.002	Sm151	1.277	0.002	Sm151	1.277	0.001
			Eu153	0.967	0.001	Eu153	0.970	0.002	Eu153	0.968	0.001

Les incertitudes présentées ici sont celles des expériences brutes. On doit y associer l'incertitude liée à la dispersion des mesures de différents échantillons du même isotope et à la normalisation de puissance (de l'ordre de 2%), ce qui a été fait au tableau 5-9.

Tableau 5-9 : C/E des isotopes présents dans PROFIL1 et PROFIL2 et leurs incertitudes (JEFF-3.1.1)

Isotope	C/E	incertitude expérimentale	Covariance évaluée ?	incertitude due aux données nucléaires	Ordre dans la perte de réactivité
Pd105	0.856	0.029	sans	0.164	1
Ru101	1.061	0.024	sans	0.187	2
Cs133	0.926	0.020	avec	0.082	5
Sm149	0.968	0.020	avec	0.047	7
Mo97	1.018	0.034	avec	0.049	8
Sm151	1.277	0.028	avec	0.117	9
Nd145	1.166	0.020	sans	0.106	10
Nd143	1.125	0.037	sans	0.065	13
Mo95	1.049	0.027	avec	0.049	14
Sm147	1.150	0.036	avec	0.199	20
Eu153	0.968	0.028	avec	0.107	22
Pd106	1.010	0.020	sans	0.237	24
Nd144	1.008	0.028	sans	0.106	35

Les principaux PFs sont présents dans les expériences PROFIL ( $^{105,106}\text{Pd}$ ,  $^{101}\text{Ru}$ ,  $^{143,145}\text{Nd}$ ,  $^{102,104}\text{Ru}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ ). Des écarts supérieurs à  $2\sigma$  aux résultats expérimentaux sont notés pour 8 isotopes sur les 12 mesurés. On note aussi que l'incertitude a priori issue de l'évaluation est supérieure à l'incertitude expérimentale et que donc une assimilation des expériences PROFIL a donc pu être faite.

### 5.2.3.3 Assimilation des échantillons PF de PROFIL

Il est intéressant de chiffrer la part de PFs pour lesquels des expériences différentielles sont disponibles. Le tableau 5-10 récapitule la perte de réactivité d'ASTRID due à ces PFs, évaluée avec JEFF-3.1.1.

Tableau 5-10 : Part en réactivité des PFs profitants d'une expérience différentielle

En pcm	Antiréactivité imputable...
...aux PFs présents dans PROFIL	-1504
...à la totalité des PFs	-3405
Part d'antiréactivité imputable aux PFs profitant d'une expérience différentielle (PROFIL)	44%

Les PFs n'ayant pas fait l'objet d'expériences intégrales pour être vérifiés doivent au moins avoir des covariances. Les PFs absents de COMAC V1, classés par importance pour la perte de réactivité sont répertoriés dans le tableau 7-24, en Annexe 7.8.

Le  $^{105}\text{Pd}$  et  $^{101}\text{Ru}$ , comptant pour un peu plus de 5% de l'anti-réactivité totale et 25% de l'anti-réactivité des PFs, ne possèdent pas de covariances dans les matrices COMAC. Pour pallier ces manques, on a choisi de créer des matrices artificielles dans lesquelles l'incertitude est fixée à 20% sur tout le domaine énergétique et sans corrélation. Toutefois comme cette matrice de

variance-covariance artificielle ne possède pas de corrélation en énergie et est inférieure aux énergies les plus élevées quand on la compare à des covariances existantes ( $^{133}\text{Cs}$ ), elle n'est pas un majorant de l'effet recherché.

On remarque également que pour les PFs les plus importants, on a *a minima* soit un retour expérimental (Tableau 5-9), soit des données de covariances (PFs n'étant pas indiqués dans le Tableau 7-24 de l'Annexe 7.8). L'assimilation des expériences PROFIL a permis de réduire l'incertitude des données nucléaires au niveau de l'incertitude expérimentale.

**NB :** L'assimilation des PFs est à consolider ; effectivement les échantillons sont modélisés par des traces et les sensibilités utilisées pour l'assimilation sont les sensibilités du terme Bateman direct (deuxième terme de l'équation (33)) ; il faudrait donc modéliser les échantillons explicitement et utiliser alors les sensibilités couplées Boltzmann-Bateman).

**NB2 :** Le choix de réduire la contribution individuelle d'un PF de la valeur *ab initio* vers la valeur expérimentale de PROFIL en vue de l'utiliser pour ASTRID fait fi de la variation spectrale entre PHENIX et ASTRID

#### 5.2.3.4 Assimilation des expériences PROFIL1 d'échantillons $^{241}\text{Pu}$

Comme introduit en figure 3-6, l'assimilation d'expériences intégrale (IDA) s'effectue en utilisant l'inférence Bayésienne qui minimise une fonction coût :

$$\chi_{GLS}^2 = (\sigma' - \sigma_{prior})^T \mathbf{M}_{\sigma}^{-1} (\sigma' - \sigma_{prior}) + (E - C(\sigma))^T \mathbf{M}_E^{-1} (E - C(\sigma)) \quad (49)$$

avec :

- $\sigma_{prior}$  et  $\sigma'$  les sections avant et après assimilation
- $\mathbf{M}_{\sigma}$  la matrice de covariance associée aux données nucléaires, *a priori*
- $E$  et  $C(\sigma)$  les résultats expérimentaux et les biais de calculs
- $\mathbf{M}_E$  la matrice de covariance expérimentale

Les sections efficaces *a posteriori* s'obtiennent avec la formule suivante :

$$\sigma' = \sigma_{prior} + \mathbf{M}_{\sigma} \cdot S^T (\mathbf{M}_E + S \cdot \mathbf{M}_{\sigma} \cdot S^T)^{-1} \cdot (E - C(\sigma_{prior})) \quad (50)$$

La production de  $^{242}\text{Pu}$  par capture du  $^{241}\text{Pu}$  a été étudiée dans 3 échantillons séparés de PROFIL1. L'analyse de ces expériences donne un C/E de 1.067 avec une incertitude de 2.2% qui tient compte de la dispersion des mesures et de l'incertitude sur la normalisation de puissance. Les modifications de section de capture du  $^{241}\text{Pu}$  engendrées par le processus d'assimilation sont présentées en figure 5-18.

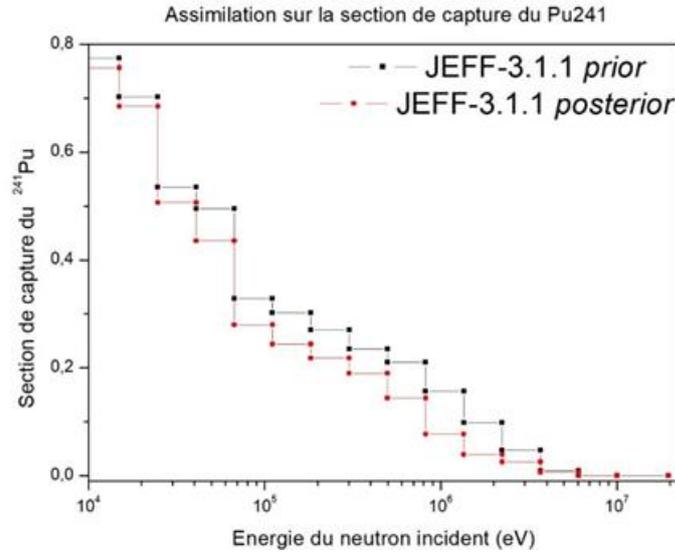


Figure 5-18 : Assimilation sur la section de capture du <sup>241</sup>Pu de PROFIL1

Ces modifications de sections concernent surtout la partie haute du spectre et tendent à diminuer la capture du <sup>241</sup>Pu. Cette tendance est en accord avec les C/E de la partie C2 de la perte de réactivité de SUPERPHENIX en tableau 5-7. La partie C2 concerne la perte de réactivité à l'arrêt et est donc surtout sensible à la décroissance du <sup>241</sup>Pu en <sup>241</sup>Am. Elle est sous-estimée (C/E=0.918) ; une diminution de la capture du <sup>241</sup>Pu signifie qu'il y a plus de <sup>241</sup>Pu après irradiation, et donc que la perte de réactivité à l'arrêt sera plus élevée, ce qui rapproche le C/E de l'unité.

Concernant les incertitudes, la matrice de variance-covariance *a posteriori* s'obtient avec la formule suivante :

$$\mathbf{M}'_{\sigma} = \mathbf{M}_{\sigma} - \mathbf{M}_{\sigma} \cdot \mathbf{S}^T (\mathbf{M}_E + \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_{\sigma} \cdot \mathbf{S}^T)^{-1} \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_{\sigma} \quad (51)$$

Les modifications sur l'incertitude de la capture du <sup>241</sup>Pu engendrées par l'assimilation de PROFIL-1 sont présentées en figure 5-19 suivante.

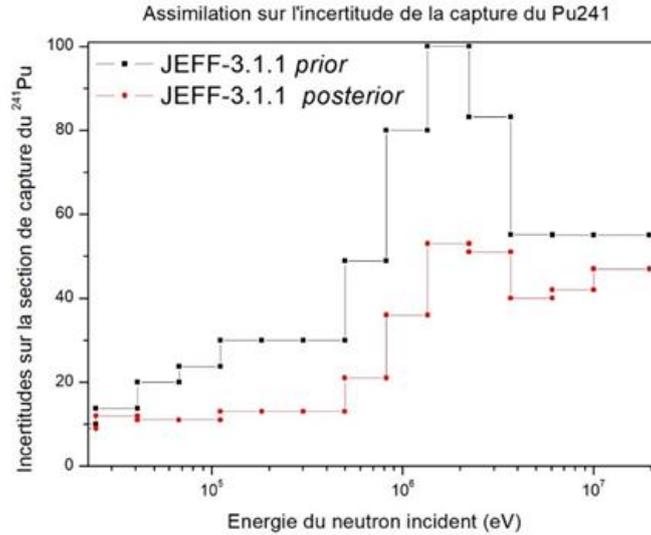


Figure 5-19 : Assimilation sur la covariance du <sup>241</sup>Pu de PROFIL

L'incertitude sur la capture du <sup>241</sup>Pu diminue fortement à haute énergie, passant de 67% intégré sur la plage [8<sup>E</sup>05 ; 2<sup>E</sup>07] eV, avant assimilation, à 41% après assimilation.

### 5.2.3.5 Valeurs *best estimate* de la perte de réactivité et des coefficients de réactivité majeurs

Les valeurs *best estimate* des caractéristiques neutroniques du cœur d'ASTRID sont regroupées dans les tableaux suivants. L'évolution est réalisée sans rechargement à partir de combustible neuf pour tout le cœur. On se place alors dans l'hypothèse d'irradiation moyenne :

$$\begin{cases} DC = I_{max} \frac{n-1}{2n} \\ FC = I_{max} \frac{n+1}{2n} \end{cases}$$

Où DC et FC sont les durées d'irradiation correspondant au début et à la fin de cycle,  $I_{max}$  l'irradiation maximale du combustible et  $n$  la fréquence de rechargement du cœur.

La situation en fin de vie pour le combustible est atteinte pour 1256 Jours Equivalents Pleine Puissance (JEPP). Le cœur d'ASTRID étant rechargé par quart de cœur, il vient que la situation 'début de cycle' correspond à 471 JEPP pour une évolution du cœur entier et la situation 'fin de cycle' à 785 JEPP (tableau 5-11).

Tableau 5-11 : Pas d'évolution correspondant au début et fin de cycle d'ASTRID

Situation	1 <sup>er</sup> quart de cœur	2 <sup>eme</sup> quart de cœur	3 <sup>eme</sup> quart de cœur	4 <sup>eme</sup> quart de cœur	Temps d'évolution moyen du cœur
Début de cycle	0	314	628	942	471
Fin de cycle	314	628	942	1256	785

Les réactivités en fin de cycle (Tableau 5-12) obtenues avec JEFF-3.1.1 et JEFF-3.1.1 + <sup>23</sup>Na de JEFF-3.2 sont proches l'une de l'autre (200 pcm), les changements de sections du <sup>23</sup>Na influant sur le spectre neutronique principalement dans les groupes 18 et 19 (autour du keV). L'assimilation d'expériences concernant les noyaux lourds et les produits de fission permet de

prédire une réactivité en fin de cycle (sans barres et poisons consommables) de l'ordre de 315 pcm.

Tableau 5-12 : Réactivité au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires

Temps d'évolution (JEPP)	JEFF311	JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int + <sup>241</sup> Pu et PF PROFIL
0	1.03081	1.02056	1.02846	1.02385	1.02455
471	1.01565	1.00677	1.01349	1.00914	1.01021
785	1.00827	1.00014	1.00624	1.00193	1.00317
1256	0.99926	0.99203	0.99740	0.99301	0.99442

Les pertes de réactivités correspondantes sont regroupées dans le Tableau 5-13.

Tableau 5-13 : Perte de réactivité sur un cycle pour différents jeux de données nucléaires

	JEFF311	JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int + <sup>241</sup> Pu et PF PROFIL
$\Delta\rho(\text{pcm})$	-720,7	-658,4	-710,9	-713,1	-694,7
$\frac{\Delta\rho}{(\text{pcm}/\text{JEPP})}$	-2,30	-2,10	-2,26	-2,27	-2,21

Les valeurs de l'effet Doppler du cœur d'ASTRID sont présentées au tableau 5-14.

Tableau 5-14 : Effet Doppler au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires

Temps d'évolution (JEPP)	JEFF311	JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int + <sup>241</sup> Pu et PF PROFIL
0	-514.4	-513.2	-513.2	-521.8	-521.9
471	-523.1	-515.8	-515.8	-529.2	-529.3
785	-516.4	-509.3	-509.3	-528.1	-528.2
1256	-511.9	-500.2	-500.2	-519.7	-519.7

L'effet Doppler est peu impacté par l'évolution. Les principaux noyaux contribuant à celui-ci étant <sup>1</sup><sup>238</sup>U (à hauteur de 97%) et le <sup>241</sup>Pu (2%), il vient que pour un cœur ayant un inventaire en <sup>238</sup>U variant peu au cours du cycle, les variations sont issues de celles du spectre dans les résonnances larges de capture de <sup>1</sup><sup>238</sup>U.

Enfin, l'effet de vidange sodium en réactivité au cours du cycle est présenté au tableau 5-15 suivant.

Tableau 5-15 : Effet de vidange sodium au cours de l'évolution pour différents jeux de données nucléaires

Temps d'évolution (JEPP)	JEFF311	JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int	JEFF311 + <sup>23</sup> Na JEFF32 avec Assimilation Exp Int + <sup>241</sup> Pu et PF PROFIL
0	-523.0	-491.2	-373.7	-362.9	-373.5
471	-131.4	-109.9	14.1	24.8	12.9
785	98.2	110.9	240.4	247.2	234.5
1256	385.0	388.3	521.5	529.0	515.3

Les effets de vidanges calculés sont négatifs en début de vie alors qu'en début de cycle, suivant les bibliothèques utilisées, l'effet de vidange est soit positif soit négatif. En fin de cycle, avec les bibliothèques JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2, l'effet de vidange reste peu élevé (de l'ordre de la centaine de pcm), dû à des compensations d'erreurs. La bibliothèque « hybride », dont il a été déterminé au paragraphe 4.3.4.3 qu'elle présentait le meilleur C/E pour l'effet de vidange, présente, elle, un effet plus important de l'ordre de 250 pcm mais inférieur au \$ (378 pcm). L'assimilation d'expériences concernant les actinides et les produits de fission valide le choix initial des évaluations JEFF-3.1.1 et le <sup>23</sup>Na JEFF-3.2 pour cette caractéristique neutronique (effet de spectre). On note que ni les évaluations JEFF-3.1.1 ni celles JEFF-3.2 ne permettent d'avoir une prédiction satisfaisante.

### 5.2.3.6 Valeurs d'incertitude de la perte de réactivité

Les valeurs d'incertitudes sont impactées par l'amélioration du calcul du vecteur de sensibilité et l'amélioration de précision des matrices de variance-covariances. La théorie des perturbations en évolution, dont l'intérêt a été présenté au paragraphe 4.2.2.1, permet d'obtenir les sensibilités couplées Boltzmann-Bateman au cours de l'évolution. Le tableau 5-16 regroupe les isotopes auxquels la réactivité est la plus sensible, avec couplage (notées BBP pour Boltzman-Bateman-Puissance) et sans couplage.

Tableau 5-16 : Impact de la prise en compte du couplage pour le calcul de la sensibilité de la perte de réactivité d'ASTRID aux sections efficaces totales (en %/%)

Sensibilités non couplées		Sensibilités couplées Boltzmann-Bateman	
ISOTOPE	TOTAL	ISOTOPE	TOTAL
Pu239	1,09E+01	U238	1,09E+01
Na23	5,68E-01	Pu239	2,86E+00
U238	2,76E-01	Na23	5,78E-01
Cm244	1,42E-01	Am243	1,92E-01
Am243	1,30E-01	Am241	1,82E-01
:	:	Cm244	1,58E-01
:	:	:	:
Rh103	-1,13E-01	Rh103	-1,05E-01
Ru101	-1,16E-01	Ru101	-1,05E-01
Pd105	-1,24E-01	Pd105	-1,10E-01
Fe56	-2,44E-01	Fe56	-2,83E-01
U235	-4,53E-01	U235	-5,51E-01
Pu242	-6,15E-01	Pu240	-7,40E-01
O16	-8,20E-01	Pu242	-7,65E-01
Pu240	-1,40E+00	O16	-9,14E-01
Pu238	-1,41E+00	Pu238	-1,64E+00
Pu241	-4,66E+00	Pu241	-6,42E+00

On remarque d'abord que les isotopes les plus importants pour la réactivité sont les mêmes. L'<sup>241</sup>Am ne figure pas dans la liste de gauche car en-dessous de la limite (arbitraire) de 0,1 %/%. Cependant des changements dans l'ordre d'importance sont notés : c'est le cas de l'<sup>238</sup>U pour lequel la sensibilité passe de 0,276%/ pour le cas non couplé à 10,9%/ pour le cas couplé (soit une augmentation d'un facteur 50), devenant l'isotope le plus important pour la perte de réactivité, devant le <sup>241</sup>Pu. De plus, les sensibilités des isotopes « aux extrémités » sont plus élevées avec la prise en compte du couplage (en valeur absolue) : ceci implique que les incertitudes sans prise en compte du couplage sont sous-estimées.

Au final, l'impact de la prise en compte du couplage sur l'incertitude de la perte de réactivité est illustré dans le tableau 5-17 suivant, en comparant les deux premières lignes : cette incertitude est sous-estimée d'environ 20%.

Tableau 5-17 : Incertitude de la perte de réactivité suivant différentes approches, avant et après assimilation

Origine des incertitudes	Type de sensibilité	Incertitudes (%)			
		Sections (COMAC)	Rendements des produits de fission	Décroissance	Total
COMAC V1 – <b>sans</b> assimilation des NL (autres PF 20%)	<b>Non couplées</b>	36.5	2.3	0.1	<b>36.6</b>
COMAC V1 – <b>sans</b> assimilation des NL (autres PF 20%)	<b>Couplées</b>	55.1	2.3	0.1	<b>55.1</b>
COMAC V1 – <b>avec</b> assimilation des NL et <b>sans</b> PF de PROFIL (autres PF 20%)	<b>Couplées</b>	31.5	2.3	0.1	<b>31.6</b>
COMAC V1 <i>posterior</i> – <b>avec</b> assimilation NL et PF (autres PF 20% + assimilation PROFIL)	<b>Couplées</b>	20.1	2.3	0.1	<b>20.2</b>

**NB :** Il faudrait en toute rigueur évaluer les contributions des incertitudes sur les énergies dégagées par capture et fission, ce qui reste à faire. Un exemple de différences sur les valeurs centrales des kermas utilisés par ANL et CEA se trouve en Annexe 7.4.2.

Le tableau 5-17 fait également état de l'intérêt de l'assimilation d'expériences intégrales : l'assimilation d'expériences concernant les noyaux lourds permet une réduction d'incertitude d'environ 13%. En outre, l'assimilation des produits de fission présents dans les expériences PROFIL permet une réduction supplémentaire de 11.4%, sachant que l'hypothèse d'une incertitude de 20% sur les produits de fission pour lesquels il n'y a pas de matrice de variance-covariance est optimiste. Le détail de ces assimilations est présenté en Annexe 7.9. Les assimilations des expériences PROFIL ont été effectuées pour les produits de fissions ( $^{95,97}\text{Mo}$ ,  $^{101}\text{Ru}$ ,  $^{105,106}\text{Pd}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{143,144,145}\text{Nd}$ ,  $^{147,149,151}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ) et pour le  $^{241}\text{Pu}$ . L'assimilation ne change pas le rang pour les deux produits de fission les plus importants ( $^{105}\text{Pd}$  et  $^{101}\text{Ru}$ ), bien qu'ayant une réduction significative sur leurs incertitudes, mais ces différences de rangs peuvent s'observer pour les autres produits de fission présents dans PROFIL et pour la capture du  $^{241}\text{Pu}$ , qui n'avait pas été assimilé auparavant.

L'incertitude finale de la perte de réactivité du cœur d'ASTRID sur un cycle est réduite à 20.2%. L'intérêt de cette approche est clairement démontré et donc justifie que des efforts soient poursuivis avec d'autres expériences intégrales (expériences d'irradiation d'autres échantillons dans PROFIL-R de PHENIX et de mesures d'oscillations de produits de fission dans les installations expérimentales SEG5 et STEK).

De plus, cela doit être poursuivi pour la détermination des incertitudes des contre-réactions en fin de vie.

## 6. Conclusions et perspectives

Les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium offrent des perspectives intéressantes pour la filière nucléaire car ils permettent une gestion optimale du stock actuel de matériaux nucléaires (meilleure utilisation de l'uranium, multi-recyclage du plutonium, possibilité de transmuter les actinides mineurs). Afin de répondre aux critères de sûreté actuels, le concept de cœur CFV d'ASTRID comporte des innovations géométriques afin d'obtenir un comportement accidentel pardonnant. Ces innovations sont exigeantes du point de vue des outils neutroniques ce qui nécessite des solveurs performants comme ceux du système de code APOLLO3<sup>®</sup>. Dans cette thèse, on met en œuvre un schéma de calcul de référence APOLLO3-RNR auquel on précise une chaîne d'évolution de référence.

La démonstration de sûreté du réacteur ASTRID s'appuie sur la qualification des principales grandeurs neutroniques d'intérêt (comme la perte de réactivité au cours du cycle, les effets Doppler et de vide sodium en réactivité, la fraction de neutrons retardés...), c'est-à-dire la vérification, la validation numérique et la quantification des incertitudes avec confrontation aux expériences intégrales disponibles. Plutôt que de se placer dans une démarche conservatrice, dans laquelle les hypothèses de calculs sont les plus pénalisantes, l'objectif de l'approche adoptée ici est de calculer au mieux ces grandeurs (*Best Estimate*) et d'y associer un niveau de confiance, ou d'incertitudes (*Plus Uncertainty*). Cette démarche *BEPU* est envisagée dans l'établissement d'un dossier de sûreté d'un réacteur, que cela soit en spectre thermique ou rapide; cette approche, mise en œuvre pour le réacteur ASTRID, est un aspect novateur de ces travaux de thèse.

En vue d'obtenir les valeurs centrales de ces grandeurs neutroniques, une discussion sur les données nucléaires à utiliser est nécessaire, de même qu'une maîtrise des biais liés aux outils de calcul utilisés. Les incertitudes associées à ces grandeurs proviennent à la fois du schéma de calcul, des caractéristiques technologiques et des données nucléaires. La contribution des données nucléaires à l'incertitude est la plus importante et nécessite un travail particulier pour obtenir une réduction globale du niveau d'incertitude des grandeurs neutroniques d'intérêt. Cette dernière est obtenue via l'exploitation de sensibilité (théorie des perturbations) et des matrices de variance-covariance associées aux données nucléaires évaluées. Elle doit être confrontée aux résultats d'expériences intégrales ce qui a été fait dans le cadre de cette thèse avec les mesures Doppler de SEFOR, les mesures  $\beta_{\text{eff}}$  de BERENICE et les mesures d'effet en réactivité de vidange sodium avec les expériences PRE-RACINE, CIRANO et BFS-115. La « meilleure » bibliothèque de données nucléaires évaluées, au jour d'aujourd'hui, est JEFF-3.1.1 pour tous les isotopes sauf le <sup>23</sup>Na pour lequel l'évaluation JEFF-3.2 est préférée. Les résultats d'assimilation d'expériences intégrales à partir de cette bibliothèque donnent les mêmes tendances pour l'effet en réactivité de vidange sodium que les facteurs correctifs apportés par P. Dufay à partir de JEFF-3.1.1, l'intérêt de l'assimilation résidant dans la possibilité de propager ces conclusions en fin de cycle et d'éviter les compensations d'erreurs.

Après assimilation et intégration des incertitudes dues aux méthodes, l'incertitude sur la masse critique en début de vie est réduite à 652 pcm ; l'incertitude sur l'effet Doppler passe à 3.1% ; l'incertitude sur le  $\beta_{\text{eff}}$  passe à 3,8% et l'incertitude d'effet de vidange est réduite à 27 cents (cf. tableau 6-1). Toutes ces évaluations d'incertitude sont confortées par les expériences

intégrales et aucune des caractéristiques étudiées ne comporte alors de biais ce qui permet de calculer les valeurs en fin de cycle.

Tableau 6-1 : Bilan VVQI sur les caractéristiques du cœur d'ASTRID en début de vie

JEFF-3.1.1 + <sup>23</sup> Na JEFF-3.2 + IDA COMAC V1 <i>posterior</i>	$k_{\text{eff}}$ (pcm)	Doppler (%)	$\beta_{\text{eff}}$ (%)	Vide Na (cents)
<b>Valeur <i>Best Estimate</i></b>	1,02330 (Barres hautes)	-521.8 pcm	370 pcm	-362.5 pcm
<b>Biais</b>	0	0.0	0.0	0
<b>Données Nucléaires (DN)</b>	650	1.7	3.8	21
<b>Méthodes (APOLLO3<sup>®</sup>-TRIPOLI4<sup>®</sup>)</b>	50	2.6	0.5	15
<b>Total des incertitudes de calcul DN + Méthodes</b>	652	3.1	3.8	27
<b>Incertitude Expérimentale déduite des expériences</b>	300	6.0	4.2	26

La qualification expérimentale des caractéristiques du cœur d'ASTRID en début de vie utilise des données nucléaires issues de l'assimilation des expériences intégrales. L'absence de biais une fois l'assimilation sur les données nucléaires intégrés dans les bibliothèques permet de déterminer en fin de cycle les valeurs les plus probables des caractéristiques du cœur d'ASTRID (*best estimate* values) associées à leurs incertitudes.

La validation de la chaîne d'évolution a fait l'objet d'un travail spécifique d'analyse des différentes sources de biais associées aux différentes approximations du schéma de calcul sachant qu'il n'existe véritablement aucun calcul étalon. Le calcul d'évolution à 800 PF qui pourrait servir d'étalon comporte un grand nombre d'éléments radioactifs à vie courte dont les rendements de fission sont mal connus et ce calcul exigerait des pas de temps très courts.

Le calcul d'incertitude en fin de cycle constitue une difficulté supplémentaire qui nécessite le calcul de sensibilités couplées Boltzmann-Bateman ; le tableau 6-2 fait état de l'incertitude sur la perte de réactivité due aux données nucléaires aux différentes étapes du calcul *Best Estimate Plus Uncertainty*. La perte de réactivité d'ASTRID au cours d'un cycle est de 695 pcm ou de 2,21 pcm/JEPP.

Tableau 6-2 : Incertitude de la perte de réactivité suivant différentes approches, avant et après assimilation

Origine des incertitudes	Type de sensibilité	Incertitudes (%)
COMAC V1 – <b>sans</b> assimilation des NL (autres PF 20%)	Non couplées	36.6
COMAC V1 – <b>sans</b> assimilation des NL (autres PF 20%)	Couplées	55.2
COMAC V1 – <b>avec</b> assimilation des NL et <b>sans</b> PF de PROFIL (autres PF 20%)	Couplées	31.6
COMAC V1 – <b>avec</b> assimilation des NL et PF de PROFIL (autres PF 20%)	Couplées	20.2

L'incertitude sur la perte de réactivité est de 55.2% (4.6\$) si on tient compte de ce couplage et de seulement 36.5% si on se limite à la partie Boltzmann. Cette valeur de 55.2% tient compte

d'une estimation raisonnable de 20% des variances pour la capture des produits de fission qui n'ont pas de matrices associées aux évaluations.

Avec l'assimilation d'expériences intégrales sensibles aux actinides majeurs, l'incertitude sur la perte de réactivité est réduite à 31.6%. Avec les expériences PROFIL d'échantillons irradiés dans le réacteur PHENIX du  $^{241}\text{Pu}$  et de produits de fission majeurs, cette incertitude descend à 20.2%. Les incertitudes dues aux rendements de fission et aux décroissances radioactives ne contribuent que pour 2.0% et 0.1%. La contribution de l'incertitude des énergies dégagées par fission et capture reste à faire. L'assimilation d'expériences intégrales permet une maîtrise des incertitudes des grandeurs caractéristiques du cœur en fin de cycle et a été appliquée dans le cadre de cette thèse à la perte de réactivité.

Grâce à ce travail, il est possible de faire un retour sur la conception du cœur d'ASTRID et de sa visée Cœur à Faible Vidange, en comparant la valeur du SVRE à celle du  $\beta_{\text{eff}}$ , en figure 6-1.

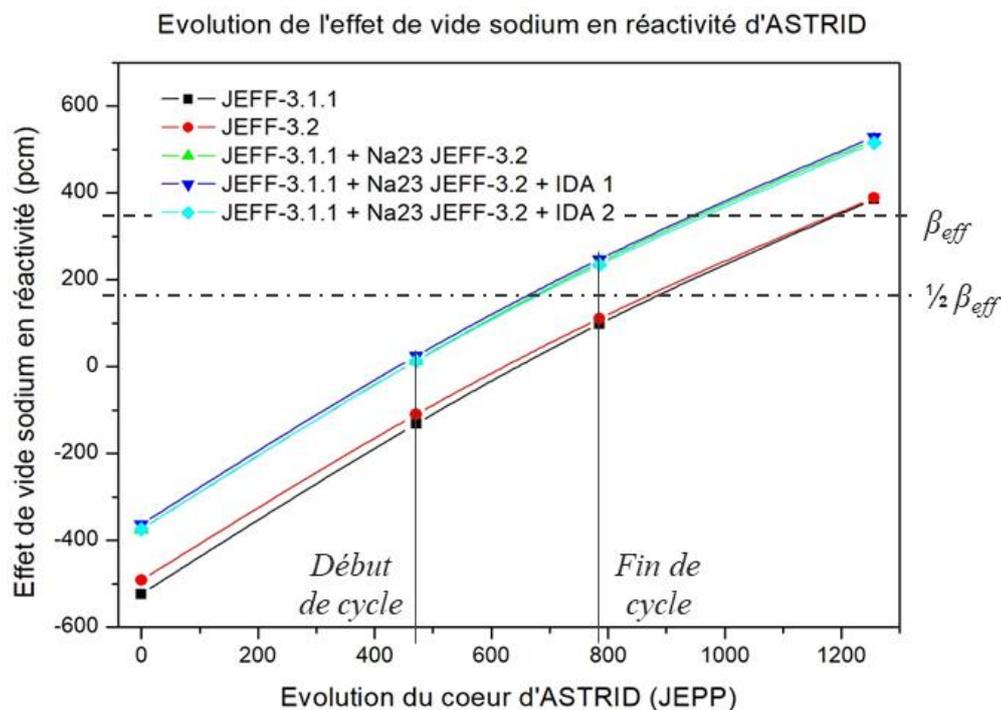


Figure 6-1 : Evolution de l'effet de vide sodium en réactivité d'ASTRID au cours du cycle

On constate que, si avec JEFF-3.1.1 ou JEFF-3.2, le SVRE est fortement négatif en début de vie et inférieur à  $\frac{1}{2} \beta_{\text{eff}}$  en fin de cycle, il n'en est pas de même lorsqu'on utilise JEFF-3.1.1+ $^{23}\text{Na}$  JEFF-3.2. Ces résultats sont confortés par les assimilations réalisées (qui ici ne modifient pas la valeur de la contre-réaction). Ainsi en utilisant une démarche rigoureuse VVQI + BEPU, la valeur du SVRE est positive en début de cycle et la marge symbolique du  $\frac{1}{2} \beta_{\text{eff}}$  est dépassée en fin de cycle.

Les perspectives à moyen terme, les sensibilités couplées doivent être développées pour les autres caractéristiques du cœur comme l'effet Doppler et le SVRE, et être utilisées dans les interprétations des expériences PROFIL (qui modélisent les échantillons par des traces et n'utilisent que les sensibilités directes Bateman). D'autre part, le groupe de travail SFR-UAM et son benchmark numérique reste très intéressant pour évaluer les biais de schémas en évolution ; comme évoqué (et détaillé en Annexe 7.4), toutes les grandeurs n'ont pas été

fournies par les participants. Lorsque ce sera le cas, un travail d'analyse plus complet pourra être mené.

A plus long terme, plusieurs points à approfondir se sont révélés au cours de cette thèse :

- Pour le SVRE : compléter les analyses avec d'autres expériences
    - comme celles présentes dans la base de données internationale IRPhE : programmes ZPPR2 et ZPR6-7 ; ZPPR-13A (radialement hétérogène) ; ZPPR-17A (axialement hétérogène)
    - dans le cadre de collaboration avec JAEA : BFS-66-1 et FCA XVII-1 (présentant un plénum sodium)
  - Pour l'effet Doppler :
    - réaliser l'assimilation des expériences SEFOR (avec sa description 3D par APOLLO3 et le calcul associé de sensibilités 3D)
    - utiliser les mesures d'effet Doppler dans SUPERPHENIX
  - Concernant les données nucléaires : les produits de fissions présents dans PROFIL-1 et PROFIL-2 ne représente que 44% de l'anti réactivité totale des PFs
    - Utilisation des expériences PROFIL-R
    - Utilisation des mesures d'oscillation d'échantillon dans les expériences SEG5 et STEK
    - Utilisation des mesures d'oscillation d'échantillons dans ERMINE (version rapide de l'installation MINERVE)
  - Comparaison à des mesures intégrales :
    - Utilisation des mesures de perte de réactivité dans PHENIX avec calibration des réactivités par le programme REACTIVIX
    - Utilisation des mesures d'oscillation d'aiguilles irradiées dans ERMINE
    - Proposition de nouvelles expériences dans les RNR-Na en fonctionnement dans le monde (BOR-60, BN-600 et BN-800 en Russie, JOYO au Japon, FBTR en Inde et CEFR en Chine)
  - Aspect Méthodologique : Notion de représentativité / transférabilité à consolider (voir Annexe 7.6)
  - Compléter les variances-covariances manquantes pour les produits de fission (voir Annexe 7.8)
  - Exploiter les incertitudes sur les dégagements d'énergie par capture et fission
  - Tenir compte de la migration des produits de fission gazeux
  - Tenir compte de l'augmentation des variances en spectre rapide par rapport à celles en spectre thermique pour les rendements de fission et les spectres de fission
-

## REFERENCES

- [ADE14] « La Comptabilité carbone », [https://www.bilans-ges.ademe.fr/documentation/UPLOAD\\_DOC\\_FR/index.htm?renouvelable.htm](https://www.bilans-ges.ademe.fr/documentation/UPLOAD_DOC_FR/index.htm?renouvelable.htm), ADEME, 2014, Web. 23/06/2020.
- [ARC14] P. Archier, C. De Saint Jean & al., “COMAC: Nuclear Data Covariance Matrices Library for Reactor Applications”, in PHYSOR 2014, Kyoto, Japan, 2014.
- [ASK72] Askew, J.R., 1972. “A Characteristics Formulation of the Neutron Transport Equation in Complicated Geometries”. AEEW-M: 1108.
- [ASN15] « Traitement des écarts de conformité à une exigence définie pour un élément important pour la protection (EIP) », <https://www.asn.fr/Professionnels/Les-Guides-de-l-ASN/Guide-de-l-ASN-n-21-Traitement-des-ecarts-de-conformite-a-une-exigence-definie-pour-un-element-important-pour-la-protection-EIP>, ASN, 2015, Web. 23/06/2020.
- [AST12] Monographie CEA, “IVth Generation Sodium-cooled Fast Reactors - The ASTRID technological demonstrator.”, <http://www.cea.fr/english/Documents/corporatepublications/4th-generation-sodium-cooled-fast-reactors.pdf>, 2012.
- [BAL97] G. Bal, « Couplage d'équations et homogénéisation en transport neutronique », 1997, thèse soutenue à Paris 6.
- [BEN12] Benoit, J. C., Bourdot, P., Eschbach, R., Boucher, L., Pascal, V., Fontaine, B., Martin, L., & Serot, O. (2012). Decay heat of sodium fast reactor: Comparison of experimental measurements on the PHENIX reactor with calculations performed with the French DARWIN package. United States: American Nuclear Society - ANS.
- [BER96] P. Bertrand, et al.; "BERENICE - Interlaboratory Comparison of  $\beta_{\text{eff}}$  Measurement Techniques at MASURCA", Proc. of Int. Conf. On the Physics of Reactors PHYSOR 96 E-190 (Mito, 1996).
- [BOL12] L. Boltzmann, « Lectures on gas theory », Courier Corporation, 2012.
- [BRO12] D. Brown, “Release of the ENDF/B-VII.1 Evaluated Nuclear Data File”, Presented at the 2012 ANS Winter Meeting, San Diego, CA, November 11-15, 2012, released in December 2011.
- [BRU15] E. Brun et al., ‘TRIPOLI-4@, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code’, Ann. Nucl. Energy, vol. 82, pp. 151–160, Aug. 2015.
- [BRU96] G. B. Bruna, B. Guesdon, « Méthodes de calcul neutronique de cœur », 1996.
- [BUS85] J. Bussac, P. Reuss, *Traité de Neutronique*, chapitre XXV: “Théorie des perturbations”, pp. 403-415, Hermann, Paris, France, 1985.
- [CAL12] A. Calloo, « Développement d'une nouvelle modélisation de la loi de choc dans les codes de transport neutronique multigroupes », thèse soutenue le 10/10/2012 à Grenoble.

- [CAR92] C. B. Carrico, E. E. Lewis, and G. Palmiotti, “Three-Dimensional Variational Nodal Transport Methods for Cartesian, Triangular, and Hexagonal Criticality Calculations,” Nucl. Sci. Eng., vol. 111, no. 2, pp. 168–179, Jun. 1992.
- [DUF18] P. Dufay, « Quantification of biases and uncertainties on the sodium void reactivity effect in the ASTRID core using integral measurements », thèse soutenue le 18/10/2018 à Aix-Marseille.
- [DUJ15] L. Dujcikova, L. Buiron. Low Void Effect (CFV) Core Concept Flexibility from Self-breeder to Burner Core. ICAPP - 2015 - International Congress on Advances Nuclear Power Plants, May 2015, Nice, France. {cea-02489483}
- [DUL14] V. Dulin, I. Matveenko, E. Rozhikhin, M. Semenov, and A. Tsibulya, ‘An Overview of the Experiments Performed at the BFS Facilities and Evaluated for the International Reactor Physics Experiment Evaluation Project’, Nucl. Sci. Eng., vol. 178, pp. 377–386, 2014.
- [FAU19] B. Faure, « Development of neutronic calculation schemes for heterogeneous sodium-cooled nuclear cores in the APOLLO3 code: application to the ASTRID prototype », thèse soutenue le 27/09/2019 à Aix-Marseille.
- [FUK15] Masahiro Fukushima, Yasunori Kitamura, Teruhiko Kugo, and Shigeaki Okajima. “Benchmark models for criticalities of FCA-IX assemblies with systematically changed neutron spectra.”, Journal of Nuclear Science and Technology, 2015.
- [GAI17] G. Gaillard-Groleas, « Les Outils de Calcul Scientifique CEA pour ASTRID et le respect du Guide ASN n°28 (Qualification des outils de calcul utilisés dans la démonstration de sûreté nucléaire - 1re barrière) », AST3 AST NT CPA 468 Indice 1 du 22/08/2017.
- [GAR19] E. Garcia Cervantes, « Modeling and analysis of Superphénix fast reactor tests with the neutronic calculation scheme APOLLO-3@-SFR for application to the ASTRID reactor », thèse soutenue le 10/09/2019 à Aix-Marseille université.
- [GIF09] GEN IV International Forum, “GIF R&D Outlook for Generation IV Nuclear Energy Systems.”, [https://www.gen-4.org/gif/upload/docs/application/pdf/2013-09/gif\\_rd\\_outlook\\_for\\_generation\\_iv\\_nuclear\\_energy\\_systems.pdf](https://www.gen-4.org/gif/upload/docs/application/pdf/2013-09/gif_rd_outlook_for_generation_iv_nuclear_energy_systems.pdf), 2009.
- [HAZ11] T. Hazama and J. Tommasi, “Re-Evaluation of SEFOR Doppler Experiments and Analyses with JNC and ERANOS systems”, PHYSOR 2004, Chicago, Illinois, April 25-29, 2004.
- [HUY18] V. Huy, « Contribution to nuclear data improvement by assimilation of integral experiments for the ASTRID core neutronic characterization », thèse soutenue le 08/10/2018 à Aix-Marseille
- [IAEA18] Nuclear Energy Agency, “Uranium 2018: Resources, Production and Demand.”, <https://www.oecd-nea.org/ndd/pubs/2018/7413-uranium-2018.pdf>, 2018.
- [IAEA19] Tribut-Maurizi, Anne, « Country Nuclear Power Profiles », <https://cnpp.iaea.org/countryprofiles/France/France.htm>, IAEA, 2019, Web. 23/06/2020.

- [IRP15] IRPHE2015-HANDBOOK, “International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments” (NEA-1765/11) Organization for Economic Co-operation and Development-Nuclear Energy Agency (OECD-NEA).
- [ISO17] « Biais et incertitude de mesure », Démarche ISO17025, <http://www.demarcheiso17025.com/fiche001.html#>
- [JEA78] G. Jeanmaire, ‘Programme PRE-RACINE II - Etude de vidange sodium dans le cœur de référence.’ 1978.
- [JEFF311] “The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library”, © OECD 2006, NEA No. 6190 , ISBN 92-64-02314-3, released in May 2005.
- [JEFF32] “The JEFF-3.2 Nuclear Data General Purpose Library”, OECD/NEA Data Bank, released on March 2014, [https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff\\_32/](https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_32/).
- [JENDL4] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, & al.: "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering" J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011).
- [KAH16] A. Kahler, « ICSBEP Benchmark Testing of CIELO and ENDF/B-VIII.0b1 Nuclides at LAN », Working Party for Evaluation Cooperation, sub-group 40, 09-13/05/2016.
- [KHO78] E. Khodarev, « Les réacteur surgénérateur rapides à métal liquide », Bulletin AIEA, vol.20 n°6, [https://www.iaea.org/sites/default/files/20604782938\\_fr.pdf](https://www.iaea.org/sites/default/files/20604782938_fr.pdf) .
- [LAH14] S. Lahaye, Sébastien & Bellier, P. & Mao, H. & Tsilanizara, A. & Kawamoto, Y. (2014). « First verification and validation steps of MENDEL Release 1.0 cycle code system ». PHYSOR 2014, Kyoto, Japan.
- [LAH17] S. Lahaye, A. Tsilanizara, P. Bellier, T. Bittar, “Implementation of a CRAM solver in MENDEL Depletion Code System.” M&C - 2017 International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering, Apr 2017, Jeju, South Korea. cea-02434554.
- [LET11] R. Le Tellier, D. Fournier, and C. Suteau. « Reactivity Perturbation Formulation for a Discontinuous Galerkin-Based Transport Solver and Its Use with Adaptive Mesh Refinement. », NSE, 167(3):209–220, March 2011 - <http://www.oecd-nea.org/janisweb/> .
- [LOI06] « Loi n° 2006-739 du 28 juin 2006 de programme relative à la gestion durable des matières et déchets radioactifs », Article 3, version du 23 juin 2020, <https://www.legifrance.gouv.fr/affichTexte.do?cidTexte=JORFTEXT000000240700&dateTexte=> .
- [MAO17] Li Mao, Igor Zmijarevic & Richard Sanchez (2017), “Resonance Self-Shielding Methods for Fast Reactor Calculations—Comparison of a New Tone’s Method with the Subgroup Method in APOLLO3<sup>®</sup>”, Nuclear Science and Engineering, 188:1, 15-32, DOI: 10.1080/00295639.2017.1332890.

- [MAS11] CEA/DEN/CAD/DIR/CSN, « Installation MASURCA – INB 39, Evaluation complémentaire de la sûreté au regard de l'accident survenu à la centrale nucléaire de Fukushima Daiichi. » Autorité de Sûreté Nucléaire, 13/09/2011.
- [MEG72] Megy, J., Guillemard, B., Robert, E., Crette, J.P., & Labat, P. (1972). Phenix Construction and pre-operational experience (INIS-mf--660/7). Switzerland.
- [MEG75] Megy, J., & Crette, J.P. (1975). The Super-Phenix project (CEA-CONF--3404). France.
- [MEY70] R.A. Meyer, A.B. Reynolds, S.L. Stewart & al. “Design and Analysis of SEFOR Core 1”, U.S. Atomic Energy Commission, contract AT(04-3)- 540, GEAP-13598, AEC R&D report, June 1970.
- [MET49] N. Metropolis and S. Ulam, ‘The Monte-Carlo Method’, J. Am. Stat. Assoc., 1949.
- [MON13] « La Neutronique », monographie de la Direction de l'énergie nucléaire du CEA Commissariat à l'énergie atomique (France), La neutronique. Paris : le Moniteur : CEA, 2013.
- [NIC01] A. Nicolas, « Contrôle et pilotage des réacteurs à eau sous pression », Clefs CEA n°45 Automne 2001, pp. 39-40, CEA Direction de l'énergie nucléaire.
- [NOB72] L. D. Noble, G. Kussmaul, S.L. Derby, “Experimental Program Results in SEFOR Core II”, U.S. Atomic Energy Commission, Contract AT(04-3)-540, GEAP-13838, AEC R&D report, June 1972.
- [ODR15] N. Odry, J.-F. Vidal, G. Rimpault, A.-M. Baudron, J.-J. Lautard. “A domain decomposition method in APOLLO3@ solver, MINARET”. ANS MC2015 - Joint International Conference on Mathematics and Computation (MandC), Supercomputing in Nuclear Applications (SNA) and the Monte Carlo (MC) Method, Apr 2015, Nashville, United States. (cea-02509075).
- [OCDE16] “Benchmark for Neutronic Analysis of Sodium-cooled Fast Reactor Cores with Various Fuel Types and Core Sizes”, OECD Nuclear Energy Agency, February 2016, NEA/NSC/R(2015)9.
- [PRI16] E. Privas, P. Archier, C. De Saint Jean, G. Noguère, and J. Tommasi. « The Use of Nuclear Data as Nuisance Parameters in the Integral Data Assimilation of the PROFIL experiments. », Nuclear Science and Engineering, 182:377–393, 2016.
- [RIM02] G. Rimpault, D. Plisson, J. Tommasi, and R. Jacqmin, ‘The ERANOS code and data system for fast reactor neutronic analyses’, presented at the PHYSOR’02, Seoul, KOREA, 2002.
- [RIM17-1] G. Rimpault, P. Archier, J-F Vidal, V. Pascal, C. De Saint Jean, J.-M. Palau, and P. Tamagno, “The APOLLO3 scientific tool for SFR neutronic characterization: current achievements and perspectives”, International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles (FR17), Yekaterinburg, 2017.
- [RIM17-2] G. Rimpault et al., “Objectives and Status of the OECD/NEA sub-group on Uncertainty Analysis in Modelling (UAM) for Design, Operation and Safety Analysis of SFRs (SFR-UAM)”, IAEA-CN-245-220, International Conference on

Fast Reactors and Related Fuel Cycles (FR17), 26-29 June 2017, Yekaterinburg, Russia.

- [RIM95] G. Rimpault, “Algorithmic Features of the ECCO Cell Code for Treating Heterogeneous Fast Reactor Subassemblies”, International Topical Meeting on Reactor Physics and Computations, Portland, Oregon, May 1-5, 1995.
- [RIM96] G. Rimpault, H. Oigawa, P.J. Smith, “Assessment of Latest Developments in Sodium Void Reactivity Worth Calculations”, International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR96, September 16-20, 1996, MITO, IBARAKI, JAPAN
- [RTE15] « L’électricité en Europe 2015 », [https://www.rte-france.com/sites/default/files/entsoe\\_electricite\\_en\\_europe\\_2015\\_web.pdf](https://www.rte-france.com/sites/default/files/entsoe_electricite_en_europe_2015_web.pdf), RTE, 2015, Web. 23/06/2020.
- [SAN10] R. Sanchez, I. Zmijarevic, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz, and N. Guler, “APOLLO2 year 2010,” Nuclear Engineering and Technology, vol. 42, no. 5, pp. 474–499, 2010.
- [SCH16] D. Schneider, F. Dolci, F. Gabriel, J. Palau, M. Guillo, and B. Pothet, “APOLLO3: CEA/DEN deterministic multi-purpose code for reactor physics analysis,” in Proc. Int. Conf. PHYSOR 2016 - Unifying Theory and Experiments in the 21st Century, (Sun Valley, Idaho, United States), American Nuclear Society, 2016.
- [SFEN19] C. Crampon, « Confusion sur les chiffres d’émissions de CO2 du nucléaire », <https://www.sfen.org/rgn/confusion-chiffres-emissions-co2-nucleaire>, SFEN, 2019, Web. 23/06/2020.
- [SOP14] N. Soppera, M. Bossant, E. Dupond, “JANIS 4: An Improved Version of the NEA Java-based Nuclear Data Information System”, Nuclear Data Sheets 120 (2014) 294-29.
- [TAK85] T. Takeda, T. Umamo, « Burnup sensitivity analysis in a fast breeder reactor – Part I : sensitivity calculation method with generalized perturbation theory”, Nuclear Science and Engineering, **91**, 1-10 (1985)
- [TOM06] J. Tommasi, E. Dupont, and P. Marimbeau. “Analysis of sample irradiation experiments in Phénix for JEFF-3.0 nuclear data validation.”, Nuclear Science and Engineering, 154, 2006.
- [TOM08] J. Tommasi and G. Noguere, « Analysis of the PROFIL and PROFIL-2 Sample Irradiation Experiments in Phénix for JEFF-3.1 Nuclear Data Validation », Nuclear Science and Engineering, 160, October 2008.
- [VEN64] Vendryes, G., D'Ayguevives, Ch., & Sahl, W. (1964). Rapsodie (CEA-R--2688). France.
- [WIL78] M.L.Williams, “Development of depletion perturbation theory for coupled neutron/nuclide fields”, W-7405-eng-26, ORNL/TM-5958, 1978.

*Page laissée intentionnellement vide*

## 7. Annexes

7.	Annexes.....	133
7.1	Valeurs <i>Best Estimate</i> des caractéristiques neutroniques d’ASTRID au cours du cycle .....	133
7.2	Modélisation des cœurs SEFOR .....	135
7.2.1	Le modèle 2D R-Z.....	135
7.2.2	Le modèle 3D.....	135
7.3	Chaîne d’évolution CEA V6-RNR de référence .....	141
7.4	Le projet SFR-UAM.....	144
7.4.1	Résultats des participants .....	144
7.4.2	Identification des Différences de Chaines entre CEA et ANL .....	147
7.5	Identification des Problèmes de processing des ECCOLIB JEFF-3.2.....	149
7.6	Représentativité et similarité .....	152
7.7	Sensibilités en évolution : philosophie .....	156
7.8	Variances-Covariances des produits de fission .....	160
7.9	Assimilation des expériences PROFIL.....	162
7.10	Biais et incertitude de mesure .....	165

### 7.1 Valeurs *Best Estimate* des caractéristiques neutroniques d’ASTRID au cours du cycle

On regroupe dans cette annexe les valeurs calculées sur la perte de réactivité, l’effet Doppler et l’effet de vidange sodium en réactivité selon les diverses bibliothèques de données nucléaires utilisées dans cette thèse.

On peut notamment constater l’impact des assimilations des noyaux lourds présents dans PROFIL, sauf du  $^{241}\text{Pu}$  (IDA1 de V.Huy), et de l’assimilation « complétée » réalisée dans cette thèse (tous les isotopes lourds de PROFIL + produits de fission, notée IDA2).

L’effet de l’utilisation du  $^{23}\text{Na}$  de JEFF-3.2 peut être étudiée en comparant la bibliothèque JEFF « hybride » et JEFF-3.1.1.

Pour rappel la situation « début de cycle » correspond à 471 JEPP dans l’hypothèse d’irradiation moyenne, la situation « fin de cycle » correspond à 785 JEPP, la situation d’irradiation maximale du combustible se trouvant à 1350 JEPP.

Tableau 7-1 : Perte de réactivité sur 1 cycle du cœur d’ASTRID avec différentes bibliothèques

Perte de réactivité	JEFF311	JEFF32	JEFF311 + $^{23}\text{Na}$ JEFF32	JEFF311 + $^{23}\text{Na}$ JEFF32 + IDA 1	JEFF311 + $^{23}\text{Na}$ JEFF32 + IDA 2
$\Delta\rho(\text{pcm})$	-720,7	-658,4	-710,9	-713,1	-694,7
$\Delta\rho(\text{pcm/JEPP})$	-2,30	-2,10	-2,26	-2,27	-2,21

Le calcul de l'effet Doppler a été réalisé avec les mêmes bibliothèques, en début de vie (combustible neuf), en début de cycle, en fin de cycle et en situation d'irradiation maximale.

Tableau 7-2 : Evolution de l'effet Doppler, avec différentes bibliothèques (pcm)

<b>Evolution (en JEPP)</b>	<b>JEFF311</b>	<b>JEFF32</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32 +IDA 1</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32 +IDA 2</b>
<b>0</b>	-514.4	-513.2	-513.2	-521.8	-521.9
<b>471</b>	-523.1	-515.8	-515.8	-529.2	-529.3
<b>785</b>	-516.4	-509.3	-509.3	-528.1	-528.2
<b>1256</b>	-511.9	-500.2	-500.2	-519.7	-519.7

Le calcul de l'effet de vidange sodium en réactivité a été réalisé avec les mêmes bibliothèques, en début de vie (combustible neuf), en début de cycle, en fin de cycle et en situation d'irradiation maximale.

Tableau 7-3 : Evolution de l'effet de vide sodium en réactivité, avec différentes bibliothèques (pcm)

<b>Evolution (en JEPP)</b>	<b>JEFF311</b>	<b>JEFF32</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32 +IDA 1</b>	<b>JEFF311 + <sup>23</sup>Na JEFF32 +IDA 2</b>
<b>0</b>	-523.0	-491.2	-373.7	-362.9	-373.5
<b>471</b>	-131.4	-109.9	14.1	24.8	12.9
<b>785</b>	98.2	110.9	240.4	247.2	234.5
<b>1256</b>	385.0	388.3	521.5	529.0	515.3

## 7.2 Modélisation des cœurs SEFOR

### 7.2.1 Le modèle 2D R-Z

Une modélisation 2D R-Z des Cœurs I et II de SEFOR a été proposée dans les années 70, dans la référence [MEY70] et [NOB72], en correspondance avec les capacités de modélisations des codes neutroniques de l'époque. Cette modélisation propose des compositions homogénéisées par zones du cœur. Plusieurs approximations ont été effectuées :

- Les compositions et les dimensions du cœur sont fournies à température ambiante (20°C) ;
- L'inventaire du cœur est donné pour sa composition la plus massive, i.e. pour 648 aiguilles combustibles, alors que les configurations expérimentales de SEFOR Cœur I et II en présentent respectivement 614 et 618 ;
- Les assemblages modérateurs en oxyde de béryllium et les assemblages de contrôle en carbure de bore ne sont pas explicitement représentés ;
- Les assemblages de mesure (IFA) et les assemblages expérimentaux (dits « guinea pig », ayant un enrichissement en plutonium supérieurs aux assemblages combustibles) ne sont pas pris en compte.

### 7.2.2 Le modèle 3D

Les performances des outils de calculs actuels permettant une modélisation géométrique précise, une revisite et mise-à-jour du modèle proposé est justifiée et requise. En vue d'établir un modèle 3D le plus précis possible des expériences SEFOR (description aiguille par aiguille), les données sont extraites des données disponibles.

En partant des descriptions géométriques radiales et axiales des sous assemblages, disponibles dans le rapport expérimental [MEY70], les densités atomiques homogénéisées des matériaux sont « de-convoluées » afin d'obtenir les densités atomiques des pastilles combustibles, des gaines, des absorbants et des matériaux de structure, en vue de réaliser une description 3D des différents assemblages. Cette démarche est d'autant plus intéressante qu'elle permettra l'utilisation d'une même description géométrique pour les couplages de neutronique / thermo-hydraulique. La méthodologie adoptée est la suivante :

- Géométrie : à partir du document [MEY70] (Figures II-1, II-3 et II-6), les dimensions en pouce et à température ambiante sont obtenues. Les compositions dilatées sont ensuite calculées avec les lois d'expansion thermiques linéiques fournies dans ce même document (tableau 7-6).
- Composition : à partir de la description R-Z, avec les volumes et les concentrations associées des différentes zones, le nombre total d'isotopes pour chaque zone axiale est obtenu. Grâce à la description radiale d'un assemblage combustible en figure II-1 du document [MEY70], où les fractions surfaciques des différents éléments de l'assemblage sont fournies, il est possible d'obtenir les compositions hétérogènes d'une cellule combustible, pour chaque zone axiale. Comme en réalité les mêmes pastilles combustibles, BeO et matériaux de structures ont été utilisées sur toute la

hauteur du cœur, une moyenne pondérée des compositions des éléments du cœur est faite. Enfin, les compositions à la température nominale de fonctionnement sont déterminées avec les lois de d'expansion thermiques linéiques.

- Chargement du cœur : avec les descriptions hétérogènes des différents éléments du cœur (assemblages combustibles, IFA, « guinea pig », aiguilles modératrices en BeO, assemblages poison en B<sub>4</sub>C), il est maintenant possible de construire une image fidèle des chargements représentés en figure 7-1)
- Matériaux de structure extérieurs au cœur : les réflecteurs axiaux et radiaux, les absorbants neutroniques et les protections neutroniques sont modélisées comme des matériaux homogènes, à l'instar de la description RZ, l'intérêt de leur représentation explicite pour la neutronique étant très limitée.

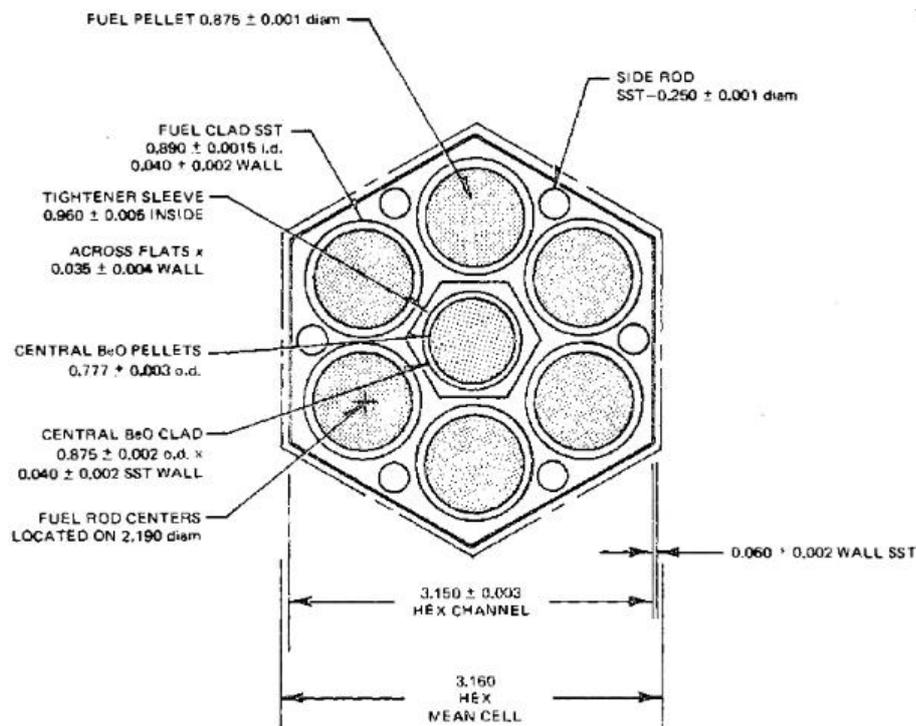


Figure 7-1 : Coupe radiale d'un assemblage combustible standard (en pouce)

Le tableau 7-4 ci-dessous regroupe les données géométriques de l'assemblage combustible dilatées à 677K, dont une coupe radiale est présentée en figure 7-1.

Tableau 7-4 : Description radiale des éléments du cœur (dilatés à 677K)

Élément du cœur	Type de géométrie	Quantité d'intérêt	Dimensions [677K] (cm)
<b>Cellule moyenne</b>	Hexagonale	Dimension ext. sur plats	8,075
<b>Canal combustible</b>	Hexagonale	Dimension ext. sur plats	8,050
		Dimension int. sur plats	7,743
		Rayon des baguettes latérales	0,319
		Rayon pastille combustible	1,121
<b>Aiguille combustible</b>	Cylindrique	Rayon interne gaine	1,138
		Rayon externe gaine	1,243
		<b>Pastille fertile</b>	Cylindrique
<b>Réflecteur</b>	Cylindrique	Rayon	1,118
<b>Tightening rod</b>	Cylindrique	Rayon	
<b>Aiguille BeO</b>	Cylindrique	Rayon pastille BeO	0,991
		Rayon interne gaine	1,017
		Rayon externe gaine	1,119
<b>Manche pour tension</b>	Hexagonale	Dimension int. sur plats	2,453
		Dimension ext. sur plats	2,632

La description axiale des différentes aiguilles du tableau 7-5 est tirée des figures II-3 et II-6 de la référence [MEY70].

Tableau 7-5 : Description axiale des aiguilles du cœur (dilaté à 677K)

Type d'aiguille	Élément	Matériaux	Dimensions (cm) [20MW]
<b>Combustible</b>	Réflecteur	Nickel-ASTM-B160	10,170
	Isolant	UO <sub>2</sub> appauvri	0,961
	Combustible inférieur	U/PuO <sub>2</sub>	52,854
	Isolant	UO <sub>2</sub> appauvri	0,961
	Ressort	Inconel	3,175
	Isolant	UO <sub>2</sub> appauvri	0,961
	Combustible supérieur	U/PuO <sub>2</sub>	33,794
	Isolant	UO <sub>2</sub> appauvri	0,961
<b>Modératrice</b>	Réflecteur	Nickel-ASTM-B160	10,170
	Aiguille BeO	Pastilles BeO	93,695
	Réflecteur	Nickel-ASTM-B160	10,170
<b>Absorbante</b>	Réflecteur	Nickel-ASTM-B160	10,170
	Filler	Laine de d'acier 304SS	0,961
	Aiguille B <sub>4</sub> C/SS	B <sub>4</sub> C (50% densité théorique)	92,734
	Réflecteur	Nickel-ASTM-B160	10,170

Cependant, la description radiale des aiguilles de B<sub>4</sub>C n'est pas spécifiée. Sur la hauteur active du cœur, ces aiguilles sont comme suit : une aiguille d'acier inoxydable est placée au centre de l'aiguille poison puis du B<sub>4</sub>C sous forme de poudre (50% de la densité théorique) rempli l'espace entre l'aiguille d'acier et la gaine interne. Le diamètre de l'aiguille d'acier interne n'étant pas donné, on le calcule connaissant la masse totale de carbure de bore par aiguille de poison, sa densité, sa hauteur et le rayon de la gaine interne :

$$R_{aiguille\ interne} = \sqrt{R_{gaine\ interne}^2 - \frac{m_{B_4C}}{\pi\rho_{B_4C}H_{aiguille}}} \quad (52)$$

On obtient les dimensions suivantes, dilatées à 677K ; dans le tableau 7-6.

Tableau 7-6 : Description radiale des aiguilles de B<sub>4</sub>C

Élément du cœur	Géométrie	Quantité d'intérêt	Dimensions [677K] (cm)
Aiguille absorbante	Cylindrique	Rayon externe de la gaine	1,243
		Rayon interne de la gaine	1,138
		Rayon de l'aiguille interne	0,320

Les compositions hétérogènes des pastilles combustibles, des pastilles BeO et des matériaux de structures sont quant à eux rassemblés dans les tableaux 7-7 et 7-8 pour SEFOR Cœur I et Cœur II, respectivement. Ces compositions ont été extrapolées des compositions homogènes de [MEY70], conformément à la méthodologie décrite au début de cette section.

Certaines hypothèses ont cependant été faites :

- Les emplacements thermocouples dans les IFR n'ont pas été explicitement représentés ; à la place, comme décrit dans [MEY70], la même description géométrique que les assemblages combustibles a été utilisée, avec un ratio de 0,88 pour les concentrations atomiques, prenant en compte la perte de matière combustible.
- La stœchiométrie des aciers de type 304 et 316 n'est pas donnée, seul leur pourcentage massique est disponible dans les documents (tableau A5 du document [MEY70]). Il sera donc supposé que compositions correspondantes sont le Cr<sub>4</sub>Fe<sub>13</sub>Ni<sub>2</sub> pour l'acier type 304 et le Cr<sub>13</sub>Fe<sub>47</sub>Ni<sub>9</sub>Mo pour l'acier type 316. Ces ratios sont utilisés dans les calculs dans compositions atomiques par la suite.
- Les données concernant les pastilles sont valables pour un trou central homogénéisé.
- Tous les assemblages présentent la géométrie radiale de la figure 7-1 ; en particulier, les ratios surfaciques sont indépendants de la température.
- Les concentrations en <sup>16</sup>O dans le combustible et l'oxyde de béryllium sont obtenues par stœchiométrie du matériau (i.e. 1.98 pour l'U/PuO<sub>2</sub> et 1 pour le BeO).
- Les éléments Fe, Cr, Ni et Mo ont été ventilés par leur abondance naturelle.

Tableau 7-7 : Composition hétérogène de SEFOR 1 (dilaté à 677K, en 10<sup>24</sup> at/cm<sup>3</sup>)

ISOTOPES	Fuel	IFR	Guinea Pig	Fertile	BeO	304 SS	316 SS
U235	3,653E-05	3,214E-05	3,360E-05	4,661E-05			
U238	1,659E-02	1,460E-02	1,526E-02	2,086E-02			
Pu239	3,893E-03	3,426E-03	5,205E-03				
Pu240	3,507E-04	3,087E-04	3,812E-04				
Fe						6,180E-02	6,148E-02
Cr						1,869E-02	1,604E-02
Ni						1,275E-02	1,111E-02
Be9					5,071E-02		
O16	4,131E-02	3,636E-02	4,134E-02	4,139E-02	5,071E-02		
Mo							1,234E-03

Tableau 7-8 : Composition hétérogène de SEFOR 2 (dilaté à 677K, en 10<sup>24</sup> at/cm<sup>3</sup>)

ISOTOPES	Fuel	IFA/IFR	Guinea Pig	Fertile	BeO	304 SS	316 SS
U235	3,699E-05	3,255E-05	3,403E-05	4,656E-05			
U238	1,679E-02	1,478E-02	1,545E-02	2,112E-02			
Pu239	3,942E-03	3,469E-03	5,271E-03				
Pu240	3,552E-04	3,125E-04	3,861E-04				
Fe						5,854E-02	5,800E-02
Cr						1,688E-02	1,604E-02
Ni						1,112E-02	1,111E-02
Be9					5,071E-02		
O16	4,184E-02	3,682E-02	4,186E-02	4,191E-02	5,071E-02		
Mo							1,234E-03

La composition atomique des aiguilles poison est déduite de la figure II-6 du document [MEY70] et du paragraphe 2.2.8.1 de ce même document. La concentration est calculée avec :

$$N_{B_4C} = \frac{\rho_{B_4C} N_A}{M(B_4C)} \quad (53)$$

Pour 312g par aiguille et une densité de 1.255 (50% de la densité théorique du B<sub>4</sub>C), on obtient une concentration de 1,367E-02 molécules/(b.cm) de B<sub>4</sub>C.

Le nombre total d'atomes doit être conservé ; une vérification de l'inventaire des modèles RZ et 3D a été réalisée au tableau 4-11. En gardant à l'esprit que le modèle RZ fournit les données pour le chargement maximal du cœur (648 aiguilles combustibles), les données du tableau 7-7 et 7-8 ont été corrigées par les ratios 614/648 et 618/648, correspondant aux configurations I-Q et II-F de SEFOR Cœur I et II.

Tableau 7-9 : Différences relatives de l'inventaire isotopique du modèle 3D par rapport au modèle RZ

	U235	U238	Pu239	Pu240	B4C	BeO	O
SEFOR I	-0,03%	-0,08%	0,09%	0,02%	-17,95%	-13,47%	-1,03%
SEFOR II	0,93%	0,92%	1,30%	1,07%	34,01%	/	0,26%

Les différences relatives sur les noyaux lourds sont satisfaisantes pour SEFOR I (inférieures à 0,1%) et acceptables pour SEFOR II. Les biais subsistants peuvent être expliqués par l'absence de modélisation explicite des IFA et des aiguilles expérimentales « guinea pig » dans le modèle RZ.

Concernant la quantité de  $B_4C$ , on a choisi dans le modèle 3D de se baser sur les descriptions expérimentales des aiguilles poisons du document [MEY70] (Figure II-6 et paragraphe 2.2.8.1), où la masse de carbure de bore est directement fournie.

Concernant les différences sur la quantité totale d'oxygène, on suppose que celles-ci sont liées aux différences sur l'inventaire en  $BeO$ , puisque les différences dans SEFOR II, ne contenant pas de modérateur, sont négligeables.

Enfin, les concentrations en  $BeO$  ont été dérivées des quantités fournies dans la description RZ ; on obtient une densité de 2,11, alors qu'il est spécifié dans le rapport expérimental que la densité du modérateur est de 2,7. Il a été décidé d'utiliser les données de la description RZ pour être cohérent, puisque la méthodologie suivie est la même que pour l'inventaire en éléments lourds.

Ce modèle 3D a été produit via le code INCA, grâce auquel une géométrie en format ROOT a été générée, pouvant être utilisée par APOLLO3<sup>®</sup> ou TRIPOLI4<sup>®</sup>. La figure 7-2 suivante illustre la coupe axiale du Cœur 3D de SEFOR I.

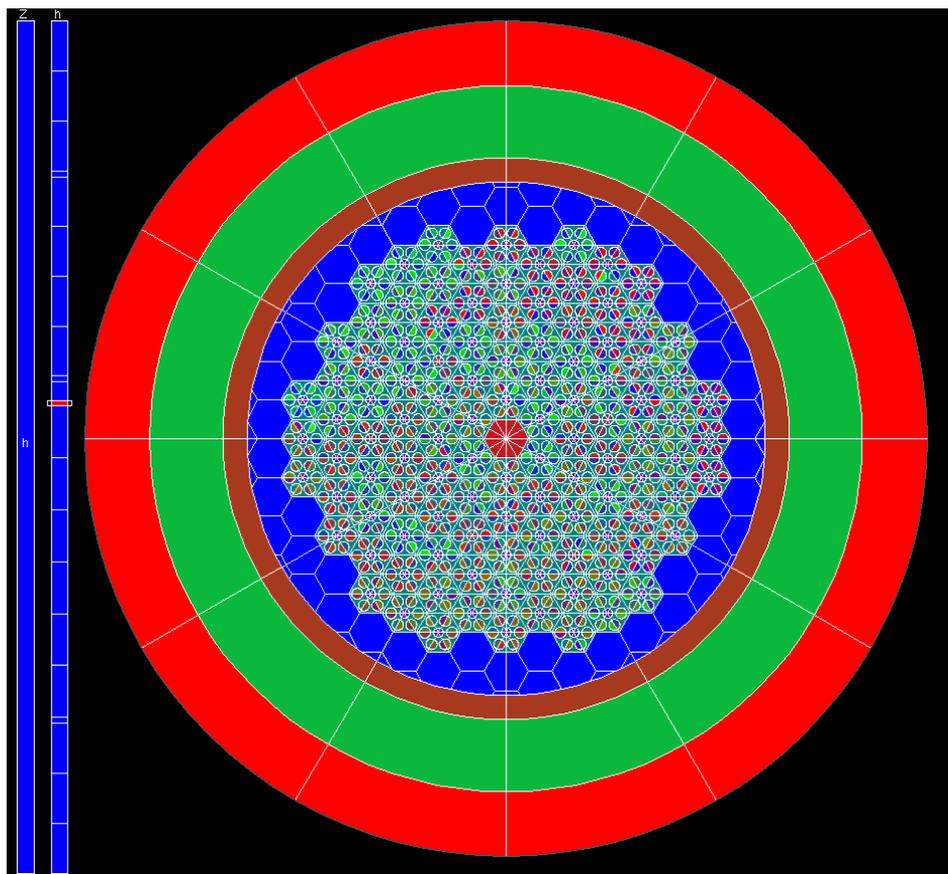


Figure 7-2 : Coupe radiale du modèle 3D de SEFOR I

### 7.3 Chaîne d'évolution CEA V6-RNR de référence

La liste des 32 noyaux lourds présents dans la nouvelle chaîne d'évolution CEA V6-RNR proposée dans ce document est la suivante (tableau 7-10) :

Tableau 7-10: Liste des noyaux lourds présents dans la chaîne d'évolution de référence proposée

Pa231	Pa233	Th232	U232	U233	U234	U235	U236	Np237
U238	Pu238	Np239	Pu239	Pu240	Pu241	Am241	Pu242	Am242G
Am242M	Am243	Cm242	Cm243	Cm244	Cm245	Cm246	Cm247	Cm248
Bk249	Cf249	Cf250	Cf251	Cf252				

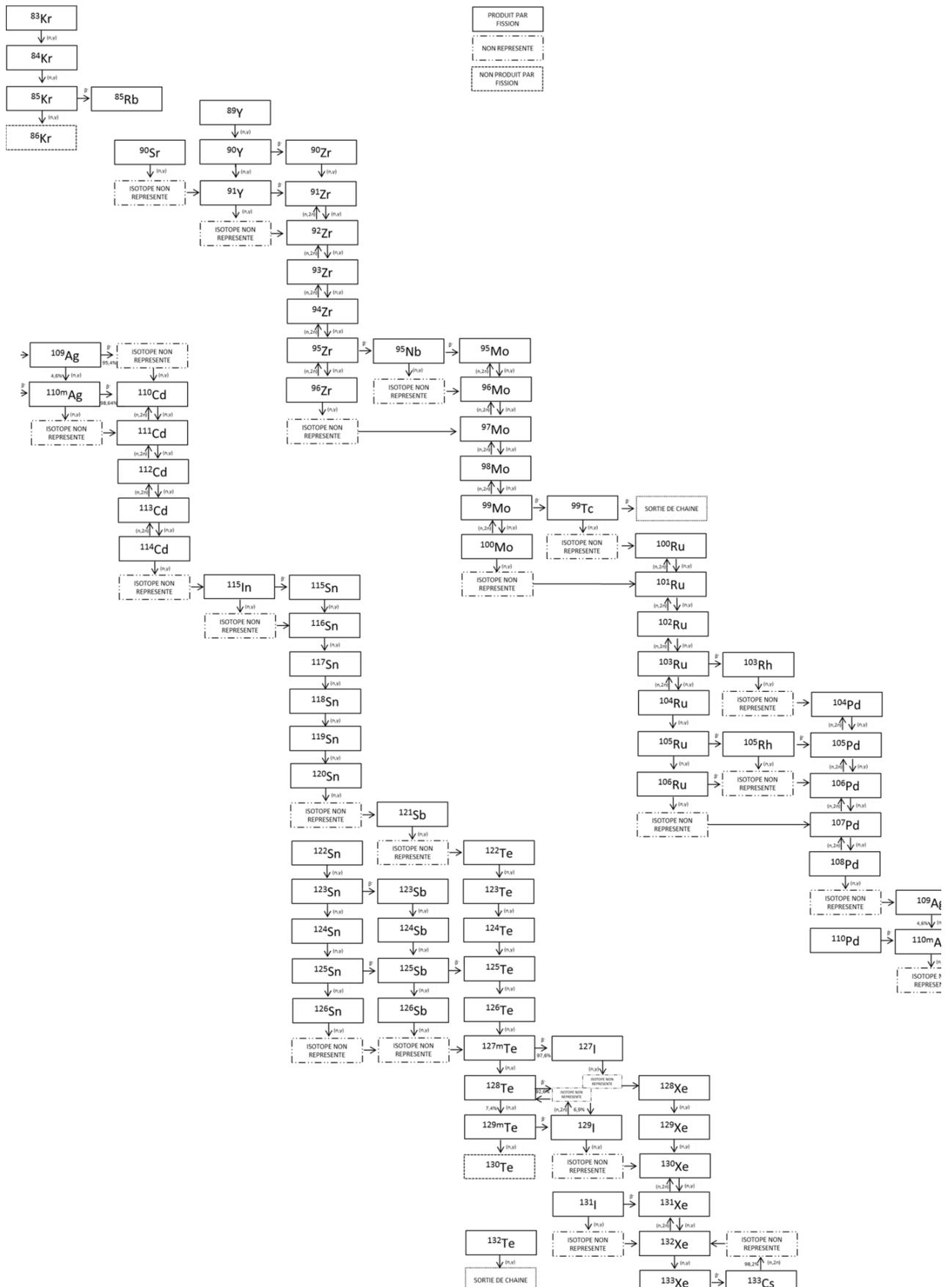
La liste des 150 produits de fission est la suivante (tableau 7-11) :

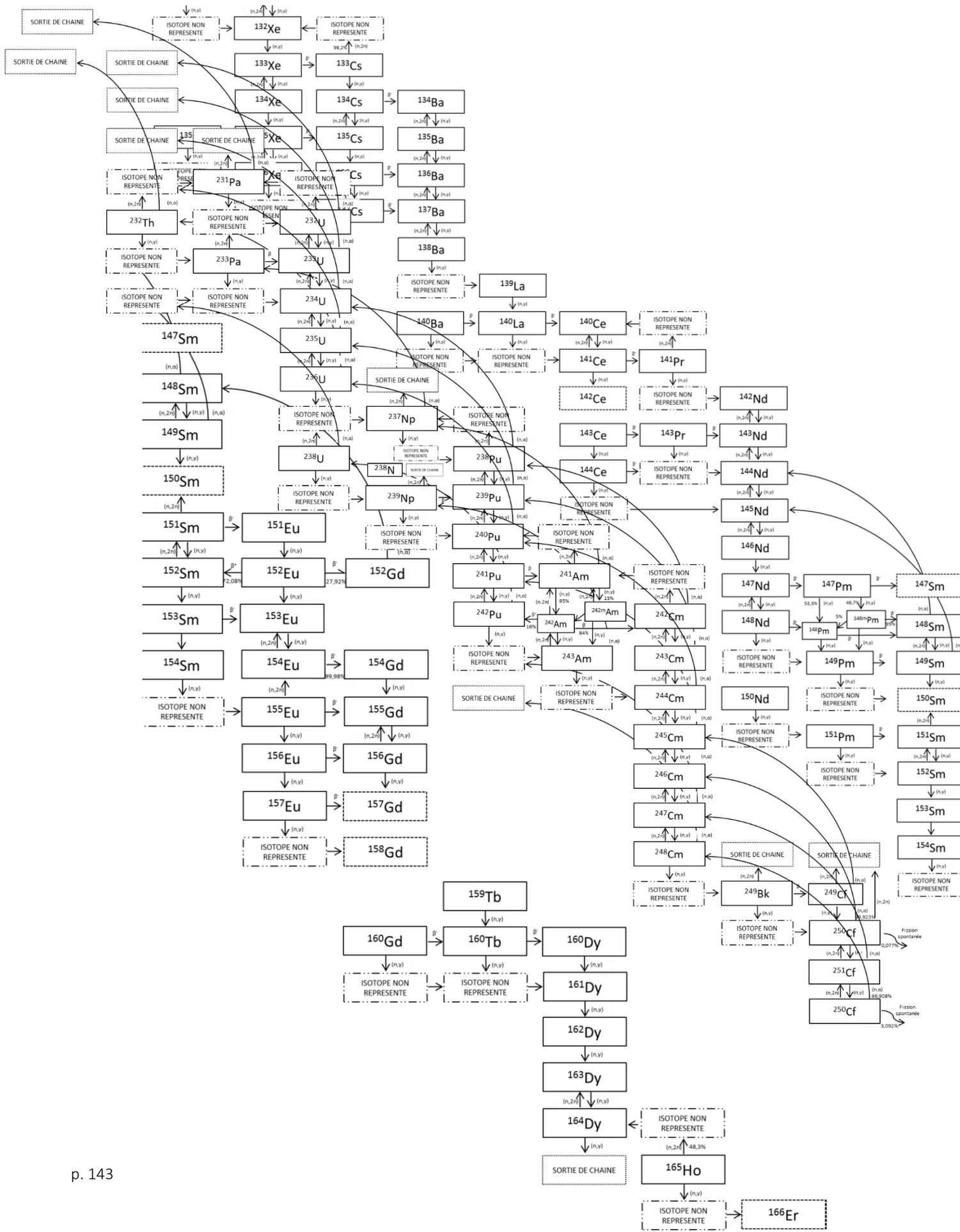
Tableau 7-11: Liste des produits de fission présents dans la chaîne d'évolution de référence proposée

Kr83	Kr84	Kr85	Rb85	Kr86	Sr90	Y91	Y89	Y90
Zr90	Zr91	Zr92	Zr93	Zr94	Zr95	Nb95	Zr96	Mo97
Mo95	Mo96	Mo98	Mo99	Tc99	Mo100	Ru101	Ru100	Ru102
Ru103	Rh103	Ru104	Ru105	Rh105	Ru106	Pd106	Pd107	Pd104
Pd105	Pd108	Ag109	Pd110	Ag110M	Cd110	Cd111	Cd112	Cd113
Cd114	In115	Sn115	Sn116	Sn117	Sn118	Sn119	Sn120	Sb121
Sn122	Sn123	Sb123	Sn124	Sn125	Sb125	Sn126	Te127M	Te122
Sb124	Te124	Te125	Sb126	Te123	Te126	I127	Te128	I129
Te129M	Te130	Te132	Xe128	Xe130	I131	Xe131	Xe132	I135
Xe135	Xe136	Xe129	Xe133	Cs133	Xe134	Cs135	Cs137	Cs134
Ba134	Cs136	Ba136	Ba137	Ba135	Ba138	La139	Ba140	La140
Ce141	Ce140	Pr141	Ce142	Ce143	Pr143	Ce144	Nd144	Nd145
Nd142	Nd143	Nd146	Nd147	Pm147	Nd148	Pm148	Pm149	Nd150
Sm151	Sm147	Pm148M	Sm148	Sm149	Sm150	Pm151	Sm152	Eu151
Sm153	Eu153	Sm154	Eu155	Eu152	Gd152	Eu154	Gd154	Gd155
Eu156	Gd156	Eu157	Gd157	Gd158	Gd160	Tb160	Dy161	Tb159
Dy160	Dy162	Dy163	Dy164	Ho165	Er166			

Une représentation de la chaîne d'évolution de référence proposée est présentée en figure 7-3, avec d'abord la chaîne d'évolution des produits de fission puis celle des noyaux lourds. Pour rappeler cette chaîne est adaptée aux réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium pour des durées d'évolution de l'ordre de la centaine de JEPP.

Figure 7-3 : Chaîne d'évolution CEA V6-RNR de référence proposée





## 7.4 Le projet SFR-UAM

Dans le cadre du projet de l'OCDE/WPRS/SFR-UAM, un benchmark d'un assemblage cœur RNR (sans fuites) a été défini afin d'identifier les problèmes mis en évidence par la dispersion des résultats des participants à un précédent benchmark de OCDE/WPRS intitulé SFR-FT [OCDE16].

### 7.4.1 Résultats des participants

Les grandeurs en évolution obtenues avec la nouvelle chaîne à 141 PF et 32 NL vont maintenant être mises en regard avec les résultats des autres participants du projet de l'OCDE/WPRS/SFR-UAM (Tableau 7-12).

Tableau 7-12 : Eléments fournis par les participants du projet SFR-UAM

	ANL	CEA	CEA	GRS	HZDR	HZDR
Template	yes	yes	yes	yes	yes	yes
Neutronic tool	DIF3D	ERANOS	ERANOS	SERPENT	SERPENT	SERPENT
Depletion tool	REBUS	ERANOS	ERANOS	SERPENT	SERPENT	SERPENT
Library	ENDF B/VII.0	JEFF3.1	JEFF3.1.1	ENDF- B/VII.0	JEFF3.1.1	ENDF- B/VII.0
<b>Information</b>						
Depletion chain		✓	✓			
Yield		✓	✓			
Branching ratios	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Energy release		✓	✓		✓	✓
<b>Results</b>						
k <sub>eff</sub>	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Flux level	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Void Effect		✓	✓		✓	✓
Doppler Effect		✓	✓		✓	✓
HN densities	✓	✓	✓	✓	✓	✓
PF densities		✓	✓	✓	✓	✓

On va restreindre la comparaison des grandeurs neutroniques à celle entre CEA et HZDR, afin de travailler à même bibliothèque de données nucléaires et en premier lieu sur le k<sub>eff</sub> (Figure 7-4). On est en attente des effets en réactivité du Doppler et du vide sodium pour ANL et GRS.

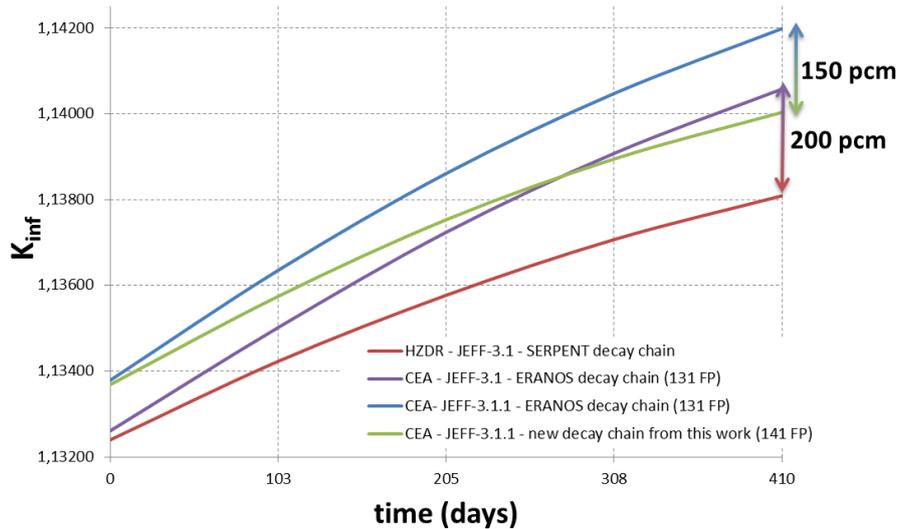


Figure 7-4 : Comparaison de l'évolution du keff de l'assemblage benchmark entre le CEA et HZDR

En fin de vie, on observe une différence de réactivité d'environ 200 pcm entre les résultats de HZDR et du CEA (courbes rouge et violette), avec la bibliothèque JEFF-3.1 et la chaîne d'évolution ERANOS originale. Comme la chaîne utilisée par HZDR n'a pas été fournie, on ne peut que constater cet écart sans l'analyser.

On a précédemment calculé, avec JEFF-3.1.1, l'évolution de la réactivité avec la chaîne ERANOS originale et la chaîne définie dans ce travail. On a obtenu une différence d'environ 200 pcm. Les résultats obtenus avec la chaîne à 141 PF semblent se rapprocher de ceux obtenus par HZDR, obtenus grâce au code stochastique SERPENT et son module d'évolution.

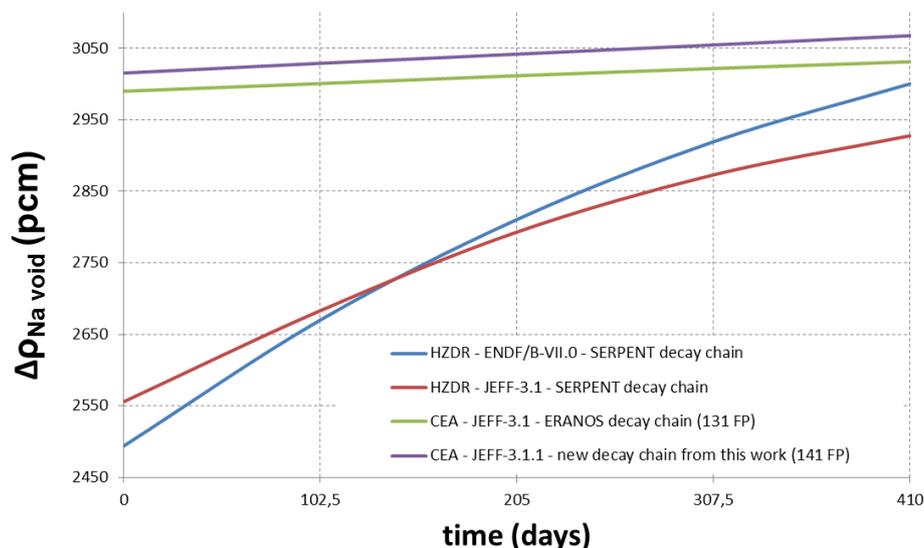


Figure 7-5 : Comparaison de l'évolution de l'effet de vide sodium du benchmark entre le CEA et HZDR

Concernant l'effet de vide sodium (Figure 7-5), les deux participants considérés ne sont pas en accord. On note cependant une cohérence entre les résultats obtenus par HZDR avec les

bibliothèques européenne et américaine. L'augmentation de l'effet de vide sodium induite au cours du cycle avec ENDF/B-VII.0 est plus importante qu'avec JEFF-3.1.1, avec un SVRE début de cycle plus faible avec JEFF-3.1.1.

Il est difficile de dire quel résultat est le plus fiable puisque, du fait des conditions de réflexions aux limites, la représentativité de l'effet en réactivité du vide sodium est faible.

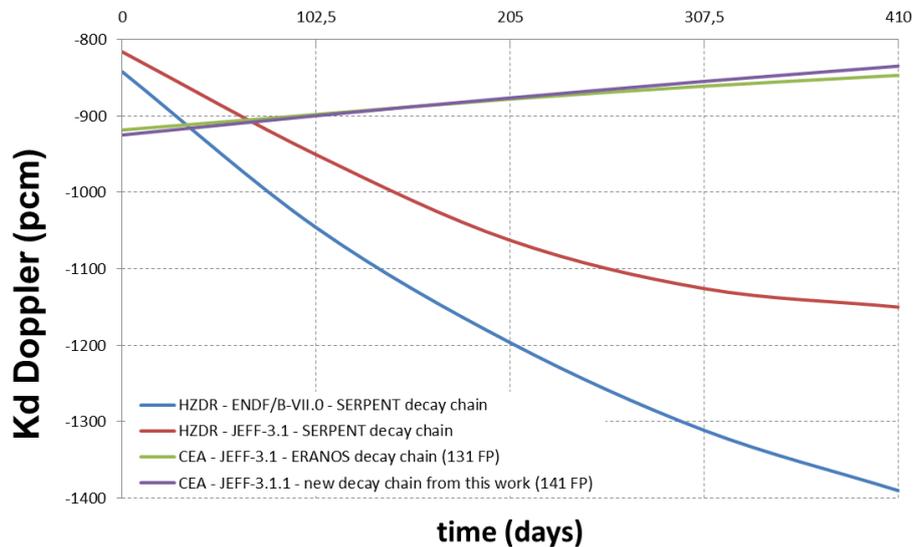


Figure 7-6 : Comparaison de l'évolution de la constante Doppler du benchmark entre le CEA et HZDR

De même, pour l'évolution de la constante Doppler, on a un désaccord entre les deux participants (Figure 7-6). Cependant, les résultats de HZDR semblent indiquer que l'effet Doppler aurait tendance à augmenter – en valeur absolue – avec l'évolution, ce qui n'est pas physique. Le principal contributeur à l'effet Doppler est l' $^{238}\text{U}$ , dont les résonances de capture, autour de 1 keV, s'élargissent avec la température (Figure 7-7). L'effet Doppler dépend donc du niveau des flux direct et adjoint dans cette zone énergétique. Or au cours de l'évolution, les produits de fission s'accumulent et diminuent les flux autour de cette énergie. On s'attend plutôt à voir une diminution – en valeur absolue – de la contre réaction avec l'évolution, comme l'illustrent les résultats du CEA.

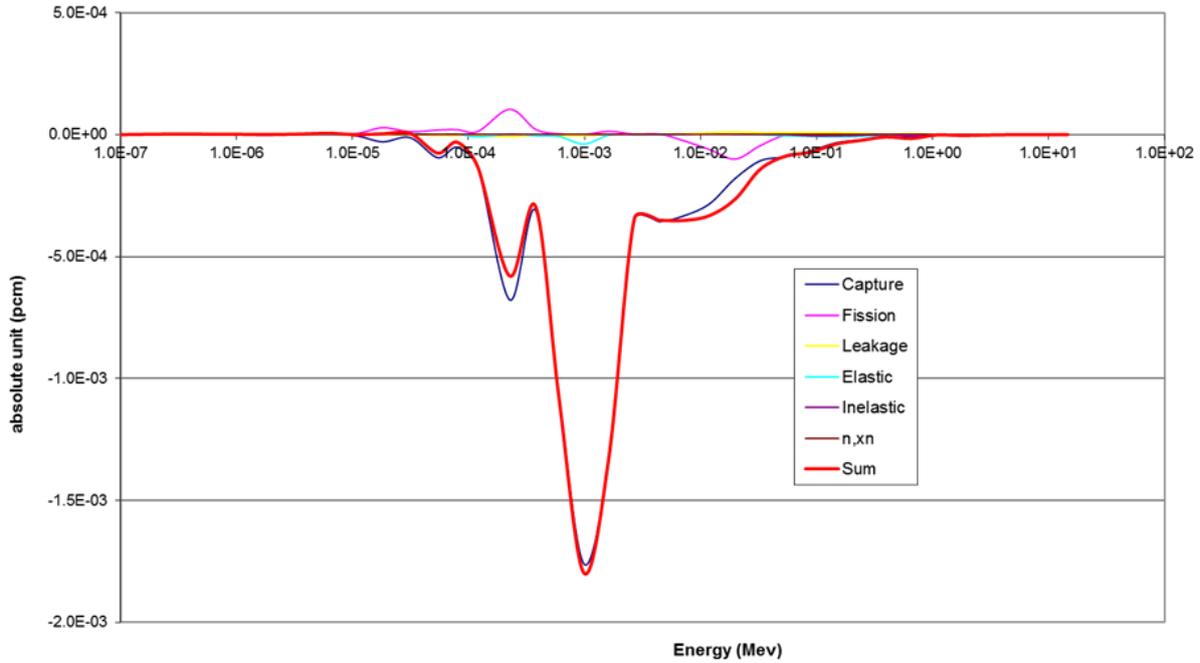


Figure 7-7 : Effet Doppler de l'augmentation de température

On a donc défini la chaîne que l'on utilisera par la suite, sur le benchmark de l'OCDE/WPRS/SFR-UAM. Cependant, on constate qu'il y a une variabilité importante de l'évolution la réactivité au cours du temps en fonction de la bibliothèque de données nucléaires utilisée ; la prochaine étape consiste à déterminer laquelle utiliser pour le calcul des grandeurs neutroniques d'ASTRID.

#### 7.4.2 Identification des Différences de Chaines entre CEA et ANL

Argonne National Laboratory (ANL) a fourni au CEA sa chaîne d'évolution pour RNR. Il est intéressant de prendre le cas du  $^{105}\text{Pd}$  (PF participant le plus à la perte de réactivité au cours du cycle), en figure 7-8, pour illustrer les différences entre ces chaînes.

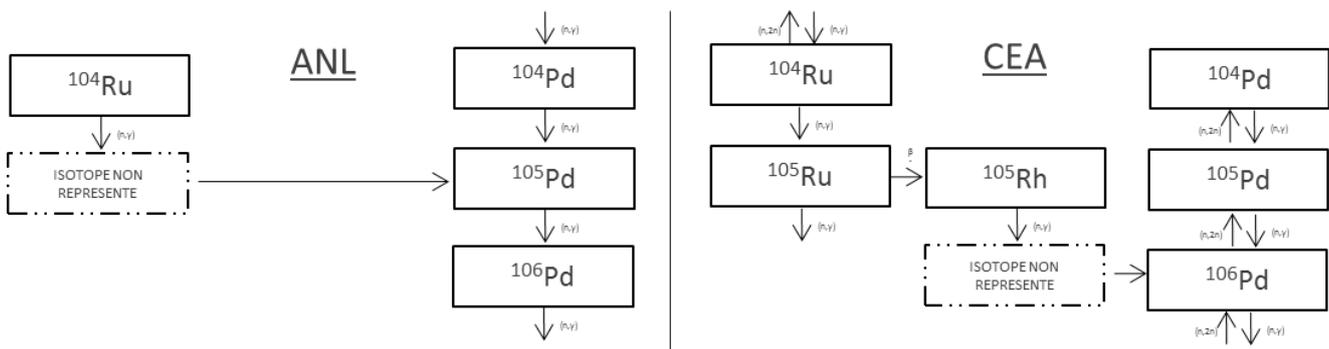


Figure 7-8 : Différences de filiation du  $^{105}\text{Pd}$

Dans la chaîne ANL, le  $^{105}\text{Pd}$  n'est produit que par capture sur le  $^{105}\text{Rh}$ , le  $^{104}\text{Pd}$  ainsi que par fission et ne peut disparaître que par capture ; la chaîne CEA propose une filiation plus complète, le  $^{105}\text{Pd}$  peut également être produit par (n,2n) sur le  $^{106}\text{Pd}$  et disparaître par (n,2n).

Des différences supplémentaires entre les deux chaînes existent ; le tableau 7-13 regroupe les noyaux pour lesquels les différences d'énergies dégagées par fission et capture sont les plus importantes.

Tableau 7-13 : Energies dégagées par réaction suivant la chaîne considérée

	<i>En MeV</i>	ANL	CEA
Fission	<sup>243</sup> Cm	199,99	221,28
	<sup>242m</sup> Am	199,99	210,46
	<sup>245</sup> Cm	199,99	209,74
Capture	<sup>137</sup> Cs	4,281	8,278
	<sup>149</sup> Sm	7,985	5,597
	<sup>151</sup> Sm	8,257	5,868
	<sup>150</sup> Sm	5,596	8,257
	<sup>152</sup> Sm	5,867	7,968

Ces différences de kerma ont un impact sur la renormalisation du flux à la puissance.

De plus la chaîne ANL ne prend pas en compte l'Américium 242 dans son état métastable ; le tableau 7-14 regroupe les facteurs de branchement des noyaux lourds 'voisins' dans la filiation. DUMP correspond à une sortie de chaîne.

Tableau 7-14 : Facteurs de branchement en relation avec l'<sup>242g</sup>Am

	ANL	CEA
<sup>237</sup> Np $\xrightarrow{n,2n}$	<sup>236</sup> Pu : 0,346 <sup>236</sup> U : 0,374 DUMP : 0,28	DUMP : 1,00
<sup>241</sup> Am $\xrightarrow{n,\gamma}$	<sup>242</sup> Cm : 0,66 <sup>242m</sup> Am : 0,2 <sup>242</sup> Pu : 0,14	<sup>242g</sup> Am : 0,85 <sup>242m</sup> Am : 0,15
<sup>243</sup> Am $\xrightarrow{n,2n}$	<sup>242m</sup> Am : 0,5 <sup>242</sup> Pu : 0,086 <sup>242</sup> Cm : 0,414	<sup>242g</sup> Am : 1,00
<sup>242g</sup> Am $\xrightarrow{\beta^-}$	/	<sup>242</sup> Cm : 0,84 <sup>242</sup> Pu : 0,16

Si on s'intéresse aux réactions de capture  $^{241}\text{Am} \xrightarrow{n,\gamma} ^{242}\text{Cm}$ , on remarque que la chaîne ANL propose un facteur de branchement de 0,66 alors que la chaîne CEA, dans laquelle l'<sup>242g</sup>Am est décrit explicitement, propose pour cette réaction  $^{241}\text{Am} \xrightarrow{n,\gamma} ^{242g}\text{Am} \xrightarrow{\beta^-} ^{242}\text{Cm}$  un facteur de branchement de  $0,84 * 0,85 = 0,714 \neq 0,66$ . Le même exercice peut être réalisé avec la réaction de formation du <sup>242</sup>Pu à partir de l'<sup>241</sup>Am, où l'on obtient un facteur de branchement de  $0,84 * 0,16 = 0,134$  pour la chaîne CEA et 0,14 pour la chaîne ANL.

## 7.5 Identification des Problèmes de processing des ECCOLIB JEFF-3.2

Cette annexe illustre l'une des applications de la théorie des perturbations pour décomposer des effets en réactivité ; ici, les effets de bibliothèques sur le calcul des grandeurs d'ASTRID avec ERANOS ont été étudiés. Pour cela les ECCOLIB JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 ont été utilisées. L'ECCOLIB JEFF-3.2 a été processée en 2018 ; un autre intérêt de cette étude a été de fournir un retour sur cette bibliothèque.

Le tableau 7-15 regroupe les calculs de réactivité en début de vie et d'effet Doppler avec ces deux bibliothèques.

Tableau 7-15 : Effet de bibliothèques sur le cœur d'ASTRID en début de vie

	JEFF-3.1.1	JEFF-3.2 (2018)
$\rho$ (pcm)	2908,3	1605,4
$\Delta\rho_{\text{Doppler}}$ (pcm)	-507,4	-553,2

Des différences importantes sur la réactivité (1300pcm) et l'effet Doppler (50pcm) ont été notées ; l'utilisation de la théorie des perturbations nous éclaire sur les noyaux participants à ces différences. Les décompositions de l'effet de bibliothèque sont données dans le tableau 7-16, en pcm et en pourcentage de la différence entre les bibliothèques.

Tableau 7-16 : Décomposition par corps des effets de bibliothèques

<b>Réactivité <math>t_0</math></b>	<b>Différences JEFF-3.2 - JEFF-3.1.1</b>	<b>Réaction(s) concernée(s)</b>
$^{240}\text{Pu}$	-355 pcm (-34%)	Fission / Capture
$^{23}\text{Na}$	-232 pcm (-23%)	Inélastique / élastique
$^{238}\text{U}$	-112,5 pcm (-11%)	n,xn
$^{55}\text{Mn}$	+106 pcm (10%)	capture / inélastique
<b>Doppler <math>t_0</math></b>	<b>Différences JEFF-3.2 - JEFF-3.1.1</b>	<b>Réaction(s) concernée(s)</b>
$^{238}\text{Pu}$	-48 pcm (104%)	Fission / Capture
$^{239}\text{Pu}$	5 pcm (-11%)	Fission

Des différences existent sur les corps importants comme le  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{23}\text{Na}$ . Un effet plus surprenant est la différence sur la capture du  $^{55}\text{Mn}$  : dans JEFF-3.2 des résonances supplémentaires sont décrites.

Cependant le fait que le  $^{238}\text{Pu}$  soit responsable de la quasi totalité des différences entre les Doppler de JEFF-3.1.1 et JEFF-3.2 interroge : le  $^{238}\text{Pu}$  n'est présent qu'à l'état de trace dans le combustible, donc en dilution quasi infinie avec une autoprotection nulle. Sa participation

importante aux différences est contre intuitif physiquement. Une décomposition par groupe d'énergie s'avère intéressante pour analyser le problème.

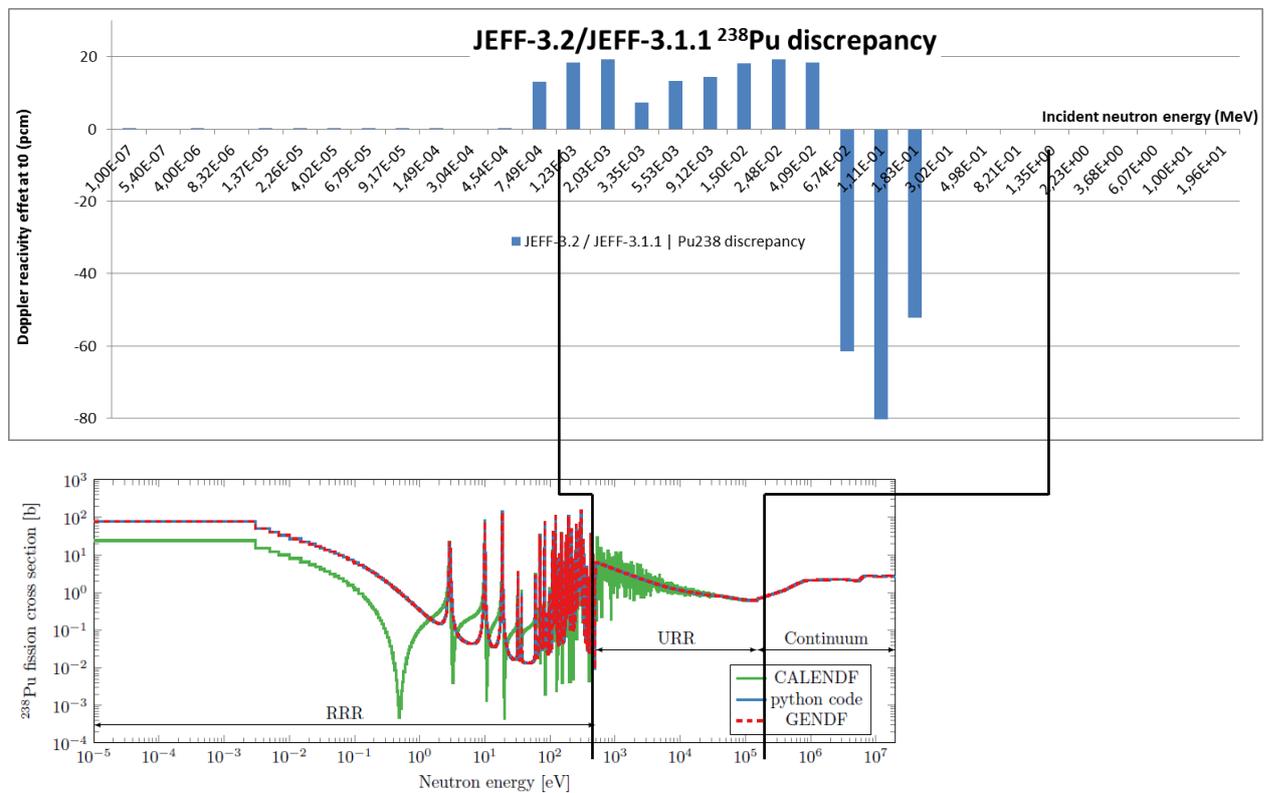


Figure 7-9 : Décomposition de l'effet de bibliothèque de la fission du  $^{238}\text{Pu}$  par groupe d'énergie  
 En figure 7-9 on peut constater que les différences pour la fission du  $^{238}\text{Pu}$  proviennent essentiellement de l'URR : un problème du traitement du non résolu ainsi que des problèmes de duplicatas de réactions  $(n,2n)$ ,  $(n,\alpha)$  comptées deux fois, non illustré ici) ont été identifiés. Une nouvelle ECCOLIB JEFF-3.2 (2019) a été proposée.

Tableau 7-17 : Effet de bibliothèques sur le cœur d'ASTRID en début de vie avec ECCOLIB corrigée

	JEFF-3.1.1	JEFF-3.2 (2019)
$\rho$ (pcm)	2908,3	2014,8
$\Delta\rho_{\text{Doppler}}$ (pcm)	-507,4	-513,2

La différence de réactivité nominale est toujours importante (900pcm) mais les différences sur l'effet Doppler ont été réduites à 5 pcm (tableau 7-14).

Le même exercice de décomposition a été réalisé en tableau 7-18 pour contrôler les corrections réalisées.

Tableau 7-18 : Décomposition par corps des effets de bibliothèques avec ECCOLIB corrigée

<i>Réactivité to</i>	<b>Différences JEFF-3.2 - JEFF-3.1.1</b>	<b>Réaction(s) concernée(s)</b>
<sup>240</sup> Pu	-354,8 pcm (-41,1%)	Fission / Capture
<sup>23</sup> Na	-235,8 pcm (-27,3%)	Inélastique / élastique
<sup>238</sup> U	-104,7 (12%)	n,xn
<sup>239</sup> Pu	-97,3 (11,3%)	Capture
<sup>55</sup> Mn	+46,7 pcm (5,4%)	Capture / inélastique
<i>Doppler to</i>	<b>Différences JEFF-3.2 - JEFF-3.1.1</b>	<b>Réaction(s) concernée(s)</b>
<sup>238</sup> Pu	-0,2 pcm (-5,2%)	Fission / Capture
<sup>239</sup> Pu	5,0 pcm (122,3%)	Fission

L'écart sur le Doppler entre les deux évaluations est réduit de 50 pcm à 5 pcm. Les différences sont imputables au <sup>239</sup>Pu et non au <sup>238</sup>Pu.

Cette étude illustre l'un des intérêts de l'utilisation de la théorie des perturbations pour l'interprétation de différences en réactivité.

## 7.6 Représentativité et similarité

Lorsque l'on veut justifier la transférabilité des résultats d'un concept à un autre, on utilise traditionnellement le facteur de représentativité, qui peut être vue comme une « distance » entre les vecteurs de sensibilité des deux concepts, pondérés par l'incertitude sur les sections efficaces des réactions, dans un espace de dimension  $n*m*g$ , avec  $n$  le nombre d'isotopes,  $m$  le nombre de réactions et  $g$  le nombre de groupes d'énergie. Le facteur de représentativité d'un concept 1 par rapport au concept 2 (ou inversement) s'écrit :

$$r_{1,2} = \frac{S_1^T M S_2}{\sqrt{S_1^T M S_1} \sqrt{S_2^T M S_2}} = \frac{S_1^T M S_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad (54)$$

Ces calculs de représentativité ont été effectués tout au long de la thèse sur les différents objets étudiés (ASTRID complet, ASTRID assemblage central, SEFOR, BERENICE, etc.) afin de s'assurer de la pertinence de nos conclusions.

Le tableau 7-19 regroupe les facteurs de représentativités sur l'effet Doppler des différentes géométries :

Tableau 7-19 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC V1 *prior*

COMAC V1 <i>prior</i>	1D-C BOL	1D-C EOC	1D-F BOL	1D-F EOC	3D BOL	3D EOC	SEFOR I	SEFOR II
1D-C BOL	1,000							
1D-C EOC	0,989	1,000						
1D-F BOL	0,898	0,849	1,000					
1D-F EOC	0,937	0,910	0,956	1,000				
3D BOL	<b>0,993</b>	0,986	<b>0,882</b>	0,925	1,000			
3D EOC	0,983	<b>0,996</b>	0,843	<b>0,900</b>	0,991	1,000		
SEFOR I	<b>0,832</b>	0,876	<b>0,664</b>	0,756	<b>0,845</b>	0,885	1,000	
SEFOR II	<b>0,857</b>	0,888	<b>0,727</b>	0,811	<b>0,857</b>	0,888	0,982	1,000

Les termes BOL et EOC désignent respectivement les situations début de vie (cœur frais) et fin de cycle. Les effets Doppler dans l'assemblage 1D ont été séparés en leurs composantes issues du milieu fertile (F) et combustible (C).

Les facteurs de représentativité de l'assemblage central 1D vis-à-vis du cœur entier 3D sont très proche de l'unité pour la situation début de cycle, en bleu dans le Tableau 7-19 (0,997 pour le fissile et 0,961 pour la contribution fertile) et fin de cycle (0,998 et 0,955). Ceci conforte le choix de l'étude de biais de méthode sur cet assemblage au paragraphe 4.1.

Les facteurs de représentativité des cœurs I et II de SEFOR par rapport à ASTRID se situent autour de 0,75, en vert ; à noter que la meilleure représentativité de SEFOR est obtenue pour la situation évoluée du cœur 3D (0,775 pour SEFOR I et 0,771 pour SEFOR II). En situation

évoluée, le fertile se comporte davantage comme du combustible, or la composante fertile de l'effet Doppler est moins représentative que celle du combustible (valeurs en rouge, représentativité par rapport à l'assemblage 1D fertile de 0,704 et 0,721 pour SEFOR I et II, respectivement, à comparer avec les représentativités par rapport à l'assemble 1D fissile, de 0,739 et 0,742 respectivement). Cet effet conduit à une augmentation du facteur de représentativité pour la situation évoluée.

Or ces facteurs de représentativité ont été recalculés à la suite des travaux d'assimilation, avec les matrices de variances-covariance *posterior* – ayant notamment profité du retour expérimental de PROFIL – à même jeu de données nucléaires : on constate une diminution globale des facteurs de représentativité, dans le tableau 7-20.

Tableau 7-20 : Représentativité de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et la matrice COMAC V1 *posterior*, profitant de l'assimilation

COMAC V1 <i>posterior</i>	1D-C BOL	1D-C EOC	1D-F BOL	1D-F EOC	3D BOL	3D EOC	SEFOR I	SEFOR II
1D-C BOL	1,000							
1D-C EOC	0,967	1,000						
1D-F BOL	0,946	0,900	1,000					
1D-F EOC	0,933	0,927	0,959	1,000				
3D BOL	<b>0,996</b>	0,959	<b>0,950</b>	0,939	1,000			
3D EOC	0,971	<b>0,997</b>	0,910	<b>0,932</b>	0,970	1,000		
SEFOR I	<b>0,510</b>	0,570	<b>0,417</b>	0,478	<b>0,506</b>	0,568	1,000	
SEFOR II	<b>0,534</b>	0,588	<b>0,457</b>	0,508	<b>0,522</b>	0,580	0,992	1,000

Cela signifierait qu'avec des données profitant du retour expérimental (d'une autre expérience, PROFIL ici), et donc « contenant » plus d'informations, la représentativité tendrait à diminuer. Pourtant, la physique ne change pas selon que l'on utilise telle ou telle matrice de variance-covariance ! Effectivement, dans le cas de figure où la matrice de variance covariance présente une incertitude élevée sur un isotope participant peu à l'effet étudié et que les deux concepts considérés présentent une forte différence sur les concentrations de cet isotope, la représentativité sera faible.

Les différences de composition du combustible entre ASTRID et SEFOR sont rappelées dans le tableau suivant 7-21.

Tableau 7-21 : Teneur et vecteur Pu dans SEFOR et ASTRID

% at.	SEFOR	ASTRID
<b>Teneur Pu</b>	20.3	26.7
<sup>238</sup> Pu	-	3.8
<sup>239</sup> Pu	91.7	39.9
<sup>240</sup> Pu	8.3	35.0
<sup>241</sup> Pu	-	7.9
<sup>242</sup> Pu	-	13.1

L'effet Doppler est surtout sensible aux variations de section de capture et de fission de  $^{238}\text{U}$  et des  $^{239,240}\text{Pu}$ , comme illustré dans le tableau 7-22.

Tableau 7-22 : Décomposition de l'effet Doppler d'ASTRID et de SEFOR II (pcm)

Décomposition de l'effet Doppler par isotope		
Isotope	ASTRID	SEFOR II
$^{239}\text{Pu}$	2,7	15,8
$^{240}\text{Pu}$	-30,7	-7,3
$^{241}\text{Pu}$	-13,7	/
$^{242}\text{Pu}$	-5,6	/
$^{235}\text{U}$	0,0	-0,1
$^{238}\text{U}$	-466,0	-477,5
$^{56}\text{Fe}$	-6,5	-3,8
$^{23}\text{Na}$	-0,8	-0,9
$^{16}\text{O}$	-1,9	-3,1
<b>Total</b>	-522,0	-478,3

Avec les tableaux 7-21 et 7-22, on constate que :

- l'effet Doppler est principalement porté par  $^{238}\text{U}$
- les différences de concentrations sur les isotopes du Pu entre les deux cœurs sont élevées

Après assimilation (des expériences PROFIL et des expériences de masse critique de V. Huy), les incertitudes dominantes ne sont plus celles du  $^{239}\text{Pu}$  et de  $^{238}\text{U}$  mais celles de l'ensemble des isotopes du Pu : on se retrouve dans le cas de figure énoncé plus haut.

Ainsi, dans les représentativités calculées avec la matrice COMAC-V1 *prior*, les différences de composition (et donc de sensibilités) sont « noyées » par la méconnaissance des sections efficaces. Une connaissance plus précise de celles-ci a donc tendance à exacerber les différences dans les vecteurs de sensibilités.

On peut constater que le facteur de représentativité n'est pas un indicateur absolu de la transférabilité des analyses d'un concept de cœur à un autre. Une diminution du facteur de représentativité avec l'utilisation d'une matrice de covariance plus précise ne signifie pas que les deux concepts ne partagent plus les mêmes physiques. On constate ici un manque méthodologie important, qui n'a pu totalement être résolu dans cette thèse.

Le calcul d'un autre indicateur, la similarité, produit scalaire des vecteurs de sensibilités des deux cœurs considérés, donne une idée des « bruits » introduits par les matrices de variance-covariance dans le calcul de la représentativité.

$$s_{1,2} = \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2}{\|\vec{S}_1\| \cdot \|\vec{S}_2\|} \quad (55)$$

Le tableau 7-23 suivant regroupe les similarités de l'effet Doppler des objets considérés.

Tableau 7-23 : Similarités de l'effet Doppler de SEFOR vis-à-vis d'ASTRID, calculé avec JEFF-3.1.1 et COMAC V1 *posterior*

similarités	1D-C BOL	1D-C EOC	1D-F BOL	1D-F EOC	3D BOL	3D EOC	SEFOR I	SEFOR II
1D-C BOL	1,000							
1D-C EOC	0,993	1,000						
1D-F BOL	0,933	0,906	1,000					
1D-F EOC	0,935	0,913	0,951	1,000				
3D BOL	<b>0,996</b>	0,990	<b>0,937</b>	0,938	1,000			
3D EOC	0,990	<b>0,997</b>	0,915	<b>0,912</b>	0,993	1,000		
SEFOR I	<b>0,891</b>	0,913	<b>0,852</b>	0,836	<b>0,906</b>	0,927	1,000	
SEFOR II	<b>0,910</b>	0,929	<b>0,867</b>	0,860	<b>0,917</b>	0,938	0,992	1,000

On remarque maintenant que les similarités des expériences SEFOR et du cœur 3D d'ASTRID (valeurs en vert) est remontée à plus de 0,9. Cet indicateur fait état de l'adéquation des sensibilités des cœurs de SEFOR et ASTRID à l'effet Doppler sans tenir compte des différences dans les compositions des combustibles ; La similarité est un critère plus « intégral » que la représentativité.

Pour consolider ce travail sur la représentativité/transférabilité, on doit disposer dans la base expérimentale de massifs critiques dans lesquels une ou plusieurs des caractéristiques du cœur du réacteur cible (en l'occurrence ASTRID) est ou sont disponibles. Bien sûr, l'ensemble des caractéristiques doit être disponible dans au moins un des programmes expérimentaux. C'est le cas des expériences BFS-115-1 en soutien au cœur CFV du réacteur ASTRID qui disposent d'une hétérogénéité axiale représentative mais un vecteur Pu militaire et non issue du recyclage du combustible MOX-REP. D'autres expériences sont par contre disponibles avec un vecteur Pu plus dégradé ce qui permet un faisceau de validation. Pour propager en situation fin de cycle ces informations, on doit utiliser les sections efficaces issues de l'assimilation. On peut alors effectuer un calcul d'incertitude en fin de cycle par l'utilisation de calcul de sensibilités couplées Boltzmann-Bateman. L'importance de ce couplage a été illustrée par le calcul de l'incertitude sur la perte de réactivité qui est de 55.2% (4.6\$) si on tient compte de ce couplage et de seulement 36.5% si on se limite à la partie Boltzmann. Il reste à développer cette méthode de calcul de sensibilités pour d'autres caractéristiques comme l'effet de vidange sodium, l'effet Doppler et le  $\beta_{\text{eff}}$ .

## 7.7 Sensibilités en évolution : philosophie

De manière classique, l'espace est décomposé en domaines sur lesquels les concentrations et sections sont supposées uniformes ; le flux est défini sur un maillage subdivisant le domaine spatial et le domaine énergétique est subdivisé en intervalles ou groupes d'énergie.

Pour considérer le caractère évoluant des concentrations dans le temps, on se place dans l'approximation dite « quasi-statique », où l'évolution est décomposée en plusieurs étapes élémentaires d'évolution à flux neutronique constant ; les flux sont calculés à chaque instant  $t_i$  (pour  $0 \leq i \leq n$ ) et l'évolution des concentrations à flux constant est effectuée sur chaque intervalle  $[t_i, t_{i+1}]$ .

Les variables du problème sont désignées comme :

- $r$  la variable spatiale
- $\Omega$  la variable angulaire
- $E$  l'énergie du neutron
- $t$  le temps
- $i$  le pas de temps
- $c$  l'indice de l'isotope (nombre total d'isotopes  $C$ )
- $x$  la réaction

La notation  $\langle f \rangle_v$  désigne l'intégration de la fonction  $f$  sur la variable  $v$ .

$\Phi_i(r, E, \Omega)$  désigne le flux neutronique et est solution de l'équation de Boltzmann  $\mathbf{H}_i \phi_i = 0$  (pour un système critique), avec  $\mathbf{H}_i$  l'opérateur de Boltzmann.

$\mathbf{H}_i^*$  est l'opérateur adjoint de  $\mathbf{H}_i$  obtenu en y renversant tous les transferts (diffusion, dérivations).  $\Phi_i^*(r, E, \Omega)$  est le « flux neutronique adjoint » à l'instant  $t_i$ , solution, à un facteur près, de l'équation de Boltzmann « adjointe »  $\mathbf{H}_i^* \Phi_i^* = 0$ .

Le flux adjoint correspond à « l'importance » d'un neutron, il caractérise la participation d'un neutron d'une énergie  $E$  à l'ensemble des réactions produisant des neutrons. Par exemple, le flux adjoint dans un réacteur A possédant des isotopes à seuils de fission sera plus élevé dans la partie haute du spectre que pour un réacteur B sans isotopes à seuil ; un neutron de haute énergie aura plus de « descendants » dans le réacteur A que dans B.

L'équation de Bateman d'évolution des concentrations sur un intervalle de temps peut s'écrire

$\frac{\partial N}{\partial t} = \mathbf{M}_i N$ , où  $\mathbf{M}_i$  est la matrice d'évolution de taille  $C \times C$  telle que  $\mathbf{M}_i(r, t) = \langle \phi \mathbf{T}_i \rangle_{E, \Omega} + \mathbf{D}$  ;  $\mathbf{T}_i(r, E)$  est la matrice contenant sur sa diagonale les sections d'absorption et sur ses termes non diagonaux les sections de transmutation, et  $\mathbf{D}$  est la matrice des décroissances radioactives.

La concentration adjointe correspond à un remontage dans « l'arbre généalogique » des isotopes, où l'on caractérise d'où vient l'isotope considéré. Par exemple, posons le corps  $c$  ayant une concentration  $c_i$  à l'instant  $t_i$ , et possédant deux aïeux  $a$  et  $b$  ; on cherche à savoir quelle participation ont les pères de  $c$  dans la concentration  $c_i$ , et ce aux pas  $t_{i-1}, t_{i-2} \dots$  jusqu'à  $t_0$ . La concentration adjointe  $c_i^*$  est fixée à 1 et les concentrations adjointes de ses aïeux  $a_{i-1}$  et  $b_{i-1}$  sont comprises entre 0 et 1. A noter que les isotopes en tête de chaîne ne seront sensibles qu'à leur propre concentration au pas de temps précédent.

## Principe de résolution

Soit une réponse  $R$  macroscopique d'un cœur de réacteur, dont on cherche à connaître la sensibilité relativement à des paramètres microscopiques comme les sections, les rendements de fission ou les facteurs de branchements.  $R$  est une fonctionnelle de la forme :

$$R = \langle \tau(N, \varphi_i, \varphi_i^*, \sigma_i) \rangle_{r, E, \Omega, t} \quad (56)$$

c'est-à-dire dépendant explicitement des concentrations  $N$  et des sections  $\sigma_i$ , mais également de manière implicite *via* les flux directs et adjoints.

On cherche à obtenir les sensibilités de  $R$  au paramètre microscopique  $p$  :

$$S = \frac{dR}{R} / \frac{d\sigma_c^x}{\sigma_c^x} \quad (57)$$

et ce, sous les contraintes que sont les équations de Boltzmann pour le transport des neutrons, de Bateman régissant l'évolution de la population des noyaux du cœur, les contraintes de normalisations des flux à la puissance etc.

L'idée est de définir une fonctionnelle  $K$  (avec des multiplicateurs de Lagrange biens choisis) ayant le même comportement que la réponse  $R$  ; cette astuce va permettre d'annuler certains termes liés aux contraintes du problème. On pose  $K$  telle que :

$$\begin{aligned} K = R + \sum_{i=0}^{n-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \left\langle N^* \left( \mathbf{M}_i - \frac{\partial}{\partial t} \right) N \right\rangle_{r, c} dt + \sum_{i=0}^n \langle \Gamma_i^* (\mathbf{H}_i \varphi_i - S) \rangle_{r, E, \Omega} \\ + \sum_{i=0}^n \langle \Gamma_i \mathbf{H}_i^* \varphi_i^* \rangle_{r, E, \Omega} + \sum_{i=0}^n P_i^* \left( \langle N_i \sigma_i^p \varphi_i \rangle_{r, E, \Omega, c} - P_i \right) \\ + \sum_{i=0}^n a_i (\langle \varphi_i^* \rangle_{r, E, \Omega} - 1) \end{aligned} \quad (58)$$

Les multiplicateurs de Lagrange dans ce cas sont les fonctions  $N^*(r, c, t)$ ,  $\Gamma_i^*(r, c, t)$ ,  $\Gamma_i(r, c, t)$  et les nombres  $P_i^*$  et  $a_i$ .

$K$  a été construite telle que pour tout jeu  $N(r, t)$ ,  $\varphi_i(r, E, \Omega)$  et  $\varphi_i^*(r, E, \Omega)$  on ait  $\begin{cases} K = R \\ dK = dR \end{cases}$ .

On cherche donc à exprimer la quantité  $\frac{dR}{R} = \frac{dK}{K}$  pour obtenir la sensibilité.

La fonctionnelle  $K$  est différenciée et développée en forme linéaire sur les  $dN$ ,  $d\varphi_i$ ,  $d\varphi_i^*$ ,  $d\sigma^x$ ,  $d\lambda$ ,  $d\kappa$  ; on cherche à éliminer dans l'expression de  $dK$  les variables n'étant pas les variables indépendantes du problème d'évolution (ces dernières étant les  $dN_0$ ,  $d\sigma^x$ ,  $d\lambda$ ,  $d\kappa$ ). L'élimination des termes en  $d\varphi_i^*$ ,  $d\varphi_n$ ,  $dN$ , ainsi que des facteurs de multiplications  $k_i$  (destinés à rendre soluble les  $2(n+1)$  équations de Boltzmann, directes et adjointes, et qui dépendent implicitement des sections et des concentrations) va imposer des conditions sur les constantes  $a_i$  et  $P_i^*$  de l'expression (58), ainsi que sur les discontinuités de  $N^*$ .

Le lecteur intéressé pourra se reporter aux articles de référence de M.L. Williams [WIL78] et de T. Takeda et T. Umano [TAK85].

### Implémentation dans APOLLO3

Au final la sensibilité de la réponse R aux sections peut s'écrire comme :

$$S_R = \frac{1}{R} \left( \sum_{i=0}^{n-1} \left\langle \frac{\partial T}{\partial \sigma_{ic}^x} \sigma_{ic}^x \right\rangle_{r,E,\Omega} + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \langle N^* \langle \Phi_i \mathbf{T}_{ic}^x \rangle_{E,\Omega} N \rangle_{r,c} dt + \langle \Gamma_i^* \mathbf{H}_{ic}^x \Phi_i \rangle_{r,E,\Omega} \right. \\ \left. + \langle \Gamma_i^* \mathbf{H}_{ic}^{*x} \Phi_i^* \rangle_{r,E,\Omega} + P_i^* \left\langle \sigma_{ic}^x \frac{\partial \sigma_{ic}^p}{\partial \sigma_{ic}^x} N_{ic} \Phi_i \right\rangle_{r,E} \right) \quad (59)$$

Les termes en noir correspondent à des éléments déjà calculés dans APOLLO3 ; seuls les termes en rouge nécessitent des manipulations de données spécifiques pour l'implémentation de ce travail. Il vient cependant que ces quantités peuvent être obtenues en stockant les bonnes informations au moment opportun et/ou en effectuant de nouveaux calculs, mais que l'on peut intégrer 'simplement' à la procédure de calcul globale.

Ainsi :

- $\mathbf{T}_{i,c}^x$  contient sur la diagonale la section d'absorption, dans les termes non diagonaux les sections efficaces des transmutation (pour isotope c et réaction x)

$$P_i^* = - \frac{\int_{t_i}^{t_{i+1}} \langle N^* (\Phi_i \mathbf{T}_i) N \rangle_{r,E,c,\Omega} dt + \left\langle \frac{\partial R}{\partial \Phi_i} \Phi_i \right\rangle_{r,E,\Omega}}{\langle \sigma_i N_i \Phi_i \rangle_{r,E,\Omega,c}}$$

- $\Gamma_i^*$  facteurs de forme du flux adjoint ; obtention avec un calcul à source

$$\mathbf{H}_i^* \Gamma_i^* + \frac{\partial R}{\partial \Phi_i} + P_i^* \langle \sigma_i N_i \rangle_c + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \langle N^* \mathbf{T}_i N \rangle_c dt = 0$$

- $\Gamma_i$  facteur de forme du flux direct ; obtention avec un calcul à source

$$\mathbf{H}_i \Gamma_i + \frac{\partial R}{\partial \Phi_i} = \left\langle \frac{\partial R}{\partial \Phi_i} \Phi_i^* \right\rangle_{r,E,\Omega}$$

### Application : sensibilités en évolution de la réactivité à la capture de $^{238}\text{U}$ et la fission du $^{239}\text{Pu}$

Prenons le cas d'étude de l'assemblage central du cœur d'ASTRID avec conditions de réflexions au bords. Les sensibilités directes de la réactivité aux sections de capture de  $^{238}\text{U}$  et de fission du  $^{239}\text{Pu}$ , qui sont les principales réactions l'influençant, ont déjà été exposées au paragraphe 4.2.2.1.

L'expression de la sensibilité couplée simplifiée est :

$$S(R, p) = \frac{1}{R} \left[ \left\langle p \frac{\partial R}{\partial p} \right\rangle + \int_{dt} \langle N^+ \left( \phi p \frac{\partial M}{\partial p} \right) N \rangle + \right. \\ \left. \left\langle \Gamma^+ p \frac{\partial H}{\partial p} \phi \right\rangle + \left\langle \Gamma p \frac{\partial H^+}{\partial p} \phi^+ \right\rangle + \right. \\ \left. P^+ \left\langle p \frac{\partial P}{\partial p} \right\rangle \right] \quad (60)$$

Ici les résultats sont présentés à 33 groupes en énergie et les contributions des termes Boltzmann direct (bleu dans l'équation (60)), Bateman direct (orange), de flux direct et adjoint (jaune) et de renormalisation de puissance (gris) sont détaillés.

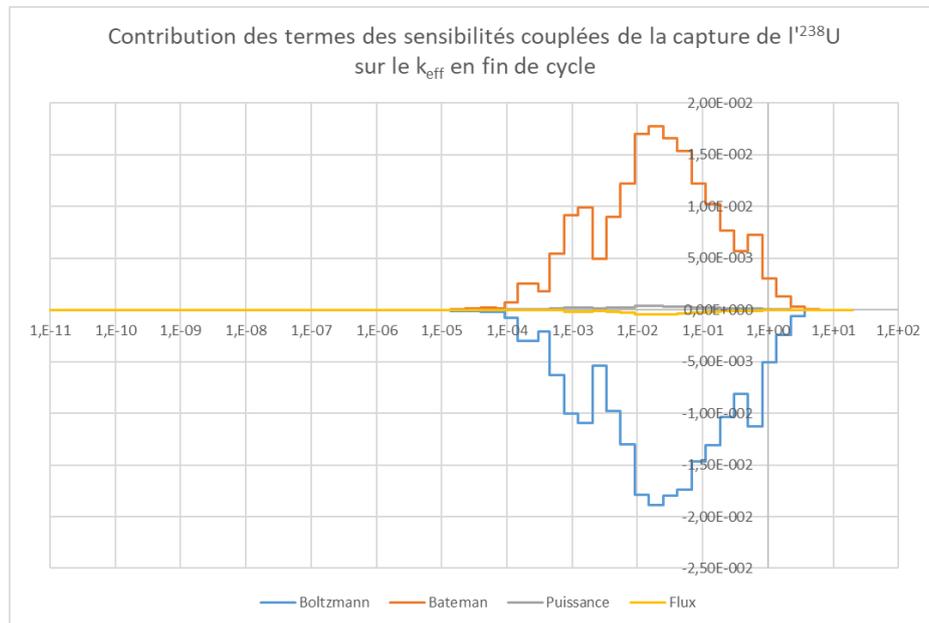


Figure 7-10 : Décomposition de la sensibilité couplée de la réactivité à la section de capture de l'<sup>238</sup>U en fin de cycle

Pour la capture de l'<sup>238</sup>U, qui est en tête de chaîne, on a une compensation quasi parfaite entre les termes directs de Boltzmann et Bateman. Le terme de Boltzmann est négatif, la capture de l'<sup>238</sup>U réduisant le nombre de neutrons disponibles pour la réaction en chaîne ; le terme de Bateman est positif, la capture de l'<sup>238</sup>U créant du <sup>239</sup>Pu, ayant un poids positif en réactivité.

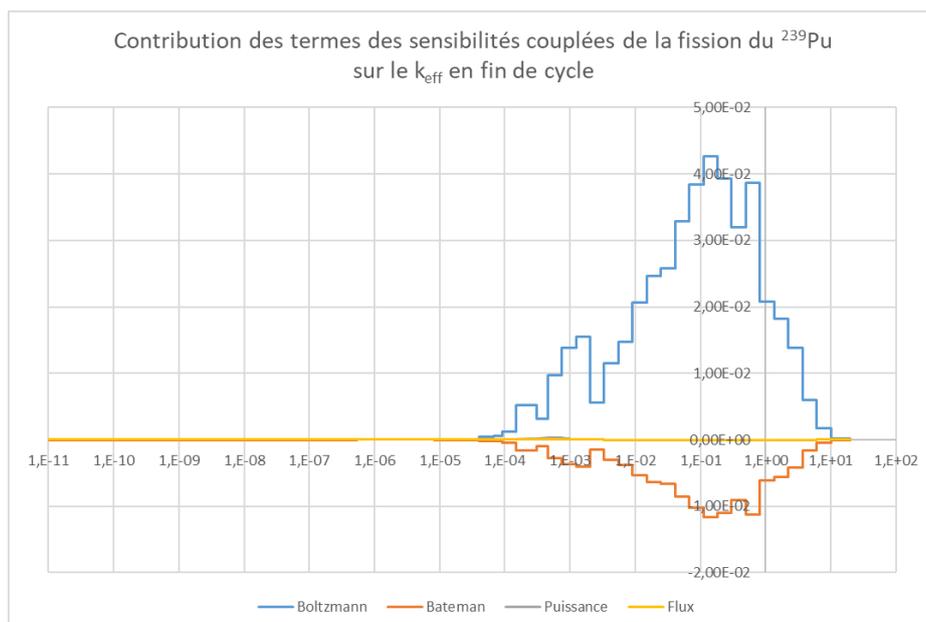


Figure 7-11 : Décomposition de la sensibilité couplée de la réactivité à la section de fission du <sup>239</sup>Pu en fin de cycle

Par contre pour la fission du  $\text{Pu}^{239}$ , on a une contribution bien moins importante du terme de Bateman relativement à celui de Boltzmann. Le terme de Boltzmann est bien-sûr positif, la fission du  $^{239}\text{Pu}$  dégageant des neutrons disponibles pour la réaction en chaîne ; le terme de Bateman est par contre peu négatif, ceci venant du fait que les produits de fissions créés vont être légèrement neutrophage et diminuer la quantité de neutrons disponible pour la réaction en chaîne.

## 7.8 Variances-Covariances des produits de fission

Dans la perspective d'un calcul d'incertitude des caractéristiques du cœur d'ASTRID en fin de cycle, il est nécessaire de disposer de matrices de variance-covariance pour l'ensemble des corps des milieux évoluant et donc aussi des produits de fission. Ce n'est pas malheureusement le cas pour les produits de fission du Tableau 7-24.

Tableau 7-24: Produits de fission présents dans la chaîne ne disposant pas de matrice de variance - covariance dans COMAC

Rang	Isotope	Rang	Isotope	Rang	Isotope	Rang	Isotope
1	Pd105	53	Pd104	90	Dy161	120	Ba135
2	Ru101	55	Ru100	92	Sn119	123	Cd110
10	Nd145	56	Te132	93	Dy160	124	Xe128
12	Nd143	57	Te130	95	Kr85	126	Y90
15	Ru102	59	Gd156	98	Sb126	127	Ho165
16	Xe131	62	Sr90	99	I131	130	Dy164
18	Ru104	63	Kr83	100	Nd142	131	Te124
23	Pd106	67	Cd112	102	Xe130	132	Er166
25	Xe132	68	Te128	103	Sn118	133	Tb160
27	Te134	71	Kr84	104	Ba140	134	Sn123
28	Zr93	72	Ba134	105	Sn124	136	Sn125
29	Ce142	73	I127	106	Sn126	138	Sb121
31	Nd146	74	Kr86	108	Rb85	139	Sb124
32	La139	75	Pm148m	109	Gd160	140	Y91
35	Nd144	75	Tb159	111	Sn120	141	Xe129
39	Cd111	77	Ba136	112	Te129m	142	Gd152
41	Xe136	81	Ba137	113	Sn122	143	I135
43	Ba138	83	Eu151	114	Dy162	144	Sn116
44	Ru106	86	Te125	116	Te126	145	Te122
47	Gd157	87	Gd158	117	Dy163	147	Te123
49	Ce140	88	Gd154	118	Cs136	148	Sn115
51	Ce144	89	Sn117	119	Ce143		

On remarque notamment que les deux produits de fissions les plus importants pour la perte de réactivité ( $^{105}\text{Pd}$  et  $^{101}\text{Ru}$ ) n'ont pas d'incertitudes associées aux évaluations JEFF.

Pour pallier ces manques, on a choisi de créer des matrices artificielles dans lesquelles l'incertitude est fixée à 20% sur tout le domaine énergétique et sans corrélation.

Par exemple, pour le  $^{133}\text{Cs}$  pour lequel on dispose de matrice de variance-covariance, la variance augmente significativement avec l'énergie, ce qui n'est pas le cas de la variance artificielle utilisée (figure 7-12). Comme cette matrice de variance-covariance artificielle ne possède pas de corrélations en énergie, elle n'est pas un majorant de l'effet recherché.

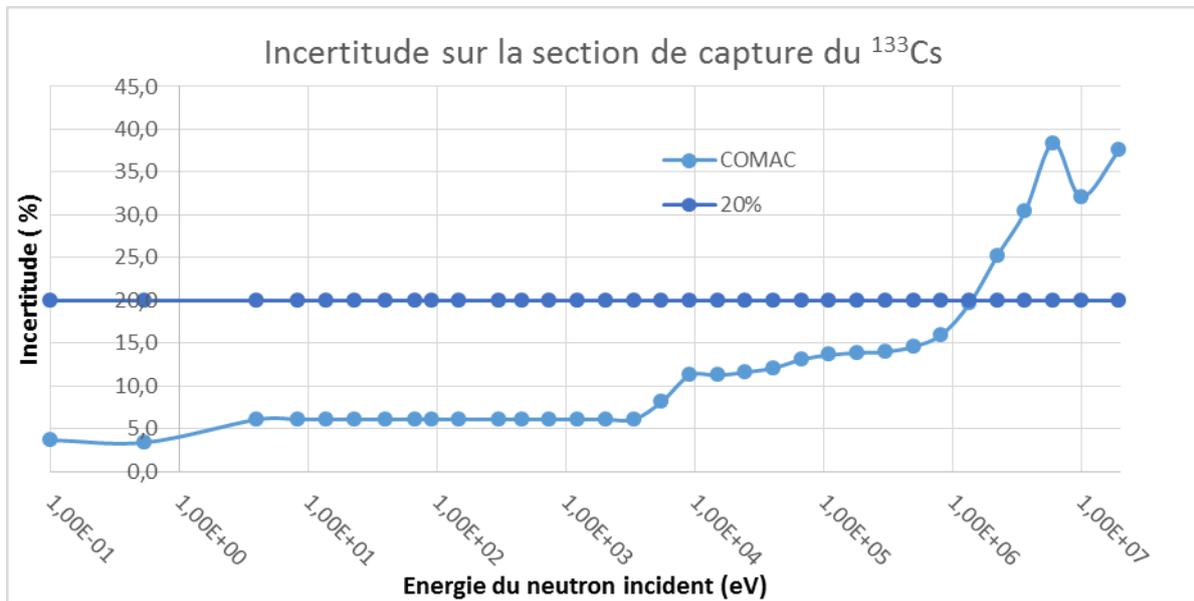


Figure 7-12 : Incertitude de la section de capture du  $^{133}\text{Cs}$  et celle artificielle utilisée pour les produits de fission sans matrice de variance-covariance évaluée

Ainsi les calculs d'incertitudes réalisés dans cette thèse sont optimistes, les covariances dans la partie haute du spectre des produits de fission n'étant pas présents dans les matrices évaluées COMAC étant fortement sous-évaluées.

## 7.9 Assimilation des expériences PROFIL

L'impact des assimilations des expériences PROFIL pour les produits de fissions ( $^{95,97}\text{Mo}$ ,  $^{101}\text{Ru}$ ,  $^{105,106}\text{Pd}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{143,144,145}\text{Nd}$ ,  $^{147,149,151}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ) et du  $^{241}\text{Pu}$  pour l'incertitude sur la perte de réactivité est présenté dans le tableau 7-20. L'assimilation (isotopes en rouge) ne change pas le rang pour les deux produits de fission les plus importants ( $^{105}\text{Pd}$  et  $^{101}\text{Ru}$ ), bien qu'ayant une réduction significative sur leurs incertitudes, mais ces différences de rangs peuvent s'observer pour les autres produits de fission présents dans PROFIL et pour la capture du  $^{241}\text{Pu}$ , qui n'avait pas été assimilé auparavant.

Tableau 7-25 : Impact de l'assimilation des expériences PROFIL sur l'importance des produits de fission pour l'incertitude sur perte de réactivité

Isotope	Réaction	IDA Actinides principaux sans IDA PROFIL	Rang <i>prior</i>	IDA Actinides Principaux avec IDA PROFIL	Rang <i>posterior</i>	Différence de rang
<b>Pd105</b>	<b>CAPTURE</b>	1.89E+01	1	1.03E+01	1	0
<b>Ru101</b>	<b>CAPTURE</b>	1.82E+01	2	8.25E+00	2	0
Am241	CAPTURE	7.45E+00	3	7.45E+00	3	0
Ru102	CAPTURE	6.40E+00	5	6.40E+00	4	1
Ru104	CAPTURE	5.01E+00	7	5.01E+00	5	2
Xe131	CAPTURE	4.52E+00	8	4.52E+00	6	2
Pu241	FISSION	4.33E+00	9	4.33E+00	7	2
Nd143	CAPTURE	5.91E+00	6	4.19E+00	8	-2
U238	CAPTURE	4.19E+00	10	4.19E+00	9	1
Pu240	FISSION	3.69E+00	12	3.69E+00	10	2
Nd145	CAPTURE	6.78E+00	4	2.64E+00	11	-7
Tc99	CAPTURE	2.25E+00	13	2.25E+00	12	1
Pu239	FISSION	2.22E+00	14	2.22E+00	13	1
Nd150	CAPTURE	2.21E+00	15	2.21E+00	14	1
Xe132	CAPTURE	2.11E+00	16	2.11E+00	15	1
Zr93	CAPTURE	2.07E+00	17	2.07E+00	16	1
Pu239	CAPTURE	1.97E+00	18	1.97E+00	17	1
Pu241	FISSION_SP ECTRUM	1.85E+00	19	1.85E+00	18	1
<b>Pd106</b>	<b>CAPTURE</b>	4.17E+00	11	1.63E+00	19	-8
Nd146	CAPTURE	1.59E+00	21	1.59E+00	20	1
Pu238	FISSION	1.52E+00	22	1.52E+00	21	1
Pu238	NU	1.48E+00	23	1.48E+00	22	1
Pu240	NXN	1.47E+00	24	1.47E+00	23	1
Xe134	CAPTURE	1.47E+00	25	1.47E+00	24	1
Cd111	CAPTURE	1.29E+00	27	1.29E+00	25	2
Sm148	CAPTURE	1.28E+00	28	1.28E+00	26	2
Pu239	NU	1.22E+00	29	1.22E+00	27	2
Ce142	CAPTURE	1.22E+00	30	1.22E+00	28	2
Sm154	CAPTURE	9.85E-01	32	9.85E-01	29	3
Pu241	NU	9.46E-01	33	9.46E-01	30	3

<b>Pu239</b>	FISSION_SP ECTRUM	9.35E-01	34	9.35E-01	31	3
<b>La139</b>	CAPTURE	8.96E-01	35	8.96E-01	32	3
<b>U238</b>	FISSION_SP ECTRUM	8.48E-01	36	8.48E-01	33	3
<b>Nd144</b>	<b>CAPTURE</b>	<b>1.42E+00</b>	<b>26</b>	<b>7.73E-01</b>	<b>34</b>	<b>-8</b>
<b>U235</b>	FISSION_SP ECTRUM	7.45E-01	38	7.45E-01	35	3
<b>Ru106</b>	CAPTURE	7.29E-01	39	7.29E-01	36	3
<b>Np239</b>	FISSION	6.80E-01	40	6.80E-01	37	3
<b>Pd107</b>	CAPTURE	6.75E-01	41	6.75E-01	38	3
<b>Cs135</b>	CAPTURE	6.74E-01	42	6.74E-01	39	3
<b>Pd104</b>	CAPTURE	6.03E-01	43	6.03E-01	40	3
<b>Am243</b>	FISSION	6.03E-01	44	6.03E-01	41	3
<b>Ru100</b>	CAPTURE	5.84E-01	45	5.84E-01	42	3
<b>Rh103</b>	CAPTURE	5.71E-01	47	5.71E-01	43	4
<b>Pu238</b>	CAPTURE	5.63E-01	48	5.63E-01	44	4
<b>U238</b>	NU	5.38E-01	50	5.38E-01	45	5
<b>Ce140</b>	CAPTURE	4.94E-01	51	4.94E-01	46	5
<b>Cm244</b>	INELASTIC	4.77E-01	52	4.77E-01	47	5
<b>Gd157</b>	CAPTURE	4.74E-01	53	4.74E-01	48	5
<b>Na23</b>	ELASTIC	4.73E-01	54	4.73E-01	49	5
<b>Gd156</b>	CAPTURE	4.71E-01	55	4.71E-01	50	5
<b>U235</b>	NU	4.64E-01	56	4.64E-01	51	5
<b>Pu238</b>	FISSION_SP ECTRUM	4.31E-01	57	4.31E-01	52	5
<b>Pm147</b>	CAPTURE	4.30E-01	58	4.30E-01	53	5
<b>Pu242</b>	FISSION	4.27E-01	59	4.27E-01	54	5
<b>Pu242</b>	INELASTIC	4.05E-01	60	4.05E-01	55	5
<b>Ag109</b>	CAPTURE	4.04E-01	61	4.04E-01	56	5
<b>Am243</b>	CAPTURE	3.99E-01	62	3.99E-01	57	5
<b>U238</b>	ELASTIC	3.98E-01	63	3.98E-01	58	5
<b>Mo97</b>	<b>CAPTURE</b>	<b>5.60E-01</b>	<b>49</b>	<b>3.84E-01</b>	<b>59</b>	<b>-10</b>
<b>Pu240</b>	INELASTIC	3.84E-01	64	3.84E-01	60	4
<b>Cd114</b>	CAPTURE	3.81E-01	66	3.81E-01	61	5
<b>Cm244</b>	ELASTIC	3.79E-01	67	3.79E-01	62	5
<b>Kr83</b>	CAPTURE	3.77E-01	68	3.77E-01	63	5
<b>Np239</b>	CAPTURE	3.76E-01	69	3.76E-01	64	5
<b>Cm244</b>	NU	3.72E-01	70	3.72E-01	65	5
<b>Pu241</b>	<b>CAPTURE</b>	<b>1.69E+00</b>	<b>20</b>	<b>3.70E-01</b>	<b>66</b>	<b>-46</b>
<b>Pd110</b>	CAPTURE	3.53E-01	71	3.53E-01	67	4
<b>Pu242</b>	FISSION_SP ECTRUM	3.18E-01	73	3.18E-01	68	5
<b>Fe56</b>	ELASTIC	3.15E-01	74	3.15E-01	69	5
<b>Ti48</b>	CAPTURE	3.07E-01	75	3.07E-01	70	5
<b>Cm245</b>	CAPTURE	3.03E-01	76	3.03E-01	71	5
<b>Kr84</b>	CAPTURE	2.80E-01	78	2.80E-01	72	6
<b>Np237</b>	CAPTURE	2.50E-01	79	2.50E-01	73	6
<b>Cd112</b>	CAPTURE	2.46E-01	80	2.46E-01	74	6

<b>Pd108</b>	CAPTURE	2.23E-01	81	2.23E-01	75	6
<b>Pu242</b>	CAPTURE	2.09E-01	82	2.09E-01	76	6
<b>U238</b>	INELASTIC	2.05E-01	83	2.05E-01	77	6
<b>Te130</b>	CAPTURE	1.98E-01	84	1.98E-01	78	6
<b>Ba138</b>	CAPTURE	1.92E-01	85	1.92E-01	79	6
<b>Sm149</b>	CAPTURE	1.03E+00	31	1.88E-01	80	-49
<b>Eu154</b>	CAPTURE	1.86E-01	86	1.86E-01	81	5
<b>Cs133</b>	CAPTURE	7.46E-01	37	1.83E-01	82	-45
<b>Te128</b>	CAPTURE	1.83E-01	87	1.83E-01	83	4
<b>O16</b>	ELASTIC	1.82E-01	88	1.82E-01	84	4
<b>Mo95</b>	CAPTURE	3.26E-01	72	1.79E-01	85	-13
<b>Ce144</b>	CAPTURE	1.79E-01	89	1.79E-01	86	3
<b>I127</b>	CAPTURE	1.71E-01	90	1.71E-01	87	3
<b>Pr141</b>	CAPTURE	1.68E-01	91	1.68E-01	88	3
<b>Sr90</b>	CAPTURE	1.67E-01	92	1.67E-01	89	3
<b>Tb159</b>	CAPTURE	1.67E-01	93	1.67E-01	90	3
<b>O16</b>	CAPTURE	1.56E-01	94	1.56E-01	91	3
<b>Ba134</b>	CAPTURE	1.55E-01	95	1.55E-01	92	3
<b>Sb125</b>	CAPTURE	1.43E-01	96	1.43E-01	93	3
<b>U235</b>	FISSION	1.38E-01	97	1.38E-01	94	3
<b>Pu240</b>	NU	1.37E-01	98	1.37E-01	95	3
<b>Eu151</b>	CAPTURE	1.28E-01	99	1.28E-01	96	3
<b>Pu240</b>	ELASTIC	1.26E-01	100	1.26E-01	97	3
<b>Am243</b>	FISSION_SP ECTRUM	1.25E-01	101	1.25E-01	98	3
<b>Ba136</b>	CAPTURE	1.17E-01	102	1.17E-01	99	3
<b>Sm150</b>	CAPTURE	1.16E-01	103	1.16E-01	100	3
<b>Xe136</b>	CAPTURE	1.11E-01	104	1.11E-01	101	3
<b>Sm152</b>	CAPTURE	1.11E-01	105	1.11E-01	102	3
<b>Sm147</b>	CAPTURE	5.72E-01	46	1.05E-01	103	-57
<b>Ba137</b>	CAPTURE	1.04E-01	106	1.04E-01	104	2
<b>Am243</b>	NU	1.02E-01	108	1.02E-01	106	2
<b>U238</b>	FISSION	9.79E-02	109	9.79E-02	107	2
<b>Cm245</b>	NU	9.70E-02	110	9.70E-02	108	2
<b>Sm151</b>	CAPTURE	3.83E-01	65	9.30E-02	109	-44
<b>Nd148</b>	CAPTURE	9.23E-02	111	9.23E-02	110	1
<b>Np237</b>	INELASTIC	9.15E-02	112	9.15E-02	111	1
<b>U234</b>	FISSION	9.04E-02	113	9.04E-02	112	1
<b>Ni58</b>	CAPTURE	8.97E-02	114	8.97E-02	113	1
<b>Mo100</b>	CAPTURE	8.34E-02	116	8.34E-02	115	1
<b>Eu155</b>	CAPTURE	8.19E-02	117	8.19E-02	116	1
<b>Cm242</b>	CAPTURE	8.18E-02	118	8.18E-02	117	1
<b>Cs134</b>	CAPTURE	8.03E-02	119	8.03E-02	118	1
<b>Pr143</b>	CAPTURE	7.81E-02	120	7.81E-02	119	1
<b>Mo98</b>	CAPTURE	7.74E-02	121	7.74E-02	120	1
<b>Na23</b>	CAPTURE	7.57E-02	122	7.57E-02	121	1
<b>Eu153</b>	CAPTURE	2.83E-01	77	7.53E-02	122	-45

## 7.10 Biais et incertitude de mesure

Lors des calculs, les codes fournissent des résultats avec un biais (un décalage par rapport à la réalité), qui majore ou minore la valeur recherchée. Cette dérive systématique peut avoir des conséquences non négligeables et il faut l'intégrer dans le résultat ou dans l'incertitude. Dans ces travaux, c'est sur ce second choix (l'incertitude) que cette quantité a été intégrée selon la démarche [ISO17].

Les résultats de calcul doivent être corrigés du biais et l'incertitude de la correction du biais devrait être incluse en tant que contribution à l'incertitude standard combinée. Une déclaration complète de l'incertitude comprend alors :

- 1- L'incertitude combinée standard (calculée comme si le calcul n'avait pas de biais)
- 2- Une déclaration explicite du biais
- 3- Une incertitude élargie, incluant l'incertitude combinée standard et un terme représentant le biais

Habituellement, pour un résultat de calcul  $y$ , possédant une valeur « vraie »  $Y$  et une incertitude combinée standard  $u_c$ , le résultat est donné tel que :

$$y - u_c \leq Y \leq y + u_c$$

Dans le cas où le calcul est biaisé d'un biais  $\delta$ , un intervalle similaire peut être construit pour le résultat de la mesure corrigée  $y_{corr} = y + \delta$  donné par :

$$y_{corr} - u_c \leq Y \leq y_{corr} + u_c \Leftrightarrow y - (u_c + \delta) \leq Y \leq y + (u_c - \delta)$$

Cela peut cependant conduire à la possibilité que l'une des limites devienne négative. Il faut donc utiliser une autre méthode en vue de combiner biais et incertitude.

### Méthodes de combinaison des biais à une incertitude

La démarche ISO17025 propose trois méthodes de combinaisons pour l'obtention de l'incertitude élargie  $U$  à partir de l'incertitude combinée standard  $u_c$ , le biais  $\delta$  et  $k$  le facteur d'élargissement<sup>2</sup> :

- 1- Le biais est traité comme une autre source d'incertitude et elle est simplement sommée avec l'incertitude combinée standard ; on nomme cette méthode **RSSuc**.

$$Y = y \pm U_{RSSuc} ; U_{RSSuc} = k\sqrt{u_c^2 + \delta^2}$$

- 2- Le biais est sommé avec l'incertitude élargie ; on nomme cette méthode **RSSU**.

$$Y = y \pm U_{RSSU} ; U_{RSSU} = \sqrt{k^2 u_c^2 + \delta^2}$$

- 3- Le biais et l'incertitude élargie sont résolus algébriquement ; on nomme cette méthode **SUMU**.

---

<sup>2</sup>  $k=1$  correspond à un niveau de confiance de 66%,  $k=2$  à 95% et  $k=3$  à 99,5% d'avoir la valeur « vraie » dans l'intervalle considéré, pour des mesures sous forme de Gaussiennes

$$Y = y \pm U_{SUMU}; U_{SUMU}^+ = \begin{cases} ku_c - \delta & \text{si } ku_c - \delta > 0 \\ 0 & \text{si } ku_c - \delta \leq 0 \end{cases} \text{ et } U_{SUMU}^- = \begin{cases} ku_c + \delta & \text{si } ku_c + \delta > 0 \\ 0 & \text{si } ku_c + \delta \leq 0 \end{cases}$$

Les trois graphiques ci-dessous illustrent la confiance statistique des trois méthodes par rapport au biais non corrigé pour des facteurs d'élargissement  $k = 1, 2$  et  $3$  en fonction de la valeur du rapport du biais  $\delta$  sur l'incertitude combinée standard  $u_c$ . Dans cette illustration les distributions sont supposées gaussiennes.

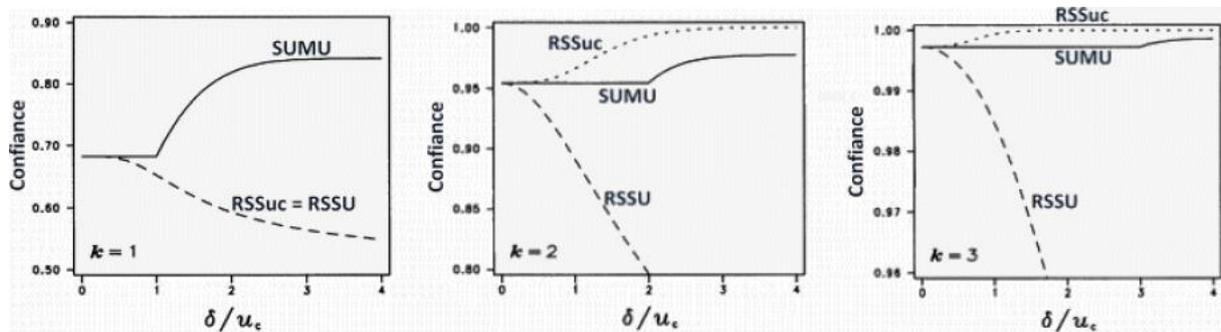


Figure 7-13 : Confiance statistique des trois méthodes d'inclusion des biais dans l'incertitude

De manière pratique, on se place dans le cas où  $k = 2$ , les commentaires suivants portent donc sur le graphique du centre.

Pour des grandes valeurs de biais, la méthode **SUMU** produit des intervalles d'incertitude qui sont légèrement plus conservatrices (plus grand que nécessaire pour produire des niveaux de confiance valides à 95%).

La méthode **RSSuc** peut produire des incertitudes qui sont beaucoup plus grandes que nécessaire. Par exemple, pour un biais deux fois plus grand que l'incertitude standard combinée ( $\delta/u_c = 2$ ), le niveau de confiance de l'intervalle réel atteint près de 100%, plutôt que le nominal à 95%. Bien que cette surestimation de l'incertitude ne soit pas nécessairement catastrophique, elle peut entraîner une réduction plus importante de la zone de spécification (i.e. être plus pénalisante).

En revanche, la méthode **RSSU** sous-estime significativement la vraie incertitude. Par exemple, pour un biais non corrigé deux fois plus grand que l'incertitude standard combinée ( $\delta/u_c = 2$ ), l'intervalle de l'incertitude est fortement sous-estimé, dans la mesure où la confiance réelle atteinte est inférieure à 80 %, ce qui est très loin du niveau de confiance nominal de 95%.

Dans la thèse la méthode **RSSuc** a été employée afin de combiner les biais de calcul avec les incertitudes dues aux données nucléaires.