



HAL
open science

Mesure de la réactivité d'un réacteur sous critique à neutrons rapides

Alexandre Bailly

► **To cite this version:**

Alexandre Bailly. Mesure de la réactivité d'un réacteur sous critique à neutrons rapides. Physique [physics]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC258 . tel-04032534

HAL Id: tel-04032534

<https://theses.hal.science/tel-04032534v1>

Submitted on 16 Mar 2023

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Mesure de la réactivité d'un réacteur sous critique à neutrons rapides

Présentée et soutenue par
ALEXANDRE BAILLY

**Thèse soutenue le 20/12/2022
devant le jury composé de**

M. ADRIEN BIDAUD	Professeur des universités, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. PIERRE LECONTE	Chargé de recherche HDR, CEA	Rapporteur du jury
M. JEAN COLIN	Professeur des universités, Université de Caen Normandie	Membre du jury
M. JEAN-LUC LECOUEY	Maître de conférences, ENSICAEN	Membre du jury
M. JAN WAGEMANS	Professeur des universités, SCK CEN Belgian Nuclear Research Centre	Membre du jury
MME ANNICK BILLEBAUD	Directeur de recherche au CNRS, Université Grenoble Alpes	Président du jury
M. GILLES BAN	Professeur des universités, ENSICAEN	Directeur de thèse

Thèse dirigée par GILLES BAN (Laboratoire de physique corpusculaire (Caen))



Remerciements

Ami lecteur, mes excuses pour ces quelques pages de remerciements, la physique arrive bientôt !

Mais d'abord, je remercie Adrien Bidaud et Pierre Leconte, rapporteurs de cette thèse, et qui ont donc dû trouver le temps de lire et d'évaluer minutieusement les presque 140 pages de ce manuscrit. Je remercie également Jan Wagemans et Jean Colin pour avoir accepté d'être dans le jury et pour leur intérêt porté au travail présenté dans cette thèse. Enfin, un grand merci à Annick Billebaud pour avoir accepté de présider le jury, mais aussi pour tous nos échanges¹ durant ces 3 ans.

J'ai eu l'immense privilège d'effectuer la majorité² de ces 3 ans de thèse au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, et je tiens à adresser un immense merci à toutes les personnes que j'y ai rencontrées et qui en font un environnement accueillant et propice à l'épanouissement scientifique.

Les mots me manquent pour correctement remercier Jean-Luc, mon presque³ officiel directeur de thèse. Voyageur temporel de l'informatique aux multiples talents⁴ qui entreprit de recruter en stage de Master un Lexovien qui ne savait pas même encore ce qu'était le k_{eff} ⁵. Merci pour ta pédagogie, ta patience⁶, et ce malgré mon entêtement à tout sur-complexifier, ce fût un réel plaisir de travailler avec toi !

Un grand merci à Gilles d'avoir accepté de diriger cette thèse et d'avoir toujours tout fait en tant que directeur du laboratoire pour que mes collègues thésards et moi-même puissions continuer de travailler dans les meilleures conditions malgré la pandémie.

Merci à l'équipe de l'Aval du Cycle Électronucléaire, François-René et Nathalie, pour leur accueil et leurs précieux conseils lors des réunions de groupe.

Un remerciement spécial à Greg, qui a donné à l'étudiant de licence que j'étais l'envie de faire une thèse de recherche. Merci également pour toutes nos discussions enrichissantes, que ce soit sur les RTL-SDR ou la science en général.

Merci également aux chercheurs qui ont participé aux expériences présentées dans ce manuscrit, Sébastien, Antonin et Anatoly, merci également à ce dernier pour les discussions scientifiques et sur la NBA à Pittsburgh !

1. Bien souvent en visio-conférence depuis un grenier resté célèbre depuis...

2. satané COVID

3. franchement ça s'est joué de peu

4. parmi lesquels les chants de marin en version gallo-soprano

5. un problème malheureusement très répandu

6. sauf devant un clavier qwerty et awesome-wm

Merci à Yoann, que j'ai harc... beaucoup sollicité⁷ durant toute ma thèse et qui m'a informatiquement sauvé la mise un nombre incalculable de fois, et à Aurélie, toujours dispo à aider les thésards perdus.

Mais parce que le concept de thèse implique l'existence de ces êtres étranges que sont les thésards, je vais maintenant m'atteler à remercier tout ceux qui ont eu le malheur de croiser ma route.

Je commence par les anciens⁸, merci donc à Sylvain pour ses avis politico-stratégiques⁹, mais aussi sur la thèse et la vie en général. Merci à Thibault, aka mon illustre prédécesseur, pour sa bienveillance et ses précieux conseils. Merci à Pierrick pour son humour, à Belen pour son leadership et à Valentin pour ses conseils pythonesques de début de thèse. Un immense merci à Thomas pour m'avoir fait découvrir le monde merveilleux des claviers mécaniques ainsi que, un peu malgré lui, ce fantastique outil qu'est Doom-Emacs¹⁰ et à Edgar, le briseur de tonneau, baptiseur de pommes, et vainqueur des olympiades. Merci à Joël «Jojo» Couissay, notre import breton, pour son acharnement à nous faire faire des café-docs, pour les très bon moments de JDR et d'AOE II et pour ce partenariat dans la création d'une start-up agrotech de radis quantiques. Merci à Cyril pour les soirées jeux de société/JDR, les discussions politico-sociétales et la découvertes des meilleurs restos veggies de Caen.

Place maintenant à la génération dorée des doctorants, merci à William, le plus yes-lifer et le plus cool des doctorants, pour le prêt de son appart pour les meilleures soirées doctorantes, et pour m'avoir supporté pendant presque 1 an dans le même bureau malgré mes tentatives répétées de le convertir à une version bien supérieure d'emacs¹¹. Merci à Chloé¹², cruciverbiste experte et bien meilleure pâtissière que moi¹³, pour nos discussions caféinées du matin sur la thèse, l'avenir et Lisieux. Merci à Savitri, frère d'armes vidéo-ludique, masochiste de Gedit, apôtre du MCMC, spécialiste du changement brutal de sujet et thésard le plus SOLID¹⁴ de tous. Merci à Claude-Alexandre, premier thésard auteur-compositeur-interprète. Enfin, je n'oublie pas le plus Lpcien des Ganiliens¹⁵, Julien, le sang de la veine, le comparse de toujours, le premier à avoir vu la lumière de Doom-Emacs¹⁶.

Et maintenant place à la relève. Merci à Léo, mon sensei de guitare, le thésard préféré de vos thésards préférés et nouveau leader¹⁷, g@mer polyvalent et défenseur de la veuve et de l'orphelin¹⁸. Merci à Sacha le cookie monster, Hoa et Mohamad et bon courage pour cette dernière ligne droite! Merci à Alex et Aurélien, inséparables même dans mes

7. rassurez vous, il s'est vengé au badminton

8. et même par un très ancien

9. n'en déplaie, je reste meilleur à Stellaris

10. <https://github.com/doomemacs/doomemacs> on a pas fait mieux depuis

11. Vous ai-je parlé de Doom-Emacs ?

12. la préposition est cruciale

13. je peux l'admettre maintenant

14. oui c'est facile

15. du terrain

16. le running gag est un peu long ?

17. et ce malgré un faible réceptivité aux jeux de mots les plus fins

18. je m'arrête ici pour ne pas rendre Savitri jaloux

remerciements, pour avoir su faire les bons choix informatiques¹⁹, on se refait une partie de stellaris bientôt ! Merci à Nathan²⁰, pour sa bonne humeur, son bon goût en matière de jeux de mots et son implication à pousser les café-docs²¹. Merci à Louis, grand amateur de discussions référençant les derniers potins twitteresques capillo-tractées et tank de l'aggro de midi. Je n'oublie les derniers arrivés, merci à Raissa, novissima discipula, interprète en humour qui a probablement déjà achevé la rédaction²² de sa thèse à l'heure qu'il est. Sans oublier Anthony qui semble admirablement bien s'adapter à l'environnement hostile qu'est son bureau et Emeline qui partage le bon goût du cidre normand.

Enfin, je termine ces remerciements par ma famille, pour m'avoir supporté toutes ces années et notamment en fin de thèse, et d'avoir tous résisté au sommeil pendant ma soutenance.

Bonne lecture !

19. c'était la dernière promis

20. -ville TMTC

21. sauf les siens

22. en LaTeX s'il vous plaît

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	9
1 Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur	11
1.1 Éléments de physique des réacteurs nucléaires	11
1.1.1 Interactions neutron-matière	11
1.1.2 Réaction en chaîne	12
1.1.3 Contrôle d'un réacteur critique	13
1.2 La problématique des déchets nucléaires	14
1.3 Problématiques de la transmutation	16
1.4 Les ADS	19
1.4.1 Historique des recherches sur les ADS	19
1.4.2 MYRRHA	20
1.4.3 Importance de la mesure de sous-criticité	21
1.5 Installations à puissance nulle et programmes dédiés à l'étude des ADS . .	23
1.5.1 Le programme MUSE	23
1.5.2 L'installation YALINA	24
1.5.3 L'installation KUCA	24
1.5.4 L'installation GUINEVERE	24
1.6 Étude de la mesure de réactivité dans l'installation GUINEVERE	25
1.6.1 Le projet FREYA	25
1.6.2 Le WP5 de MYRTE	26
1.6.3 Le programme MYRACL	27
2 Mesure de la réactivité	29
2.1 Équation de transport des neutrons dans un réacteur nucléaire	29
2.1.1 Équation en λ -modes	33
2.1.2 Équation en α -modes	34
2.1.3 La Cinétique Point	35
2.2 Méthodes de mesure de la réactivité d'un réacteur sous critique	36
2.2.1 La méthode MSM	37
2.2.2 La méthode courant-flux	38

2.2.3	La méthode des aires (ou méthode de Sjöstrand)	38
2.2.4	La méthode d'arrêt faisceau	40
2.2.5	La méthode d'interruption périodique du faisceau	41
2.3	Effets spatiaux	43
3	Dispositif Expérimental	45
3.1	L'installation GUINEVERE	45
3.2	La source externe de neutrons	45
3.2.1	L'accélérateur GENEPI-3C	45
3.2.2	Monitoring de la source	48
3.3	Le réacteur VENUS-F	49
3.3.1	Installation réacteur	49
3.3.2	Les assemblages	50
3.3.3	Les configurations du programme MYRACL	54
3.3.4	Couplage VENUS-F/GENEPI-3C	58
3.4	Détecteurs et système d'acquisition	58
3.4.1	Détecteurs utilisés pour les expériences	58
3.4.2	Système d'acquisition	59
4	Analyse des expériences MYRACL	61
4.1	Analyse des données brutes	61
4.1.1	Introduction	61
4.1.2	Corrections de temps mort	63
4.1.3	Bruit de fond et source intrinsèque	68
4.1.4	Plages d'intégration et corrections des effets d'instabilité de la source	69
4.2	Résultats en cycle utile faible	71
4.2.1	Configurations peu anti-réactives	71
4.2.2	Configurations plus anti-réactives	73
4.3	Résultats en cycle utile élevé	78
4.4	Impact d'interruptions aléatoires sur la mesure de la réactivité	81
4.5	Conclusion	84
5	Simulations Monte-Carlo des expériences MYRACL	87
5.1	Introduction	87
5.2	Simulation des expériences d'interruptions périodiques de faisceau	88
5.3	Correction des effets spatiaux	89
5.3.1	Première approche	89
5.3.2	Calcul d'incertitudes réalistes	91
5.3.3	Robustesse des facteurs spatio-énergétiques	97
5.3.4	Cartographie complète des facteurs spatio-énergétiques	100
5.4	Approche modale stochastique pour l'étude des effets spatiaux de VENUS-F	102
5.4.1	Principe de l'approche modale	102

5.4.2	Calcul des valeurs propres et vecteurs propres à l'aide d'une matrice de taux de transition	103
5.4.3	Application à l'étude de l'effet de l'insertion des barres absorbantes sur la mesure de réactivité	108
5.4.4	Valeurs propres et vecteurs propres	109
5.4.5	Mesure de la réactivité par interruption de faisceau	110
5.4.6	Analyse de la déformation du flux	114
5.5	Conclusion	116
6	Déchargement de VENUS-F : projet SALMON	119
6.1	Introduction	119
6.2	Configurations de VENUS-F étudiées	121
6.3	Analyse des expériences de source pulsée	123
6.3.1	Évaluation du bruit de fond	123
6.3.2	Premières observations	124
6.3.3	Résultats bruts de la méthode des aires	126
6.4	Simulation Monte-Carlo des expériences	127
6.5	Impact des neutrons de première génération	130
6.6	Sensibilité à une erreur de chargement	135
6.7	Conclusion	137
	Conclusions et perspectives	139
A	Résultats compilés de MYRACL	141
A.1	Résultats bruts	141
A.2	Résultats corrigés	145
A.3	Résultats corrigés par la méthode d'ajustement local	148
A.4	Résultats moyennés corrigés	152
	Bibliographie	154

Introduction

La production d'énergie d'origine nucléaire constitue une source importante d'énergie décarbonée dans un contexte de transition énergétique, notamment en France, où elle représentait en 2020 environ 40% de l'énergie primaire consommée [26]. Cette production suscite de nombreux débats, notamment sur la production de déchets radioactifs.

La gestion des déchets nucléaires de haute activité et à vie longue, est au cœur des préoccupations dans le débat public français. En France, la solution de gestion à long terme choisie est l'enfouissement de déchets en couche géologique profonde après un conditionnement spécifique, c'est le projet CIGÉO [4].

L'incinération des actinides mineurs, pourrait réduire la radiotoxicité à long terme du combustible usé et diminuer fortement ses émissions de chaleur [19]. L'utilisation de réacteurs hybrides, connus sous le nom d'ADS, couplant un réacteur nucléaire sous-critique à un accélérateur de particules, pourrait permettre cette incinération à grande échelle. Cette technologie suscite un réel regain d'intérêt depuis les années 90, notamment en Europe, où ont été menés de nombreux programmes de recherche sur le sujet. Par exemple, le projet MYRRHA, soutenu par le SCK·CEN, prévoit de construire le premier ADS de puissance au monde.

La mise en place de cette technologie très innovante requiert de nombreux développements et concentre de nombreuses activités de recherche dans des domaines très variés, allant du développement du combustible aux matériaux utilisés, en passant par le développement de cibles de spallation et la mesure de nouvelles données nucléaires d'intérêt.

De nombreux projets en soutien au développement de MYRRHA ont étudié la surveillance de la réactivité des ADS, car elle est un point essentiel de la sûreté de telles installations. Le programme MYRACL, le dernier en date, a permis d'étudier la mesure de la réactivité du réacteur MYRRHA en phase de démarrage auprès de l'installation GUINEVERE, en s'efforçant de gagner en représentativité. Ce travail de thèse porte en grande partie sur les expériences de mesure de la réactivité lors d'interruptions périodiques du faisceau alimentant la source externe de neutrons, dans le cadre de ce projet.

Le premier chapitre introduit, après quelques éléments de physique des réacteurs nucléaires, la problématique de la transmutation des actinides mineurs. Il contient également une description des principes et de l'historique du développement des ADS, ainsi que des installations à puissance nulle dédiées à leur étude. Le chapitre 2 contient une brève description de l'équation de transport des neutrons, le cadre théorique entourant la mesure de la réactivité dans un ADS et la présentation de diverses méthodes expérimentales pour

effectuer cette mesure. Le chapitre 3 est quant à lui dédié à la présentation de l'installation GUINEVERE, et notamment de ces deux principaux composants, le réacteur rapide VENUS-F, et l'accélérateur GENEPI-3C. L'instrumentation utilisée lors des expériences analysées dans cette thèse y sera également détaillée.

L'analyse des expériences du programme MYRACL, consacrées à la mesure de la réactivité en phase de démarrage d'un ADS, est répartie en deux chapitres : le chapitre 4 consacré à l'analyse des données expérimentales récoltées et à la discussion des résultats expérimentaux, tandis que la reproduction des expériences par des simulations Monte Carlo et l'utilisation de celles-ci pour s'affranchir des effets spatiaux seront l'objet du chapitre 5. Ce chapitre comprend également l'application d'une approche modale stochastique à l'étude de certains effets spatiaux rencontrés dans les expériences.

Enfin, le chapitre 6 présente la première phase du programme SALMON, dans lequel des expériences de source pulsée ont été menées dans le réacteur VENUS-F à différents stades de son déchargement, dans le but d'étudier l'amélioration potentielle de la surveillance du chargement des réacteurs nucléaires, procurée par une mesure de la réactivité.

Chapitre 1

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur

1.1 Éléments de physique des réacteurs nucléaires

1.1.1 Interactions neutron-matière

Le neutron est une particule électriquement neutre, il n'a donc pas d'interaction avec le cortège électronique de l'atome. De plus, dans le cas des réacteurs nucléaires, la densité de neutrons libres dans la matière est toujours suffisamment faible pour pouvoir négliger toute interaction entre neutrons libres. Ainsi le neutron interagit principalement avec les noyaux atomiques du milieu dans lequel il se propage. Il existe alors deux possibilités [78]. Dans le premier cas, le neutron est diffusé dans une nouvelle direction par le potentiel du noyau et conserve son énergie dans le repère du centre de masse tandis que le noyau n'est pas excité.

Dans le second cas, le neutron pénètre le noyau cible. Puisqu'il est difficile d'obtenir une description complète des interactions du neutron avec un système complexe à n corps comme le noyau atomique, on lui substituera l'usage du modèle du noyau composé représenté schématiquement à la figure 1.1 :

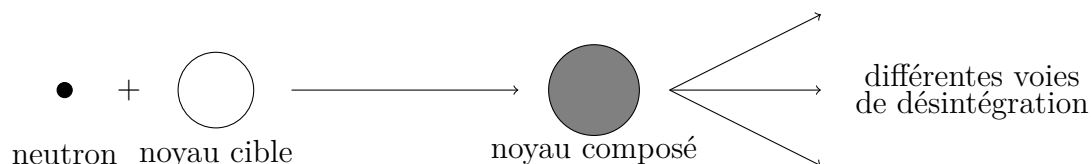


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la formation et de la désintégration du noyau composé

On considère alors que le neutron est transitoirement absorbé par le noyau A_ZX , formant ainsi le noyau composé ${}^{A+1}_ZY^*$ porté à une énergie d'excitation proche de la

somme de l'énergie cinétique du neutron incident et de l'énergie de séparation du dernier neutron dans le noyau Y . Cet état est instable, mais néanmoins d'une durée de vie suffisante pour considérer que l'énergie d'excitation a été répartie de manière homogène dans le noyau.

Plusieurs voies de désexcitation du noyau composé sont alors possibles.

Lorsque le noyau composé se désexcite en émettant un neutron, on parle de diffusion. Cette diffusion est appelée diffusion élastique lorsque l'émission de ce neutron laisse le noyau X dans son état fondamental. En revanche, lorsque le noyau composé ne se désexcite que partiellement lors de l'émission du neutron, on parle de diffusion inélastique.

Une autre voie de désexcitation, la fission nucléaire, est à l'origine de l'énergie produite dans les réacteurs nucléaires. Le noyau composé, s'il est très lourd (comme par exemple l'uranium), se scinde en deux (très rarement davantage) noyaux de masse plus faibles, appelés fragments de fission (FF). La fission s'accompagne de l'émission de quelques neutrons (en moyenne ν), ainsi que de photons γ . Une grande partie de l'énergie libérée ($\simeq 170$ MeV) est libérée sous forme d'énergie cinétique de ces fragments de fission, elle même convertie en chaleur lors du ralentissement des fragments dans le combustible.

Une autre réaction possible, en compétition avec la fission, est la capture radiative dans laquelle le noyau composé va évacuer l'excès d'énergie et retourner à un état plus stable par l'émission d'un ou plusieurs photons γ .

Enfin, il existe aussi d'autres réactions plus marginales, impliquant l'émission de plusieurs neutrons, ou d'une particule chargée. Certaines ont toutefois un intérêt particulier comme par exemple la réaction $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$, dont la section efficace est telle que l'on parle pour le bore 10 de noyau neutrophage.

1.1.2 Réaction en chaîne

La production de neutrons par les réactions de fission induite par neutron rend possible la mise en place d'une réaction en chaîne, puisque ces nouveaux neutrons peuvent être à l'origine de nouvelles fissions qui émettent à leur tour des neutrons qui constituent une nouvelle génération et ainsi de suite. Un milieu contenant de la matière fissible est donc un milieu multiplicateur pour les neutrons. Pour quantifier le phénomène de réaction en chaîne dans un réacteur nucléaire, on définit le facteur de multiplication effectif k_{eff} et la réactivité ρ [44] :

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{nombre de neutrons à la génération } i+1}{\text{nombre de neutrons à la génération } i} \quad (1.1)$$

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (1.2)$$

où les neutrons de la génération $i+1$ sont les neutrons créés lors des fissions générées par les neutrons de la génération i . Conséquemment :

- lorsque $k_{\text{eff}} > 1$, soit $\rho > 0$, le nombre de neutrons augmente à chaque génération, le nombre de fissions également et incidemment la puissance du réacteur. Le réacteur est dit sur-critique ;
- lorsque $k_{\text{eff}} = 1$, soit $\rho = 0$, le nombre de neutrons reste stable d’une génération à l’autre et sa puissance est constante au cours du temps, le réacteur est dit critique ;
- lorsque $k_{\text{eff}} < 1$, soit $\rho < 0$, chaque neutron produit en moyenne moins d’un neutron pour la génération suivante, le nombre de neutrons et donc la puissance du réacteur diminue à chaque génération. Le réacteur est dit sous-critique.

1.1.3 Contrôle d’un réacteur critique

Dans un réacteur électrogène, le cas critique correspond à une population neutronique et donc une puissance stable dans le temps. L’état sous-critique est utilisé pour permettre une baisse de la puissance du réacteur ou lorsque celui-ci est “à l’arrêt”, tandis que l’état sur-critique est employé pour au contraire accroître la puissance du réacteur.

En considérant que le temps moyen intergénérationnel Λ_{eff} des neutrons dans un réacteur nucléaire est proche de la microseconde, on peut imaginer que le cas sur-critique soit difficile voir impossible à contrôler, tant la multiplication du nombre de neutrons est élevée et quasi-immédiate. Par exemple, et au premier ordre, un neutron dans un réacteur de réactivité $\rho = +10$ pcm (pour cent mille) et de $\Lambda_{\text{eff}} = 1 \mu\text{s}$ sera à l’origine d’environ 22000 neutrons 100 ms plus tard.

En réalité, certains des neutrons produits par la fission sont émis lors de la désintégration β des fragments de fission vers des niveaux non liés des noyaux fils, désintégration qui survient généralement très longtemps après l’évènement de fission proprement dit, surtout en comparaison du temps moyen intergénérationnel, ce qui conduit à une augmentation de la population neutronique beaucoup plus lente.

Cet effet est quantifié par β , la fraction de neutrons retardés, $\beta = \frac{\nu_d}{\nu}$, où ν_d est le nombre moyen de neutrons retardés (issus de décroissances β) par fission. On peut ainsi montrer que dans un modèle simple ne prenant pas en compte les mécanismes de contre-réaction [8] :

- lorsque $\rho > \beta$, le nombre de neutrons augmente au cours du temps de manière incontrôlable, le nombre de fissions également et incidemment la puissance du réacteur. Le réacteur est dit sur-critique prompt, un état que l’on cherche à éviter à tout prix.
- lorsque $0 < \rho < \beta$, le nombre de neutrons augmente au cours du temps, mais bien plus lentement que dans le cas sur-critique prompt, car le réacteur est sous-critique en neutrons prompts. Cet état est utilisé pour augmenter de manière contrôlée la puissance des réacteurs nucléaires.

En conséquence, la fraction de neutrons retardés des nucléides utilisés comme combustible nucléaire est un paramètre crucial, puisqu’elle correspond à la marge de réactivité d’un réacteur avant la sur-criticité prompte.

1.2 La problématique des déchets nucléaires

Il existe plusieurs catégories de déchets radioactifs. Une première classification concerne la durée de vie de ces déchets. En effet, pour un radioélément de constante de décroissance radioactive λ , l'évolution du nombre de radioéléments N au cours du temps t en l'absence de production s'écrit [78] :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.3)$$

et le nombre instantané de désintégrations de ce radioélément au temps t , soit son activité vaut :

$$A(t) = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.4)$$

Les effets induits par l'exposition aux rayonnements ionisants issus de ces désintégrations dépendent de nombreux paramètres :

- la dose absorbée, c'est à dire la quantité d'énergie déposée par unité de masse dans le corps ;
- les caractéristiques du rayonnement ionisant, c'est-à-dire sa nature et son énergie ;
- l'organe ou le tissu impacté.

Si on définit ϵ , le facteur de dose tenant compte des paramètres précédemment cités, la radiotoxicité R peut s'exprimer comme :

$$R = A(t) \times \epsilon \quad (1.5)$$

Ainsi, les déchets nucléaires seront d'autant plus radiotoxiques que leur activité sera importante. Parmi les déchets les plus radiotoxiques, on retrouve les déchets produits dans le combustible utilisé des réacteurs nucléaires. En effet, selon l'ANDRA, en 2020 en France, les déchets de haute activité (HA) produits dans le combustible utilisé, constituaient un volume de 4190 m³ équivalent conditionné soit environ 0,2% du volume total de déchets radioactifs, et 94,9% de la radioactivité totale [5].

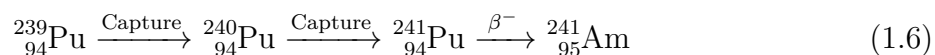
Selon l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique, le monde comptait en 2021 plus de 400 réacteurs nucléaires "de puissance" répartis dans 32 pays [60]. L'écrasante majorité d'entre eux sont des réacteurs à eau légère, tels les réacteurs à eau bouillante, (REB), qui représentent environ 14% du parc nucléaire mondial, ou les réacteurs à eau pressurisée, (REP), qui représentent quant à eux environ 69% du parc mondial. Ces derniers constituent également l'intégralité du parc nucléaire électrogène français. L'inventaire en début et en fin de cycle d'un REP est donné dans le tableau 1.1.

Noyau	Masse initiale (kg)	Masse finale (kg)
^{235}U	954	280
^{236}U		111
^{238}U	26328	25655
total U	27282	26047
^{239}Pu		156
total Pu		266
Produits de fission à vie longue		63
Total des produits de fission		946
Actinides mineurs		20
^{90}Sr		13
^{137}Cs		30
total	27282	27279

TABLE 1.1 – Inventaire combustible au chargement et au déchargement dans un REP 1 GWe [59].

Comme on le voit dans le tableau 1.1, la production la plus importante en masse est celle des produits de fissions (ou PF) issus de la désexcitation des fragments de fission. Étant issus de la fission de noyaux lourds, la plupart de ces PF présentent un excès de neutron et sont par conséquent très instables. Il existe néanmoins des PF plus stables comme le strontium (Sr), le césium (Cs) et l'iode (I).

Les actinides sont des noyaux lourds (numéro atomique compris entre 89 et 103). Certains actinides sont dits majeurs, comme l'uranium et le plutonium car ils représentent la majorité des actinides présents dans le combustible, au contraire du neptunium (Np), de l'américium (Am) et du curium (Cm), baptisés actinides mineurs (AM), car présents en bien plus faible quantité. Ces derniers sont formés par une succession de réactions de capture radiative par les actinides majeurs, suivies de décroissances β^- . Par exemple, pour l'américium 241 :



La figure 1.2 montre l'évolution au cours du temps de la radiotoxicité par ingestion des déchets ultimes issus du combustible utilisé d'un REP français. On y observe que la radiotoxicité des 300 premières années est dominée par les produits de fission. Ensuite, si le plutonium représente la majorité de la radiotoxicité, il est néanmoins considéré comme une matière valorisable et non un déchet dans la stratégie française, notamment en raison de son utilisation dans la production du combustible MOX (Mixed-Oxide Fuel). De ce fait, son retraitement ne sera pas abordé dans ce document. Après le plutonium, les AM représentent la deuxième plus importante source de radiotoxicité à long terme malgré la faible quantité produite.

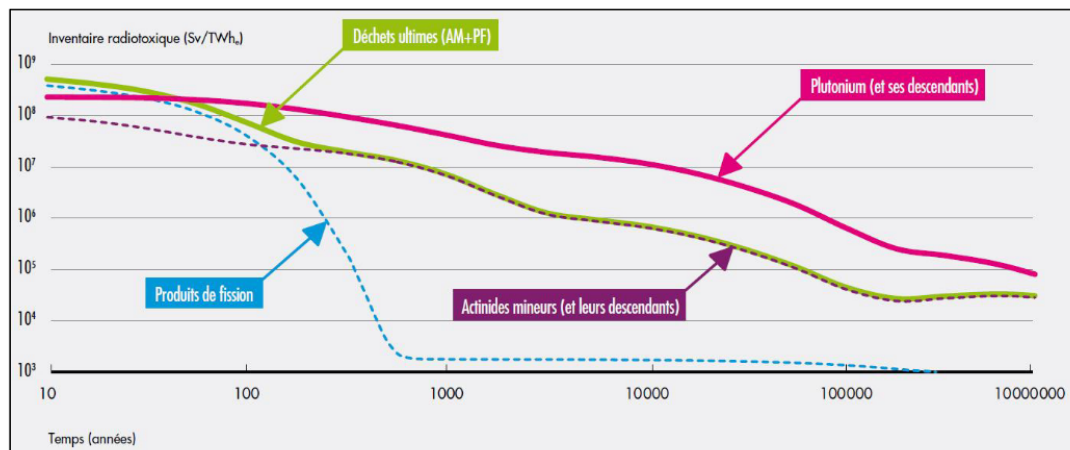


FIGURE 1.2 – Évolution au cours du temps de la radiotoxicité par ingestion des éléments les plus radiotoxiques du combustible utilisé d'un REP français (UOX 45 GWj/t). Figure issue de [18].

De plus, les actinides mineurs sont également les principaux contributeurs à l'émission de chaleur à long terme des colis vitrifiés, conditionnement des déchets ultimes pour le stockage géologique profond [19]. Cette émission de chaleur est un paramètre déterminant pour le dimensionnement de ce stockage (le stockage est d'autant plus densifiable que la chaleur dégagée par les déchets à stocker est plus faible).

Une solution envisagée pour réduire la quantité d'AM dans les déchets ultimes, et donc réduire la taille de l'entreposage requis [19], est de les incinérer, c'est-à-dire de provoquer leur fission, dans des réacteurs nucléaires.

1.3 Problématiques de la transmutation

Un problème rencontré lorsque l'on cherche à provoquer la fission d'AM, est l'existence de réactions concurrentes comme la réaction de capture. Cette dernière est contre-productive car elle entraîne souvent la production d'autres AM alors que l'on cherche à en réduire l'inventaire.

Prenons l'exemple de l'américium 241, on observe sur la figure 1.3 que la section efficace de capture est plus importante que la section efficace de fission à basse énergie. Une solution pour favoriser la fission est alors d'utiliser un réacteur nucléaire à neutrons rapides, au lieu d'un réacteur à neutrons thermiques tel qu'un REP.

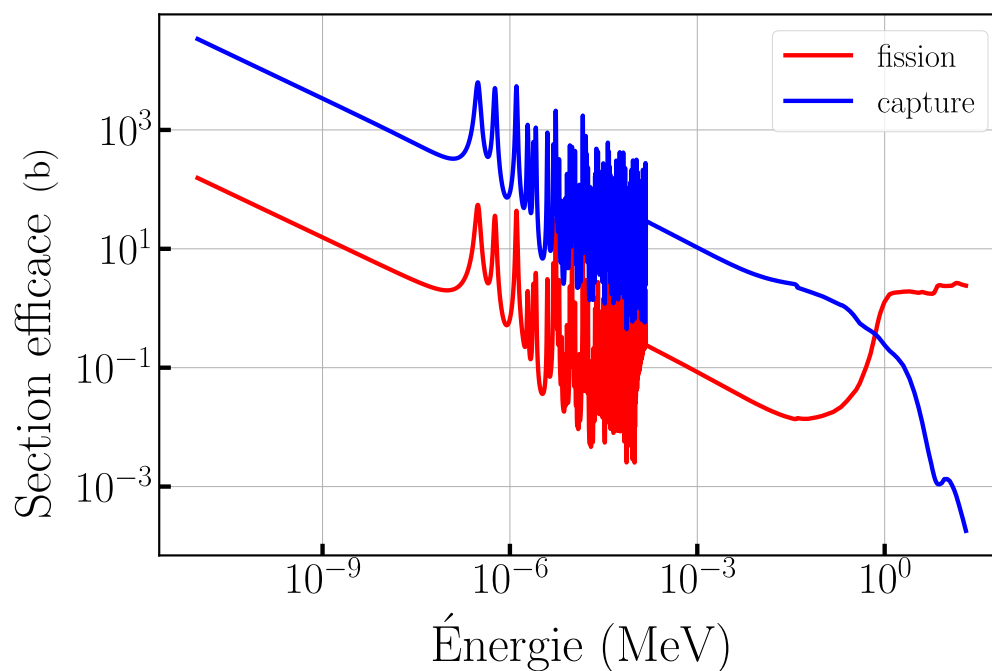


FIGURE 1.3 – Sections efficaces de fission et de capture radiative de l'américium 241.

Ce phénomène n'est pas réservé à l'américium 241, comme on peut le constater sur la Figure 1.4, où sont comparés les rapports de taux de fission sur celui de capture pour différents actinides, et ce, pour un spectre en énergie typique d'un réacteur à eau pressurisée ou pour un spectre en énergie typique d'un réacteur à caloporteur sodium. Ce dernier se montre bien plus favorable que le spectre thermique du REP pour la fission de plusieurs isotopes du plutonium ainsi que de plusieurs AM.

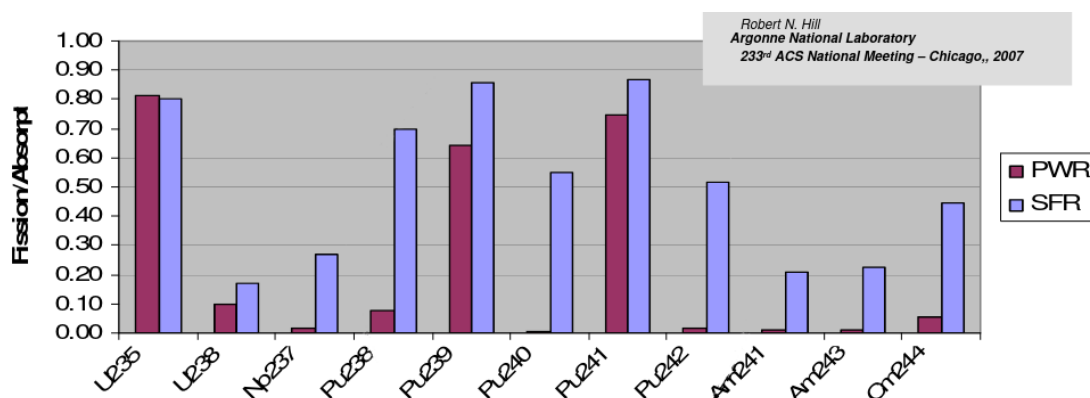


FIGURE 1.4 – Comparaison des rapports de taux de réaction de fission sur celui de capture pour différents actinides en fonction du type de réacteur envisagé (réacteur à eau pressurisée ou réacteur rapide au sodium liquide). Cette figure est issue de [31].

En outre, comme mentionné précédemment, il est incontournable pour la sûreté et le pilotage des réacteurs critiques que la fraction effective de neutrons retardés β soit suffisamment importante pour assurer une marge de réactivité avant de potentiellement atteindre la sur-criticité prompte. Or, on peut constater en observant les valeurs de fraction de neutrons retardés pour différents actinides répertoriés dans le tableau 1.2, que les faibles valeurs de β des AM les rendent plus difficiles d'utilisation en grande quantité dans un réacteur critique.

Noyau	β (pcm)
^{235}U	640
^{238}U	1720
^{238}Pu	137
^{239}Pu	214
^{240}Pu	304
^{241}Pu	535
^{237}Np	137
^{241}Am	127
^{243}Am	233
^{242}Cm	37

TABLE 1.2 – Fractions de neutrons retardés β d'actinides fissionables [34].

La quantité d'AM insérée dans le combustible d'un réacteur critique devrait ainsi être limitée, afin de conserver une fraction effective de neutrons retardés raisonnable. En revanche, cette limitation ne s'appliquerait pas à un réacteur qui resterait en permanence dans le domaine sous-critique. Ainsi, une solution envisagée pour transmuter efficacement et en grande quantité les AM produits dans les combustibles usés est l'emploi d'un réacteur sous-critique à neutrons rapides.

1.4 Les ADS

Les ADS, ou *Accelerator Driven System* pour système sous-critique piloté par accélérateur, peuvent remplir ces conditions. En effet, le principe d'un ADS est de coupler un réacteur sous-critique à une source externe de neutrons, elle-même pilotée par un accélérateur de particules.

La sous-criticité par construction du réacteur signifie qu'en l'absence de source externe, la population neutronique est soit nulle, soit en décroissance au cours du temps. Pour équilibrer la balance gains-pertes de neutrons et maintenir la population neutronique constante tout en conservant un réacteur sous-critique, il faut injecter régulièrement dans le cœur de nouveaux neutrons fournis par la source externe. En général, cette source externe est créée par des réactions de spallation dans une cible épaisse de noyaux lourds, provoquées par des protons de haute énergie accélérés par un accélérateur [9].

La puissance du réacteur est donc directement proportionnelle à l'intensité de l'accélérateur. En effet, après insertion d'un neutron source, le nombre total de neutrons apparaissant dans le réacteur sous-critique vaut approximativement :

$$k_{\text{eff}} + k_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^3 + \dots = \frac{k_{\text{eff}}}{1 - k_{\text{eff}}} = \frac{1}{-\rho} \quad (1.7)$$

Ainsi, en présence d'une source de neutrons d'intensité constante S , la population neutronique n et donc la puissance thermique P_{th} du réacteur est constante :

$$P_{th} \propto n \propto \frac{S}{-\rho} \text{ ou encore } \frac{P_{th}}{S} \propto \frac{1}{-\rho} \quad (1.8)$$

Le rapport de la puissance thermique sur l'intensité de la source externe de neutrons, est inversement proportionnelle à la réactivité ρ du réacteur.

1.4.1 Historique des recherches sur les ADS

Si les premières propositions de réacteurs hybrides, couplant source pilotable de neutron et réacteur sous-critique, remontent aux années 1960, l'intérêt pour de tels systèmes ne s'est renouvelé que dans les années 1990, avec notamment la proposition de Carlo Rubbia, l'"amplificateur d'énergie" [66] et celle de Charles D. Bowman [17]. Le premier proposait le couplage d'un réacteur au plomb utilisant un cycle combustible thorium/uranium à un accélérateur de particules basé sur une technologie cyclotron, tandis que le second proposait le couplage d'un accélérateur linéaire à un réacteur à sels fondus. Ces deux projets, motivés par la possible transmutation des déchets nucléaires dans de tels systèmes, ont inspiré des projets internationaux de démonstrateurs d'ADS. Par exemple, en Europe, le design d'un ADS expérimental¹, est inclus dans le cinquième Programme Cadre de Recherche et de Développement (PCRD) d'EURATOM. Parmi les propositions, on retrouve le design d'un ADS pré-industriel, MYRRHA², porté par le centre national belge de recherche nucléaire

1. le projet PDS-XADS, pour Preliminary Design Study of an eXperimental Accelerator-Driven System
 2. pour Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications

(SCK·CEN). Il s'agit d'un réacteur refroidi par un eutectique plomb-bismuth (LBE pour Lead-Bismuth Eutectic) qui sert également de cible de spallation pour un faisceau de protons accélérés par un accélérateur linéaire.

Le design d'un ADS de puissance, EFIT³ [56, 75], a été inclus dans le projet EUROTRANS du sixième PCRD d'EURATOM. Dans ce concept, un réacteur d'une puissance de 400 MWth est refroidi au plomb liquide⁴, et son combustible, exempt de tout uranium, pourrait être fortement chargé en AM. Dans le septième PCRD d'EURATOM, plusieurs projets sont dédiés à soutenir le projet MYRRHA-FASTEF⁵, prévu pour être le premier démonstrateur de la faisabilité des ADS à l'échelle pré-industrielle.

1.4.2 MYRRHA

Ainsi, le projet MYRRHA, dans les derniers développements de son design [1], prévoit de construire un réacteur de puissance intermédiaire (70 MWth en opération), sous-critique, chargé en combustible MOX, refroidi par un eutectique plomb-bismuth et piloté par un accélérateur linéaire (accélérateur des protons jusqu'à 600 MeV, à une intensité maximale de 4 mA). Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 1.3. En dehors des objectifs de démonstration de faisabilité des ADS, le projet MYRRHA cherche également à fournir une installation d'irradiation à grande échelle, à la fois pour l'étude de matériaux soumis à un spectre rapide et la production de radio-isotopes à usage médical.

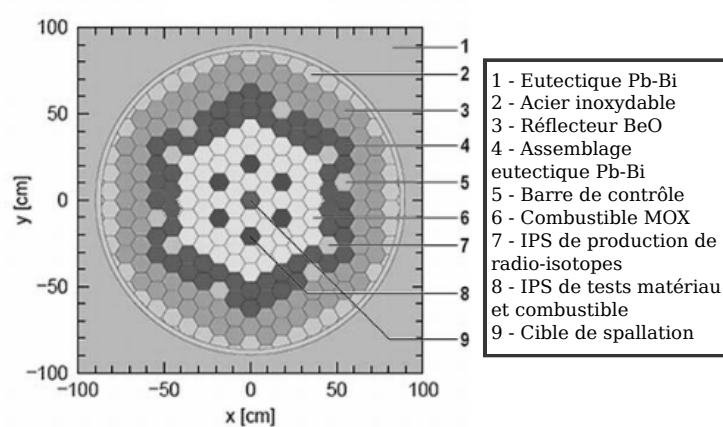


FIGURE 1.5 – Vue en coupe d'une configuration sous-critique de MYRRHA, figure tirée de [1].

3. pour European Facility for Industrial Transmutation

4. le LBE étant plus difficile à utiliser dans un ADS de puissance, notamment à cause de la production de polonium 210 ainsi que de la rareté du bismuth

5. pour FAsT Spectrum Transmutation Experimental Facility

Puissance thermique maximale	110 MWth
Puissance thermique opérationnelle	70 MWth
Inventaire de LBE	7600 t
Diamètre de la cuve du réacteur	10,4 m
Nombre d'assemblages combustible	72
Hauteur du cœur	0,65 m
Diamètre du cœur	1,8 m
k_{eff}	0,96677(12)
β_{eff}	325(7) pcm
ρ	-3437(13) pcm
ρ_s	-10,6(2) \$
Durée de cycle combustible	90 jours
Durée d'un assemblage combustible	12 cycles
Burnup du combustible au déchargement	59,1 MWj/kgHM
Énergie des protons du faisceau	600 MeV
Intensité en opération du faisceau de protons	1,74 mA
Temps moyen entre deux pertes de faisceau	>250 heures
Production de neutrons de spallation	$2 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$
Flux maximal en position centrale	$3,8 \times 10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Flux maximal rapide (>0,75 MeV) en position centrale	$1,1 \times 10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Flux maximal total dans un IPS excentré	$2,6 \times 10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Flux maximal rapide (>0,75 MeV) dans un IPS excentré	$0,41 \times 10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$

TABLE 1.3 – Caractéristiques principales de l'ADS MYRRHA dans sa dernière version [1].

La figure 1.5 montre une vue en coupe d'une configuration sous-critique typique de MYRRHA. Le cœur, constitué de combustible MOX, est entouré par un eutectique plomb-bismuth qui sert de caloporteur ainsi que par un réflecteur en oxyde de béryllium. Des assemblages IPS, pour "In-Pile Section", utilisés pour les tests matériau, sont insérés dans le cœur. De plus, six barres de contrôle entourent le cœur, et seront insérées lors des phases de rechargement et de (re)démarrage.

1.4.3 Importance de la mesure de sous-criticité

Pour le bon fonctionnement d'un ADS, il est impératif de s'assurer du niveau de sous-criticité du réacteur, afin notamment de s'assurer de rester dans un régime où la fraction de neutrons retardés ne joue pas de rôle primordial dans le contrôle du réacteur, et ce, même en phase accidentelle. La valeur maximale de k_{eff} d'un ADS est donc limitée par l'insertion accidentelle de réactivité maximale $\Delta k_{\text{eff}}^{\text{max}}$, ce qui signifie que la réactivité du réacteur doit être surveillée par des mesures régulières et ne jamais dépasser un certain seuil :

$$k_{\text{eff}}^{\text{max}} < 1 - \Delta k_{\text{eff}}^{\text{max}} \quad (1.9)$$

De telles marges de sous-criticité ont été calculées par Sarotto pour les designs de FASTEF et EFIT [67]. Comme on peut le voir sur la figure 1.6, ces marges prennent en compte les possibles injections positives de réactivité dans des conditions normales et accidentelles fréquentes, ou marge DBC⁶, ce qui comprend une fuite massive de liquide de refroidissement dans le tube du faisceau de proton ainsi que l'effet d'un vide local ou diffus dans le cœur. Enfin la marge totale en réactivité inclus également l'effet de transition entre zéro et pleine puissance. Le cas de conditions accidentelles plus extrêmes est également étudié, soit la marge d'accidents DEC⁷, qui comprend l'effet de compaction du cœur. Dans tous les cas, la précision de la mesure de réactivité risque d'apporter une contribution non négligeable aux marges de sous-criticité proposées. Or, comme nous le montre la formule (1.8), la puissance thermique d'un ADS diminue quand sa réactivité diminue. Ainsi, toute incertitude sur la mesure de la réactivité diminue l'efficacité énergétique de la transmutation en ADS de puissance.

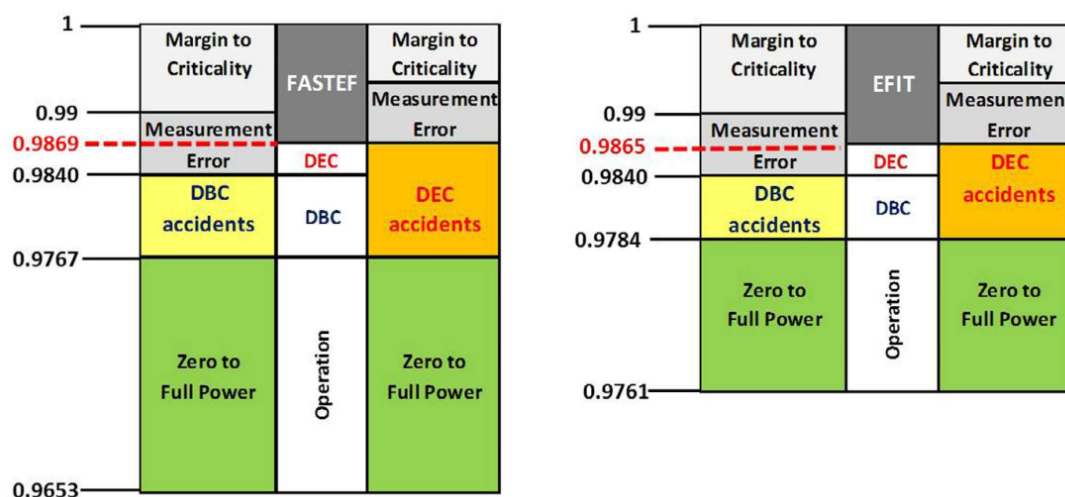


FIGURE 1.6 – Marges de sécurité en k_{eff} proposées par Sarotto pour FASTEF (à gauche) et EFIT (à droite). Figure extraite de [67]. En rouge le facteur de multiplication k_{eff} maximal atteint en condition accidentelle DEC.

Une méthode envisagée pour la mesure absolue en ligne de la réactivité pour le démonstrateur MYRRHA et les ADS en général consiste à étudier l'évolution de la population neutronique lors d'interruptions de faisceau programmées à l'aide de détecteurs de neutrons placés autour du cœur.

6. Pour Design Base Conditions

7. Pour Design Extension Conditions

1.5 Installations à puissance nulle et programmes dédiés à l'étude des ADS

Afin d'étudier la neutronique des ADS, et donc, entre autres, la mesure de réactivité de ces réacteurs, il est possible d'utiliser des maquettes d'ADS de puissance "nulle". De telles installations, bien que peu adaptées à l'étude des contre-réactions thermiques, présentent l'avantage de simplifier l'étude des processus physiques à l'œuvre, de pouvoir utiliser des sources de neutrons plus simples et moins coûteuses que des sources de spallation, ainsi que de pouvoir s'affranchir de la gestion du refroidissement du cœur.

1.5.1 Le programme MUSE

Les expériences du programme MUSE⁸, ont eu lieu à partir de 1995 auprès du réacteur MASURCA⁹, un réacteur de faible puissance (< 5 kW) utilisant un combustible MOX et initialement dédié à l'étude des réacteurs rapides à caloporteur sodium. Il s'agissait alors d'une collaboration entre le CEA/DEN, le CNRS-IN2P3, EDF et AREVA. Ce programme s'est déroulé en plusieurs phases. D'abord les expériences MUSE-1 et MUSE-2 ont utilisé une source de californium 252 placée au centre du cœur de MASURCA pour montrer l'applicabilité de techniques de mesures utilisées pour des réacteurs critiques sur des configurations sous-critiques de MASURCA. Par la suite, dans les expériences MUSE-3, la sous-criticité des configurations étudiées a été accrue, et un générateur commercial de neutrons a été utilisé, pavant la voie aux expériences MUSE-4.

Les expériences MUSE-4 ont été financées par le 5ème PCRD d'EURATOM, dans le cadre d'une collaboration européenne regroupant 16 organisations originaires de 12 pays. Le retour des expériences MUSE-3, a entraîné la création de l'accélérateur GENEPI¹⁰ par le CNRS-IN2P3/LPSC (à l'époque ISN), un dispositif capable de générer un faisceau pulsé de deutons, accélérés jusqu'à une énergie de 240 keV et guidés jusqu'à une cible contenant du tritium ou du deutérium et ainsi générer des neutrons par réaction de fusion au centre du réacteur MASURCA, d'environ 2.5 MeV ou 14 MeV respectivement. L'objectif principal était alors d'étudier la mesure de différents niveaux de sous-criticité, à l'aide de méthodes dynamiques permettant d'estimer la réactivité à partir de l'évolution des taux de comptage de détecteurs en différentes positions lors d'expériences de source pulsée [71]. Si le régime de source pulsée n'est pas utilisable dans un ADS de puissance en fonctionnement nominal, un des résultats importants du programme MUSE tient en la proposition d'une méthodologie pour la mesure en ligne de la réactivité d'un ADS [57]. Cette méthodologie se base sur deux types de mesures : une mesure régulière de l'évolution de la réactivité à partir de celle du rapport entre la puissance thermique du réacteur et l'intensité de la source de neutrons ; Cette méthode relative de mesure, dite "méthode courant-flux", sera périodiquement calibrée par une mesure absolue de la réactivité utilisant la décroissance

8. pour MUltiplication avec une Source Externe

9. pour MAquette de SURgénérateur à CAdarache

10. pour GEnérateur de NEutrons Pulsé Intense

de la population neutronique lors d'interruptions régulières de la source. Ces méthodes de mesures de la réactivité seront détaillées dans le chapitre 2.

1.5.2 L'installation YALINA

En 2007 et 2008, un nouveau programme de recherche a été mené sur l'installation YALINA-Booster du Joint Institute for Power and Nuclear Research (JIPNR-Sosny) en Biélorussie dans le cadre du vaste projet EUROTRANS¹¹ (6^{ème} PCRD EURATOM). Comme dans le programme MUSE, cette installation est constituée du couplage d'un accélérateur de deutons muni d'une cible de tritium avec un réacteur sous-critique. Le réacteur comprend deux zones : au centre, un cœur rapide très fortement enrichi en uranium, permettant d'augmenter la multiplication des neutrons sources ; autour, une partie thermique, avec un combustible moins enrichi et une modération par du polyéthylène.

Cette installation présente quelques inconvénients, parmi lesquels le manque de représentativité du spectre thermalisé de YALINA par rapport aux spectres rapides prévus par les différents ADS en projet, ainsi que l'absence de configuration critique qui se traduit par l'absence de mesures de référence de réactivité pour les configurations étudiées.

1.5.3 L'installation KUCA

L'installation KUCA¹² regroupe 3 réacteurs indépendants, ainsi qu'un dispositif couplant source pulsée de deutons, accélérateur et cible de tritium, ce qui permet d'obtenir une source pulsée de neutrons de 14 MeV [64]. L'installation dispose également d'un accélérateur FFAG¹³ capable d'injecter des protons de 100 MeV sur une cible de tungstène ou de plomb-bismuth pour obtenir une source pulsée de spallation [63]. De nombreuses études de mesures de la réactivité dans des ADS y ont été menées, notamment sur la méthode des aires (méthode présentée au chapitre 2) [65, 27]. Néanmoins, toutes les expériences ont été jusqu'à présent effectuées en spectre thermique, non représentatif des spectres rapides prévus par les différents designs d'ADS.

1.5.4 L'installation GUINEVERE

Le projet GUINEVERE [29]¹⁴ a débuté en 2006 au sein du vaste projet intégré EUROTRANS du 6^{ème} PCRD d'EURATOM, avec pour objectif la validation du monitoring en ligne de la réactivité des ADS refroidis au plomb, ainsi que des procédures de chargement, de démarrage et d'arrêt de ce type d'ADS. La maquette d'ADS à puissance nulle éponyme, a été construite au SCK-CEN à Mol en Belgique, à partir du réacteur thermique VENUS modifié pour passer en spectre rapide, et renommé VENUS-F. Le réacteur VENUS-F, utilisant

11. pour "EUROpean research Programme for the TRANsmutation of high level nuclear waste in an accelerator driven system"

12. for Kyoto University Critical Assembly

13. pour Fixed Field Alternating Gradient

14. pour Generator of uninterrupted Intense NEutrons at the lead VENUS REactor

un combustible d'uranium métallique enrichi à 30%, est couplé à l'accélérateur de deutons GENEPI-3C, basé sur le GENEPI utilisé dans les expériences MUSE-4, et dont le design fut amélioré afin de pouvoir également opérer en régime continu et continu périodiquement interrompu. Il s'agissait alors du premier couplage d'un réacteur sous-critique au plomb avec un accélérateur de particules. Si les premières expériences ont été effectuées en 2011, une part importante des expériences planifiées pour le projet GUINEVERE seront menées au sein du projet européen suivant, FREYA.

1.6 Étude de la mesure de réactivité dans l'installation GUINEVERE

1.6.1 Le projet FREYA

À la fin du projet GUINEVERE, les expériences n'ayant pas encore été menées ont pu l'être dans le cadre du projet FREYA¹⁵ entre 2011 et 2016. Ce projet, qui faisait partie du 7ème PCRD d'EURATOM, avait plusieurs objectifs, dont l'étude de la mesure en ligne de la réactivité d'un ADS.

Le projet FREYA était divisé en plusieurs lots (ou WP pour Work Package), le WP1 visait à étudier la mesure de réactivité à l'aide d'un faisceau pulsé ainsi que d'un faisceau continu périodiquement interrompu sur une large plage d'anti-réactivité (de $\rho \simeq -4\$$ à $\rho \simeq -18\$$), obtenue en réduisant le diamètre du cœur. Ces configurations sont représentées sur la figure 1.7. Les mesures ont été effectuées à l'aide de chambres à fission, en grande majorité avec un dépôt d'²³⁵U à l'exception d'une chambre à dépôt d'²³⁸U, placée dans le réflecteur externe pour une partie des expériences.

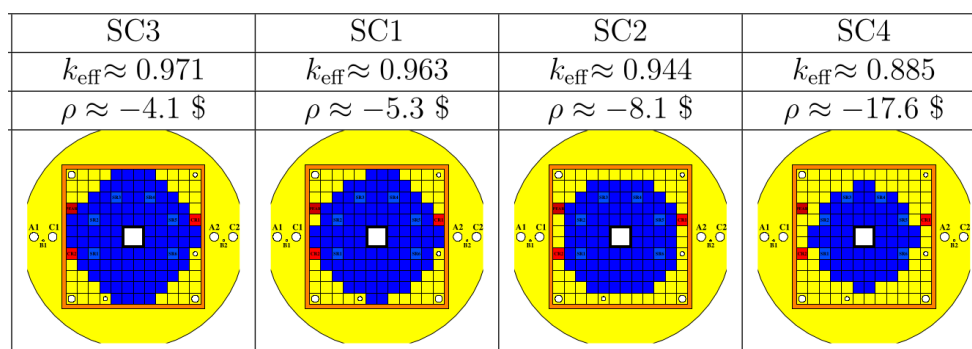


FIGURE 1.7 – Configurations de VENUS-F explorées dans le projet FREYA. Les assemblages combustibles sont représentés en bleu, le plomb en jaune, l'acier inoxydable en orange et le carbure de bore en rouge. Figure issue de [47].

Des configurations supplémentaires, dérivées de la configuration SC1, ont également été étudiées pour mesurer l'impact des hétérogénéités introduites dans le réflecteur sur les

15. pour Fast Reactor Experiments for hYbrid Applications

mesures de réactivité.

L'analyse des expériences d'interruptions périodiques du faisceau a montré que des interruptions de 2 ms étaient suffisantes pour appliquer une méthode de mesure de la réactivité basée sur la cinétique point. Il a été cependant montré que cette mesure est dépendante de la position du détecteur utilisé, et que la réactivité mesurée peut être surestimée de 10% dans le réflecteur interne, voire 100% dans le réflecteur externe. Cette dépendance a pu être corrigée à l'aide de codes de transport [20, 22]. Enfin, les mesures dans la chambre à ^{238}U se sont montrées moins sensibles aux effets rencontrés par les chambres ^{235}U dans le réflecteur externe.

Des résultats similaires ont été obtenus par la méthode des aires pour les mêmes configurations, avec une dépendance spatiale des résultats plus importante [54].

Dans les WP 2 et 3, la représentativité des configurations de VENUS-F vis à vis des futurs cœurs de MYRRHA a été améliorée par l'insertion de barreaux d'alumine dans les assemblages combustibles, afin d'intégrer de l'oxygène en quantités représentatives du combustible MOX envisagé pour MYRRHA. De plus, les assemblages combustibles accueillent désormais 13 barreaux d'uranium au lieu de 9. Deux assemblages spéciaux, conçus pour représenter des assemblages d'irradiation de MYRRHA ont été insérés dans le cœur de VENUS-F. Enfin, des assemblages graphite ont pu être insérés autour du cœur, maintenant plus petit, afin de représenter le réflecteur en oxyde de béryllium prévu pour MYRRHA. Malheureusement, seul un nombre limité d'expériences sous-critiques ont pu être menées et la configuration des détecteurs n'était pas représentative de celle envisagée pour MYRRHA. Ainsi, de nouvelles expériences ont été réalisées auprès de l'installation GUINEVERE dans le cadre du WP5 de MYRTE.

1.6.2 Le WP5 de MYRTE

Entre 2015 et 2019, le projet H2020 MYRTE¹⁶ a poursuivi les études en soutien aux ADS dans les thématiques identifiées comme les plus cruciales lors des programmes précédents. Dans le Work Package 5 de ce projet étaient prévues de nouvelles expériences visant à mieux représenter les dernières évolutions du design de MYRRHA. En plus des modifications apportées dans FREYA, des barreaux de bismuth ont été introduits dans les assemblages combustibles, et d'autres assemblages spéciaux en acier ont été insérés dans le cœur de VENUS-F. La configuration sous-critique étudiée dans MYRTE, baptisée SC11, est également étudiée dans ce travail de thèse et sera présentée dans le chapitre 3.

Enfin, les positions utilisées pour les chambres à ^{238}U ont été diversifiées et incluent des mesures en plusieurs points du réflecteur interne, plus représentatifs des positions des détecteurs prévues dans MYRRHA. L'étude de la mesure de réactivité avec des chambres ^{238}U est d'autant plus importante que des chambres à seuil en régime impulsif sont prévues pour la surveillance de la réactivité dans les designs actuels de MYRRHA.

Les résultats de mesures en interruptions de faisceau furent très encourageants. Tout comme dans FREYA, les chambres à ^{235}U ont donné des résultats en légère surestimation

16. pour MYRRHA Research and Transmutation Endeavour

dans le réflecteur interne, tandis que les chambres à ^{238}U ont donné des résultats compatibles avec les valeurs de références. Tout comme dans FREYA, des facteurs de correction ont pu être calculés avec succès à partir de codes de transport Monte-Carlo.

1.6.3 Le programme MYRACL

Les expériences du WP5 de MYRTE ont permis d'étudier une configuration de VENUS-F plus représentative de MYRRHA (ajout de bismuth dans la composition des assemblages combustibles, insertion de davantage de graphite dans le réflecteur interne, utilisation de chambres à fission à dépôt d' ^{238}U dans le réflecteur interne). Cependant, ces expériences ont sondé une plage en réactivité très limitée (entre $\simeq -6\%$ et $\simeq -5\%$) et n'ont pas permis d'étudier la mesure de la réactivité en phase de démarrage d'un ADS. Dans cette phase, le réacteur est rendu très sous-critique par l'insertion de barres absorbantes et le cycle utile de l'accélérateur fournissant la source de neutrons est fortement réduit afin de maintenir une très faible puissance réacteur. Le programme MYRACL (pour MYRRha ACceLerator) est né de la collaboration du SCK-CEN et du CNRS pour étudier la mesure de la réactivité dans cette phase particulière de la vie d'un ADS.

Les expériences MYRACL et leur analyse constituent la majeure partie de ce travail de thèse. Avant de présenter en détail l'installation GUINEVERE et les expériences réalisées, il nous faut discuter en détail les méthodes de mesure de la réactivité qui peuvent être utilisées dans un ADS.

Chapitre 2

Mesure de la réactivité d'un réacteur sous-critique

2.1 Équation de transport des neutrons dans un réacteur nucléaire.

L'équation de Boltzmann décrit le comportement de la population neutronique en faisant le bilan des processus physiques dans lesquels ils sont impliqués. Quantifier ces processus est donc primordial pour une description correcte du comportement d'un système neutronique. Si les méthodes de mesure et d'évaluation des données nucléaires sortent du cadre de cette thèse, on fournira ici une brève description de l'intégration des phénomènes en jeu dans l'équation de transport.

Les neutrons peuvent être considérés comme des particules ponctuelles dans la gamme d'énergie observée [25]. Ainsi, on peut caractériser un neutron à partir des variables suivantes : la position \mathbf{r} , l'énergie E , la direction $\mathbf{\Omega}$ et le temps t .

Alors le nombre de neutrons d'énergie E à dE près, se déplaçant dans une direction $\mathbf{\Omega}$ à $d\mathbf{\Omega}$ près, présents dans un volume infinitésimal $d\mathbf{r}$ à un temps t , vaut :

$$n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)dEd\mathbf{\Omega}d\mathbf{r} \quad (2.1)$$

où $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$ est le nombre de neutrons au point \mathbf{r} et au temps t , par unité de volume, d'énergie et de direction, encore appelé densité neutronique en phase.

Soit un volume V quelconque et de surface A . Les neutrons se déplacent dans le milieu et peuvent donc quitter le volume spatial V ou y pénétrer. Le nombre net de neutrons d'énergie E à dE près et de direction $\mathbf{\Omega}$ à $d\mathbf{\Omega}$ près quittant le volume V par unité de temps s'écrit :

$$\int_A n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)v d\mathbf{S} \cdot \mathbf{\Omega} dEd\mathbf{\Omega} = \int_V v\mathbf{\Omega} \cdot \nabla n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d\mathbf{r} dEd\mathbf{\Omega} \quad (2.2)$$

Ce nombre devient négatif lorsque le nombre de neutrons entrants l'emporte sur celui

des sortants.

Les neutrons peuvent interagir avec les noyaux atomiques du milieu. Si on considère la géométrie du système et les propriétés physiques des différents milieux qui le composent comme indépendants du temps, les sections efficaces macroscopiques sont indépendantes du temps. Si on considère également les milieux isotropes, les sections efficaces sont également indépendantes de la direction de déplacement des neutrons. On peut définir la section efficace macroscopique totale $\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ comme la probabilité par unité de longueur parcourue qu'un neutron subisse une collision. L'inverse de cette grandeur est le libre parcours moyen qui représente la distance moyenne parcourue par un neutron entre deux collisions. Toute collision neutron-noyau menant à la modification de l'énergie et/ou de la direction du neutron, le nombre de neutrons d'énergie E à dE près et de direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près qui disparaissent par unité de temps du volume V à cause de ces modifications vaut :

$$\int_V \Sigma_t(\mathbf{r}, E) n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) v dE d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{r} \quad (2.3)$$

À l'inverse, des neutrons d'énergie E' à dE' près et de direction $\boldsymbol{\Omega}'$ à $d\boldsymbol{\Omega}'$ près peuvent acquérir par diffusion l'énergie E à dE près et la direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près. Leur nombre, dans le volume V , par unité de temps, vaut :

$$\int_V dV \int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' dE d\boldsymbol{\Omega} \quad (2.4)$$

où $\Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega})$ est la section efficace macroscopique de transfert pour un neutron d'énergie E' et de direction $\boldsymbol{\Omega}'$ vers l'énergie E et la direction $\boldsymbol{\Omega}$.

De plus, des neutrons d'énergie E à dE près et de direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près peuvent être produits par fission ou par une source émettant S_{ext} neutrons par unité de temps, de volume, d'énergie et de direction. Leur nombre, dans le volume V , par unité de temps, vaut :

$$\int_V d\mathbf{r} \left(\int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' \right) \chi(E) \frac{1}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega} + \int_V d\mathbf{r} S_{ext}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) dE d\boldsymbol{\Omega} \quad (2.5)$$

où $\chi(E)$ est le spectre énergétique d'émission des neutrons de fission, ν le nombre moyen de neutrons émis par fission et Σ_f est la section efficace macroscopique de fission. La variation au cours du temps du nombre de neutrons d'énergie E à dE près et de direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près dans le volume V s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \int_V n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega} &= - \int_V v \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega} \\
&- \int_V \Sigma_t(\mathbf{r}, E) n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) v d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega} \\
&+ \int_V d\mathbf{r} \int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' dE' d\boldsymbol{\Omega}' \\
&+ \int_V d\mathbf{r} \left(\int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' \right) \chi(E) \frac{1}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega} \\
&+ \int_V S_{ext}(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega}
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Cependant, si l'on doit distinguer émissions de neutron promptes et retardées, la fission produit en réalité au temps t un nombre moindre de neutrons :

$$\int_V d\mathbf{r} \left(\int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' \right) \chi_p(E) \frac{1}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega} \tag{2.7}$$

où β est la fraction de neutrons de fission à être émis de manière retardée, et χ_p le spectre énergétique d'émission des neutron prompts. Par contre, la production de neutrons prompts s'accompagne de la production de fragments de fission précurseurs de neutrons retardés en quantité :

$$\int_V d\mathbf{r} \left(\int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} \nu(E') \beta \Sigma_f(\mathbf{r}, E') n(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) v' \right) \chi_d(E) \frac{1}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega} \tag{2.8}$$

De nombreux fragments de fission émettent des neutrons retardés, ainsi, en pratique, on regroupe en J "groupes de précurseurs" ceux dont les constantes de désintégration sont proches [35]. À chaque groupe j de précurseurs sont associées une fraction de neutron retardés β_j , avec $\sum_j \beta_j = \beta$, un spectre $\chi_{d,j}$ et une constante de désintégration λ_j . La variation de la concentration $C_j(\mathbf{r}, t)$ de chaque groupe de précurseur dans le volume V par unité de temps est donnée par le bilan des productions par fission et des disparitions par décroissance :

$$\int_V \frac{\partial C_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} d\mathbf{r} = \int_V d\mathbf{r} \left[\int_0^{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' \frac{1}{4\pi} - \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) \right] \tag{2.9}$$

Tandis que la production à l'instant t des neutrons retardés d'énergie E à dE près et de direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près dans le volume V est donnée par le nombre de désintégrations de précurseurs :

$$\int_V \sum_{j=1}^J \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (2.10)$$

où χ_j est le spectre énergétique d'émission des neutrons retardés du groupe j de pré-curseurs.

Finalement, en introduisant le flux neutronique en phase $\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = v.n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$, on aboutit aux équations de transport de Boltzmann [8] qui décrivent l'évolution au cours du temps de la population neutronique et de la concentration des précurseurs dans le réacteur :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = -\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \\ \quad + \int_0^{4\pi} d\mathbf{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \\ \quad + \left(\int_0^{4\pi} d\mathbf{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' (1 - \beta) \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \right) \frac{\chi_p(E)}{4\pi} \\ \quad + S_{ext}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) + \sum_{j=1}^J \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \lambda_j C_j(t) \\ \frac{\partial C_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \nu(E') \beta_j \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \chi_{d,j}(E') dE' \frac{d\mathbf{\Omega}'}{4\pi} - \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) \end{array} \right. \quad (2.11)$$

On peut simplifier la notation de ces équations en définissant les opérateurs linéaires suivants :

- l'opérateur de migration \hat{M} regroupe les termes de fuite, de diffusion par collision et d'interaction totale :

$$\begin{aligned} \hat{M}\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) &= \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \\ &\quad - \int_0^{4\pi} d\mathbf{\Omega}' \int_{E'=0}^{\infty} dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \end{aligned} \quad (2.12)$$

- l'opérateur de fission prompt \hat{F}_p :

$$\hat{F}_p \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \frac{\chi(E)}{4\pi} dE' d\mathbf{\Omega}' \quad (2.13)$$

- l'opérateur de fission retardée \hat{F}_{dj} :

$$\hat{F}_{dj} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) \chi_{d,j}(E') dE' \frac{d\mathbf{\Omega}'}{4\pi} \quad (2.14)$$

ce qui nous permet d'aboutir à la formulation suivante des équations de Boltzmann :

$$\begin{cases} \frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)}{\partial t} = & -\hat{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \hat{F}_p\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ & + \sum_{j=1}^J \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) + S_{ext}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} = & \hat{F}_{dj}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) \end{cases} \quad (2.15)$$

2.1.1 Équation en λ -modes

La formulation en λ -modes est largement utilisée pour caractériser la criticité de systèmes neutroniques multiplicateurs comme les réacteurs nucléaires. Si l'on considère que la population neutronique d'un tel système est stable en l'absence de source externe de neutrons, (régime stationnaire), alors l'équation (2.15) devient :

$$\hat{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \hat{F}_p\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \sum_{j=1}^J \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \lambda_j C_j(\mathbf{r}) \quad (2.16)$$

puis, en définissant \hat{F} l'opérateur de fission total qui décrit à la fois les productions promptes et retardées de neutrons par fission :

$$\hat{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \hat{F}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.17)$$

En général, cet équilibre entre production et disparition de neutrons n'est jamais rigoureusement assuré et la seule solution de l'équation 2.17 est $\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = 0$. Afin d'obtenir des solutions non triviales, on introduit une constante réelle λ permettant d'assurer artificiellement l'équilibre entre perte et production neutronique :

$$\hat{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \lambda \hat{F}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.18)$$

Ce problème stationnaire et homogène possède un ensemble de solutions de valeurs propres λ_i réelles positives associées aux vecteurs propres $\phi_{\lambda_i}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$. La valeur propre λ_0 , la plus proche de 0, est dite fondamentale et est associée au flux fondamental réel et positif ϕ_{λ_0} , et le facteur de multiplication effectif vaut $k_{eff} = 1/\lambda_0$.

Les valeurs λ_0 , k_{eff} et ρ permettent de caractériser la criticité du système :

- pour $\lambda_0 < 1$ et $k_{eff} > 1$, la production de neutrons l'emporte sur leur disparition, le système est dit sur-critique ;
- pour $\lambda_0 = 1$ et $k_{eff} = 1$, la production et disparition de neutrons se compensent exactement, le système est dit critique ;
- pour $\lambda_0 > 1$ et $k_{eff} < 1$, la disparition de neutrons l'emporte sur leur production, le système est dit sous-critique.

Pour chaque opérateur \hat{O} , on peut définir son adjoint \hat{O}^\dagger tel que :

$$\langle \phi^\dagger, \hat{O}\phi \rangle = \langle \phi, \hat{O}^\dagger\phi^\dagger \rangle \quad \forall \phi, \phi^\dagger \quad (2.19)$$

où ϕ^\dagger représente le flux adjoint, aussi appelé importance neutronique, solution de l'équation de transport adjointe associée à l'équation de transport (2.15) [12], et où la notation \langle, \rangle décrit l'intégration sur tout le domaine spatial, angulaire et énergétique.

L'équation stationnaire adjointe admet aussi comme valeurs propres toutes les valeurs propres de l'équation stationnaire directe (2.18) :

$$\hat{M}^\dagger \phi^\dagger = \lambda \hat{F}^\dagger \phi^\dagger \quad (2.20)$$

En multipliant cette équation par le vecteur propre fondamental $\phi_{\lambda 0}$ solution de l'équation (2.18), et en utilisant la définition des opérateurs adjoints (2.19), puis la relation entre k_{eff} et réactivité, on obtient une nouvelle formulation de la réactivité :

$$\rho = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, (\hat{F} - \hat{M}) \phi_{\lambda 0} \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F} \phi_{\lambda 0} \rangle} \quad (2.21)$$

Pour un ADS il peut être intéressant de faire apparaître la source externe dans l'expression de la réactivité. Ainsi, pour un réacteur sous-critique alimenté par une source externe constante, le flux est stationnaire et l'équation (2.15) devient :

$$\hat{M} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \hat{F} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + S_{\text{ext}}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.22)$$

En combinant l'équation (2.21) avec l'équation (2.22), la réactivité s'écrit en fonction de S_{ext} :

$$\rho = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, S_{\text{ext}} \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F} \phi_{\lambda 0} \rangle} \quad (2.23)$$

2.1.2 Équation en α -modes

On peut également aboutir d'une autre manière à un problème stationnaire et homogène si l'on considère que la dépendance temporelle du flux est séparable des dépendances spatiale, énergétique et angulaire. En supposant que le flux en phase puisse se décomposer en :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{\alpha t} \quad (2.24)$$

En introduisant l'expression (2.24) dans l'équation (2.15), et en supposant à ce stade, pour simplifier l'expression, qu'il n'y a pas de neutrons retardés :

$$\hat{F} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \left(\hat{M} + \frac{\alpha}{\nu} \right) \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.25)$$

Le terme $\frac{\alpha}{\nu}$ supplémentaire par rapport à l'équation (2.17) permet d'équilibrer production et disparition de neutrons tout comme dans l'équation en λ -modes. Les solutions de

l'équation (2.25) forment un ensemble de valeurs propres α_i associées aux vecteurs propres ϕ_{α_i} . La valeur propre α_0 ainsi que son vecteur propre associé ϕ_{α_0} déterminent le comportement asymptotique du réacteur :

- si $\alpha_0 < 0$, alors le terme $\frac{\alpha}{v}\phi_{\alpha_0}$ apparaît comme un taux de production supplémentaire de neutrons permettant d'équilibrer artificiellement l'équation et la rendre stationnaire. Autrement dit, en réalité, le système est sous-critique et la population neutronique finit par décroître comme $e^{\alpha_0 t}$.
- si $\alpha_0 > 0$, alors le terme $\frac{\alpha}{v}\phi_{\alpha_0}$ apparaît comme un taux d'absorption supplémentaire rendant l'équation stationnaire. Le réacteur est donc en réalité surcritique et sa population neutronique finit par augmenter comme $e^{\alpha_0 t}$.
- si $\alpha_0 = 0$, l'équation est stationnaire sans avoir besoin d'insérer une production/absorption artificielle. Le système est critique.

Dans le cas avec neutrons retardés, on procède de même avec la concentration en précurseurs en posant :

$$C_j(\mathbf{r}, t) = C_j(\mathbf{r})e^{\alpha t} \quad (2.26)$$

Le système d'équations (2.15), en l'absence de source externe de neutrons, se réduit à :

$$\begin{cases} \left(\hat{F}_p - \hat{M} \right) \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \sum_j \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_{j\alpha}(\mathbf{r}) = \frac{\alpha}{v} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \hat{F}_{dj} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) - \lambda_j C_{j\alpha}(\mathbf{r}) = \alpha C_{j\alpha}(\mathbf{r}) \quad j = 1 \dots J \end{cases} \quad (2.27)$$

2.1.3 La Cinétique Point

L'équation de boltzmann dépendante du temps (2.15) est très difficile à résoudre, même numériquement, dans un système aussi complexe qu'un réacteur nucléaire. Une manière populaire d'aborder le problème est d'utiliser les équations de la cinétique point. Pour obtenir ces dernières à partir des équations (2.15), on factorise le flux neutronique en phase entre un facteur d'amplitude dépendant uniquement du temps et un facteur de forme dépendant de la position, de la direction, de l'énergie et du temps [61].

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = n(t)\psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \quad (2.28)$$

Pour rendre cette décomposition unique, et faire porter l'essentiel de la dépendance temporelle à l'amplitude $n(t)$, on impose :

$$\left\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}), \frac{1}{v}\psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \right\rangle = K \quad (2.29)$$

avec K une constante indépendante du temps, et $\phi_{\lambda_0}^\dagger$ le flux fondamental adjoint.

L'injection de la relation (2.28) dans le système d'équation (2.15), suivie de la multiplication par le flux adjoint puis intégration sur tout l'espace des phases, conduit à un système d'équations différentielles régissant l'amplitude $n(t)$, c'est la cinétique point exacte :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}n(t) = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}(t)}{\Lambda_{\text{eff}}(t)}n(t) + \sum_j^J \lambda_j c_j(t) + s(t) \\ \frac{d}{dt}c_j(t) = -\lambda_j c_j(t) + \frac{\beta_{j\text{eff}}(t)}{\Lambda_{\text{eff}}(t)}n(t) \end{cases} \quad (2.30)$$

Le système différentiel obtenu est plus simple que celui de l'équation (2.15), mais malheureusement les paramètres cinétiques β_{eff} et Λ_{eff} dépendent du temps, ce qui rend son utilisation difficile. C'est pourquoi très souvent, on fait l'approximation que la fonction de forme $\psi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \simeq \psi_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ est indépendante du temps. Les paramètres cinétiques perdent alors leur dépendance en temps mais la cinétique point n'est plus exacte. En omettant les variables \mathbf{r} , E et $\mathbf{\Omega}$:

- la réactivité vaut $\rho = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, (\hat{F} - \hat{M})\psi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F}\phi_0 \rangle}$
- le temps moyen intergénérationnel $\Lambda_{\text{eff}} = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \frac{1}{v}\psi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F}\phi_0 \rangle}$
- la concentration en précurseurs du groupe j $c_j(t) = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \frac{\lambda_j}{4\pi}C_j \rangle}{\Lambda_{\text{eff}} \langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F}\phi_0 \rangle}$
- l'intensité effective de la source externe de neutrons $s(t) = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, S_{\text{ext}} \rangle}{\Lambda_{\text{eff}} \langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F}\phi_0 \rangle}$
- la fraction effective de neutrons retardés du groupe de précurseurs j $\beta_{j\text{eff}} = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \frac{\lambda_j}{4\pi}\hat{F}_{dj}\psi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \hat{F}\phi_0 \rangle}$
- la fraction effective totale de neutrons retardés $\beta_{\text{eff}} = \sum_j^J \beta_{j\text{eff}}$

Les neutrons retardés, issus de la désexcitation des précurseurs produits par la décroissance β de certains fragments de fissions, ont un spectre en énergie d'émission différent de celui des neutrons prompts. Comme l'énergie des neutrons retardés est en moyenne plus faible, ils interagissent davantage que les neutrons prompts dans le réacteur, ce qui augmente leur poids dans la production de nouvelles fissions dans le réacteur. La fraction effective de neutrons retardés β_{eff} , différente de la fraction de neutrons retardée β est alors utilisée pour tenir compte de cette différence.

2.2 Méthodes de mesure de la réactivité d'un réacteur sous critique

Il existe de nombreuses méthodes de mesure de la réactivité d'un réacteur sous-critique. Toutes ces méthodes se basent sur l'observation de grandeurs expérimentales, comme les taux de comptage de détecteurs placés dans le réacteur. Certaines de ces méthodes sont dites relatives, car elles sont basées sur la connaissance d'un état dont on connaît la réactivité pour y comparer un autre état inconnu. D'autres méthodes sont dites absolues car

elles permettent une mesure directe de la réactivité du système.

2.2.1 La méthode MSM

La méthode MSM (pour Multiplication de Source Modifiée) est une méthode relative de mesure de la réactivité, couramment employée pour déterminer la réactivité de systèmes sous-critiques [16]. Son principe repose sur la comparaison des taux de comptage d'un ou plusieurs détecteurs entre une configuration sous-critique dont la valeur de réactivité est inconnue et une configuration de "référence", souvent très légèrement sous-critique et dont la réactivité est en revanche bien connue (par exemple, parce que cette configuration est issue d'une configuration critique par la chute d'une barre de faible anti-réactivité). Ces taux de comptage sont obtenus par l'introduction d'une source de neutrons dont l'intensité doit être adaptée à l'efficacité des détecteurs.

Comme on l'a vu à la section 2.1.1, on peut écrire la réactivité ρ en fonction de l'intensité S de la source externe de neutrons :

$$\rho = -\frac{\langle \phi^\dagger, S_{ext} \rangle}{\langle \phi^\dagger, \hat{F}\phi \rangle} = -\frac{S_{eff}}{\langle \phi^\dagger, \hat{F}\phi \rangle} \quad (2.31)$$

où l'on a fait apparaître la source effective S_{eff} . Si de plus on introduit la section efficace macroscopique de détection Σ_d du détecteur, on peut faire apparaître l'efficacité ϵ du détecteur et son taux de comptage $R = \langle \Sigma_d, \phi \rangle$:

$$\rho = -\frac{S_{eff}}{\langle \phi^\dagger, \hat{F}\phi \rangle} = -S_{eff} \frac{\langle \Sigma_d, \phi \rangle}{\langle \phi^\dagger, \hat{F}\phi \rangle} \frac{1}{\langle \Sigma_d, \phi \rangle} = -S_{eff} \times \epsilon \times \frac{1}{R} \quad (2.32)$$

Les indices 0 et 1 se rapportant respectivement à la configuration de référence et à la configuration dont on cherche à estimer la réactivité, il vient :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{S_{eff,1}\epsilon_1}{S_{eff,0}\epsilon_0} \times \frac{R_0}{R_1} = f_{MSM} \times \frac{R_0}{R_1} \quad (2.33)$$

Le facteur MSM f_{MSM} peut être calculé avec un code de transport :

$$f_{MSM} = \frac{S_{eff,1}\epsilon_1}{S_{eff,0}\epsilon_0} = \frac{\rho_{modèle,0}R_{modèle,0}}{\rho_{modèle,1}R_{modèle,0}} \quad (2.34)$$

avec $R_{modèle,0}$ et $R_{modèle,1}$ les taux de comptage simulés obtenus pour les modélisations des configurations 0 et 1 respectivement, et $\rho_{modèle,0}$ $\rho_{modèle,1}$ les réactivités respectives de ces modélisations.

Finalement, la réactivité de la configuration 1 peut être estimée à partir de celle de la configuration 0 :

$$\rho_0 = \rho_1 \times f_{MSM} \times \frac{R_0}{R_1} \quad (2.35)$$

La méthode MSM est une méthode éprouvée, mais inapplicable dans un futur ADS de

puissance pour lequel il n'est pas prévu de configuration légèrement sous-critique pouvant servir de référence. Elle a en revanche été utilisée avec succès dans le cadre du projet FREYA [20] pour fournir des mesures de référence de la réactivité des différentes configurations étudiées afin de les comparer aux résultats obtenus avec des interruptions de faisceau. Cette méthode est également employée dans le programme MYRACL comme méthode de mesure de référence.

2.2.2 La méthode courant-flux

Pour mesurer la réactivité d'un réacteur sous-critique piloté par accélérateur, il est également possible d'utiliser la relation de proportionnalité, décrite équation (1.8), entre la réactivité et le rapport de l'intensité de la source de neutron S (liée au courant de l'accélérateur de la source), sur la puissance du réacteur P (et donc du flux de neutrons ϕ), que l'on rappelle ici :

$$\rho = K \frac{S_{ext}}{P_{th}} = C \frac{S_{ext}}{\phi} \quad (2.36)$$

Si la constante C peut être difficile à déterminer, la mesure de l'évolution de ce rapport permet néanmoins de monitorer l'évolution de la réactivité. L'application de cette méthode à la mesure de la réactivité d'un ADS a été étudiée dans le cadre du projet FREYA [55]. Dans la pratique, cependant, la constante de proportionnalité C risque d'évoluer au cours du temps compte tenu de l'évolution des paramètres du réacteur ou de la source. Cette méthode convient donc à la mesure de l'évolution de la réactivité lorsque alliée à une calibration régulière par une mesure absolue et indépendante de la réactivité [57] et sera ainsi utilisée pour le monitoring de la réactivité de MYRRHA [7].

2.2.3 La méthode des aires (ou méthode de Sjöstrand)

Lorsque l'on dispose d'une source externe de neutrons pilotable capable de générer des pulses de neutrons, il est possible d'estimer la réactivité du réacteur sous-critique à partir de la mesure de l'évolution de la population neutronique au cours du temps [70].

Dans le cas idéal où :

- l'on peut se placer dans le cadre de la cinétique point, et, pour simplifier, utiliser un seul groupe de neutrons retardés de fraction effective de neutrons retardés β_{eff} et de constante radioactive λ ;
- la source de neutrons peut être assimilée à une série de n impulsions de Dirac de période $T \ll \lambda$;
- le nombre n d'impulsions est suffisant pour garantir l'équilibre des précurseurs ;

le système d'équations différentielles (2.30) se résout facilement à l'aide de la transformation de Laplace [20] et l'évolution de la population neutronique $n(t)$ après le dernier pulse de neutrons, s'écrit :

$$n(t) \propto \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) + \frac{\Lambda_{\text{eff}} \beta_{\text{eff}}}{(\rho - \beta_{\text{eff}}) \rho T} \exp\left(\frac{\lambda \rho}{\beta_{\text{eff}} - \rho} (t - T)\right) \quad (2.37)$$

avec t le temps écoulé depuis le dernier pulse.

La premier terme en $\exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right)$ décrit la décroissance prompte, très rapide, de la population neutronique immédiatement après le pulse. Il est lié à la multiplication prompte dans le système des neutrons du pulse. Sur la figure 2.1, cette décroissance est la part de la courbe au dessus de l'aire rouge, appelée aire prompte (A_p).

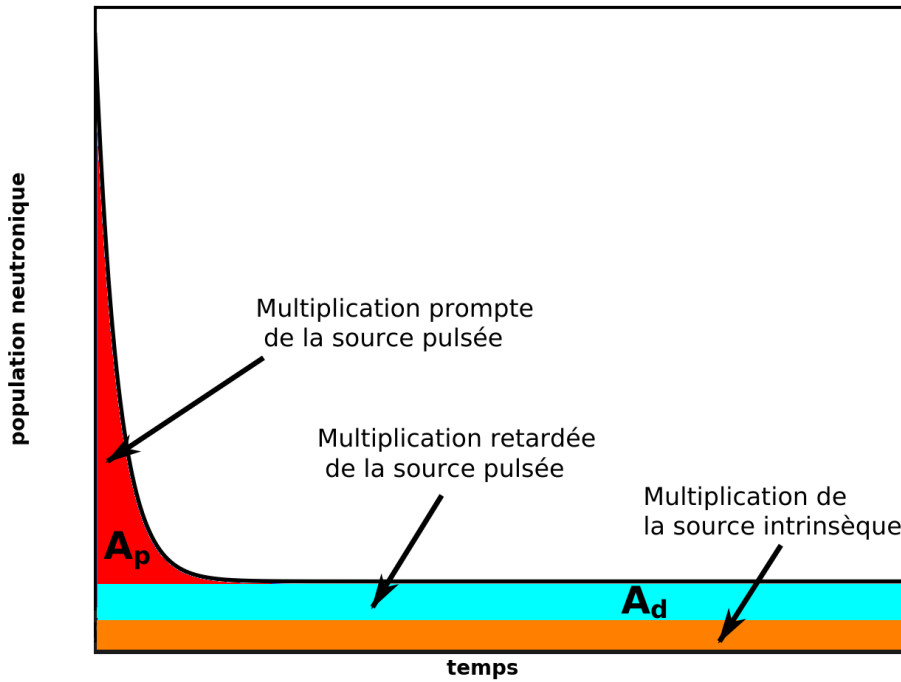


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de l'évolution du taux de comptage après une série d'impulsion de Dirac périodiques dans un système sous-critique

Le second terme décrit quant à lui la décroissance liée à la multiplication retardée des neutrons de la source pulsée. Elle est beaucoup plus lente que la première, au point que la population neutronique puisse sembler constante sur de courtes échelles de temps comme c'est le cas sur la figure 2.1. On parle alors de "plateau retardé", qui comprend la composante liée à la source pulsée ou aire retardée (A_d) en bleu foncé sur la figure. La méthode des aires ou méthode de Sjöstrand [70] se base sur la mesure des aires A_d et A_p lors d'expériences de source pulsée (ou PNS) pour déterminer la réactivité du système. En effet, en intégrant chacun des termes de l'équation (2.37) :

$$A_p = \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \text{ et } A_d = \frac{\beta_{\text{eff}} \Lambda_{\text{eff}}}{\rho(\rho - \beta_{\text{eff}})} \quad (2.38)$$

et la réactivité peut être estimée expérimentalement à partir du rapport $\frac{A_p}{A_d}$:

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = -\frac{A_p}{A_d} = 1 - \frac{A_{\text{tot}}}{A_d} \quad (2.39)$$

avec l'aire totale $A_{\text{tot}} = A_p + A_d$. Cependant, on observe parfois, en plus de la décroissance décrite par la formule (2.37), une contribution constante, due par exemple à la multiplication de neutrons provenant de la radioactivité intrinsèque du combustible, représentée en orange sur la figure 2.1, et qui donne un nombre de coups A_{int} dans le détecteur.

En pratique, on mesure l'aire totale A_{tot} en intégrant le total des coups mesurés durant la période T tandis que l'on mesure $A_d + A_{\text{int}}$ à partir du niveau atteint en fin de période. Lorsque la contribution A_{int} de la multiplication de la source intrinsèque n'est pas négligeable devant l'aire A_d , il est nécessaire de mesurer l'aire A_{int} expérimentalement avant l'injection de pulses de neutrons pour pouvoir ensuite soustraire A_{int} des mesures d' A_{tot} et A_d .

Cette méthode a été étudiée dans plusieurs programmes expérimentaux auprès des installations MASURCA [6, 71], YALINA [62], KUCA [65], et GUINEVERE [54, 11]. Cependant, si la nécessité du fonctionnement par pulse de cette méthode rend impossible son application à la mesure de la réactivité d'un ADS (en source continue), elle reste en revanche envisageable lors du démarrage d'un ADS, voire lors du chargement d'un réacteur comme étudié dans le programme SALMON, décrit au chapitre 6.

2.2.4 La méthode d'arrêt faisceau

La méthode d'arrêt faisceau (ou SJI pour *Source Jerk Integral* en anglais) peut être utilisée pour déduire la réactivité du système dans le cas où une source de neutron continue est brusquement et longuement interrompue. Partons d'un réacteur sous-critique de réactivité ρ , de fraction effective de neutrons retardés β_{eff} et de temps de génération effectif Λ_{eff} . En résolvant l'équation (2.30) avec un seul groupe de précurseur, pour une source d'intensité constante sur quelques dizaines de minutes avant son interruption, il est possible d'obtenir l'évolution de la population neutronique à partir de l'interruption ($t = 0$) :

$$n(t) \simeq \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left[\exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) - \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(t + t_{\text{on}})\right) - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(\exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} t\right) - \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} t\right) \right) \right] \quad (2.40)$$

Le taux de comptage moyen des détecteurs lorsque la source externe de neutrons est active est comparé à l'intégrale des taux de comptage $n(t)$ après l'interruption de la source [37]. Il est alors possible de déduire la réactivité ρ_{s} [34] :

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \rho_{\text{s}} = -\frac{1}{\lambda} \times \frac{n(0)}{\int_{t=0}^{\infty} n(t) dt} \quad (2.41)$$

l'emploi de cette méthode nécessite néanmoins le calcul par un code de transport de la constante de décroissance λ du groupe de précurseur¹. De plus, la nécessité de l'arrêt complet du faisceau rend cette méthode inapplicable à une mesure de la réactivité pendant le fonctionnement nominal de l'ADS.

2.2.5 La méthode d'interruption périodique du faisceau

L'utilisation d'interruptions périodiques du faisceau est une méthode proposée pour la mesure en ligne et absolue de réactivité d'un ADS. Contrairement au cas précédent, la source de neutrons n'est plus continue puis brusquement et longuement interrompue, mais brièvement et périodiquement interrompue.

La validité de cette méthode est sujette à plusieurs conditions :

- la cinétique point est valide ;
- le nombre d'interruptions n_{BT} , le temps séparant deux interruptions T et le temps de faisceau entre deux interruptions t_{on} satisfont les conditions notées dans le tableau 2.1 [20, 47].

Condition générale	Application à la configuration SC11 de VENUS-F
$T \gg \frac{-\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}}$	$T \gg 0.038$ (ms)
$t_{on} \gg \frac{-\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}}$	$t_{on} \gg 0.038$ (ms)
$\forall i \quad T \ll \frac{1}{\lambda_i}$	$T \ll 281$ (ms)
$\forall i \quad n_{BT} \gg \frac{1}{\lambda_i T}$	$n_{BT} \gg 80200/T$ (ms)

TABLE 2.1 – Conditions d'applicabilité de la formule (2.45) pour mesurer la réactivité lors d'interruptions périodiques de faisceau. Avec i le numéro de groupe de précurseurs. Les conditions appliquées à la configuration SC11 de VENUS-F sont également répertoriées.

Si toutes ces conditions sont remplies, alors pour un groupe de précurseurs et en plaçant l'origine des temps $t = 0$ lors de la dernière interruption de source, on obtient l'évolution temporelle de la population neutronique $n(t)$ pendant toute la durée de cette interruption :

$$n(t) \simeq \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left[\exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho}\right) \left(\frac{t_{on}}{T}\right) \exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta_{\text{eff}} - \rho}(t - T)\right) \right] \quad (2.42)$$

1. Dans le cadre d'un calcul à plusieurs groupes de précurseur, il est nécessaire de calculer les fractions effectives de neutrons retardés $\beta_{i,\text{eff}}$ et les constantes de décroissance λ_i de chaque groupe de précurseur

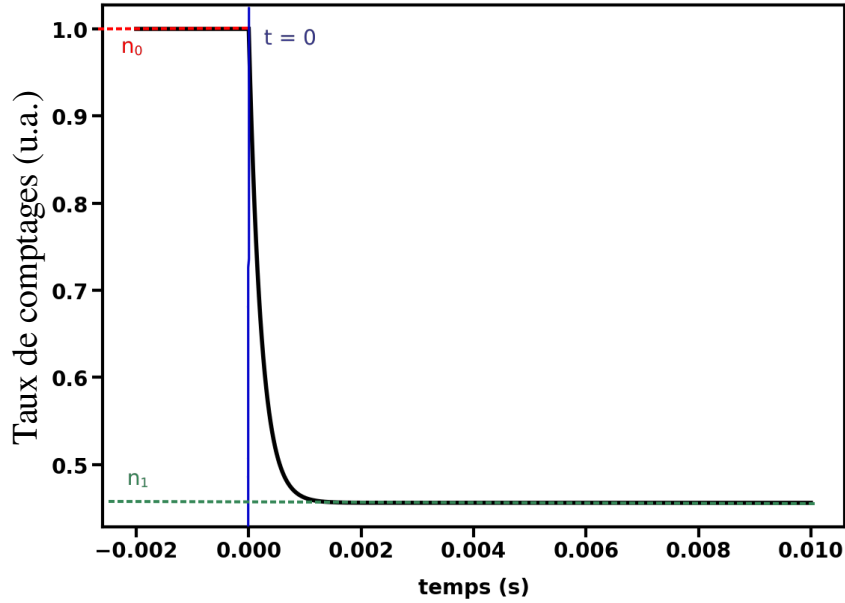


FIGURE 2.2 – Représentation de l'évolution de la population neutronique lors d'une interruption de faisceau, dans le cadre de la cinétique pointm après un grand nombre d'interruptions de 98 ms toutes les 100 ms.

La première partie de l'équation décrit la décroissance prompte de la population neutronique lors de l'interruption de la source externe, représentée sur la figure 2.2, tandis que la seconde décrit une décroissance plus lente du flux de neutrons en partie liée aux fissions générées par les neutrons retardés. Dans le cadre décrit par les conditions du tableau 2.1, on peut négliger le terme de décroissance lente à l'échelle de la période T , et simplifier les formulations du niveau n_0 avant interruption et n_1 après la décroissance prompte, représentés sur la figure 2.2, et obtenir :

$$n_0 = n(t = 0) \simeq \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left[1 - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \right) \left(\frac{t_{\text{on}}}{T} \right) \right] \quad (2.43)$$

$$n_1 = n(t = T) \simeq \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left[- \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \right) \left(\frac{t_{\text{on}}}{T} \right) \right] \quad (2.44)$$

en découle alors :

$$\rho_{\text{s}} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \simeq \left(\frac{t_{\text{on}}}{T} \right) \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1} \right) \quad (2.45)$$

Il est donc possible de remonter à la réactivité d'un système sous-critique en mesurant les taux de comptage de détecteurs avant chaque interruption et après la décroissance prompte suivant immédiatement chaque interruption, soit les niveaux n_0 et n_1 . Le but du programme MYRACL fut donc de tester la validité de la relation (2.45) dans des conditions représentatives des phases de démarrage et nominales de MYRRHA à la fois du point de vue

des caractéristiques temporelles de la source GENEPI-3C (voir section 3.2.1), du type de dépôt utilisé dans les chambres employées pour la mesure et des configurations de VENUS-F représentatives de ces phases (ces configurations seront présentées section 3.3.3).

2.3 Effets spatiaux

Les expériences de variation de source au cours du temps ne donnent accès à la réactivité que si la cinétique point peut être considérée comme valide, c'est-à-dire que si seule l'amplitude du flux change au cours du temps, alors que sa forme spatiale et énergétique demeure la même.

Dans le cas où un système est proche de la criticité, la multiplication des neutrons est plus susceptible de masquer l'influence des neutrons "source" et la différence de forme de flux avec la solution stationnaire $\phi_{\lambda 0}$ est négligeable. Dans le cas contraire, les neutrons issus des fissions ne peuvent complètement masquer les neutrons issus de la source de neutrons. Alors la présence de celle-ci déforme la forme du flux dans le réacteur. Lorsque la source varie en intensité, l'influence de celle-ci sur la forme du flux varie également. Ainsi cette dernière n'est donc plus indépendante du temps.

Un modèle simple d'une sphère nue, homogène et sous-critique, dont on décrira l'évolution du flux à partir de la théorie de la diffusion à un groupe en énergie et un groupe de précurseur [47], suffit à illustrer ces phénomènes de changement de forme du flux neutronique lors de variations d'une source externe placée au centre de la sphère.

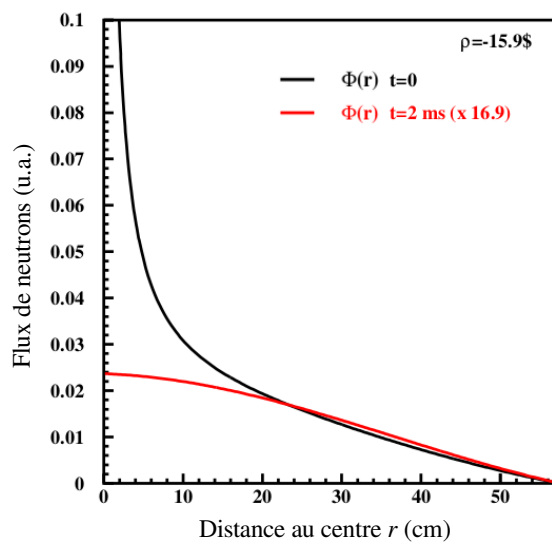


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la forme du flux avant et après l'interruption d'une source ponctuelle et isotrope au centre d'une sphère nue de 58 cm de rayon, homogène et sous-critique ($\rho = -15,9\%$) [47].

La figure 2.3 montre le changement de la forme du flux dans cet ADS simpliste entre

l'état stationnaire source allumée et l'état quasi-stationnaire source interrompue. Il est alors clair que la valeur mesurée du rapport n_0/n_1 va différer en fonction de la position du détecteur, ce qui engendre une dépendance spatiale de la mesure de la réactivité utilisant la formule (2.45) [47].

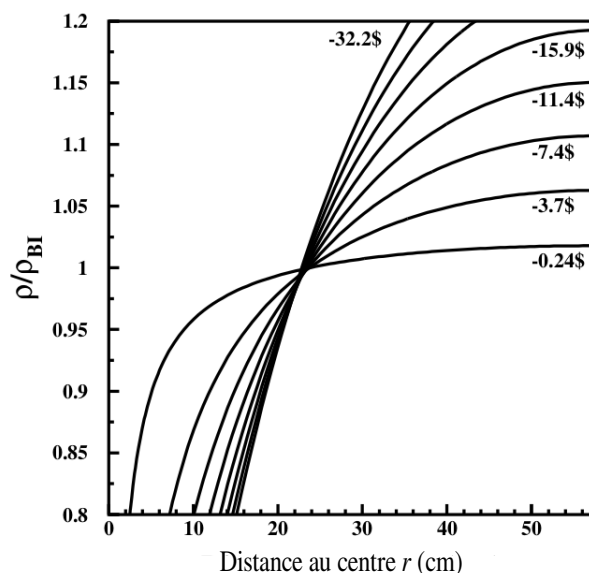


FIGURE 2.4 – Évolution spatiale du rapport de la véritable réactivité ρ d'une sphère nue, homogène et sous-critique sur la mesure de la réactivité par la méthode des interruptions de faisceau ρ_{BI} [47].

La figure 2.4 montre l'évolution en fonction de la position du détecteur de l'écart de la mesure de la réactivité par la formule (2.45) par rapport à la véritable réactivité du modèle et ce pour quelques valeurs de réactivité. Comme attendu, l'amplitude de la déformation de la mesure augmente avec l'écart à la criticité. On observe que l'écart dépend de la position du détecteur. Lorsque celui-ci est proche de la source, la formule (2.45) sous-estime la réactivité, puisque la déformation du flux due à la source augmente la valeur mesurée de n_0 tandis qu'au contraire les détecteurs plus éloignés vont surestimer la réactivité. Cet effet bien connu dans les ADS, a déjà été observé expérimentalement dans des campagnes précédentes auprès de l'installation GUINEVERE [20, 45].

Chapitre 3

Dispositif Expérimental

3.1 L'installation GUINEVERE

L'installation GUINEVERE est un ADS à puissance nulle construit au centre SCK·CEN à Mol en Belgique. Ce dispositif expérimental permet entre autres l'étude de méthodes de mesure en ligne de la réactivité ainsi que l'étude des configurations de cœurs envisagées pour MYRRHA. Ce chapitre décrit le dispositif expérimental en place dans cette installation soit l'accélérateur GENEPI-3C et le réacteur rapide VENUS-F, représentés en trois dimensions sur la figure 3.1, et présente les configurations de VENUS-F étudiées et l'instrumentation utilisée par les expériences MYRACL.

3.2 La source externe de neutrons

3.2.1 L'accélérateur GENEPI-3C

L'accélérateur de deutons GENEPI-3C (GEnérateur de NEutrons Pulsés Intense-3Continu) [10] a été développé au LPSC Grenoble par une collaboration de laboratoires CNRS/IN2P3 (LPSC, LPC-CAEN, IJCLab et IPHC). Son rôle est de fournir un faisceau de deutons accélérés jusqu'à 220 keV et de le guider sur une cible de cuivre comportant un dépôt de titane tritié (TiT), située au cœur du réacteur VENUS-F, fournissant une source de neutrons de $\simeq 14$ MeV par réaction de fusion :



Cependant l'implantation de deutons dans la cible tout au long de l'utilisation de l'accélérateur conduit à l'apparition de deux réactions de fusion supplémentaires :



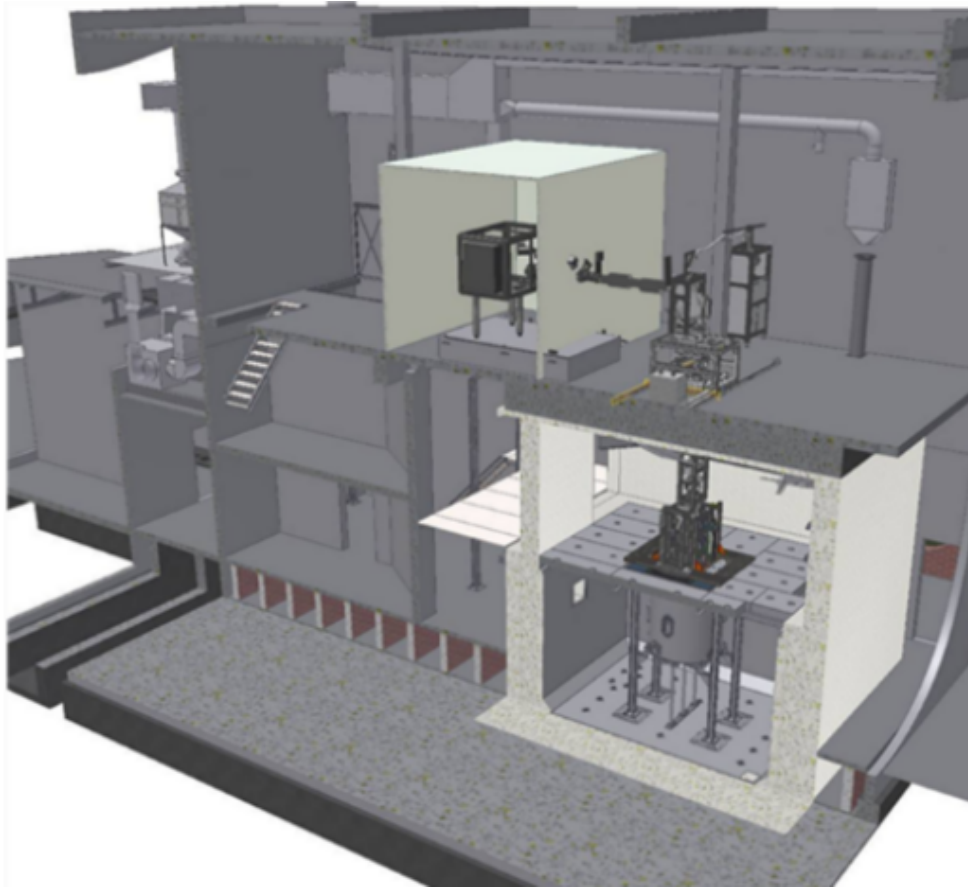


FIGURE 3.1 – L’installation GUINEVERE - le GENEPI-3C situé à l’étage supérieur produit puis accélère des deutons qui sont conduits au cœur du réacteur VENUS-F (illustration fournie par le SCK·CEN).

Les neutrons issus de la réaction (3.2) sont émis avec une énergie cinétique d’environ 2,5 MeV, de même pour les protons de la réaction concurrente (3.3).

Les deutons sont extraits d’une source duoplasmatron [79], par ionisation d’un gaz de deutérium soumis à un flux d’électrons issus d’un filament chauffé, imprégné de nickel (80%), strontium (10%) et baryum (10%). Les ions D^+ ne sont pas les seuls extraits par ce processus, les ions moléculaires D_2^+ et D_3^+ peuvent représenter jusqu’à environ 60% des ions extraits. Les ions d’intérêt D^+ sont sélectionnés par un dipôle magnétique situé au dessus du réacteur qui courbe leur trajectoire à 90° (voir figure 3.2). Pour guider les ions jusqu’à la cible, 12 quadrupôles électrostatiques sont situés de part et d’autres du dipôle magnétique (4 en amont et 8 en aval).

Courant crête (mA)	20
Fréquence des impulsions (Hz)	10 à 5000
Durée du pulse (μ s) (FWHM)	$\simeq 0,7$
Nombre de neutrons émis par pulse (pulse^{-1})	$\simeq 10^6$

TABLE 3.1 – Caractéristiques de l'accélérateur en mode pulsé.

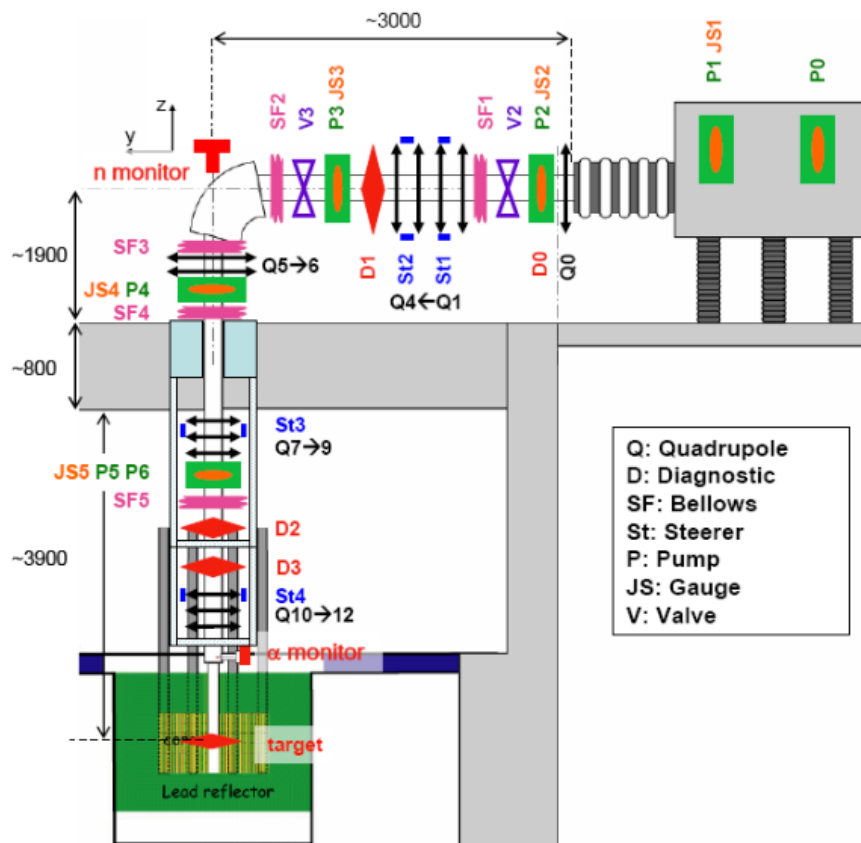


FIGURE 3.2 – Schéma de la ligne de faisceau du GENEPI-3C.

Trois modes temporels sont disponibles pour le GENEPI-3C : un mode pulsé dont il partage les caractéristiques (voir tableau 3.1) avec le premier accélérateur GENEPI utilisé pour le programme expérimental MUSE au CEA (Cadarache, France, 2000-2004) [72], un mode continu et un mode continu avec interruptions périodiques (dont les caractéristiques sont données dans le tableau 3.2).

Courant moyen (μA)	50 à 1000
Fréquence des interruptions faisceau (Hz)	0,1 à 250
Durée d'une interruption faisceau (ms)	0,2 à 98
Temps de transition (on/off) (μs)	1
Diamètre faisceau (mm)	20 à 40
Intensité maximale de la source de neutrons (s^{-1})	5×10^{10}

TABLE 3.2 – Caractéristiques de l'accélérateur en mode continu avec interruption.

3.2.2 Monitoring de la source

Il est impossible de déduire directement l'intensité de la source de neutrons de celle du faisceau de deutons du GENEPI-3C en raison de la variation du taux de tritium dans la cible au cours du temps, mais aussi de la variation de la position du faisceau sur la cible, ce qui conduit à des taux de production de neutrons variables pour une même intensité faisceau. Pour mesurer en ligne l'intensité de la source externe de neutrons, il est par contre possible de détecter les particules chargées émises par les réactions (3.1) et (3.3) (cette dernière étant en compétition avec la réaction (3.2)).

Pour ce faire, le GENEPI-3C est équipé de deux détecteurs silicium (API et PI) situés environ un mètre au-dessus de la cible à un angle de 178° par rapport à la direction du faisceau. Ces deux détecteurs sont recouverts de feuilles d'aluminium d'épaisseurs différentes. L'épaisseur d'aluminium entourant API est suffisamment fine pour que le détecteur reste sensible aux particules α produites par la réaction $D(T, n)^4He$ ainsi qu'aux protons de la réaction $D(d, p)T$ tandis que la feuille d'aluminium de PI est suffisamment épaisse pour arrêter les particules α mais laisser passer les protons. Les spectres obtenus par ces deux détecteurs sont représentés sur la Figure 3.3. À partir du nombre de particules α et de protons détectés et des sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle des réactions (3.1), (3.2) et (3.3), il est possible de remonter au nombre absolu de neutrons émis par la source par seconde [15].

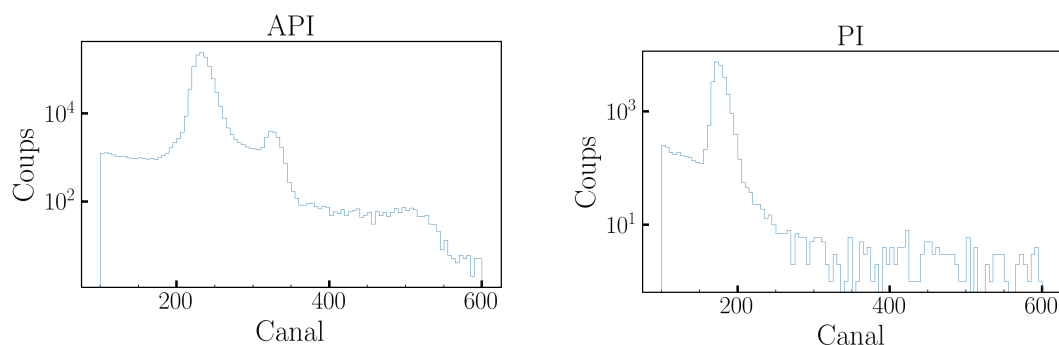


FIGURE 3.3 – Spectres typiques obtenus pour l'énergie déposée dans les détecteurs API (gauche) et PI (droite).

3.3 Le réacteur VENUS-F

3.3.1 Installation réacteur

Le réacteur VENUS-F est un réacteur de recherche à neutrons rapides (réfléchi au plomb). Il peut fonctionner en mode critique ou sous-critique. Dans ce dernier cas, il peut être alimenté en neutrons externes par l'accélérateur GENEPI-3C ou par une source AmBe.

Il est constitué d'une cuve cylindrique de 160 cm de diamètre et de 140 cm de hauteur, située dans un bâtiment dont les murs de béton baryté mesurent environ 1 m d'épaisseur. Cette cuve contient un casier en acier inoxydable entourant une matrice 12×12 capable de recevoir 144 assemblages de $8,07 \times 8,07 \text{ cm}^2$ de section (décrits à la section 3.3.2).

Pour localiser les différents assemblages et détecteurs, un système arbitraire de coordonnées, présenté sur la figure 3.4, est utilisé : le coin supérieur gauche a pour coordonnées (-6,6) tandis que le coin inférieur droit est repéré par (6,-6), il n'y a ainsi pas d'élément (0,0).

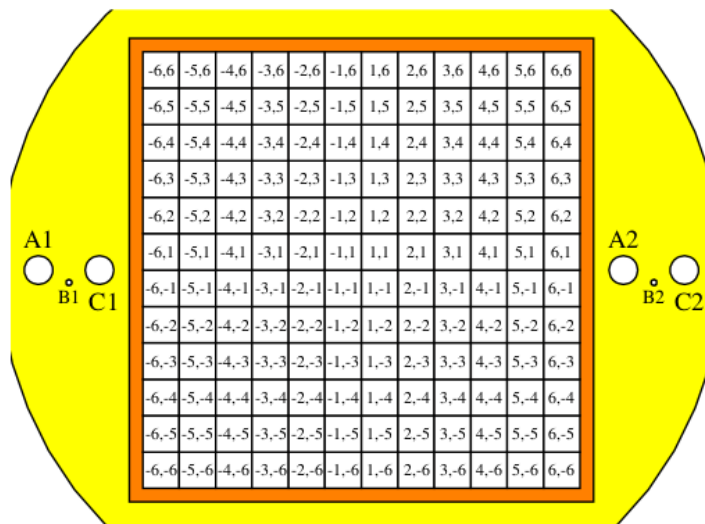


FIGURE 3.4 – Système de coordonnées utilisé pour repérer la position des assemblages dans VENUS-F. Le casier en acier inoxydable est en orange, le réflecteur externe en plomb en jaune.

En dessous du casier en acier inoxydable se trouve le réflecteur axial inférieur de 40 cm de hauteur alors que les espaces entre la cuve et les faces radiales du casier sont remplis par des plaques en plomb semi-circulaires superposées qui constituent le réflecteur radial externe. Des cavités présentes en plusieurs endroits du réflecteur externe, notées A1, C1 et C2 permettent d'accueillir des détecteurs tandis qu'une source d'américium-béryllium, (AmBe), peut être insérée en position A2.

3.3.2 Les assemblages

Les assemblages insérés dans le casier central du réacteur VENUS-F sont tous constitués d'une gaine en acier de 2 mm d'épaisseur formant un pavé droit d'environ 160 cm de long et $8,07 \times 8,07 \text{ cm}^2$ de section. Un bloc de 7 cm d'acier inoxydable sépare axialement les assemblages en deux parties représentées figure 3.5 :

- la partie inférieure insérée dans le casier ;
- la partie supérieure des assemblages, constituée dans la plupart des cas d'un bloc de plomb d'une hauteur de 40 cm formant ainsi le réflecteur axial supérieur.

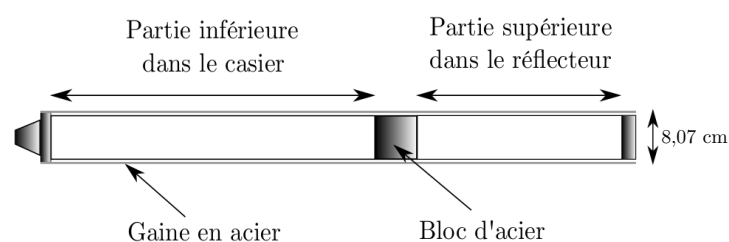


FIGURE 3.5 – Schéma en coupe d'un assemblage vide

Comme le programme MYRACL a pour but de d'étudier la mesure de la réactivité lors des phases de démarrage de MYRRHA, les assemblages et configurations réacteur sont choisis pour être représentatifs des derniers designs du réacteur MYRRHA.

3.3.2.1 Assemblages combustible

Dans les configurations de VENUS-F étudiées dans ce travail de thèse, le cœur du réacteur est composé d'assemblages combustibles dits de "type-13-Bi", dont la partie inférieure de 60,96 cm de hauteur est structurée en une matrice 5×5 contenant 39^1 barreaux d'uranium métallique enrichi à 30% fourni par le CEA et recouverts en surface d'une faible couche de nickel, 24^2 barreaux parallélépipédiques de bismuth pour simuler la présence de bismuth dans le caloporteur eutectique plomb-bismuth de MYRRHA et 4 barreaux d'alumine afin d'introduire de l'oxygène dans l'assemblage combustible pour se rapprocher du combustible MOX de MYRRHA. Des plaques latérales en plomb complètent l'assemblage. La structure est représentée en détail figure 3.6.

1. Les barreaux d'uranium sont empilés par 3 les uns sur les autres.
2. Les barreaux de bismuth sont empilés par 3 les uns sur les autres.

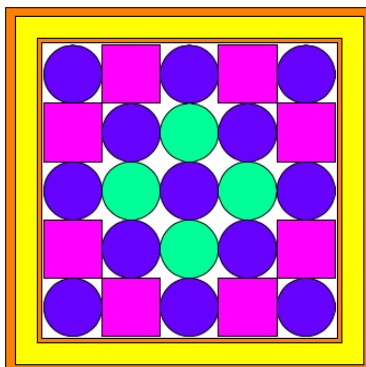


FIGURE 3.6 – Assemblage combustible “type-13-Bi”. En jaune le plomb, en orange l’acier inoxydable, en bleu sombre les barreaux d’uranium, en cyan les barreaux d’alumine et en magenta les réglettes de bismuth.

Pour assurer la sûreté du réacteur, six de ces assemblages combustibles, en positions $(-4,-2)$, $(-4,2)$, $(-2,4)$, $(2,4)$, $(4,2)$ et $(4,-2)$, ont leur partie supérieure, surmontant la partie combustible, composée de blocs absorbants en carbure de bore (B_4C). En fonctionnement normal, ces barres de sûreté se retrouvent donc en dehors du cœur, au niveau du réflecteur axial supérieur et n’ont pratiquement aucun impact sur le fonctionnement du réacteur. Lors de leur insertion, en cas d’urgence ou lorsque le réacteur est mis “à l’arrêt”, ce système permet d’obtenir un fort effet en anti-réactivité (environ -11300 pcm dans les configurations étudiées dans MYRACL) en ajoutant au poids des barres absorbantes l’effet de l’éjection concomitante de la partie inférieure de l’assemblage combustible en dehors du cœur (voir figure 3.7).

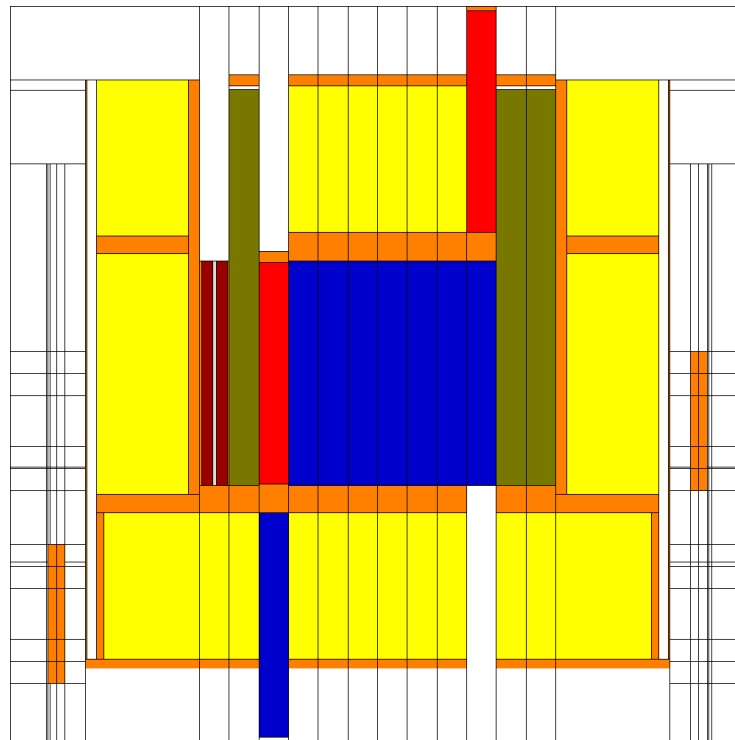


FIGURE 3.7 – Schéma d'insertion des barres de sûreté dans VENUS-F, la barre de sûreté de gauche est insérée dans le cœur et la partie combustible de l'assemblage est éjectée du cœur, la barre de sûreté de droite reste en dehors du cœur avec le bloc absorbant dans le réflecteur axial supérieur

Pour un contrôle fin de la réactivité du réacteur, on utilise deux barres de contrôle placées en périphérie du cœur. Elles sont aussi composées de blocs de carbure de bore dont la hauteur d'insertion est réglable entre 0 mm (barre totalement insérée) et 600 mm (barre totalement rétractée du cœur et stockée dans le réflecteur axial supérieur). Leur poids en réactivité est de l'ordre de grandeur de $\simeq 750$ pcm chacune [46].

Enfin, la barre absorbante POAR (B_4C POWder Absorber Rod), de faible poids en réactivité ($\simeq 200 \sim 250$ pcm), est positionnée dans le réflecteur interne en graphite et permet d'effectuer des expériences de chute de barre.

Le placement de ces assemblages dans la configuration SC11/All-SRs-out de VENUS-F est représenté sur la figure 3.8.

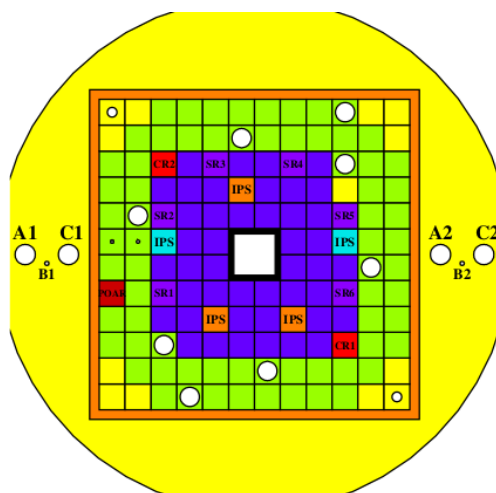


FIGURE 3.8 – Configuration SC11 de VENUS-F. En jaune le plomb, en orange l’acier inoxydable, en rouge les barres absorbantes en carbure de bore, en bleu sombre les assemblages combustibles, en bleu clair les assemblages IPS contenant du polyéthylène et en vert les assemblages graphite.

3.3.2.2 Assemblages réflecteur

Entre le cœur et le réflecteur radial externe se trouve le réflecteur interne, constitué de l’ensemble des assemblages non combustibles présents dans la matrice 12x12. On y retrouve deux types d’assemblages :

- l’assemblage plomb, caractérisé par sa partie inférieure structurée en une matrice 5x5 entièrement composée de barreaux de Plomb ;
- l’assemblage graphite, dont les parties inférieures comme supérieures sont composées de blocs de graphite.

Ce dernier type d’assemblage n’a été introduit en quantité dans les configurations de VENUS-F que depuis les expériences MYRTE, afin de simuler la présence d’oxyde de béryllium dans les designs les plus récents de MYRRHA (la section efficace du ^{12}C pour la diffusion élastique des neutrons étant proche de celles de l’ ^{16}O et du ^9Be) [42].

Certains de ces assemblages, plomb comme graphite, sont évidés en leur centre afin de pouvoir y insérer un détecteur. Ces cavités sont symbolisées par les disques blancs sur les figures 3.8 et 3.10.

3.3.2.3 Assemblages spécifiques

Enfin, des assemblages spécifiques viennent compléter les configurations SC11 de VENUS-F :

- les assemblages IPS, (pour In Pile Section), en acier inoxydable pour imiter l’insertion d’éléments d’irradiation en spectre rapide dans MYRRHA ;
- les assemblages IPS-PE, constitués d’un bloc de polyéthylène entouré de cadmium,

ont un effet modérateur. Ils sont utilisés pour imiter l'insertion d'assemblages destinés à la production de ^{99}Mo dans MYRRHA.

3.3.3 Les configurations du programme MYRACL

Dans les expériences du programme MYRACL, on cherche à mesurer la réactivité dans des configurations de la source externe et de VENUS-F représentatives de configurations de démarrage de MYRRHA.

3.3.3.1 Configuration SC11

La configuration SC11 de VENUS-F, représentée sur la figure 3.8, et ses variantes ont été étudiées pour la première fois dans le cadre du Work Package 5 du projet MYRTE (H2020) [45]. Le cœur est composé de 50 assemblages combustible “type-13-Bi” (voir figure 3.6). Par ailleurs, trois assemblages IPS en acier sont insérés dans le cœur en positions (-1,3), (-2,-3) et (2,-3), ainsi que 2 assemblages IPS-PE dans les positions (-4,1) et (4,1) afin d'imiter l'insertion d'éléments d'irradiation dans les futurs cœurs de MYRRHA.

Dans le cadre des expériences MYRACL, cette configuration est déclinée en 4 configurations différentes en faisant varier le nombre de barres de sûreté insérées dans le cœur pour couvrir une plage de réactivité importante (de -6% à -21.24%). Ces configurations sont représentées schématiquement, en vue de coupe, sur la figure 3.9.

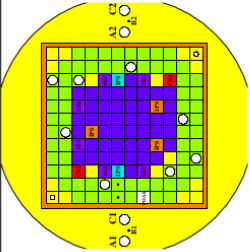
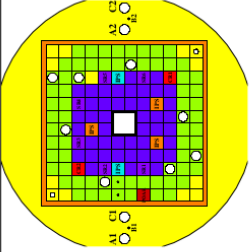
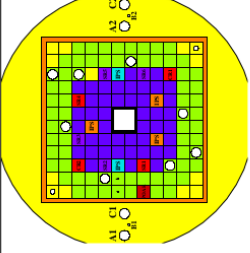
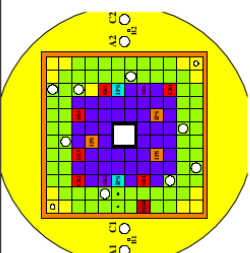
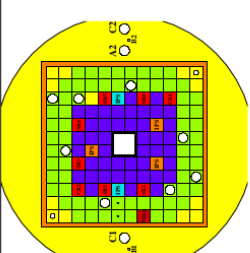
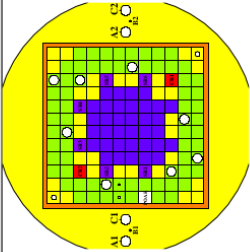
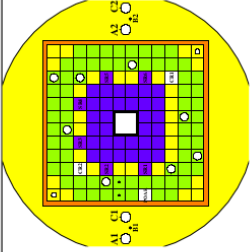
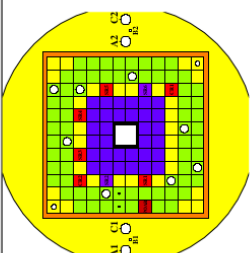
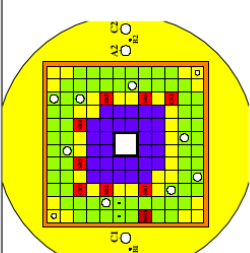
CC11	SC11	SC11/4SRs-Out	SC11/2SRs-Out	SC11/All-SRs-In
$k_{\text{eff}} = 1$	$k_{\text{eff}} \approx 0.958$	$k_{\text{eff}} \approx 0.914$	$k_{\text{eff}} \approx 0.890$	$k_{\text{eff}} \approx 0.868$
$\rho = 0$	$\rho \approx -6.0$ \$	$\rho \approx -12.8$ \$	$\rho \approx -17.0$ \$	$\rho \approx -21.2$ \$
				
CC10	SC10/All-rods-out	SC11/2SRs-Out	SC12/All-rods-In	
$k_{\text{eff}} = 1$	$k_{\text{eff}} \approx 0.945$	$k_{\text{eff}} \approx 0.856$	$k_{\text{eff}} \approx 0.810$	
$\rho = 0$	$\rho \approx -7.8$ \$	$\rho \approx -22.5$ \$	$\rho \approx -31.4$ \$	
				

FIGURE 3.9 – Configurations de VENUS-F étudiées dans le programme MYRACL. Le plomb est représenté en jaune, l'acier inoxydable en orange, les barres d'absorbantes en rouge, les assemblages combustibles en bleu sombre, les assemblages IPS polyéthylène en bleu clair et les assemblages graphite en vert.

3.3.3.3 Mesure des valeurs de réactivité de référence par la méthode MSM

Pour évaluer les mérites d'une méthode de mesure de la réactivité, il faut pouvoir la comparer à une méthode de référence indépendante de celle-ci. Ainsi, la réactivité des différentes configurations de VENUS-F étudiées dans MYRACL a été préalablement mesurée par le SCK·CEN à l'aide de la méthode MSM [16] (le principe de la méthode est décrit à la section 2.2.1 du chapitre 2).

D'abord, des configurations légèrement sous-critiques sont obtenues à partir de configurations critiques de VENUS-F, dont les configurations SC10 et SC11 sont dérivées, par l'insertion de la barre POAR. Le poids en anti-réactivité de cette dernière a été évalué dans ces deux configurations par deux méthodes basées sur la cinétique point :

- la méthode intégrale de la chute de barre [32],
- une méthode basée sur la cinétique-point inverse adaptée aux faibles taux de comptage [50].

Ces deux techniques nécessitant la connaissance des paramètres cinétiques des configurations réacteurs utilisées, ceux-ci ont été calculés par le SCK·CEN à l'aide du code MCNP 5.1.6 [73] et des bibliothèques JEFF-3.1.2 [2].

Enfin, les détecteurs les plus proches de la POAR ne sont pas pris en compte dans le calcul car ils sont sujets à des effets spatio-énergétiques qui sortent du cadre de la cinétique-point [40].

Les mesures MSM sont effectuées à l'aide d'une source AmBe insérée dans le canal A2 du réflecteur externe, sauf pour la configuration SC12/All-rods-in. Pour cette dernière, la configuration de référence était la configuration SC10/All-rods-out dont elle est dérivée et la source externe utilisée était le GENEPI-3C, car les taux de comptage attendus avec la source AmBe étaient trop faibles.

Pour toutes ces mesures, les facteurs MSM (qui dépendent de la position de la source et des détecteurs utilisés) ont été calculés en utilisant le code de transport Monte-Carlo MCNP5.

Les valeurs de réactivité MSM, moyennes pondérées des résultats donnés par les différents détecteurs, adoptées pour les configurations MYRACL de VENUS-F sont présentées dans le tableau 3.3. Les incertitudes intègrent les incertitudes statistiques sur les mesures ainsi que celles sur les calculs Monte-Carlo utilisés pour la détermination des facteurs MSM.

Configuration VENUS-F	Valeur de réactivité MSM (\$)
SC10/All-rods-out	-7,82(0,19)
SC10/2SRs-out	-22,53(0,55)
SC12/All-rods-In	-31,36(0,76)
SC11	-6,00(0,18)
SC11/4SRs-Out	-12,82(0,39)
SC11/2SRs-Out	-16,96(0,52)
SC11/All-SRs-In	-21,24(0,65)

TABLE 3.3 – Valeurs de réactivité MSM adoptées pour les configurations exploitées dans MYRACL.

3.3.4 Couplage VENUS-F/GENEPI-3C

L'extrémité de la ligne de l'accélérateur est insérée dans le cœur du réacteur en son centre. Le dispositif de couplage, "le doigt de gant", inséré dans un guide de plomb occupe l'espace libéré par l'escamotage des quatre assemblages centraux. La cible de titane tritié sur son support de cuivre est fixée à l'extrémité du doigt de gant pour la placer à mi-hauteur de la partie active des assemblages combustibles.

3.4 Détecteurs et système d'acquisition

3.4.1 Détecteurs utilisés pour les expériences

Afin d'étudier l'évolution de la population neutronique au cours des expériences, le réacteur VENUS-F était équipé de chambres à fission placées principalement dans le réflecteur interne.

Les chambres à fission sont des chambres d'ionisation contenant un dépôt fissile qui permet la conversion des neutrons en particules chargées (fragments de fission). Ces particules ionisent le gaz de la chambre (mélange argon/azote) soumis à un champ électrique et le mouvement des charges produit un signal que l'on mesure.

Différents types de chambres à fission ont été utilisés [77] :

- 6 chambres à fission avec $\simeq 1100$ mg d'uranium enrichi à $\simeq 92\%$ en ^{235}U (Photonis CFUL01 standard) ;
- 5 chambres à fission avec $\simeq 100$ mg d'uranium enrichi à $\simeq 93\%$ en ^{235}U (General Electric RS) ;
- 2 chambres à fission avec $\simeq 10$ mg d'uranium enrichi à $\simeq 90\%$ en ^{235}U (Photonis CFUM21 standard).
- 1 petite chambre à fission avec $\simeq 1$ mg d'uranium enrichi à $\simeq 93\%$ en ^{235}U (Photonis CFUF34).

Le projet MYRRHA prévoit l'utilisation de chambres à fission à dépôt d' ^{238}U pour la mesure du flux de neutrons et de la réactivité, notamment en raison d'une section efficace

de fission moins élevée que pour l' ^{235}U , ce qui conduit à une évolution des dépôts plus lente et donc à une plus grande longévité. Cette longévité est un avantage non négligeable dans un réacteur au mélange eutectique plomb-bismuth où les manipulations/remplacement des chambres présentent des contraintes importantes.

Ainsi, l'étude du comportement de ces chambres à ^{238}U , amorcée dans le WP5 du projet MYRTE [45] se poursuit dans MYRACL avec les 3 mêmes chambres à ^{238}U qui possèdent chacune un dépôt de pureté différente [41] :

- CFUL01-677 : 0,2182% d' ^{235}U (symbolisé par $^{238}\text{U}^*$)
- CFUL01-673 : 0,0367% d' ^{235}U (symbolisé par $^{238}\text{U}^{**}$)
- CFUL01-676 : 0,0076% d' ^{235}U (symbolisé par $^{238}\text{U}^{***}$)

les mesures MYRACL doivent permettre d'étendre l'étude du comportement spécifique des chambres à ^{238}U à des configurations de démarrage, de plus faible réactivité.

Le tableau 3.4 liste les différents détecteurs utilisés et résume leurs caractéristiques. Seule la chambre CFUF34 peut être insérée dans le cœur, via un assemblage combustible aménagé. De plus, puisque seules 3 chambres à ^{238}U sont disponibles pour les expériences MYRACL, ces expériences ont été répétées en déplaçant ces 3 chambres en différentes positions du réflecteur interne. Ainsi, trois configurations détecteurs ont été employées dans les expériences MYRACL, elles sont représentées sur la figure 3.11.

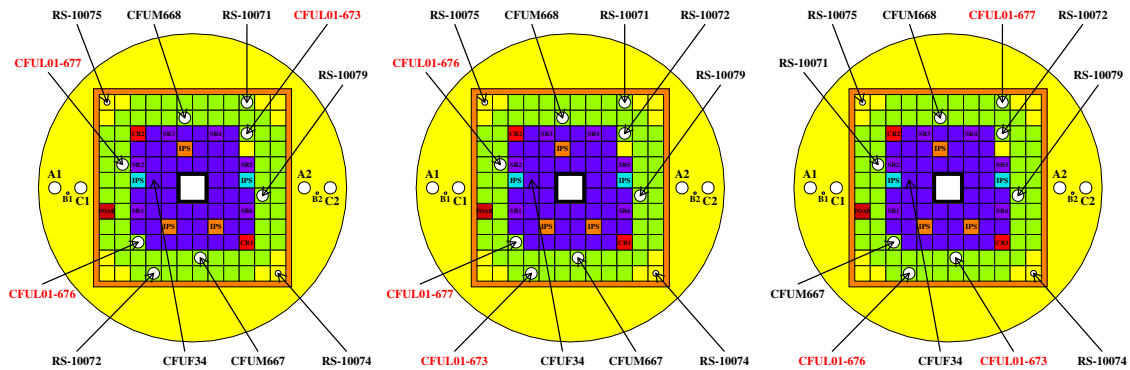


FIGURE 3.11 – Configurations détecteur D, E et F (de gauche à droite), les noms des détecteurs à dépôt d' ^{235}U sont écrits en noir, et ceux des détecteurs à dépôt d' ^{238}U en rouge.

3.4.2 Système d'acquisition

Les chambres à fission, fonctionnant en mode impulsif, sont polarisées grâce à une alimentation haute tension (HT) et sont reliées à des amplificateurs discriminateurs d'impulsions (modèle Canberra 7820 ADS). Ces cartes délivrent des signaux numériques en sortie, dont l'acquisition est effectuée via la carte électronique GANDDALF qui possède plusieurs modes de fonctionnement possibles pour chaque voie d'électronique :

- le mode échelle, dans lequel le système ne stocke que le nombre de signaux en entrée pendant une plage temporelle définie par l'utilisateur ;

Fabricant	Nom	Dépôt	Masse du dépôt (mg)	% ^{235}U
Photonis	CFUF34	^{235}U	1	93
Photonis	CFUM21-667	^{235}U	10	90
Photonis	CFUM21-668	^{235}U	10	90
General Electric	RS-10071	^{235}U	100	93
General Electric	RS-10072	^{235}U	100	93
General Electric	RS-10074	^{235}U	100	93
General Electric	RS-10075	^{235}U	100	93
General Electric	RS-10079	^{235}U	100	93
Photonis	CFUL01-600	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-627	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-628	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-629	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-658	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-659	^{235}U	1000	92
Photonis	CFUL01-673	$^{238}\text{U}^{**}$	1000	0.0367
Photonis	CFUL01-676	$^{238}\text{U}^{***}$	1150	0.0076
Photonis	CFUL01-677	$^{238}\text{U}^*$	1150	0.2182

TABLE 3.4 – Caractéristiques des différentes chambres à fission employées [77, 41]

- le mode impulsion, dans lequel le système stocke le temps d'arrivée de chaque signal avec une résolution d'horloge de 20 ns ;
- le mode fenêtrage, dans lequel le système fonctionne en mode impulsion pendant une plage temporelle définie par l'utilisateur et en mode échelle le reste du temps.

À noter qu'en plus de la dizaine de chambres à fission simultanément connectées à GANDDALF lors d'une expérience, GANDDALF assure également l'acquisition des données provenant des détecteurs API et PI pour le monitoring de la source, ainsi que le signal de déclenchement d'un pulse ou d'une interruption faisceau.

Chapitre 4

Analyse des expériences MYRACL

4.1 Analyse des données brutes

4.1.1 Introduction

Comme décrit dans le chapitre 2, il est possible, dans le cadre de la cinétique point, sous certaines conditions, d'estimer la réactivité ρ d'un ADS par l'interruption périodique de son faisceau, à partir de la mesure du niveau de neutrons avant l'interruption (n_0) et après établissement du plateau de neutron retardés (n_1). Si la source est interrompue à chaque période T , avec un temps de faisceau allumé par période t_{on} , alors :

$$\rho_{\S} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{t_{on}}{T} \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1} \right) \quad (4.1)$$

Pour mesurer les valeurs n_0 et n_1 , les réponses des chambres à fission sont enregistrées tout au long des expériences d'interruptions périodiques de faisceau. Les taux de comptage expérimentaux rencontrés étant faibles, notamment lorsque le faisceau est interrompu, les données sont accumulées durant plusieurs heures pour chaque expérience. On produit ensuite pour chaque chambre à fission un histogramme d'interruption faisceau, en répartissant chaque évènement en fonction du temps écoulé depuis la dernière interruption de faisceau. La figure 4.1 propose une représentation schématique de l'obtention d'un tel histogramme.

Dans le programme MYRACL, une grande part des expériences d'interruptions périodiques de faisceau ont été menées avec un cycle utile de la source très faible ($t_{on} = 2$ ms et $T = 100$ ms), représentatif des phases de (re)démarrage de l'ADS MYRRHA, phases non étudiées lors des campagnes précédentes auprès de l'installation GUINEVERE.

Des mesures ont également été effectuées avec des cycles utiles plus élevés, notamment le cycle utile de 92% ($t_{on} = 23$ ms et $T = 25$ ms) déjà testé dans le cadre des projets FREYA et MYRTE, et représentatif de phases de fonctionnement à puissance nominale de MYRRHA.

La figure 4.2 représente les histogrammes d'interruption faisceau obtenus avec un cycle utile de 2%, et à partir de 3 chambres à fission différentes :

- la chambre CFUF34, dont le dépôt est principalement composé d' ^{235}U , est située dans le cœur, en position (-3,1) ;

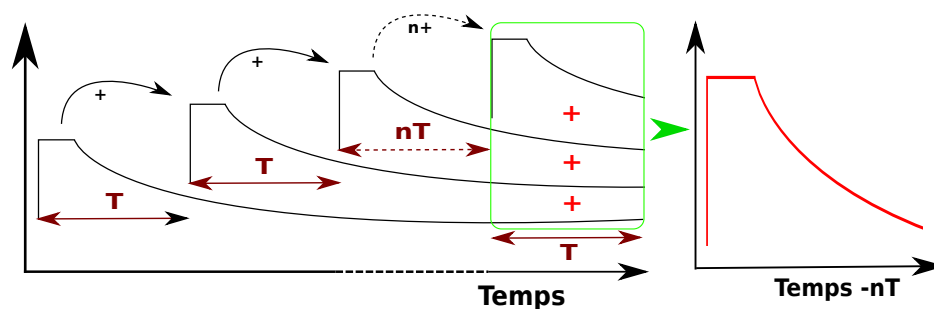


FIGURE 4.1 – Schéma de la reconstruction de l'histogramme d'interruption faisceau. Les différences de temps entre la détection et l'interruption périodique de la source précédente sont obtenues à partir des données accumulées tout au long de l'expérience.

- la chambre RS-10075, dont le dépôt est principalement composé d' ^{235}U , est située dans le réflecteur interne, en position (-6,6) ;
- la chambre CFUL01-673, dont le dépôt est principalement composé d' ^{238}U , est située dans le réflecteur interne, en position (-4,4).

On observe que le nombre d'évènements détectés par la chambre CFUL01-673 est globalement moins élevé que pour la chambre RS-10075, ce qui s'explique facilement par la section efficace de fission de l' ^{238}U , dont le seuil est très élevé (> 1 MeV). La chambre CFUF34 détecte le moins d'évènements malgré son positionnement dans le cœur en raison de la masse très faible de son dépôt (1 mg). On observe aussi que le nombre d'évènements chute considérablement, d'environ deux ordres de grandeurs, après l'interruption de faisceau. Cela traduit l'effet du cycle utile (ici 2%), bien plus faible que dans les programmes précédents.

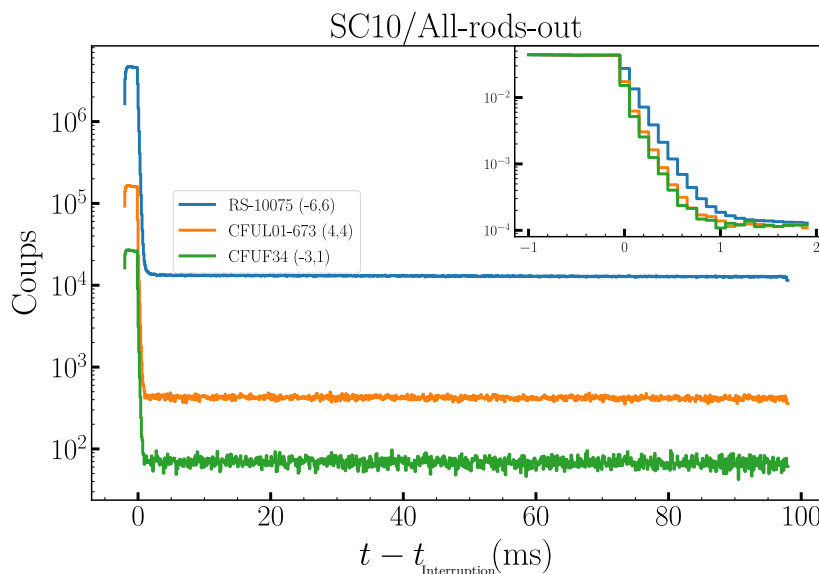


FIGURE 4.2 – Histogrammes d’interruptions faisceau, représentant le nombre de coups intégré sur 5h48 d’expérience dans la configuration SC10/All-rods-out en cycle utile 2%. On représente en insert les 3 premières ms de ces mêmes histogrammes, normalisés à 1.

Sur la figure 4.2, figurent également en insert les histogrammes d’interruptions faisceau normalisés et coupés à la fin de la décroissance prompte. Si l’allure des histogrammes expérimentaux ressemble à celle prédite par la cinétique point (abordée chapitre 2), on observe néanmoins que la décroissance prompte des comptages du détecteur ^{235}U situé dans le cœur et celle du détecteur ^{238}U situé dans le réflecteur sont toutes deux similaires et plus rapides que la décroissance prompte mesurée avec le détecteur ^{235}U situé dans le réflecteur. On observe donc déjà des effets au-delà de la cinétique point.

Il est intéressant de noter que ces observations sont cohérentes avec celles effectuées lors d’expériences précédentes, notamment dans le programme MYRTE [45].

4.1.2 Corrections de temps mort

Comme on peut l’observer dans les données du tableau 4.1, les taux de comptage crête atteints dans les configurations de VENUS-F les plus réactives, peuvent être parfois très élevés pour les détecteurs aux dépôts d’ ^{235}U les plus massifs situés à proximité du cœur (voir Figure 4.3).

Détecteur	Position	Masse du dépôt (mg)	Taux de comptage crête (s ⁻¹)
CFUF34	(-3,1)	1	≈400
CFUM21-668	(-1,5)	10	≈13000
CFUM21-667	(1,-5)	10	≈16000
RS-10071	(4,6)	100	≈160000
RS-10074	(6,-6)	100	≈70000
RS-10075	(-6,6)	100	≈76000
RS-10079	(5,-1)	100	≈180000
CFUL01-677	(-4,-4)	1150	≈5500
CFUL01-676	(-5,2)	1150	≈2800
CFUL01-673	(-3,-6)	1000	≈800

TABLE 4.1 – Taux de comptage typiques obtenus dans la configuration SC11/All-SRs-out de VENUS-F, avec la configuration de détecteurs E [77, 41].

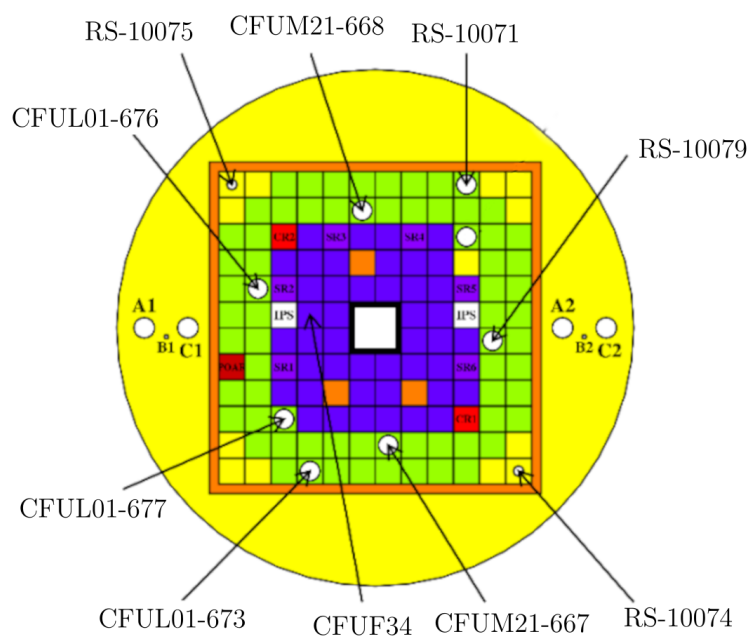


FIGURE 4.3 – Vue en coupe de la configuration SC11/All-SRs-out de VENUS-F, avec les détecteurs en configuration E.

Le temps mort peut donc parfois être important et entraver la mesure correcte de n_0 . On suppose que les effets du temps mort sur les détecteurs peuvent être correctement décrits par un modèle non paralysable [36], dans lequel le taux de comptage corrigé n est donné par :

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (4.2)$$

avec m le taux de comptage mesuré et τ le paramètre de temps mort du détecteur.

Pour estimer le paramètre τ des différents détecteurs utilisés, on pourrait employer une méthode directe en reconstituant un histogramme de la répartition des différences temporelles entre 2 coups consécutifs mesurés pour chaque détecteur. Cependant, cette méthode se heurte à la résolution temporelle propre à l'acquisition GANDDALF de 20 ns qui limite fortement la résolution sur le paramètre τ ainsi évalué.

C'est pour cela que des expériences en source continue ont été effectuées afin d'évaluer plus précisément ce paramètre. On utilise comme référence la chambre CFUF34 placée dans le cœur du réacteur. En effet, la masse de dépôt de cette chambre est suffisamment faible ($\simeq 1$ mg) pour que le temps mort de la chambre à fission reste totalement négligeable dans les plages d'intensité de flux rencontrées dans MYRACL (cf. tableau 4.1).

Or, par principe, pour une configuration réacteur et détecteur donnée, le rapport des taux de comptage en régime stationnaire de deux détecteurs devrait être indépendant de l'intensité de la source si le temps mort n'a aucun impact sur le taux de comptage des détecteurs.

Ainsi, lorsque l'on augmente l'intensité du flux de neutrons en augmentant l'intensité faisceau du GENEPI-3C en régime continu, l'évolution du rapport des taux de comptage entre la chambre CFUF34 et une autre chambre à fission est sensible aux effets du temps mort sur le taux de comptage de cette dernière. Les différentes intensités faisceau utilisées pour effectuer ces mesures sont reportées dans le tableau 4.2.

Intensité faisceau (μA)	Taux de comptage CFUF34 (s^{-1})
27	~ 300
50	~ 400
100	~ 600
150	~ 820
200	~ 1000
250	~ 1350
300	~ 1700
350	~ 2100
410	~ 3200

TABLE 4.2 – Intensités de faisceau utilisées dans le cadre de l'évaluation du temps mort des détecteurs.

On représente sur la figure 4.4 les rapports des taux de comptage entre les différentes chambres et la chambre CFUF34 en fonction du taux de comptage de cette dernière.

On observe deux groupes de détecteurs :

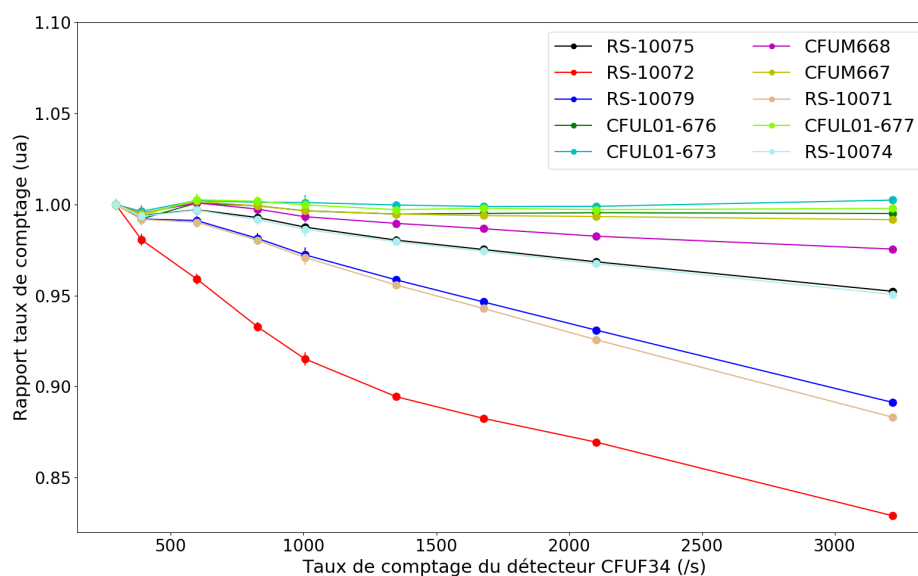


FIGURE 4.4 – Rapport des taux de comptage entre 1 détecteur et la CFUF34 en fonction du taux de comptage de la CFUF34. Chaque taux est arbitrairement fixé à 1 pour une intensité de faisceau de $27 \mu\text{A}$.

- un groupe de détecteurs pour lesquels ce rapport est constant, ce qui signifie que le temps mort n'a pas d'impact sur les taux de comptage de ces chambres. On y retrouve les détecteurs dont les taux de comptage sont les plus faibles, c'est-à-dire les chambres à ^{238}U ;
- les autres détecteurs pour lesquels ce rapport diminue avec l'augmentation de l'intensité du faisceau, ce qui indique une sous-estimation du taux de comptage de ces chambres due au temps mort.

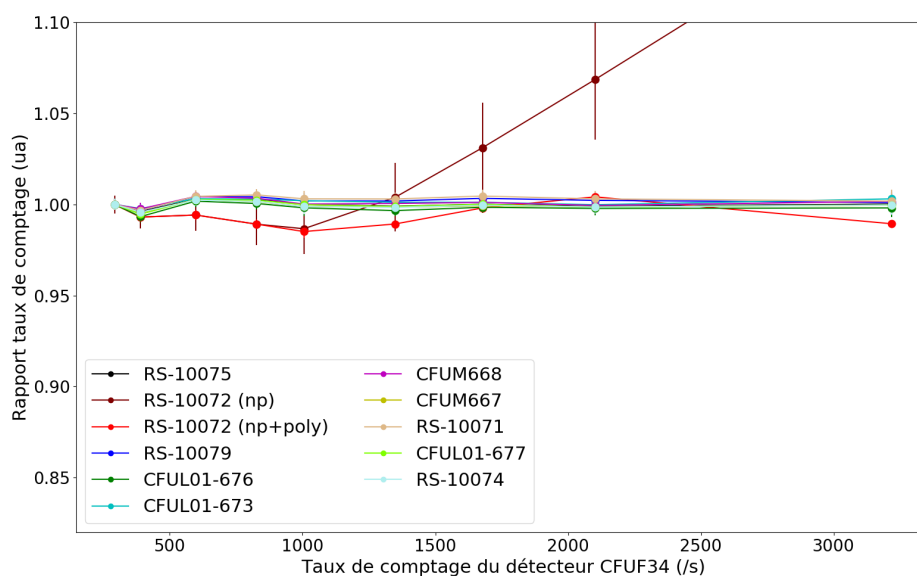


FIGURE 4.5 – Rapport des taux de comptage entre 1 détecteur et la CFUF34 en fonction du taux de comptage de la CFUF34, après correction du temps mort. Chaque taux est arbitrairement fixé à 1 pour une intensité de faisceau de $27 \mu\text{A}$.

Pour corriger les effets du temps mort du second groupe, on détermine par la méthode des moindres carrés le paramètre τ optimal pour minimiser la variation des rapports de taux de comptage d’une intensité faisceau à l’autre pour chaque détecteur. Les résultats de l’application de ces paramètres optimaux sont représentés figure 4.5. Comme on peut le voir, aucune variation significative des rapports des taux de comptage corrigés n’est observée, sauf pour la chambre RS-10072 pour laquelle la modélisation “non-paralysable” du temps mort ne fournit pas de solution satisfaisante. D’autres modélisations, parmi laquelle une modélisation polynomiale dont le meilleur “fit” est représenté figure 4.5, furent testées sans succès, ce qui nous a contraint à exclure ce détecteur de l’analyse des données.

Détecteur	τ (ns)
CFUM21-667	123(64)
CFUM21-668	variable
RS-10071	180(8)
RS-10074	163(15)
RS-10075	155(16)
RS-10079	159(8)
CFUL01-600	105(11)
CFUL01-627	179(9)
CFUL01-628	189(8)
CFUL01-629	99(13)
CFUL01-658	182(11)
CFUL01-659	137(10)

TABLE 4.3 – Constantes de temps mort τ pour les chambres à uranium 235 estimées à l'aide des expériences à faisceau continu d'intensités variables.

Afin de vérifier la cohérence des valeurs obtenues, nous avons aussi construit les histogrammes de différence de temps entre deux coups consécutifs pour les différentes chambres. Cette comparaison a permis de déceler un changement brusque et d'origine inconnue du paramètre τ du détecteur CFUM21-668 au début des campagnes expérimentales. Ainsi, la valeur de τ utilisée pour les mesures concernées a été déterminée à partir de l'histogramme de répartition des différences de temps des coups consécutifs, et est 4 fois plus importante que la valeur déterminée par les expériences en faisceau continu. Les valeurs finales de τ utilisées pour l'analyse des expériences sont répertoriées dans le tableau 4.3.

4.1.3 Bruit de fond et source intrinsèque

Les chambres à fission insérées dans VENUS-F sont soumises à un bruit de fond en grande partie constitué de neutrons issus de la fission spontanée des noyaux d'uranium 238 présents dans les assemblages combustible. Cette source de $1,39 \times 10^{-2}$ neutrons par seconde et par gramme d'uranium 238 [69] constitue une source intrinsèque au réacteur VENUS-F dont il faut évaluer l'impact pour en corriger les effets sur les mesures de réactivité. Cette source intrinsèque impacte essentiellement l'estimation du niveau n_1 du plateau de neutron retardés.

Pour évaluer l'impact de ce bruit de fond sur les taux de comptage de chaque détecteur, des mesures sont effectuées chaque nuit, GENEPI-3C éteint et toutes barres absorbantes insérées (réacteur "à l'arrêt"), pendant toute la durée des campagnes de mesure. Les taux de comptage mesurés dans ces conditions sont environ quatre ordres de grandeur plus faibles que les taux de comptage des détecteurs dans la fenêtre d'intégration du niveau n_1 de neutrons retardés. On peut alors considérer négligeable son effet sur la mesure de celui-ci dans ces expériences.

4.1.4 Plages d'intégration et corrections des effets d'instabilité de la source

Dans MYRACL, on choisit des plages temporelles d'intégration les plus larges possibles pour n_1 (sans pour autant inclure la décroissance prompte dans l'intégration) de manière à maximiser la statistique et minimiser l'incertitude sur la réactivité. À l'inverse, la fenêtre d'intégration de n_0 ne s'étale que sur les 300 dernières μs avant l'extinction périodique de la source. Ce choix est d'abord fait dans un souci de continuité avec les expériences FREYA où le choix du mode fenêtré sur cette plage en temps avait été effectué pour éviter la saturation de l'espace de stockage des données [20]. Les plages utilisées sont données dans le tableau 4.4.

cycle utile	t_{on} (ms)	T (ms)	plage d'intégration de n_0	plage d'intégration de n_1
2%	2	100	[1, 7 ms ; 2 ms]	[40 ms ; 98 ms]
50%	2	4	[1, 7 ms ; 2 ms]	[3, 5 ms ; 4 ms]
92%	23	25	[22, 7 ms ; 23 ms]	[24, 5 ms ; 25 ms]
98%	98	100	[97, 7 ms ; 98 ms]	[99, 5 ms ; 100 ms]

TABLE 4.4 – Plages d'intégration utilisées pour les mesures de n_1 et n_0 pour les différents cycles utiles de la source externe de neutrons, mesurés avec le détecteur API.

Cela pose cependant un problème pour l'estimation correcte de n_0 lorsque le profil temporel de la source de neutrons s'éloigne de la forme carrée idéale, forme utilisée pour établir la formule (4.1). Des profils temporels de source typiques sont représentés sur la figure 4.6, à partir des histogrammes d'interruption faisceau du détecteur API monitorant la source de neutrons. Le niveau n_0 étant mesuré durant les 300 μs précédant l'interruption, ces profils non plats vont provoquer une sur-estimation ou une sous-estimation de ce dernier, et inversement une sous-estimation ou sur-estimation de la valeur de réactivité extraite de l'expérience d'interruptions.

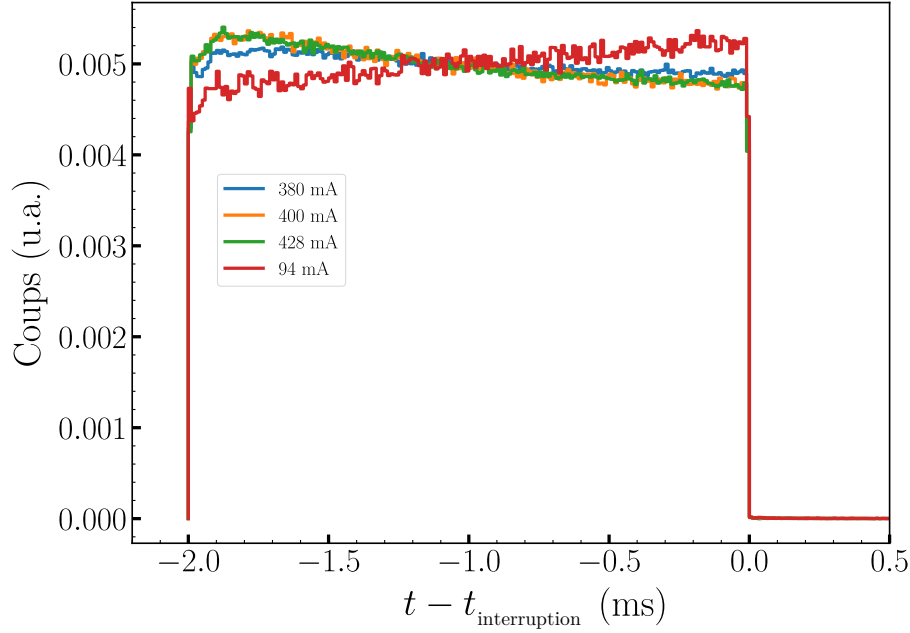


FIGURE 4.6 – Profils temporels de source rencontrés dans quatre expériences d'interruption de faisceau dans la configuration SC10/All-rods-out.

Pour pallier ce problème, on peut calculer un facteur de correction de forme f_{forme} à partir de l'évolution du taux de comptage α dans API [20] :

$$f_{\text{forme}} = \frac{\langle N_{\alpha} \rangle_{[0;t_{\text{interruption]}}]}{\langle N_{\alpha} \rangle_{[t_{\text{interruption}} - 300\mu\text{s};t_{\text{interruption]}}]} \quad (4.3)$$

avec $\langle N_{\alpha} \rangle_{[t_{\text{interruption}} - 300\mu\text{s}]}$ le nombre d'événements α par unité de temps dans les 300 dernières μs avant l'interruption du faisceau et $\langle N_{\alpha} \rangle_{[0;t_{\text{interruption]}}$ le nombre d'événements α par unité de temps du début de la période jusqu'à l'interruption du faisceau.

La valeur corrigée de n_0 est ensuite utilisée dans l'équation (4.1) pour obtenir la réactivité :

$$\rho_{\text{\$}} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{t_{\text{on}}}{T} \left(\frac{n_1 - n_0 f_{\text{forme}}}{n_1} \right) \quad (4.4)$$

Cette formule donne une estimation de la réactivité, dans le cadre de la cinétique point, pour chaque détecteur, qui pourrait être comparée aux valeurs de référence données par la méthode MSM (voir tableau 3.3). L'incertitude sur cette estimation de la réactivité inclut alors l'incertitude statistique sur les mesures de n_1 et n_0 , ainsi que les incertitudes sur le paramètre τ du temps mort, sur le facteur de forme et l'estimation du bruit de fond.

4.2 Résultats en cycle utile faible

Une partie importante des mesures ont été effectuées avec un cycle utile de la source de 2% (soit 2 ms de faisceau suivi de 98 ms d'interruption). Les résultats de ces mesures de réactivité, effectuées dans toutes les configurations de VENUS-F étudiées dans MYRACL, sont corrigés de tous les artefacts expérimentaux cités précédemment puis compilés par configuration réacteur, par position et type de dépôt du détecteur.

4.2.1 Configurations peu anti-réactives

Les résultats obtenus pour les configurations les moins anti-réactives, SC11/All-SRs-out et SC10/All-rods-out, sont présentés sur les figures 4.7 et 4.8. Les niveaux de sous-criticité de ces deux configurations mesurés par la méthode MSM sont respectivement de $-6,00(18) \$$ et $-7,82(19) \$$.

Pour plus de clarté, les résultats obtenus dans une même position pour un même type de dépôt mais avec des chambres différentes sont moyennés. Les résultats détaillés sont cependant disponibles en annexe A. Bien que pour des raisons pratiques on présente les résultats des trois chambres à ^{238}U sur les mêmes figures, il convient de distinguer les résultats obtenus pour ces trois chambres puisque la pureté de l' ^{238}U de leur dépôt varie significativement (la composition des dépôts est listée section 3.4.1). Pour les distinguer, on notera $^{238}\text{U}^{***}$ la chambre avec le dépôt d' ^{238}U le plus pur en ^{238}U (99,9924%), la chambre de pureté intermédiaire $^{238}\text{U}^{**}$ (99,9633%) et enfin la chambre contenant de l'uranium appauvri $^{238}\text{U}^*$ (99,7818%).

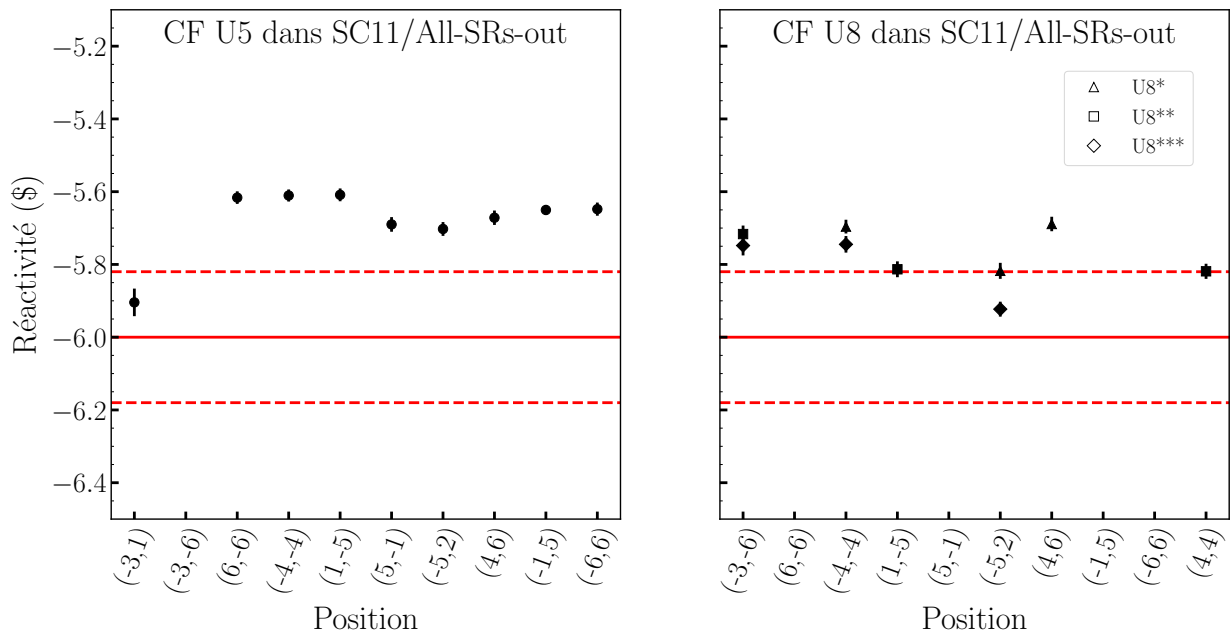


FIGURE 4.7 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/All-SRs-out à l'aide de l'équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

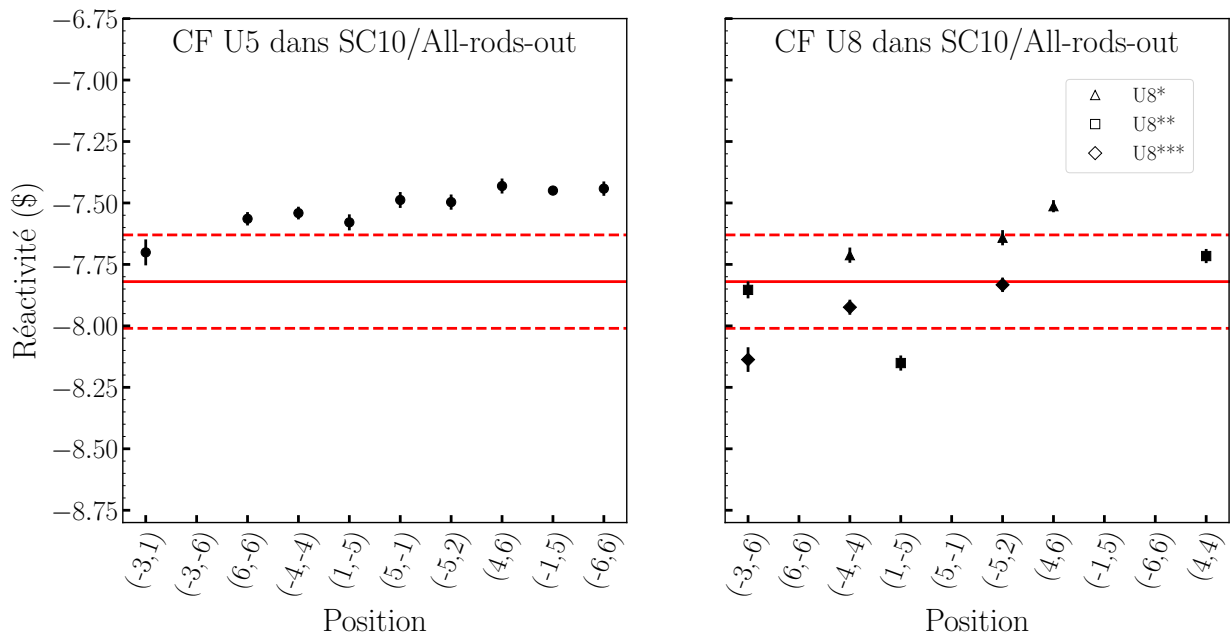


FIGURE 4.8 – Estimations de la réactivité de la configuration SC10/All-rods-out à l'aide de l'équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

On observe des valeurs de réactivité pour les chambres ^{235}U légèrement supérieures (0,3\$ au plus) aux valeurs de référence obtenues par mesure MSM (mais compatibles à 2σ), pour les détecteurs positionnés dans le réflecteur interne, et des valeurs compatibles à 1σ aux valeur MSM pour la chambre placée dans le cœur de VENUS-F. La dispersion des valeurs de réactivité est faible, de l'ordre de 1% .

Alors que les chambres à ^{238}U semblent donner en moyenne des résultats encore plus proches de la valeur de réactivité MSM, la dispersion des valeurs de réactivité mesurées par les trois chambres est plus importante que pour les chambres à ^{235}U mais reste faible, de l'ordre de 3% . Cette dispersion des mesures est caractérisée par une hiérarchisation des résultats en fonction de la pureté des dépôts utilisés. En effet, on observe que pour une même position, les chambres dont les dépôts sont les plus purs en ^{238}U donnent systématiquement une estimation plus faible de la réactivité.

De manière générale, les résultats obtenus à l'aide de la formule (4.4) dans ces configurations sont tous très proches de la valeur MSM, sont peu dispersés et dépendent peu de la position. La cinétique point apparaît donc comme une approximation acceptable de la cinétique réelle du réacteur VENUS-F pour la mesure de la réactivité dans ces deux configurations. Les résultats obtenus dans ces configurations sont similaires à ceux observés dans les programmes FREYA [22, 20] et MYRTE [45] en cycle utile élevé.

4.2.2 Configurations plus anti-réactives

Les mesures ont également été effectuées dans des configurations rendues plus anti-réactives par l'insertion de barres absorbantes dans VENUS-F. On sonde ainsi une plage en anti-réactivité importante, allant de $-12,82(39)\%$ pour la configuration SC11/4SRs-Out à $-31,36(76)\%$ pour la configuration SC12/All-rods-in. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 4.9 à 4.13.

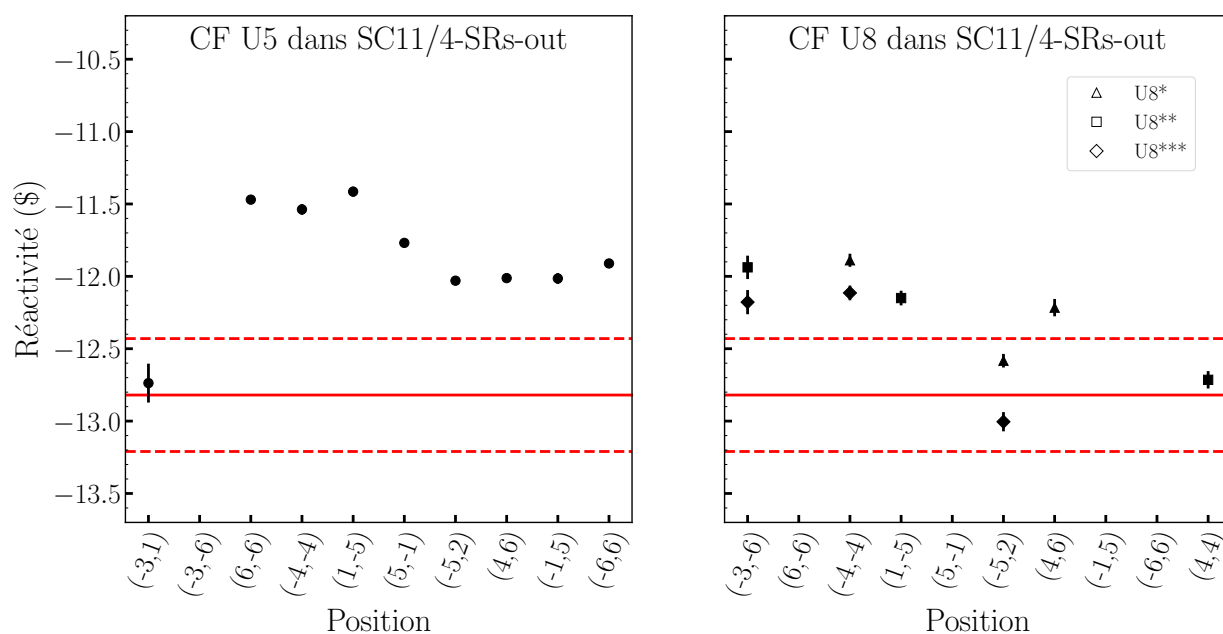


FIGURE 4.9 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/4-SRs-out à l’aide de l’équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

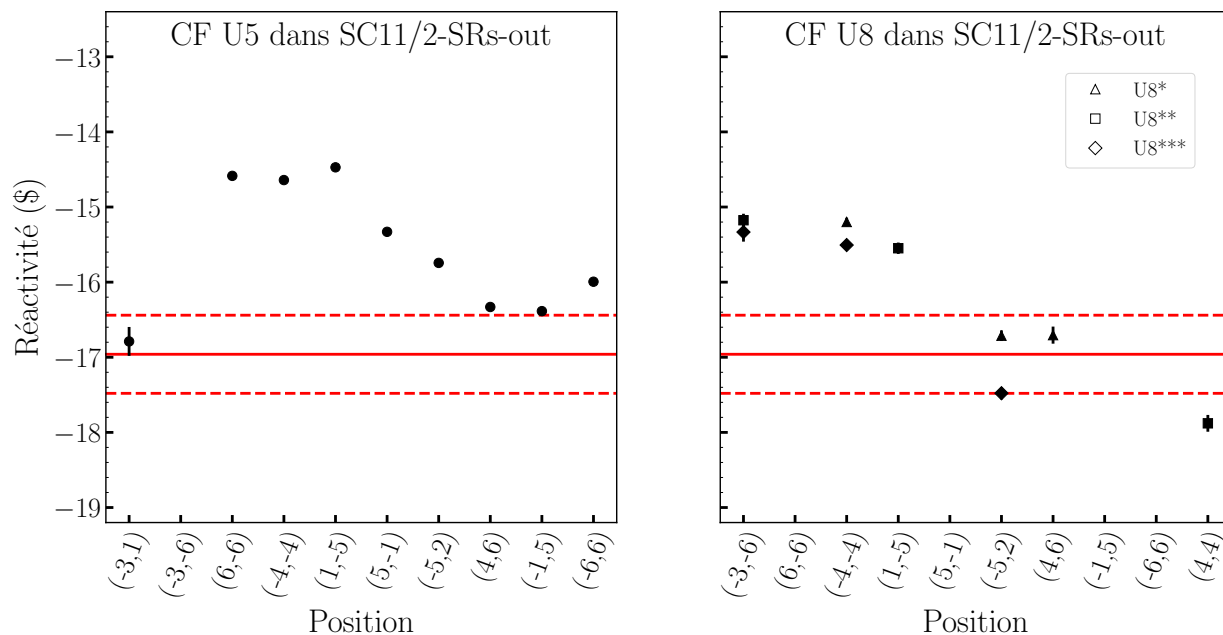


FIGURE 4.10 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/2-SRs-out à l’aide de l’équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

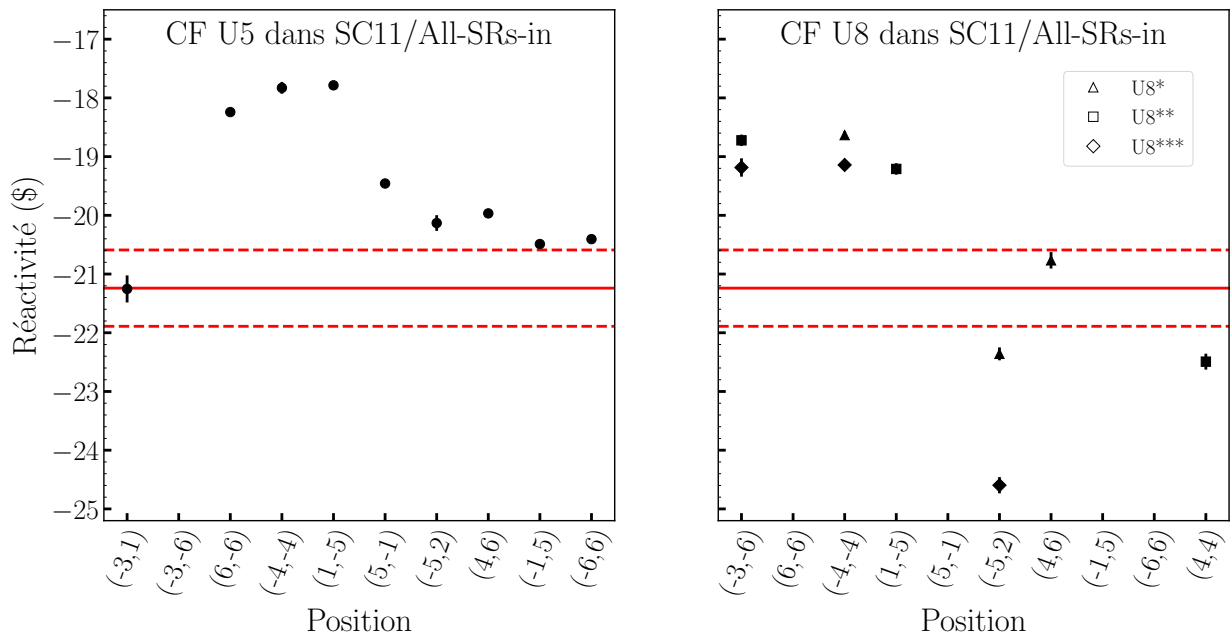


FIGURE 4.11 – Estimations de la réactivité de la configuration de SC11/All-rods-in à l'aide de l'équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

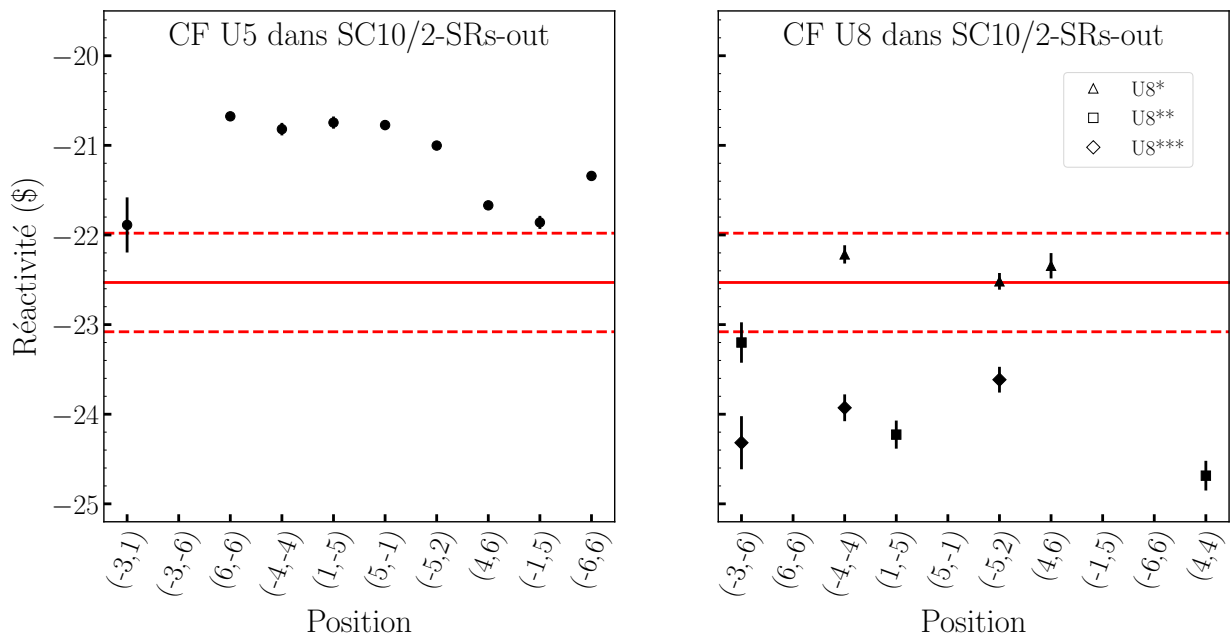


FIGURE 4.12 – Estimations de la réactivité de la configuration de SC10/2-SRs-out à l'aide de l'équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

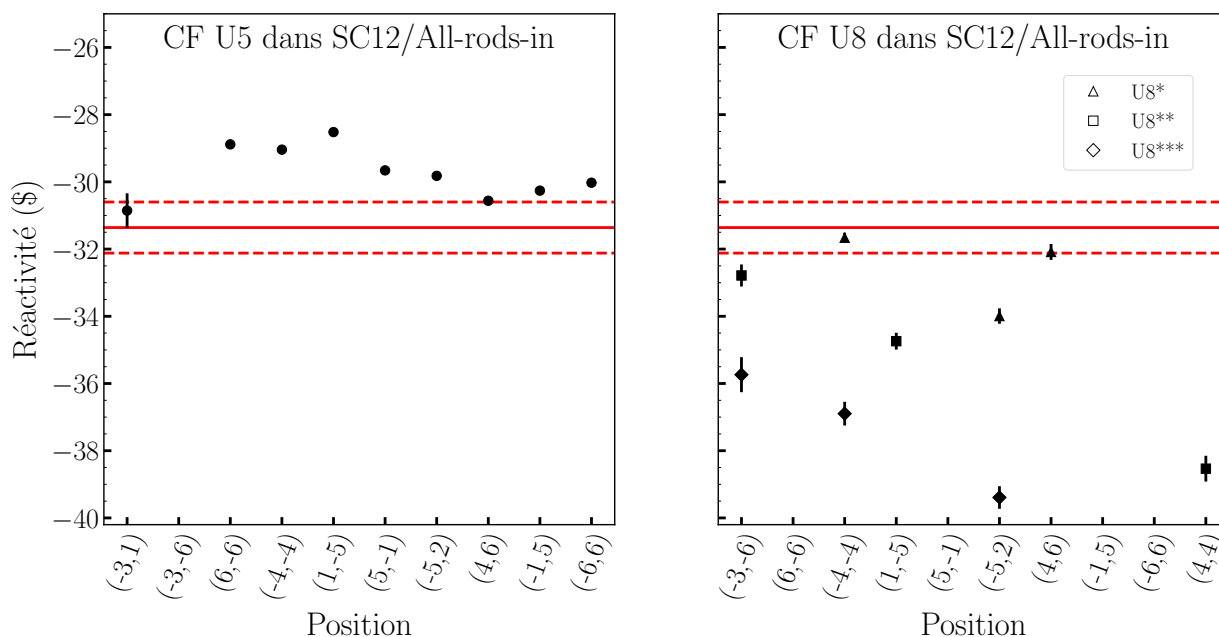


FIGURE 4.13 – Estimations de la réactivité de la configuration de SC12/All-rods-in à l’aide de l’équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

Le premier constat est l’augmentation de la dispersion des résultats obtenus aux différentes positions à mesure que la réactivité des configurations sondées diminue. Cette dispersion des résultats en fonction de la position du détecteur utilisé ainsi que du type de dépôt indique la présence d’effets spatio-énergétiques, qui s’accroissent lors de l’insertion des barres absorbantes dans VENUS-F.

En comparant les résultats des chambres à dépôt d’ ^{235}U positionnées dans le réflecteur interne avec celui de la chambre située dans le cœur (positionnée en (-3,1)), qui fournit un résultat en accord avec les mesures MSM, on observe l’effet de surestimation de la réactivité des détecteurs situés à l’extérieur du cœur, effet spatial connu dans les ADS. Comme on l’a vu au chapitre 2, la méthode de mesure de la réactivité lors d’interruption de faisceau est basée sur la cinétique point qui fait l’hypothèse que la forme en espace et en énergie du flux de neutron est constante au cours du temps. En réalité, la forme du flux lorsque la source de neutron est active est différente de la forme fondamentale du flux vers laquelle tend le flux de neutron une fois la source interrompue. Comme on l’a vu avec un modèle très simple au chapitre 2, cela conduit à une surestimation de la réactivité par la méthode des interruptions de faisceau lorsque l’on mesure le flux loin de la source, tandis que la réactivité est au contraire sous-estimée lorsque l’on s’en rapproche. Entre ces deux zones, on trouve un point dans lequel la réactivité est correctement estimée.

Si cet effet est clairement discernable pour les détecteurs à dépôt d’ ^{235}U , il est en partie masqué par un autre effet dans le cas des chambres à dépôt d’ ^{238}U . En effet, on observe à l’aide de ses chambres et pour la première fois dans GUINEVERE, de fortes sous-estimations de la réactivité, (toujours en comparaison avec les mesures MSM), pour les

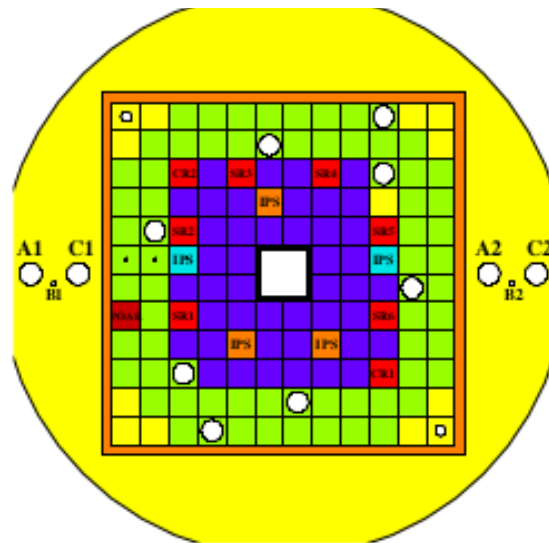


FIGURE 4.14 – Vue en coupe de la configuration SC11/All-rods-in En jaune le plomb, en orange l’acier inoxydable, en rouge les barres absorbantes en carbure de bore, en bleu sombre les assemblages combustibles, en bleu ciel les assemblages polyéthylène et en vert les assemblages graphite.

configurations les plus sous-critiques (voir Figures 4.11 4.12 et 4.13). On remarque que ce sont les détecteurs qui sont situés dans le réflecteur et à proximité de barres absorbantes (principalement les barres de sûreté) insérées dans le cœur qui donnent des valeurs de réactivité les plus fortement sous-estimées.

En nous intéressant de plus près à cet effet dans une configuration où les barres absorbantes sont toutes insérées, soit SC11/All-rods-in, dont les résultats sont représentés sur la figure 4.11, on peut comparer les résultats issus des détecteurs en positions (1,-5) et (-5,2), respectivement éloigné et proche d’une barre absorbante insérée dans le cœur comme on peut le constater sur la figure 4.14. On y voit que tous les détecteurs à dépôt d’ ^{235}U comme d’ ^{238}U sous-estiment la réactivité dans la position (-5,2) par rapport à la position (1,-5). Mais, dans le cas des chambres à ^{235}U , cet effet est contre-balançé par leur tendance à la surestimation. On observe généralement une hiérarchisation des résultats obtenus pour une même position mais avec des puretés ^{238}U différentes, la réactivité étant d’autant plus sous-estimée que la concentration en ^{238}U est élevée.

Afin d’établir une comparaison globale avec les valeurs MSM de référence, les résultats ont été moyennés pour chaque configuration de VENUS-F et pour chaque type de dépôt (^{235}U , $^{238}\text{U}^*$, $^{238}\text{U}^{**}$ et $^{238}\text{U}^{***}$) par la formule suivante [51] :

$$\langle \rho_{\S} \rangle = \frac{\sum_i \rho_{\S,i} / u^2(\rho_{\S,i})}{\sum_i 1 / u^2(\rho_{\S,i})} \quad (4.5)$$

avec $\rho_{\S,i}$ la réactivité mesurée par le détecteur i et $u^2(\rho_{\S,i})$ le carré de son incertitude. De plus, la propagation des incertitudes est effectuée en considérant prudemment une

corrélation totale entre les résultats des différents détecteurs :

$$u(\langle \rho_s \rangle) = \sqrt{\frac{\sum_i \sum_j 1/(u(\rho_{s,j}) \times u(\rho_{s,i}))}{(\sum_i 1/(u^2(\rho_{s,i})))^2}} \quad (4.6)$$

Bien que la validité des moyennes ainsi obtenues soit critiquable en raison des forts effets spatio-énergétiques rencontrés, la hiérarchisation des résultats en fonction des dépôts se retrouve dans ces résultats moyennés, disponibles dans le tableau 4.5. On peut de nouveau y constater l'augmentation de l'effet de sous-estimation des chambres à ^{238}U à mesure que les barres absorbantes sont insérées dans le cœur de VENUS-F.

Configuration cœur	$\langle \rho_s \rangle^{235}\text{U}$	$\langle \rho_s \rangle^{238}\text{U}^*$	$\langle \rho_s \rangle^{238}\text{U}^{**}$	$\langle \rho_s \rangle^{238}\text{U}^{***}$	$\rho_{s,\text{MSM}}$
SC11/All-SRs-out	-5,653(18)	-5,728(2)	-5,787(22)	-5,82(023)	-6,00(18)
SC11/4-SRs-out	-11,79(3)	-12,22(49)	-12,30(6)	-12,39(6)	-12,82(39)
SC11/2-SRs-out	-15,46(4)	-15,90(7)	-15,90(9)	-16,21(8)	-16,96(52)
SC11/All-SRs-In	-19,37(5)	-19,73(8)	-19,69(11)	-20,39(11)	-21,24(65)
SC10/All-Rods-out	-7,498(27)	-7,605(28)	-7,901(31)	-7,916(33)	-7,82(19)
SC10/2-SRs-out	-21,11(6)	-22,37(11)	-24,19(17)	-23,83(16)	-22,53(55)
SC12/All-SRs-In	-29,67(7)	-32,30(19)	-34,98(30)	-37,76(38)	-31,36(76)

TABLE 4.5 – Réactivité moyenne obtenue pour chaque type de dépôt et chaque configuration en analysant les interruptions des faisceau à l'aide de la formule (4.4).

4.3 Résultats en cycle utile élevé

Quelques expériences d'interruptions périodiques de faisceau du programme MYRACL ont utilisé des cycles utiles de la source plus élevés que le cycle utile 2/100. Comme ce type de cycle utile correspond à des phases de fonctionnement à puissance nominale de MYRRHA, ces expériences ont eu lieu principalement avec les configurations MYRACL les moins sous-critiques. En outre, les positions sondées pour chaque type de dépôt sont moins diverses que pour le cycle utile 2/100. Ainsi ont été étudiés :

- le cycle utile 2 ms sur 4 ms (soit une fréquence d'interruption de 250 Hz) dans la configuration SC10/2SRs-out dont les résultats sont représentés sur la figure 4.15 ;
- le cycle utile 23 ms sur 25 ms ($f = 40$ Hz) dans la configuration SC10/All-Rods-out (figure 4.16) ;
- le cycle utile 98 ms sur 100 ms ($f = 10$ Hz) dans la configuration SC10/All-Rods-out (figure 4.17).

Les différentes plages d'intégration des niveaux n_0 et n_1 utilisées pour ces différents paramètres de cycle utiles sont disponibles dans le tableau 4.4.

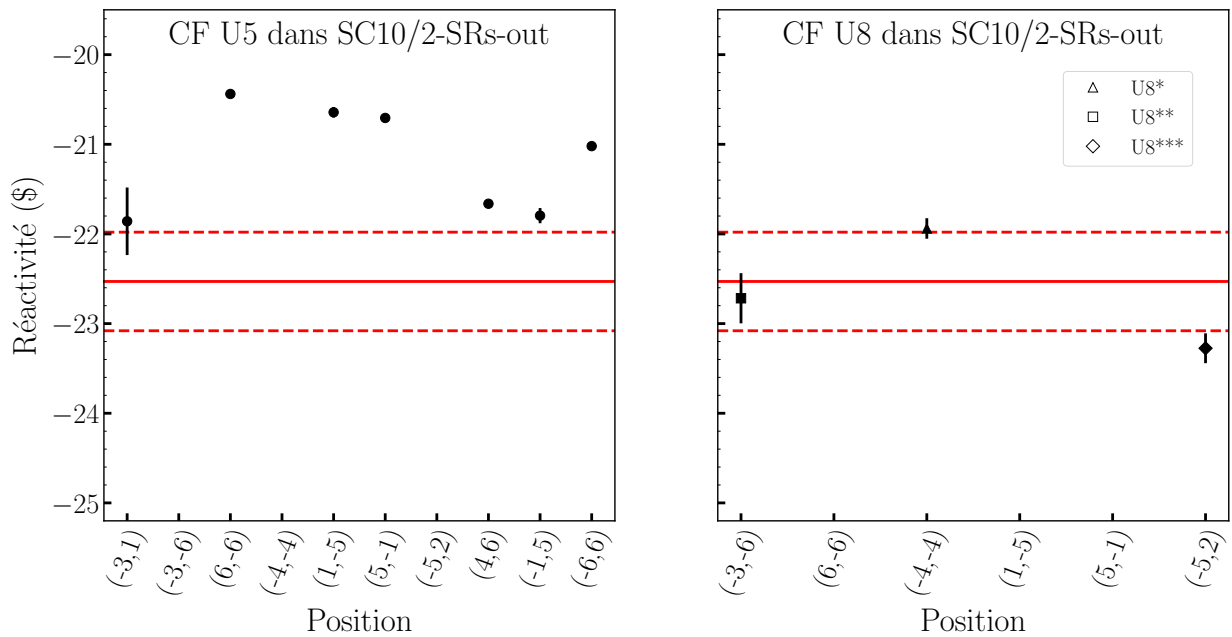


FIGURE 4.15 – Estimations de la réactivité de la configuration SC10/2-SRs-out par l'équation (4.4) à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/4. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

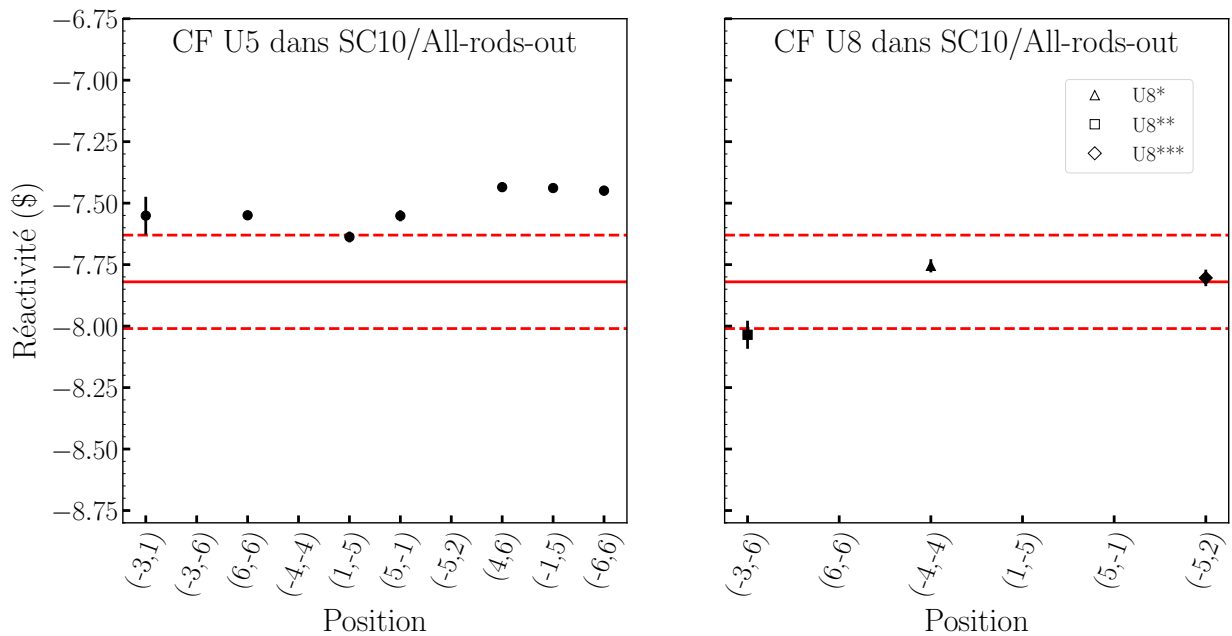


FIGURE 4.16 – Estimations de la réactivité de la configuration SC10/All-Rods-out à l'aide de l'équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 23/25. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

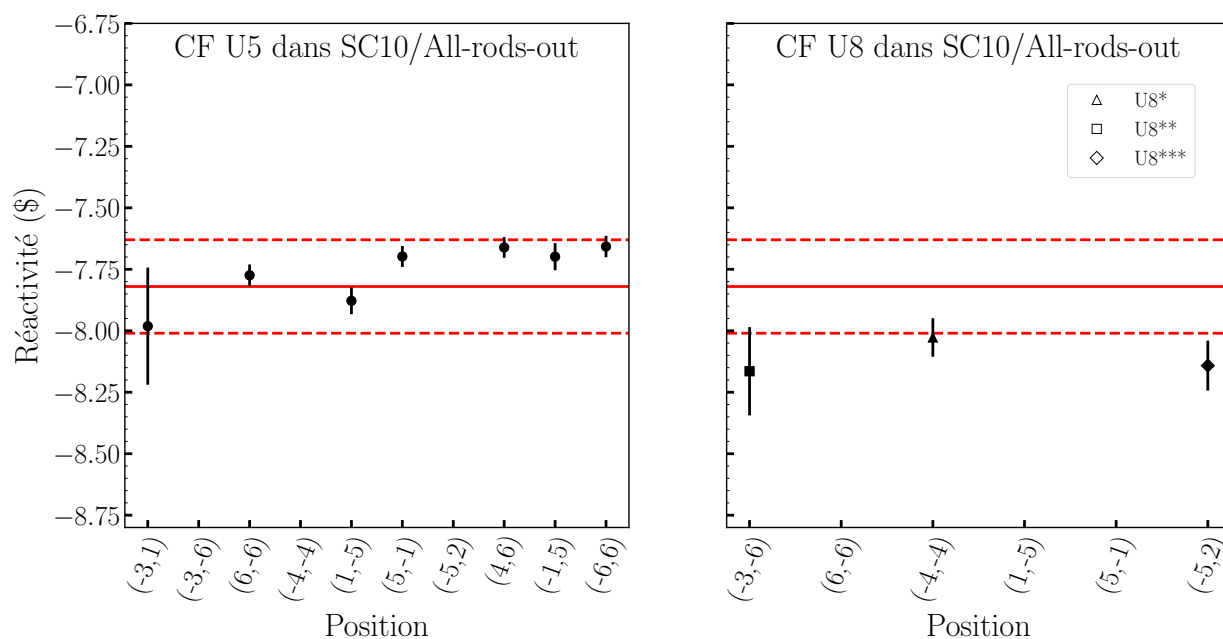


FIGURE 4.17 – Estimations de la réactivité de la configuration SC10/All-Rods-out à l’aide de l’équation (4.4) avec les chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 98/100. La valeur MSM et son incertitude, sont représentées en rouge.

Malgré les limites imposées par des incertitudes statistiques plus importantes ainsi qu’une couverture spatiale moins importante des mesures, les résultats en cycle utiles élevés, compilés dans la table 4.6, sont proches des résultats obtenus en cycle utile 2%, ce qui semble indiquer un impact modéré du cycle utile sur les mesures en réactivité (dans la limite des cycle utiles testés ici).

Configuration cœur (dépôt utilisé)	2/100	2/4	23/25	98/100
SC10/All-rods-out (^{235}U)	-7,498(27)		-7,505(21)	-7,720(47)
SC10/All-rods-out ($^{238}\text{U}^*$)	-7,605(28)		-7,755(27)	-8,027(78)
SC10/All-rods-out ($^{238}\text{U}^{**}$)	-7,901(31)		-8,035(57)	-8,165(18)
SC10/All-rods-out ($^{238}\text{U}^{***}$)	-7,916(33)		-7,804(34)	-8,142(102)
SC10/2-SRs-out (^{235}U)	-21,11(6)	-20,98(36)		
SC10/2-SRs-out ($^{238}\text{U}^*$)	-22,37(11)	-21,94(11)		
SC10/2-SRs-out ($^{238}\text{U}^{**}$)	-24,19(17)	-22,72(28)		
SC10/2-SRs-out ($^{238}\text{U}^{***}$)	-23,83(16)	-23,28(17)		

TABLE 4.6 – Réactivité moyenne obtenue pour chaque type de dépôt et chaque configuration en analysant les interruptions des faisceau en cycle utile de source élevé à l’aide de la formule (4.4).

4.4 Impact d'interruptions aléatoires sur la mesure de la réactivité

Alors que les interruptions programmées du faisceau s'avèrent utiles pour surveiller les variations de la réactivité d'un ADS en fonctionnement ou en phase de démarrage, les interruptions non planifiées peuvent être fréquentes dans un accélérateur linéaire. Les interruptions suffisamment longues pour engendrer une perte totale de la source sur plusieurs périodes seraient facilement détectées et entraîneraient une procédure de retour en puissance incluant un report des mesures de réactivité jusqu'au retour du faisceau. En revanche, l'impact sur la mesure de réactivité qu'auraient des interruptions courtes, qui s'ajouteraient aux interruptions programmées et n'entraîneraient qu'une variation brève de l'intensité du faisceau doit pouvoir être évalué et quantifié.

Pour cette raison, une série de mesures a été effectuée dans la configuration SC10/All-Rods-out de VENUS-F avec un cycle-utile de 98/100 ms afin de correspondre à une configuration de fonctionnement en puissance de MYRRHA. Afin de simuler des interruptions accidentelles, le module électronique pilotant la source duoplasmatron du GENEPI-3C a été modifié afin de générer un nombre d'interruptions aléatoires de 2 ms (noté n_{RBT}) compris entre 0 et 7 par période T de 100 ms (la densité de probabilité de n_{RBT} est représentée figure 4.18), et s'ajoutant aux interruptions programmées.

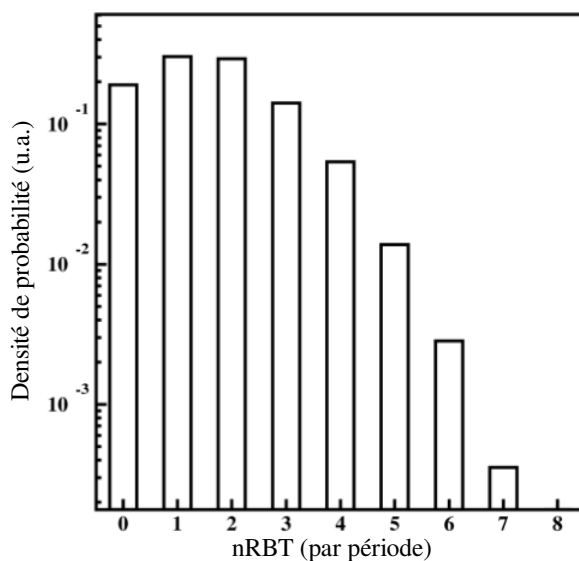


FIGURE 4.18 – Densité de probabilité du nombre d'interruptions aléatoires de faisceau par période.

Ces interruptions aléatoires sont autorisées durant chaque période à partir de 7 ms après la fin d'une interruption programmée du faisceau et jusqu'à 8 ms avant l'interruption programmée suivante. Comme le détecteur API est sensible aux particules alpha produites lors de la réaction DT, les effets des interruptions de source sont alors parfaitement distin-

guables sur la figure 4.19.

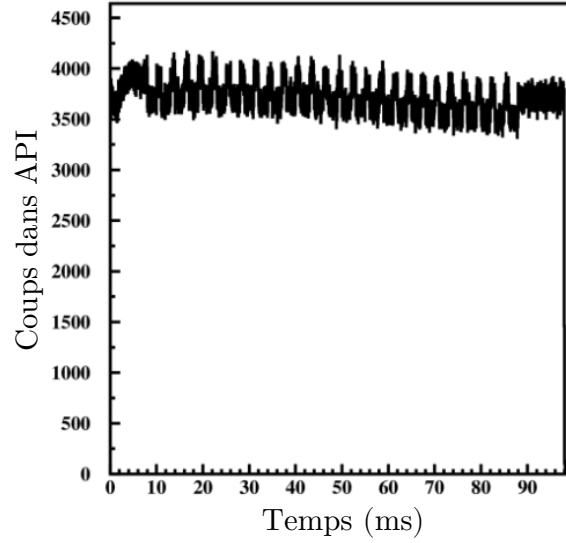


FIGURE 4.19 – Nombre de coups enregistrés par le détecteur API sur toute la durée de l'expérience, ramené sur une seule période.

Ainsi, comparer les résultats obtenus par l'usage direct de la formule (2.45) sur les données prises avec et sans interruptions aléatoires dans les mêmes conditions par ailleurs (configuration réacteur, emplacement des détecteurs, cycle utile programmé de 98/100) nous permet d'estimer l'impact de ces interruptions sur la réactivité mesurée. On peut alors constater sur la figure 4.20, un écart d'environ 0,4 \$ entre les valeurs mesurées sans interruptions aléatoires (en cyan sur la figure) et les valeurs mesurées avec interruptions aléatoires (en jaune sur la figure). Cette sous-estimation significative de la réactivité peut s'expliquer par la baisse artificielle du cycle utile de la source causée par les interruptions aléatoires, qui n'est pas prise en compte dans la formule (2.45).

Pour s'en assurer, on peut utiliser les taux de comptage du détecteur API lors des expériences incluant les interruptions aléatoires. On peut en effet calculer à partir des taux de comptage de ce détecteur lors d'une expérience incluant des interruptions aléatoires de faisceau N_{APIRBT} et lors d'une expérience sans interruption aléatoire du faisceau N_{APInoRBT} une estimation de la part de source "perdue" à cause des interruptions aléatoires et ainsi estimer le cycle utile effectif de la source, c_{eff} :

$$c_{\text{eff}} = \left(\frac{t_{\text{on}}}{T} \times f_{\text{RBT}} \right) = \left(\frac{t_{\text{on}}}{T} \right) \times \left(\frac{N_{\text{APIRBT}}}{N_{\text{APInoRBT}}} \right) \quad (4.7)$$

qui est ici de 94,1 %. On intègre cette valeur à l'estimation de la réactivité par l'équation (2.45) pour obtenir :

$$\rho_{\$, \text{RBTcorr}} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = c_{\text{eff}} \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1} \right) \quad (4.8)$$

Les résultats de l'application de cette correction sont représentés en vert sur la figure 4.20. On peut alors observer que les résultats corrigés sont compatibles avec ceux obtenus sans interruptions aléatoires de la source.

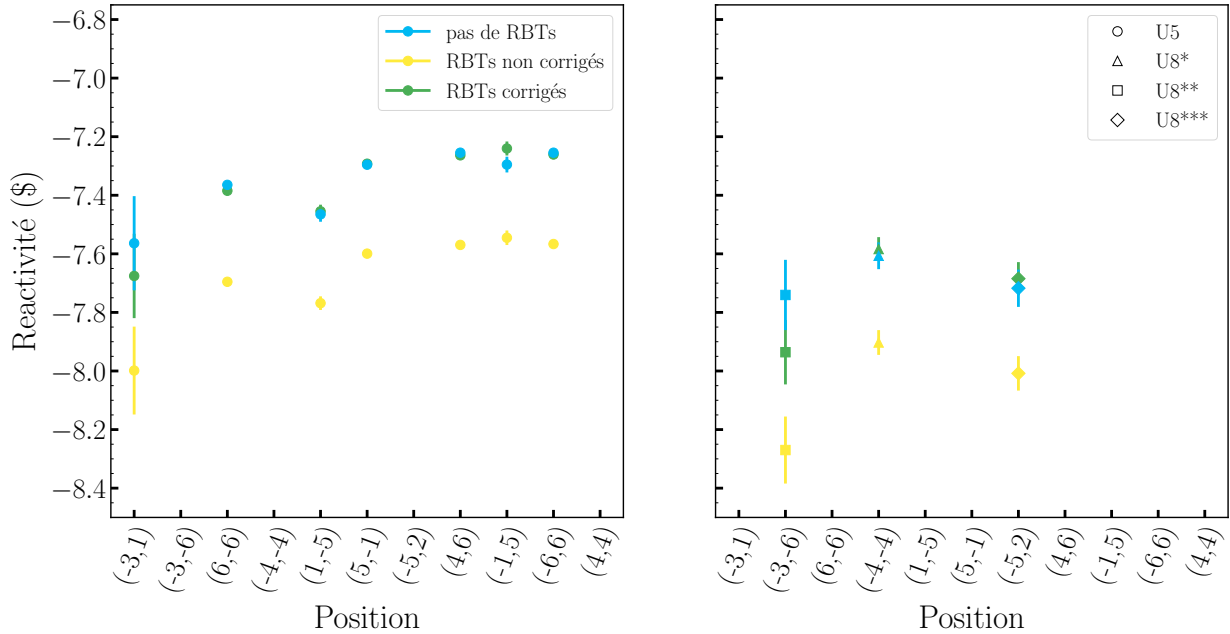


FIGURE 4.20 – Comparaison des estimations de la réactivité de la configuration SC10/All-Rods-out à l'aide des chambres à fission à dépôt d'uranium 235 (gauche) et d'uranium 238 (droite). Les points cyan représentent les résultats obtenus à l'aide de la formule (4.4) sans interruptions aléatoires de la source. Les points jaunes représentent les résultats obtenus à l'aide de la formule (4.4) avec interruptions aléatoires de la source. Enfin les points verts représentent les résultats obtenus à l'aide de la formule (4.8) avec interruptions aléatoires de la source lorsque l'on utilise le cycle utile effectif de la source calculé par la formule (4.7) à partir des taux de comptage du détecteur API.

Puisque dans le cadre de ces expériences tests, nous connaissons exactement le nombre réel d'interruptions aléatoires du faisceau pour chaque expérience, il peut être intéressant de comparer l'estimation du cycle utile effectif par la formule (4.7) avec l'estimation du cycle utile effectif exploitant la connaissance du nombre moyen $\langle n_{\text{RBT}} \rangle$ d'interruption aléatoires d'une durée d_{RBT} de 2 ms :

$$c_{\text{eff}} = \frac{t_{\text{on}} - \langle n_{\text{RBT}} \rangle d_{\text{RBT}}}{T} \quad (4.9)$$

On obtient alors une estimation du cycle effectif de la source d'environ 94,6 %, valeur très proche de la valeur estimée par la formule (4.7). On peut ainsi estimer le biais imposé à la mesure de réactivité par la présence d'interruptions aléatoires non détectées à partir des équations (4.8) et (4.9) :

$$\frac{\rho_{\$,RBT} - \rho_{\$,RBTcorr}}{\rho_{\$,RBTcorr}} = \frac{c - c_{eff}}{c_{eff}} = \left(\frac{t_{on}}{\langle n_{RBT} \rangle d_{RBT}} - 1 \right) \quad (4.10)$$

On constate que ce biais dépend du rapport entre la durée moyenne d'interruption aléatoire et le temps programmé de faisceau. Ainsi, l'impact de telles interruptions non détectées sur la mesure sera faible, tant que le produit $\langle n_{RBT} \rangle d_{RBT}$ reste très inférieur à t_{on} . Cette donnée est importante puisqu'il ne sera peut être pas possible de quantifier facilement le nombre d'interruptions non planifiées dans un accélérateur linéaire d'un ADS en fonctionnement.

4.5 Conclusion

Les expériences d'interruptions de faisceau du programme MYRACL étaient principalement dédiées à l'étude de la mesure de la réactivité dans des conditions de démarrage de MYRRHA. Dans ce but, les configurations réacteur choisies, SC10 pour représenter la taille d'un cœur MYRRHA en début de vie et SC11 pour représenter la taille d'un cœur MYRRHA à l'équilibre, ont été étudiées avant et après insertion des barres de sûreté pour couvrir une large plage en anti-réactivité (de -32 \$ à -6 \$) principalement avec un cycle utile du GENEPI-3C de 2% correspondant à celui envisagé pour l'accélérateur linéaire de MYRRHA en phase de démarrage. Des chambres à fission avec des dépôts d' ^{235}U ou ^{238}U ont été placées dans 11 positions différentes dans le réacteur pour mesurer la diminution au cours du temps de la population de neutrons lors d'interruptions programmées de la source de neutrons. Les valeurs de réactivité ont été obtenues par l'analyse de ces variations de population neutronique à l'aide d'une formule fondée sur la cinétique point.

Les résultats obtenus montrent que :

- les résultats des mesures dans les configurations peu sous-critiques SC11/All-SRs-out et SC10/All-Rods-out donnent des résultats proches des mesures MSM, qui servent de référence ;
- la dispersion des résultats augmente avec l'anti-réactivité, ce qui signe l'apparition d'effets spatiaux au-delà de la cinétique point ;
- alors que les chambres à fission à ^{235}U donnent toujours des résultats en légère surestimation ou compatibles avec les valeurs MSM, les chambres à ^{238}U peuvent parfois largement sous-estimer la réactivité des configurations largement sous-critiques. Cette sous-estimation concerne les détecteurs proches des barres absorbantes insérées dans le cœur. Cet effet spatial affecte aussi dans une moindre mesure les chambres à ^{235}U , pour lesquelles il est largement compensé par leur tendance à la surestimation dans tous les cas étudiés dans MYRACL. Au contraire, l'amplitude de l'effet de sous-estimation tend à augmenter avec la pureté des dépôt des chambres à ^{238}U .

Ces observations attestent de l'existence d'effets spatio-énergétiques sortant du cadre de la cinétique point, rendant ainsi la mesure dépendante de la position et du type de dépôt utilisé dans les chambres à fission. Les barres absorbantes en carbure de bore, majoritari-

rement les barres de sûreté dans notre cas, semblent jouer un rôle clé dans les distorsions observées au fur et à mesure que les configurations deviennent de plus en plus sous-critiques. C'est d'autant plus visible que de nettes disparités apparaissent entre les comportements des chambres proches des sites d'insertion de ces barres et celles qui en sont éloignées, (jusqu'à 5 % de différence en réactivité), avec dans les cas les plus extrêmes une large sous-estimation de la réactivité par les chambres à dépôt d' ^{238}U ultra-pur adjacentes à une barre de sûreté.

Bien que l'observation de ce dernier effet soit inédite, il a été montré dans les programmes précédents que les effets spatio-énergétiques rencontrés dans ce type de mesures peuvent être correctement estimés par l'usage d'un code de transport Monte-Carlo et d'un modèle simplifié de la géométrie de VENUS-F. On se propose donc dans le chapitre suivant de simuler ces expériences à l'aide du code de transport Serpent-2, afin de pouvoir calculer des facteurs spatio-énergétiques (FSE) et s'affranchir des effets spatio-énergétiques. Cette modélisation sera également utilisée pour étudier les phénomènes physiques responsables de ces effets spatio-énergétiques.

Chapitre 5

Simulations Monte-Carlo des expériences MYRACL

5.1 Introduction

La reproduction complète des expériences MYRACL par la simulation est une étape importante de l'étude des effets hors cinétique point rencontrés dans les données expérimentales. Cela nécessite de reproduire la géométrie de VENUS-F, puis de simuler la propagation des neutrons émis par une source continue et périodiquement interrompue à l'aide d'un code de transport. Dans le cadre du projet EUROTRANS, une modélisation détaillée de VENUS-F a été écrite par le SCK·CEN pour le code de transport stochastique MCNP. Cette modélisation, extrêmement détaillée en raison des exigences de précision lors de la phase de conception, nécessite la déclaration d'un grand nombre de surfaces, ce qui va engendrer des temps de calculs importants pour le transport des neutrons. Ce nombre important de surfaces rend également le modèle complexe à appréhender et à modifier.

Pour pallier ces problèmes, une version simplifiée de ce modèle a été produite au LPC-CAEN [49]. L'approximation principale de ce modèle est l'homogénéisation en un seul matériau de la partie active des assemblages combustible (les barres d'uranium, les réglettes de bismuth, les barreaux d'alumine, les plaques de plomb et la gaine en acier inoxydable). Dans le même temps, certains détails géométriques sont volontairement omis, c'est le cas du doigt de gant de l'accélérateur GENEPI-3C ainsi que certains détails du réflecteur axial inférieur de la cuve. Enfin, les chambres à fission sont également non incluses dans le modèle. Ces simplifications ont déjà été employées avec succès dans l'analyse d'expériences passées sur l'installation GUINEVERE [54, 48, 22].

Dans la continuité des travaux précédents, notamment le développement au LPC-CAEN d'une méthode d'analyse modale stochastique, les calculs présentés dans la suite de ce document ont été réalisés à l'aide d'une transcription pour le code de transport stochastique Serpent 2 [52] de ce modèle simplifié de VENUS-F.

Le facteur de multiplication et les paramètres cinétiques des modèles simplifiés des configurations de VENUS-F du programme MYRACL ont été calculés avec Serpent 2 à l'aide

de calculs en itération de puissance. Dans ce type de simulation, les neutrons sont transportés cycle par cycle, cycles qui s'arrêtent lorsque le dernier neutron de la génération a été absorbé ou s'est échappé du réacteur. Les neutrons de chaque cycle sont émis depuis les sites de fission du cycle précédent et le nombre de neutron est maintenu constant entre chaque génération par un facteur de multiplication. Usuellement, les premiers cycles sont dits inactifs, c'est-à-dire qu'ils ne servent qu'à faire converger la source de fission vers la source critique associée avant de lancer le calcul du facteur de multiplication effectif k_{eff} .

Les résultats sont listés dans le tableau 5.1.

TABLE 5.1 – Caractéristiques des modèles semi-homogènes des configurations de VENUS-F étudiées dans MYRACL.

Configuration cœur	$k_{\text{eff,modèle}}$	$\beta_{\text{eff,modèle}}$ (pcm)	$\rho_{\$,modèle}$ (\$)	$\rho_{\$,MSM}$ (\$)
SC11/All-SRs-out	0,95361(3)	734(2)	-6,62(2)	-6,00(18)
SC11/4SRs-out	0,91301(3)	736(2)	-12,95(3)	-12,82(39)
SC11/2SRs-out	0,88750(4)	736(2)	-17,22(5)	-16,96(52)
SC11/All-SRs-in	0,86121(3)	736(2)	-21,88(6)	-21,24(65)
SC10/All-rods-out	0,94889(4)	741(2)	-7,27(2)	-7,82(19)
SC10/2SRs-Out	0,85250(3)	746(2)	-23,21(6)	-22,53(55)
SC12/All-rods-in	0,80422(3)	752(2)	-32,35(10)	-31,36(76)

Il est intéressant de noter que si les valeurs de réactivité des modèles sont proches des réactivités mesurées expérimentalement par la méthode MSM, elles ne sont pas toutes compatibles avec celles-ci. Cela peut entraîner un biais dans la reproduction des effets spatiaux, dont la magnitude dépend de la réactivité. Nous proposerons par la suite une méthode permettant de s'affranchir de ce biais.

5.2 Simulation des expériences d'interruptions périodiques de faisceau

Pour pouvoir simuler les expériences d'interruptions de faisceau du programme MYRACL, on utilise le mode source fixe fourni par le code Serpent 2. Dans ce type de calcul, les neutrons sont émis à partir d'une source définie par l'utilisateur. Dans les calculs qui seront présentés dans ce document, la source de neutron générée par la fusion des deutons du GENEPI-3C sur le tritium de la cible est simplifiée en une source isotrope, ponctuelle et mono-énergétique de neutrons de 14 MeV, située au centre du réacteur.

Il faut pouvoir également reproduire la forme temporelle de la source lors des expériences d'interruptions de faisceau de MYRACL. En effet, comme expérimentalement, il faut environ 10000 interruptions de faisceau pour atteindre l'équilibre des précurseurs, il est évidemment très coûteux en temps machine¹ de reproduire chacune de ces interruptions

1. De l'ordre de grandeur du mois pour la simulation d'une expérience d'interruptions périodique du faisceau sur une machine disposant d'un CPU 48 coeurs de fréquence 3.4 GHz.

de manière analogue. Lors de l'analyse des programmes précédents, les expériences d'interruptions brèves du faisceau ont été approximées par une seule interruption après une longue période de faisceau continu (30 minutes). Cette approximation, quoique correcte pour des cycles utiles de source proches de 1, n'est pas applicable pour la plupart des expériences du programme MYRACL en raison de leurs cycles utiles beaucoup plus faibles (souvent 2/100).

La solution choisie est la suivante : dans le cas d'une expérience en cycle utile de 2/100, une unique interruption de faisceau est simulée après 2 ms de faisceau et les neutrons sont transportés jusqu'à 1000 s après l'interruption. On reconstruit ensuite l'histogramme des différences de temps entre la détection et l'interruption de la source en convoluant avec un schéma périodique de 10000 interruptions de faisceau.

Cette procédure introduisant plusieurs approximations, comme le choix de la discrétisation en temps, ou le choix du temps maximal de transport après l'unique interruption, des tests de sensibilité sur ces paramètres ont été conduits et un bon compromis entre précision et temps de calcul a été trouvé.

Comme mentionné précédemment, les chambres à fission ne sont pas incluses dans le modèle géométrique semi-homogène de VENUS-F. Pour simuler le taux de comptage d'une chambre à fission, le flux régnant dans un volume centré autour de la position où devrait se situer le détecteur est estimé à l'aide de l'estimateur de longueur de corde de Serpent 2 [52], puis convolué par les sections efficaces des matériaux fissibles du dépôt. Les sections efficaces utilisées pour tous les calculs présentés dans ce document sont issues de la librairie JEFF-3.1 [2]. Dans le cas du programme MYRACL, les dépôts des chambres utilisées sont composés d' ^{235}U et d' ^{238}U . C'est pourquoi les flux sont convolués aux sections efficaces de fission de ces deux noyaux. On obtient alors un détecteur virtuel d' ^{238}U pur et un autre d' ^{235}U pur pour chaque position de détecteur, ce qui nous permet de simuler les taux de comptage de n'importe quel chambre à fission dont le dépôt est composé d' ^{235}U et d' ^{238}U .

Puisque les taux de réactions doivent être calculés avec une statistique suffisante pour tous les détecteurs jusqu'à 1000 secondes après l'interruption de faisceau, les calculs de ces histogrammes restent très lourds en temps machine, malgré toutes les simplifications évoquées précédemment. Les histogrammes obtenus pour la configuration SC11/All-SRs-in sont représentés sur la figure 5.1, et y sont comparés aux données expérimentales correspondantes. On y observe un très bon accord entre les formes simulées et expérimentales pour tous les détecteurs.

5.3 Correction des effets spatiaux

5.3.1 Première approche

Comme dans les programmes expérimentaux précédents sur les interruptions de faisceau [48, 22], il est possible d'utiliser les résultats des simulations pour corriger les mesures de la réactivité des effets spatio-énergétiques, mis en évidence par la dispersion des valeurs obtenues à différentes positions.

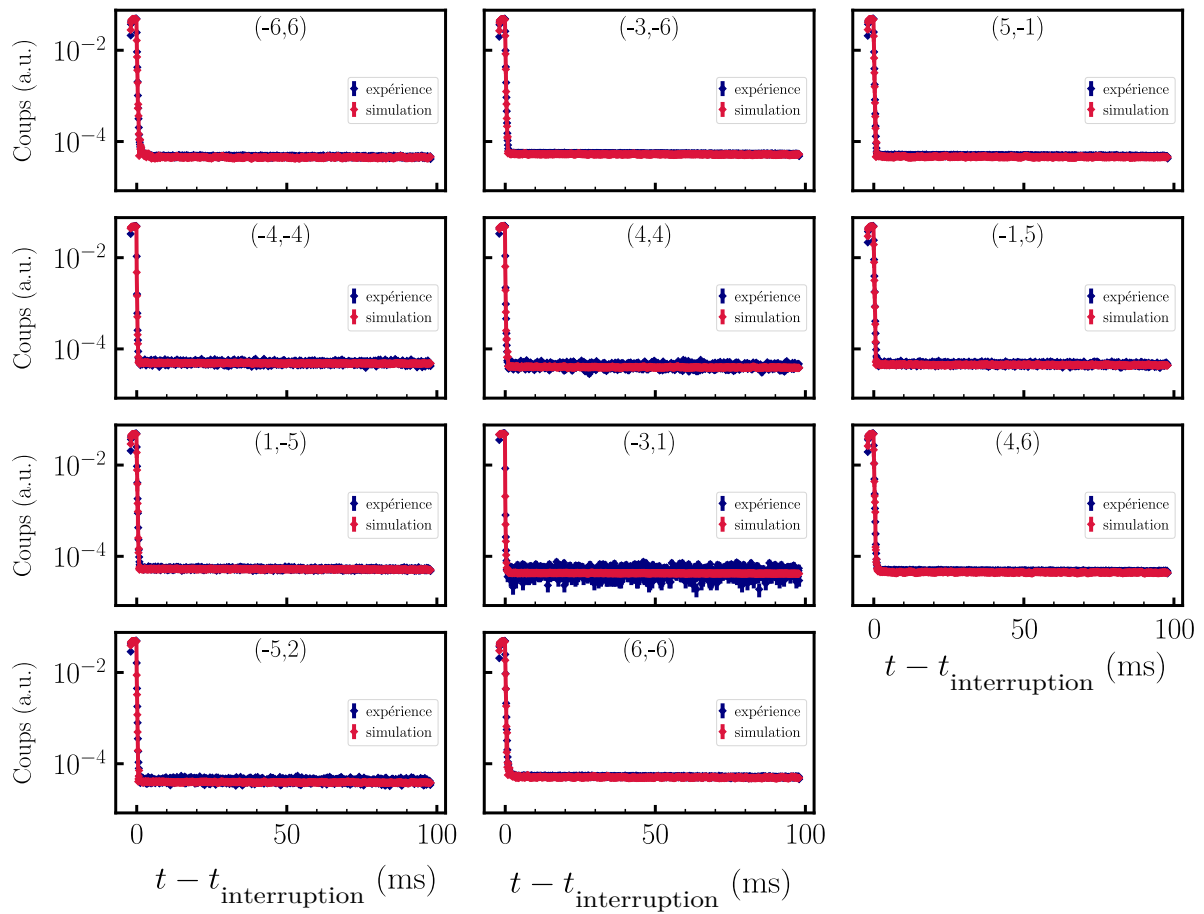


FIGURE 5.1 – Histogrammes expérimentaux (en bleu) et simulés (en rouge) obtenus pour des interruptions de faisceau de 98 ms dans la configuration SC11/All-SRs-in. Les intégrales des deux histogrammes sont normalisées à 1 pour faciliter la comparaison.

Le principe est simple, il s'agit de calculer le rapport entre la réactivité du modèle simulé que donne un calcul statique en itération de puissance (les valeurs sont disponibles dans le tableau 5.1), à la valeur de réactivité donnée par l'application de la formule (4.1) aux courbes données par la simulation de l'expérience d'interruptions de faisceau à l'aide de ce modèle.

Ainsi, dans le cas où notre simulation reproduirait correctement les effets spatiaux expérimentaux, pour chaque détecteur, le rapport entre la réactivité du réacteur simulé et la réactivité obtenue lors d'une expérience simulée devrait être identique à celui entre la véritable réactivité du réacteur et celle mesurée par ce détecteur lors de l'expérience.

Pour corriger les valeurs de réactivité obtenues expérimentalement, on calcule ensuite pour chaque configuration de VENUS-F et chaque détecteur un facteur spatio-énergétique f_{se} :

$$f_{se} = \frac{\rho_{\text{modèle}}}{\beta_{\text{eff,modèle}}} \times \frac{1}{\rho_{\$,BTsimu}} \quad (5.1)$$

où $\rho_{\$,BTsimu} = \frac{t_{on}}{T} \left(1 - \frac{n_{0,simulé}}{n_{1,simulé}} \right)$ est la réactivité obtenue par la simulation d'une expérience d'interruptions de faisceau tandis que $\rho_{\text{modèle}}$ est la réactivité du modèle calculée en mode itération de puissance.

Finalement, les valeurs expérimentales de réactivité corrigées $\rho_{\$se}$ sont données par :

$$\rho_{\$se} = f_{se} \times \rho_{\$} \quad (5.2)$$

Les valeurs de réactivités corrigées obtenues pour les configurations de VENUS-F sont représentées en bleu sur les figures 5.2 à 5.8, et sont également intégralement reportées dans l'annexe A. Les incertitudes sur les résultats corrigés sont obtenues en propageant les incertitudes statistiques des facteurs spatio-énergétiques et les incertitudes sur les valeurs expérimentales de réactivité non corrigées.

Comme on peut le constater, les résultats dits corrigés :

- sont dans l'immense majorité des cas significativement différents des résultats non corrigés ;
- voient leur dispersion grandement réduite par rapport à celle des résultats non corrigés ;
- sont compatibles à 1 sigma avec les résultats obtenus par la méthode MSM.

Il est donc possible de s'affranchir des effets spatiaux en utilisant un code de transport associé à une description sommaire du réacteur, et ce, même quand les effets spatiaux sont importants.

5.3.2 Calcul d'incertitudes réalistes

Dans un système sous-critique, l'ampleur des effets spatiaux, que l'on cherche à corriger ici, augmente lorsque la réactivité du système diminue. Cela signifie que les facteurs spatio-énergétiques augmentent lorsque la réactivité des modèles avec lesquels ils sont calculés diminue. Ainsi, si la réactivité du modèle est très différente de la réactivité réelle, alors

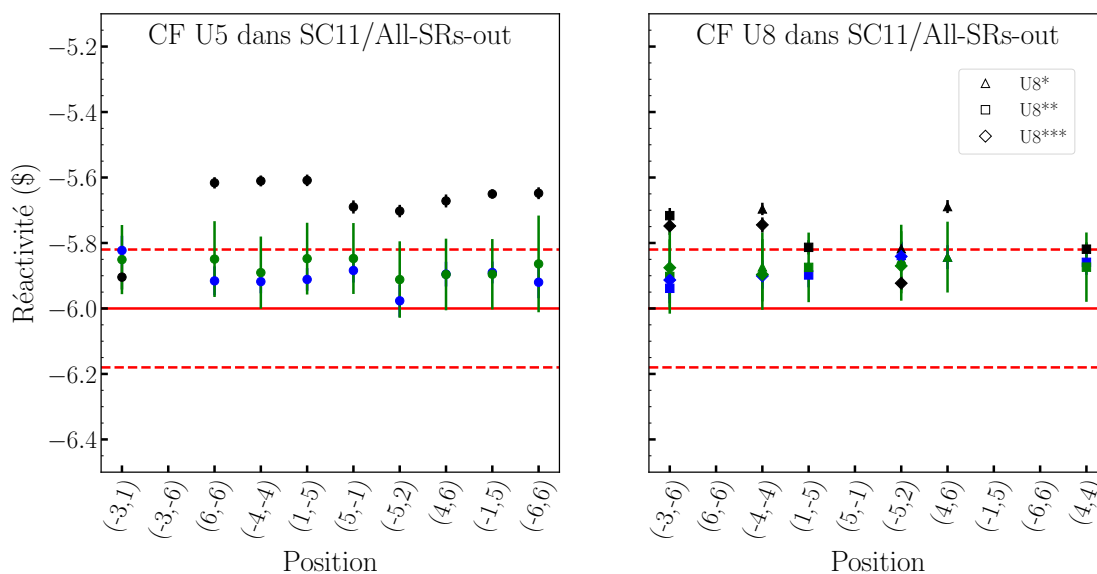


FIGURE 5.2 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/All-SRs-out à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

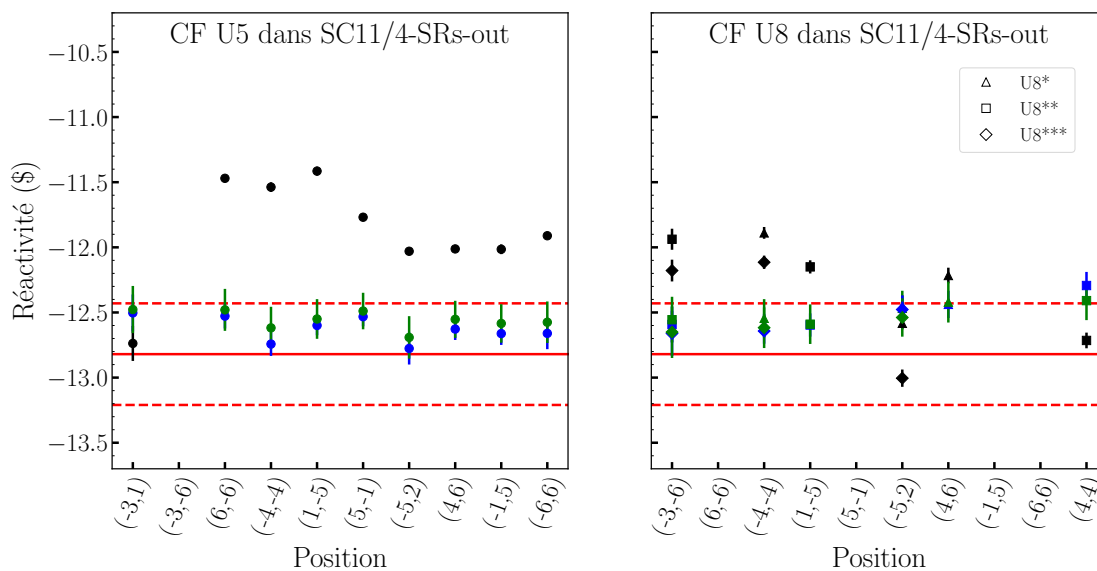


FIGURE 5.3 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/4-SRs-out à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

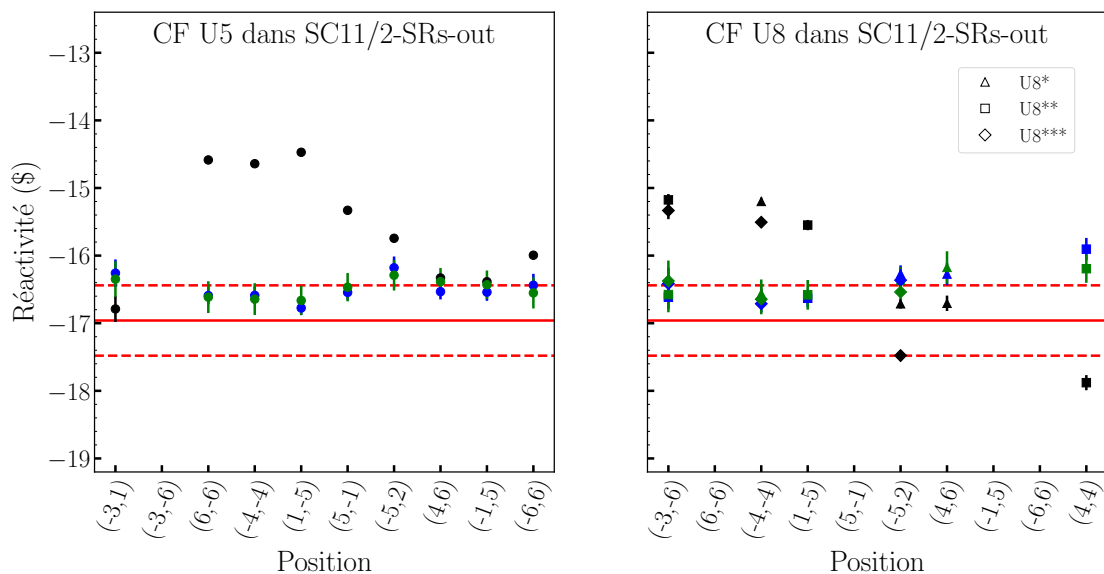


FIGURE 5.4 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/2-SRs-out à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

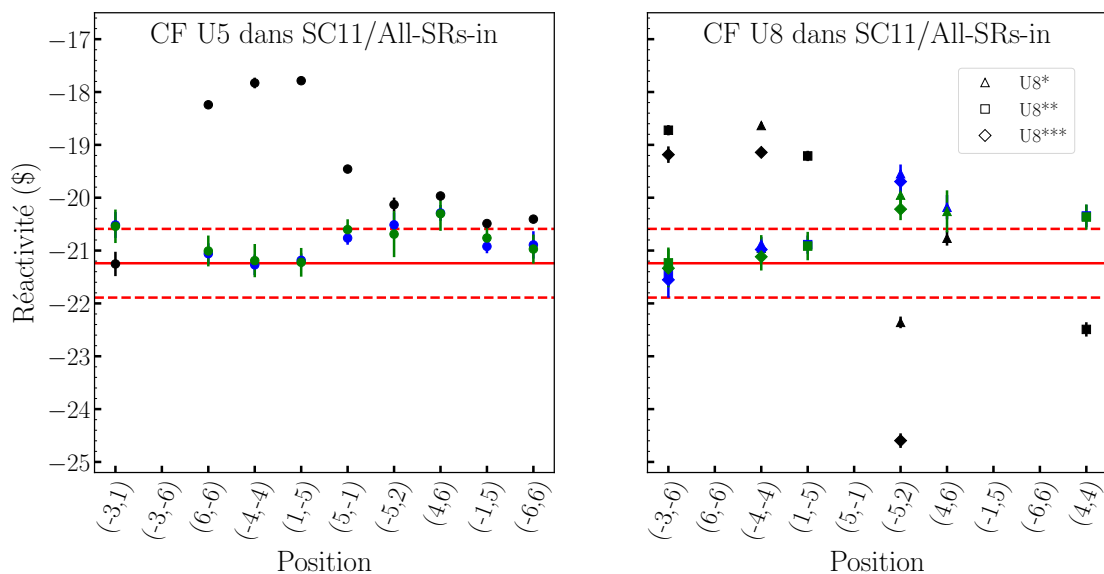


FIGURE 5.5 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/All-SRs-in à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

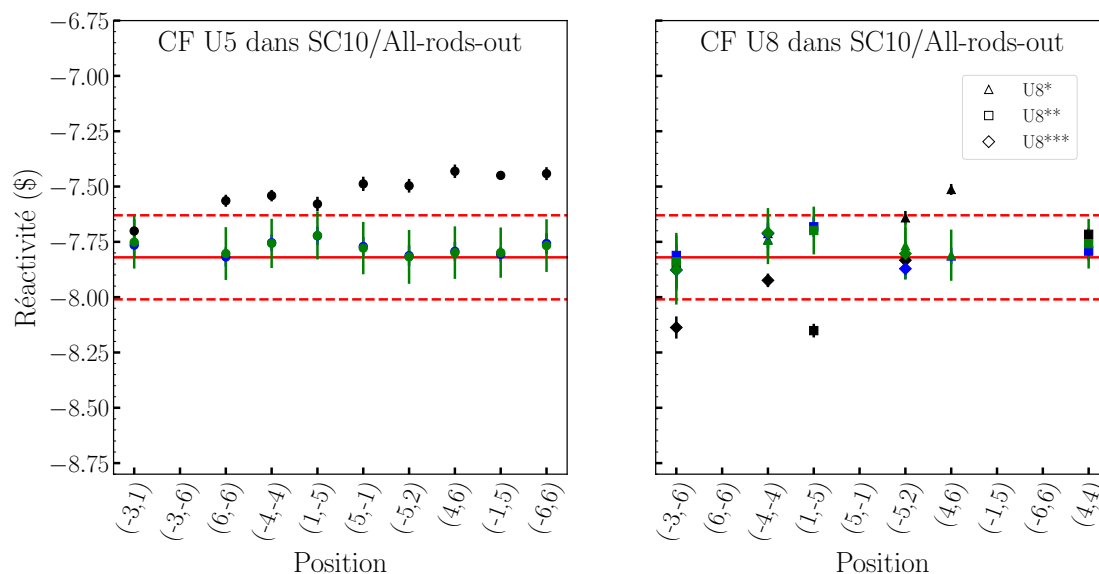


FIGURE 5.6 – Estimations de la réactivité de la configuration SC11/All-rods-out à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

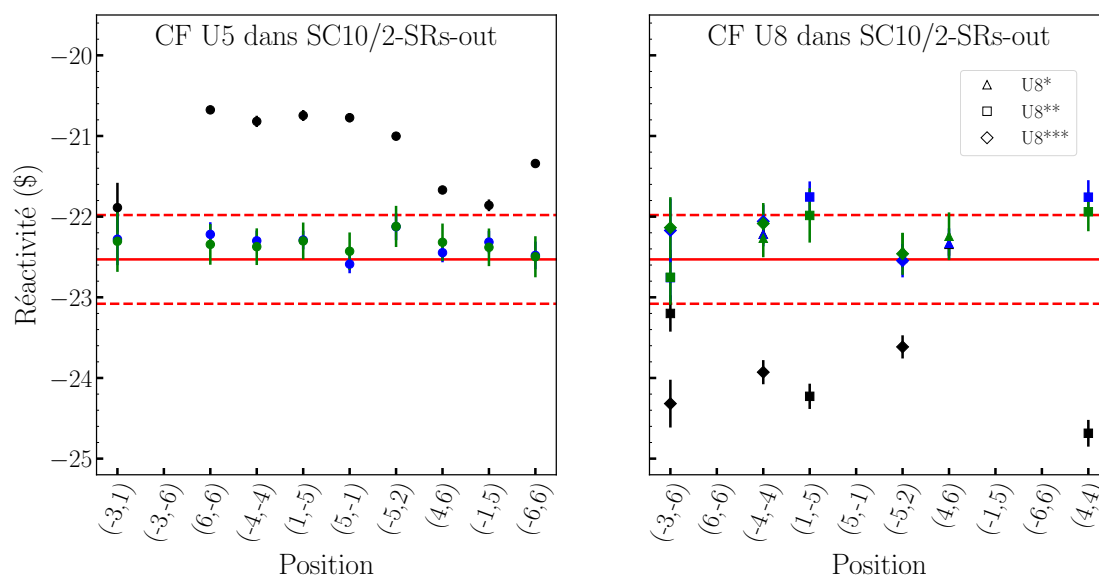


FIGURE 5.7 – Estimations de la réactivité de la configuration SC10/2-SRs-out à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d'ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

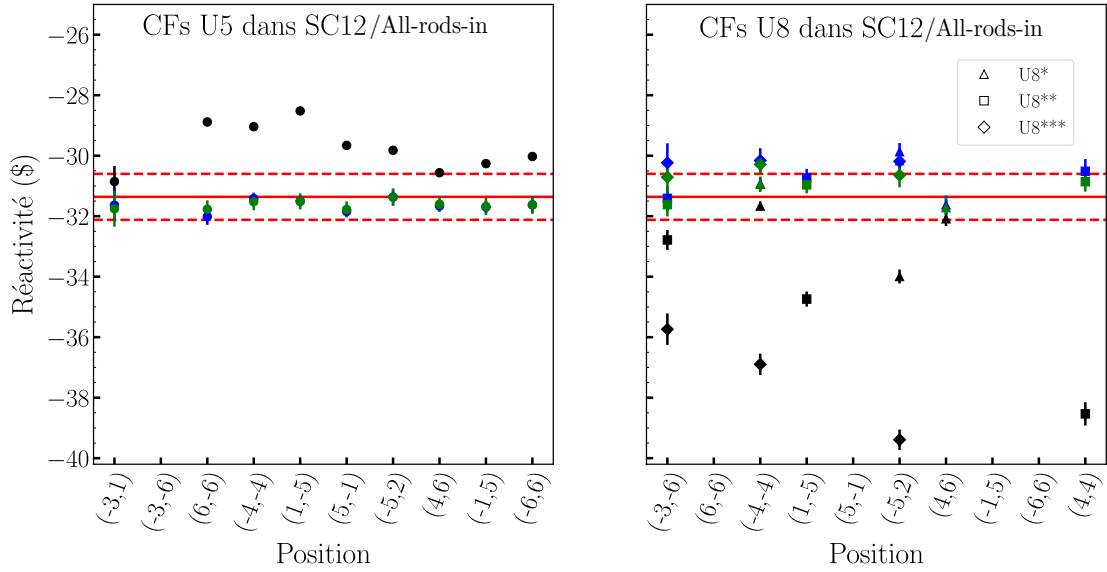


FIGURE 5.8 – Estimations de la réactivité de la configuration SC12/All-rods-in à l’aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir, les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques en bleu et les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques issus de la méthode d’ajustement local en vert. La valeur de réactivité donnée par la méthode MSM est représentée en rouge avec son incertitude à 1σ .

le facteur f_{se} calculé peut être faux. Dans un ADS de puissance, on ne disposera d’aucun moyen fiable de s’assurer que la réactivité du modèle utilisé soit suffisamment proche de la réactivité inconnue du réacteur. Or, calculer des facteurs f_{se} à l’aide de modèles dont la réactivité pourrait être différente de la véritable réactivité n’apparaît pas comme une solution satisfaisante. Il convient donc de chercher une méthode robuste vis-à-vis des écarts de réactivité entre le modèle et le réacteur réel.

Ce problème avait déjà été rencontré dans le programme FREYA [20, 22], et la méthode suivante avait été employée :

- dans un premier temps, la sensibilité $\frac{\partial f_{se}}{\partial k_{eff}}$ à la valeur du k_{eff} du modèle semi-homogène avait été calculée en réalisant plusieurs calculs MCNP en variant artificiellement le k_{eff} du modèle entre chaque calcul en multipliant le nombre de neutrons émis lors des fissions par un facteur arbitraire f_ν ;
- une fois la sensibilité des facteurs f_{se} au k_{eff} établie, l’incertitude sur le facteur f_{se} due à l’ignorance de la véritable valeur de k_{eff} pour le réacteur réel était calculé comme :

$$\Delta f_{se} = \frac{\partial f_{se}}{\partial k_{eff}} \times \Delta k_{eff} \quad (5.3)$$

où Δk_{eff} était pris égal au biais moyen entre 86 benchmarks de criticité réalisés par le Los Alamos National Laboratory et leurs simulations MCNP avec JEFF 3.1, soit 500 pcm [30].

L’emploi de cette méthode est critiquable dans le cadre de la mesure de la réactivité

inconnue d'un réacteur sous-critique, car les facteurs f_{se} restent calculés à partir d'un modèle dont la réactivité pourrait être très différente de la réactivité réelle.

Pour pallier ce problème, une nouvelle méthode, dite d'ajustement local, d'abord testée sur quelques expériences FREYA [47], a été employée pour les données MYRACL.

Dans cette méthode, on simule plusieurs expériences d'interruptions de faisceau en faisant varier le facteur f_ν qui multiplie ν , le nombre moyen de neutrons émis par fission. On obtient donc une série d'histogrammes d'interruption faisceau légèrement différents les uns les autres. L'analyse de chaque histogramme à l'aide de la formule (4.1) donne pour chaque détecteur une série de couple $(f_\nu, \rho_{\$,BTsim})$ que l'on peut représenter sur un graphe, comme représenté sur la figure 5.9.

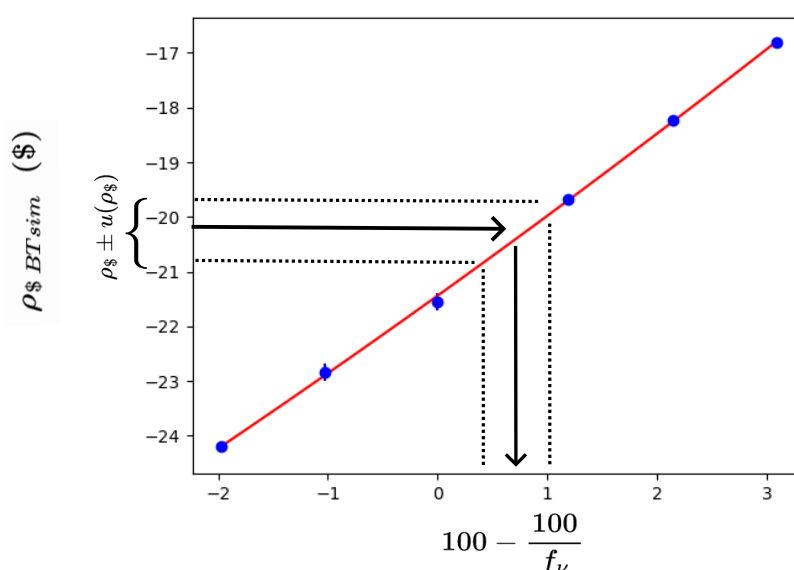


FIGURE 5.9 – Réactivité $\rho_{\$,BTsim}$ en fonction de $100 - \frac{100}{f_\nu}$

Comme illustré sur la figure 5.9, la méthodologie est la suivante :

1. on réalise un fit polynomial de la relation $\rho_{\$,BTsim} = f(100 - \frac{100}{f_\nu})$ à l'aide de l'algorithme Minuit [33, 23] ;
2. cette relation est utilisée pour obtenir la valeur de f_ν correspondant à la valeur de réactivité $\rho_{\$}$ mesurée expérimentalement, l'incertitude sur la réactivité expérimentale, ainsi que celles sur les paramètres du fit, étant propagées pour obtenir une incertitude de $u(f_\nu)$;
3. la valeur f_ν obtenue et son incertitude $u(f_\nu)$ impose la réactivité du modèle $\rho_{\$,modèle}(f_\nu)$ ainsi que son incertitude, et comme $\rho_{\$,BTsim}$ a été ajusté sur la valeur expérimentale $\rho_{\$}$, la réactivité corrigée $\rho_{\$,al}$ et son incertitude sont directement données par le choix de $\rho_{\$,modèle}$.

Cette procédure revient à choisir la réactivité du modèle en lui imposant de reproduire les déformations locales constatées expérimentalement. Si cette procédure permet

de supprimer le biais éventuel dû à la mauvaise réactivité du modèle et de fournir une estimation de l'incertitude sur le facteur $f_{se,al}$ obtenu qui inclut la contribution de l'impact de la réactivité sur l'amplitude des effets spatio-énergétiques, elle présente néanmoins l'inconvénient de requérir un grand nombre de calculs de facteurs spatio-énergétiques avec différents facteurs f_ν pour établir la relation entre ceux-ci et $\rho_{\$,BTsim}$ pour chaque détecteur. Cela entraîne une augmentation d'un ordre de grandeur du temps machine nécessaire au calcul des réactivités $\rho_{\$,al}$ par rapport au temps nécessaire pour calculer les facteur f_{se} sans ajustement local, déjà important.

Les valeurs de réactivité corrigées par la méthode d'ajustement local, sont représentées en vert sur les figures 5.2 à 5.8.

On observe deux effets importants :

- l'emploi de la méthode d'ajustement local augmente les incertitudes sur les valeurs de réactivité obtenues ;
- la dispersion des valeurs de réactivité est également légèrement réduite.

La moyennes pondérée et son incertitude (inc.) des résultats corrigés de tous les détecteurs ainsi que l'écart-type (é.-t.) des résultats corrigés, avec et sans la méthode d'ajustement local, sont également reportés dans le tableau 5.2. Les résultats position par position et par type de dépôt sont disponibles en annexe A.

Configuration	$\rho_{\$,MSM}$		$\rho_{\$,se}$			$\rho_{\$,al}$		
	valeur	inc.	moyenne	inc.	é.-t.	moyenne	inc.	é.-t.
VENUS-F								
SC11/All-SRs-out	-6,00	0,18	-5,889	0,039	0,039	-5,873	0,110	0,022
SC11/4-SRs-out	-12,82	0,39	-12,57	0,09	0,12	-12,54	0,15	0,08
SC11/2-SRs-out	-16,96	0,52	-16,51	0,13	0,22	-16,47	0,22	0,15
SC11/All-SRs-in	-21,24	0,65	-20,74	0,17	0,55	-20,73	0,26	0,41
SC10/All-rods-out	-7,82	0,19	-7,780	0,043	0,051	-7,772	0,116	0,046
SC10/2-SRs-out	-22,53	0,55	-22,32	0,15	0,26	-22,30	0,26	0,20
SC12	-31,36	0,76	-31,34	0,25	0,68	-31,31	0,30	0,53

TABLE 5.2 – Réactivité moyenne obtenue pour chaque type de dépôt et chaque configuration en corrigeant les valeurs expérimentales avec des facteurs de corrections calculés avec et sans la méthode d'ajustement local. Les incertitudes sur les moyennes sont propagées à l'aide de la formule (4.6), et sont comparées aux écart-types estimés (é.-t.) des valeurs incluses dans la moyenne.

On observe sur le tableau 5.2, que toutes les valeurs moyennes de la réactivité sont compatibles à 1 sigma avec la valeur de réactivité MSM, ce qui constitue un résultat très satisfaisant.

5.3.3 Robustesse des facteurs spatio-énergétiques

Si la méthode de correction des effets spatio-énergétiques est rendue robuste face à l'erreur en réactivité des modèles utilisés par la méthode d'ajustement local, on peut s'in-

terroger sur la robustesse de cette méthode face à des erreurs ou simplifications dans la géométrie des modèles [47].

Dans cette optique, des facteurs de corrections ont été calculés pour la configuration SC12/All-rods-in, configuration dans laquelle les effets spatiaux les plus importants ont été observés, à l'aide de deux autres modèles, tous deux représentés sur la figure 5.10 :

- le modèle MCNP complet de VENUS-F fourni par le SCK·CEN ;
- un modèle cylindrique, délibérément sur-simplifié, où le cœur et le réflecteur en graphite de VENUS-F deviennent cylindriques. Les rayons des cylindres sont choisis afin de conserver les volumes totaux des matières. Les assemblages absorbants sont également remplacés par des cylindre de même hauteur, et de rayon choisis pour conserver le volume.

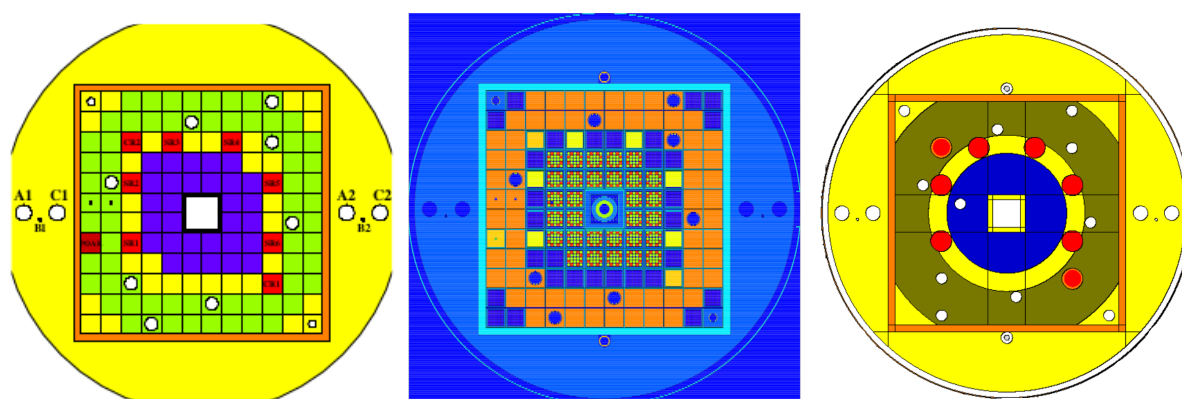


FIGURE 5.10 – Vues en coupe des différents modèles de la configuration SC12/All-rods-in de VENUS-F. De gauche à droite, le modèle semi-homogène du CNRS, le modèle original du SCK·CEN et le modèle cylindrique.

La réactivité de chaque modèle est donnée dans le tableau 5.3. Comme on peut le voir, l'écart en réactivité dépasse 6 \$ entre le modèle du SCK·CEN et le modèle cylindrique.

Modèle de SC12	modèle semi-homogène	modèle du SCK·CEN	modèle cylindrique
k_{eff}	0,80422(3)	0,82231(3)	0,79099(2)
$\rho_{\$, \text{modèle}}$	-32,35(10)	-28,73(9)	-34,96(9)

TABLE 5.3 – Réactivité des 3 modèles de VENUS-F en configuration SC12.

Les résultats des corrections obtenues par la méthode d'ajustement local à partir de ces modèles sont représentés sur la figure 5.11. Malgré les différences de géométrie et de réactivité importantes, les réactivités corrigées avec ces 3 modèles sont compatibles entre elles et avec la réactivité MSM à 2σ , et ce même pour les détecteurs à dépôt d' ^{238}U pour lesquels les corrections sont les plus importantes. Cela montre la robustesse de la méthode par rapport aux différences géométriques des modèles ainsi que sa capacité à fournir des incertitudes réalistes.

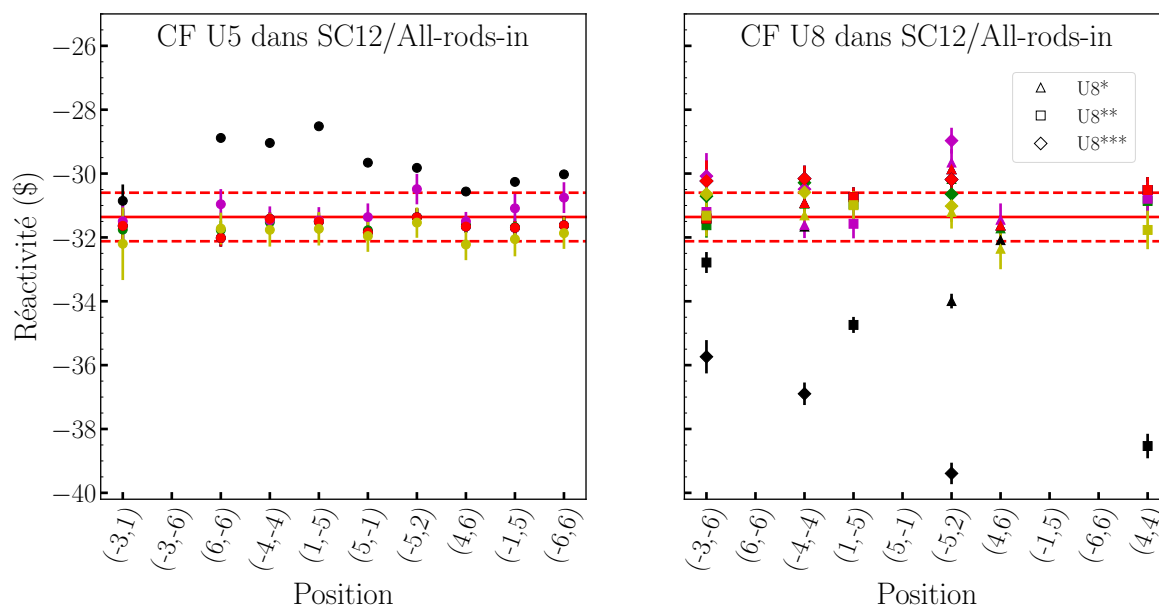


FIGURE 5.11 – Estimations de la réactivité de la configuration SC12/All-rods-in de VENUS-F à l'aide des chambres à ^{235}U (gauche) et ^{238}U (droite) en cycle utile 2/100. Les résultats bruts sont représentés en noir pour comparaison avec les résultats corrigés par les facteurs spatio-énergétiques calculés par la méthode d'ajustement local, à partir de trois modèles de VENUS-F : le modèle semi-homogène en vert, le modèle complet du SCK·CEN en jaune et le modèle cylindrique en mauve. La valeur de réactivité MSM est représentée en rouge.

5.3.4 Cartographie complète des facteurs spatio-énergétiques

La méthode de correction des effets spatio-énergétiques, fondée sur des simulations Monte-Carlo des expériences, démontre a posteriori la capacité de ces dernières à reproduire les effets spatiaux.

En revanche, ces simulations n'offrent que les résultats finaux basés sur les estimations locales des taux de comptage dans les positions des détecteurs. Ces résultats intègrent tous les phénomènes physiques à l'œuvre mais n'offrent que peu d'information aidant à l'interprétation physique des effets rencontrés.

C'est pourquoi nous avons entrepris d'étudier la cartographie complète des effets spatiaux dans VENUS-F à l'aide de nouvelles simulations Monte-Carlo d'interruptions de faisceau, afin d'étudier plus globalement la répartition des déformations spatio-énergétiques lors d'interruptions périodiques du faisceau dans VENUS-F.

Pour ce faire, le volume du réacteur est divisé en un réseau de 20×20 cellules parallélépipédiques de 8,07 cm d'arête selon x et y (coïncidant avec la section d'un assemblage dans le cœur) et de 20 cm de hauteur de part et d'autre du plan médian du réacteur. Un facteur spatio-énergétique peut alors être calculé pour chaque cellule à partir de la convolution du flux régnant dans la cellule, avant et pendant l'interruption du faisceau, avec les sections efficaces d'intérêt, en utilisant la formule (5.1).

Intéressons-nous d'abord à une configuration peu sous-critique dans laquelle les barres absorbantes ne sont pas insérées, soit SC11/All-SRs-out, dont les cartes pour un dépôt d' ^{235}U et d' ^{238}U sont représentées sur la figure 5.12. On observe que la valeur des facteurs f_{se} en fonction de la position pour un dépôt en ^{235}U est typique de l'effet spatial décrit dans la section 2.3 du chapitre 2 : plus une chambre à dépôt d' ^{235}U se trouve près de la source externe de neutrons, plus la réactivité est sous-estimée ; à l'inverse, l'utilisation d'une telle chambre dans le réflecteur interne comme externe conduirait à une surestimation de la réactivité. Les résultats obtenus avec un dépôt d' ^{238}U sont très similaires, malgré deux différences. En effet, on retrouve un décalage global des valeurs obtenues, puisque, comme observé expérimentalement, les chambres à dépôt d' ^{238}U donnent une estimation plus basse de la réactivité que les chambres à ^{235}U . De plus, on discerne l'effet des assemblages IPS thermiques (PE sur la figure 5.12) sur la mesure en réactivité par les chambres à dépôt d' ^{238}U puisqu'à leur proximité l'estimation de la réactivité est légèrement plus faible.

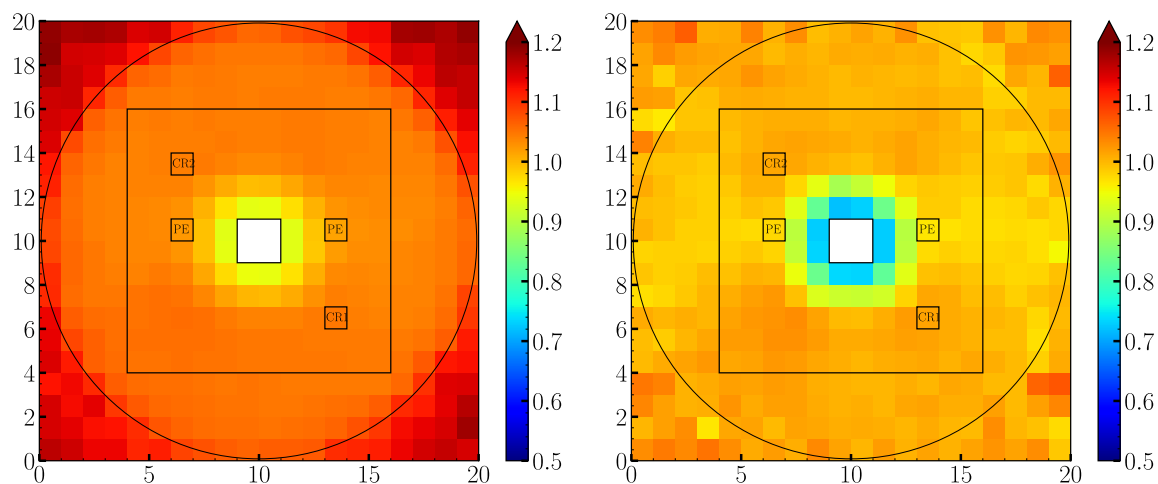


FIGURE 5.12 – Facteurs f_{se} en fonction de la position dans le réacteur en configuration SC11/All-SRs-out, pour un dépôt d' ^{235}U (à gauche), et un dépôt d' ^{238}U (à droite).

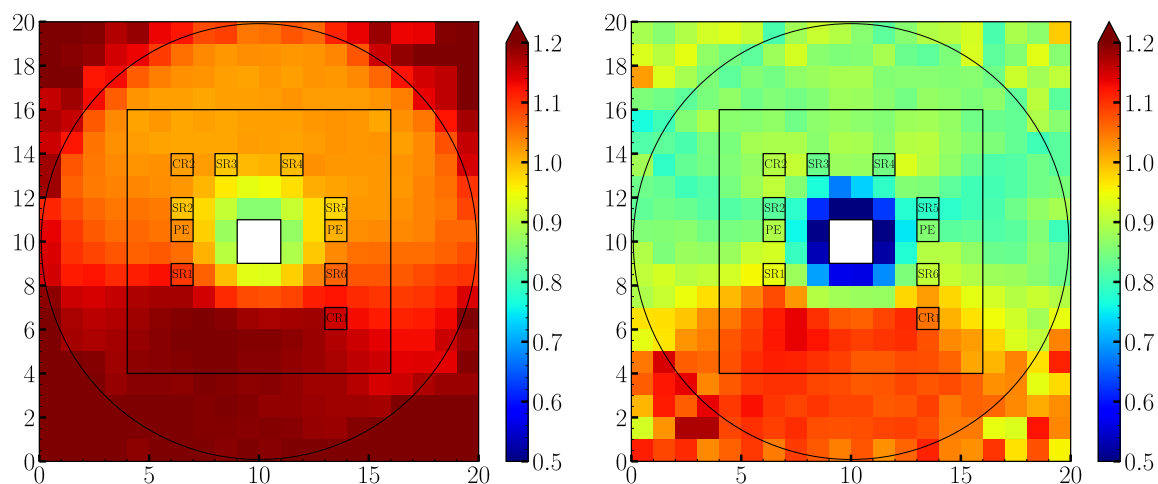


FIGURE 5.13 – Facteurs f_{se} en fonction de la position dans le réacteur en configuration SC11/All-SRs-in, pour un dépôt d' ^{235}U (à gauche), et un dépôt d' ^{238}U (à droite).

Comparons maintenant ces résultats à ceux obtenus dans une configuration où toutes les barres absorbantes sont insérées dans le cœur, ici SC11/All-SRs-in, sur la figure 5.13. L'effet de l'insertion des barres de sûreté (SR sur la figure 5.13) est aisément discernable, tant pour les dépôts d' ^{235}U que d' ^{238}U . On voit ici que, comme observé expérimentalement, des détecteurs situés dans le réflecteur proches des barres SRs insérées sous-estiment la réactivité par rapport aux chambres situées dans la zone du réflecteur éloignée de ces barres absorbantes (en bas sur la figure 5.13). L'effet est également beaucoup plus important pour les chambres à dépôt d' ^{238}U , ce qui entraîne les fortes sous-estimations (en bleu et vert sur la figure 5.13) observées expérimentalement.

5.4 Approche modale stochastique pour l'étude des effets spatiaux de VENUS-F

Pour étudier la mesure de la réactivité par des variations d'intensité de la source externe de neutrons, une approche modale apporte de nombreux avantages, parmi lesquels la possibilité de reconstruire à partir d'une seule base modale suffisamment complète n'importe quelle forme temporelle, spatiale et énergétique de source externe de neutrons, ainsi que la possibilité de découpler les effets spatio-énergétiques pour améliorer l'interprétation des résultats expérimentaux. En effet, les simulations précédentes, malgré leur prise en compte des effets spatio-énergétiques et leur capacité à reproduire les données expérimentales, ne fournissent que des résultats, tallies ou paramètres cinétiques, qui intègrent les effets de ces derniers mais ne permettent pas de les étudier indépendamment. Une approche modale permet au contraire de décomposer le flux neutronique, et ainsi fournir une analyse plus fine des effets observés expérimentalement.

C'est pourquoi une implémentation de la méthode proposée par Betzler et collaborateurs [13, 14], fondée sur un calcul Monte Carlo d'une matrice de taux de transition, dans le code stochastique Serpent 2 est en développement au LPC-CAEN depuis la fin du programme FREYA. Cette méthode avait été appliquée avec succès à l'étude de l'effet des murs en béton entourant VENUS-F sur les détecteurs situés dans le réflecteur externe dans certaines configurations étudiées dans le WP1 de FREYA [20, 21]. Cet effort a été poursuivi pour l'analyse des résultats de MYRACL et notamment des effets spatiaux rencontrés lors de l'insertion des barres absorbantes.

5.4.1 Principe de l'approche modale

L'idée sous-jacente de l'approche modale est de décomposer le flux sur une base, ici une base modale α , qui permet une description plus juste de l'évolution temporelle du flux dans des systèmes sous-critiques, ce qui a été montré dans des modèles unidimensionnels d'ADS [80]. Nous avons vu dans le chapitre 2 que l'équation en modes α se base sur l'hypothèse que la dépendance temporelle du flux est séparable des dépendances spatiale, directionnelle et énergétique :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})e^{\alpha t} \quad (5.4)$$

Ce qui aboutit à l'équation de Boltzmann en modes α , formulée ici sous forme matricielle :

$$\alpha \begin{pmatrix} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{F}_p - \hat{M} & \boldsymbol{\chi}\boldsymbol{\lambda} \\ \hat{F}_d & -\boldsymbol{\lambda} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

avec \hat{F}_p l'opérateur de fission prompt, \hat{F}_d l'opérateur de fission retardée, \hat{M} l'opérateur de migration, \mathbf{C} la concentration en précurseurs, v est la vitesse des neutrons, I la matrice identité, $\boldsymbol{\chi}$ le vecteur des spectres en énergie des neutrons retardés, et $\boldsymbol{\lambda}$ le vecteur des

constantes de désintégration des précurseurs.

Ce système admet un ensemble de valeurs propres α_n et de vecteurs propres $\begin{pmatrix} \phi_{\alpha_n}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}_n(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$ qui forment alors une base sur laquelle on peut décomposer un flux dépendant du temps. Une fois cette base calculée, il est possible de décrire l'évolution du flux régnant dans le réacteur au cours du temps comme :

$$\begin{pmatrix} \phi_{\alpha}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} \simeq \sum_i^{\infty} T_i(t) \begin{pmatrix} \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

où chaque coefficient $T_i(t)$ correspond à l'amplitude au cours du temps du mode α numéro i . Dans le cas d'un réacteur sous-critique excité par une source externe, il est alors possible de déduire l'évolution temporelle des flux direct et adjoint en calculant les coefficients $T_i(t)$ relatifs au profil de source choisi [13]. Cette reconstruction nécessite d'abord de calculer la base modale α du système étudié, ce qui n'est pas un problème trivial.

5.4.2 Calcul des valeurs propres et vecteurs propres à l'aide d'une matrice de taux de transition

La méthode de calcul de la base modale choisie est celle proposée par Betzler [13], qui consiste à calculer une matrice de taux de transition par un calcul Monte-Carlo afin de résoudre l'équation de Boltzmann en mode α . Le choix de l'approche stochastique pour ce calcul est motivé par l'importance de certains détails géométriques démontrés dans les programmes précédents pour la reproduction des effets spatiaux dans VENUS-F [47, 20].

On utilise ici les équations adjointes en mode α , un choix motivé par l'incapacité des codes Monte-Carlo à directement calculer les termes de la matrice directe. L'équation adjointe peut être obtenue à partir de l'équation directe (5.5) ainsi que des propriétés des opérateurs adjoints (2.19) :

$$\alpha^{\dagger} \begin{pmatrix} \phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^{\dagger}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{F}_p^{\dagger} - \hat{M}^{\dagger} & \hat{F}_d^{\dagger} \\ (\boldsymbol{\chi}\boldsymbol{\lambda})^{\dagger} & -\boldsymbol{\lambda}^{\dagger} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^{\dagger}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

La résolution de l'équation adjointe permet d'obtenir l'ensemble des valeurs propres α^{\dagger} correspondant aux vecteurs propres $\phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ qui forment une base modale pour décomposer le flux adjoint.

On peut également montrer que, puisque les opérateurs présents dans les équations (5.5) et (5.7) sont réels, alors l'ensemble des valeurs propres α et celles du problème adjoint associé α^{\dagger} sont identiques.

À partir de l'équation (5.7), on peut faire apparaître une matrice de transition \mathbf{R} :

$$\alpha^{\dagger} \begin{pmatrix} \phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^{\dagger}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v(\hat{F}_p^{\dagger} - \hat{M}^{\dagger}) & v\hat{F}_d^{\dagger} \\ (\boldsymbol{\chi}\boldsymbol{\lambda})^{\dagger} & -\boldsymbol{\lambda}^{\dagger} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^{\dagger}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \mathbf{R} \begin{pmatrix} \phi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^{\dagger}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Résoudre le problème adjoint revient alors à diagonaliser la matrice de transition \mathbf{R} dont les valeurs et vecteurs propres sont ceux du problème adjoint.

Considérons maintenant les termes de la matrice \mathbf{R} . Ces termes décrivent les transitions des neutrons dans l'espace des phases en énergie, position et direction [13]. Ces espaces étant continus, le calcul de la matrice de transition d'un milieu passe par une première approximation, le choix d'une discrétisation arbitraire en N positions, G groupes d'énergie, M intervalles de directions et J groupes de précurseurs. Bien évidemment, une discrétisation plus fine permet d'obtenir une solution plus proche de la solution continue, puisque le nombre de valeurs propres et la taille de la base modale sont proportionnels à la taille de la matrice \mathbf{R} . La matrice \mathbf{R} ainsi discrétisée est donc de taille $(NGM + NJ)^2$, conséquemment, les $(NGM + NJ)^2$ vecteurs propres $\begin{pmatrix} \phi_\alpha^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega) \\ C^\dagger(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$ sont eux-mêmes décomposés en $N \times G \times M$ éléments pour le flux adjoint et $N \times J$ éléments pour la concentration en précurseurs :

$$[\phi_\alpha^\dagger C^\dagger] = [\phi_{\alpha 1}^\dagger \dots \phi_{\alpha N \times G \times M}^\dagger C_1^\dagger \dots C_{N \times J}^\dagger] \quad (5.9)$$

Décomposons la matrice \mathbf{R} terme à terme. Le terme $v(\hat{F}_p^\dagger - \hat{M}^\dagger)$ décrit les apparitions et disparitions des neutrons dans les différents éléments de l'espace des phases en position, énergie et direction. Le terme $v(\hat{F}_p^\dagger - \hat{M}^\dagger)$ est une sous-matrice de taille $(N \times G \times M)^2$ telle que :

$$v(\hat{F}_p^\dagger - \hat{M}^\dagger) = \begin{pmatrix} -[v\Sigma_t]_1^\dagger + [v\Sigma_{s,1 \rightarrow 1}]^\dagger + [\nu_p v\Sigma_f]_1^\dagger \chi_{p1}^\dagger & [v\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}]^\dagger + [\nu_p v\Sigma_f]_1^\dagger \chi_{p2}^\dagger & \dots \\ [v\Sigma_{s,2 \rightarrow 1}]^\dagger + [\nu_p v\Sigma_f]_2^\dagger \chi_{p1}^\dagger & -[v\Sigma_t]_2^\dagger + [v\Sigma_{s,2 \rightarrow 2}]^\dagger + [\nu_p v\Sigma_f]_2^\dagger \chi_{p2}^\dagger & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Où $[\]^\dagger$ représente la pondération par le flux adjoint. Ainsi le terme $[v\Sigma_t]_1^\dagger = \frac{1}{\phi_1^\dagger} \int_{\text{élément 1}} v\Sigma_t(E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega) d\mathbf{r} dE d\Omega$ représente la perte totale par interaction des neutrons dans l'élément 1. Le terme $[v\Sigma_{s,1 \rightarrow 1}]^\dagger$ correspond aux réactions de diffusions de neutrons de l'élément 1 sans changement d'élément de l'espace des phases. Le terme de production de neutrons prompts dans l'élément 1 par des réactions de fission produites dans l'élément 1 s'écrit $[\nu_p v\Sigma_f]_1^\dagger \chi_{p1}^\dagger$, tandis que le terme $[v\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}]^\dagger$ décrit les transferts par diffusion de l'élément 1 vers l'élément 2. Enfin, le terme $[\nu_p v\Sigma_f]_2^\dagger \chi_{p2}^\dagger$ décrit la production de neutrons dans l'élément 2 provenant de fissions provoquées par des neutrons de l'élément 1.

On remarque que les termes diagonaux de cette matrice représentent les gains et pertes totaux de chaque élément discret de l'espace des phases, tandis que les éléments non-diagonaux représentent les termes d'échanges entre les éléments de l'espace des phases.

La sous-matrice $v\hat{F}_d^\dagger$ décrit la production de neutrons dans les $N \times G \times M$ éléments par la décroissance des J groupes de précurseurs, soit :

$$v\hat{F}_d^\dagger = \begin{pmatrix} \beta_1 [\nu_d v \Sigma_f]_{11}^\dagger & \beta_2 [\nu_d v \Sigma_f]_{11}^\dagger & \dots \\ \beta_1 [\nu_d v \Sigma_f]_{12}^\dagger & \beta_2 [\nu_d v \Sigma_f]_{12}^\dagger & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

où le terme $\beta_j [\nu_d v \Sigma_f]_{ij}^\dagger$ représente la production de précurseurs du groupe j dans l'élément i de l'espace des phases.

De même, le terme $(\chi\lambda)^\dagger$ représente la production de neutrons retardés issus de la décroissance de ces précurseurs, soit :

$$(\chi\lambda)^\dagger = \begin{pmatrix} \chi_{11}^\dagger \lambda_1 & \chi_{12}^\dagger \lambda_1 & \dots \\ \chi_{21}^\dagger \lambda_2 & \chi_{22}^\dagger \lambda_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

où le terme $\chi_{ij}^\dagger \lambda_i$ représente la production de neutrons retardés dans l'élément i de l'espace des phases lors de la désintégration de précurseurs du groupe j .

Enfin, la sous-matrice diagonale $-\lambda$ regroupe les constantes de décroissances propres à chaque groupe de précurseurs, soit :

$$-\lambda = \begin{pmatrix} -\lambda_1 & \dots & 0 \\ \dots & -\lambda_2 & \dots \\ 0 & \dots & -\lambda_J \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

Tous ces termes d'interactions sont pondérés par le flux adjoint, dont le calcul a longtemps été difficilement réalisable par des codes de transport Monte-Carlo. Depuis le développement de l'approche IFP (Iterated Fission Probability) [28], le calcul du flux adjoint fondamental (en λ modes) est désormais accessible [58]. Si cette innovation a été implémentée dans de nombreux codes de transport Monte-Carlo, elle a longtemps été dévolue à la résolution des équations en λ modes. Conséquemment, une solution de contournement du calcul exact du flux adjoint dans l'espace des phases discrétisé consistant à choisir la population neutronique comme fonction de pondération de remplacement a été implémentée dans notre code d'analyse.

Ainsi, les termes de perte totale présents dans la matrice \mathbf{R} s'écrivent alors sous la forme :

$$[v\Sigma_t]_i^\dagger = \frac{\langle v\Sigma_t(\mathbf{r}, E)n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \rangle_i}{\langle n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \rangle_i} \quad (5.14)$$

$[v\Sigma_t]_i^\dagger$ devient donc le taux de collision dans l'élément i de l'espace des phases, $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ étant la population neutronique dans l'élément de volume \mathbf{r} , d'énergie E et de direction $\mathbf{\Omega}$.

Ce changement de pondération est appliqué aux différents termes de la matrice \mathbf{R} , afin d'obtenir les estimateurs approchés de chacun d'entre eux, répertoriés dans le tableau 5.4.

Dans l'implémentation de la méthode de calcul de matrice de taux de transition dans Serpent 2 du LPC-CAEN, si on reprend l'exemple du taux de collision dans l'élément i , le

Éléments	Estimateur approché
$[v\Sigma_t]_i^\dagger$	$\frac{\langle v\Sigma_t(r,E)n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}{\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}$
$[v\Sigma_{s\ i\rightarrow i'}]^\dagger$	$\frac{\langle v\Sigma_s(i\rightarrow i')n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_{i'}}{\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}$
$[v\nu_p\Sigma_f]_i^\dagger \chi_{pi'}$	$\frac{\langle (1-\beta)v\nu\Sigma_f(r,E)n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}{\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i} \langle \chi_p \rangle_{i'}$
$[v\nu_d\Sigma_f]_i^\dagger \chi_{di'}$	$\frac{\langle \beta\nu\Sigma_f(r,E)n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}{\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i} \langle \chi_d \rangle_{i'}$
$[\frac{1}{v}]_i^\dagger$	$\frac{\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}{\langle vn(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i}$

 TABLE 5.4 – Estimateurs approchés des différents éléments de la matrice \mathbf{R} .

numérateur de l'équation (5.14) se calcule comme :

$$\langle v\Sigma_t(r,E)n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i = \frac{N_i^{coll}}{N} = p_i^{coll} \quad (5.15)$$

avec N_i^{coll} le nombre de collisions dans l'élément i , N le nombre de neutrons simulés et p_i^{coll} la probabilité de cette interaction dans l'élément i .

Le dénominateur de l'équation (5.14) est estimé dans chaque "cellule" ou élément discret de l'espace des phases i par la somme des temps passés par les neutrons dans celui-ci [20] :

$$\langle n(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \rangle_i = \left\langle \frac{1}{v}\phi(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) \right\rangle = \frac{1}{N} \left(\sum_{\text{neutron } j} \frac{l_j}{v} \right)_i = \frac{1}{N} \left(\sum_{\text{neutron } j} t_j \right)_i \quad (5.16)$$

avec l_j la distance parcourue par le neutron j dans l'élément i , et t_j le temps passé par le neutron j dans l'élément i , et $\frac{1}{N}$ la normalisation au nombre total de neutrons source dans le calcul.

Ainsi, en combinant les équations (5.15) et (5.16), l'équation (5.14) se réécrit :

$$[v\Sigma_t]_i^\dagger = \frac{N_i^{coll}}{\left(\sum_{\text{neutron } j} t_j \right)_i} \quad (5.17)$$

La matrice \mathbf{R} est alors remplie grâce à ces estimateurs approchés et sa diagonalisation permet la résolution du problème adjoint. Pour résoudre le problème direct, la matrice vitesse $\mathbf{V} = \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}$ est également calculée, où v est une sous matrice diagonale composée des vitesses moyennes des neutrons dans chaque élément de l'espace des phases. Ce qui,

puisque $\mathbf{R}^\dagger = \mathbf{R}^T$, permet de réécrire l'équation (5.5) :

$$\alpha \begin{pmatrix} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ C(r) \end{pmatrix} = \mathbf{V} \mathbf{R}^T \mathbf{V}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_\alpha(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ C(r) \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

La diagonalisation de la matrice $\mathbf{V} \mathbf{R}^T \mathbf{V}^{-1}$ revient alors à résoudre le problème direct et déterminer les valeurs propres et vecteurs propres correspondants.

Il est important de garder à l'esprit que la finesse de discrétisation de l'espace des phases influe sur la validité de l'approximation de pondération par la concentration neutronique. En conséquence, une discrétisation fine et donc des matrices \mathbf{R} de taille importante sont requises, ce qui en revanche augmente le temps de calcul requis pour remplir la matrice \mathbf{R} avec suffisamment de statistique, mais également le temps requis pour la diagonalisation numérique de la matrice de taux de transition. Pour obtenir les résultats présentés dans cette thèse, la version accélérée par GPU fournie par MAGMA [74] de l'algorithme ZGEEV de LAPACK [3] a été utilisée.

À partir de la bi-orthogonalité du flux direct et adjoint ainsi que des équations (2.15), (5.6) et (5.5), on peut exprimer la dépendance temporelle des coefficients d'amplitude des modes α composant le flux reconstitue en présence d'une source externe de neutrons dépendante du temps [12] :

$$\frac{dT_i(t)}{dt} = \alpha_i T_i(t) + \frac{\langle \phi_{\alpha i}^\dagger, S_{ext} \rangle}{\langle \phi_{\alpha i}^\dagger, v^{-1} \phi_{\alpha i} \rangle + \langle C_i^\dagger, C_i \rangle} \quad (5.19)$$

On remarque qu'en l'absence de source externe de neutron à partir d'un temps $t = 0$, l'évolution temporelle de chaque mode i est telle que :

$$T_i(t) = T_i(0) e^{\alpha_i t} \quad (5.20)$$

Dans un souci de simplification, et en prenant en compte le peu d'influence du cycle utile de la source sur les effets spatiaux rencontrés lors des expériences, on choisit de simplifier la source interrompue périodiquement par une source continue uniquement interrompue après une durée t_{on} de faisceau. En posant arbitrairement $t = 0$ comme temps du démarrage de la source, on obtient alors la structure temporelle de source suivante :

$$\begin{cases} t < 0 & S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = 0 \\ 0 \leq t \leq t_{on} & S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = S_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ t > t_{on} & S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = 0 \end{cases} \quad (5.21)$$

Si l'on résout l'équation différentielle (5.19) avec ces paramètres de source, la solution $T_i(t)$ obtenue est de la forme :

$$\begin{cases} t < 0 & T_i(t) = 0 \\ 0 \leq t \leq t_{on} & T_i(t) = \frac{\langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, S_0 \rangle}{\alpha_i (\langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, v^{-1} \phi_{\alpha_i} \rangle + \langle C_{\alpha_i}^\dagger, C_{\alpha_i} \rangle)} \\ t > t_{on} & T_i(t) = T_i(t_{on}) e^{\alpha_i(t-t_{on})} \end{cases} \quad (5.22)$$

Ce qui permet de reconstituer sur la base modale l'évolution du flux en fonction du temps lors d'une interruption de faisceau, dans chaque élément de l'espace des phases discrétisé choisi pour la matrice \mathbf{R} .

5.4.3 Application à l'étude de l'effet de l'insertion des barres absorbantes sur la mesure de réactivité

Si cette méthode a déjà fait ses preuves dans l'étude de l'effet des murs en bétons sur les mesures de réactivité dans les expériences FREYA [22], c'était déjà au prix de simplifications importantes des modèles utilisés afin de se plier aux contraintes numériques, notamment sur le temps de diagonalisation de la matrice. Bien que cette contrainte soit en partie levée grâce à l'emploi du calcul sur GPU, d'autres contraintes sont apparues en raison des spécificités des cœurs étudiés dans MYRACL. En effet, l'insertion de graphite, modérateur de neutrons, dans le réflecteur entourant le cœur change considérablement la dépendance spatiale du spectre en énergie du flux dans VENUS-F. Cela conduit à une augmentation drastique de la finesse de discrétisation spatiale et énergétique requise pour obtenir une base α satisfaisante pour reproduire les effets que l'on souhaite étudier par cette méthode. L'augmentation de la mémoire nécessaire nous a obligé à étudier l'effet des barres absorbantes sur la réactivité à l'aide d'un modèle quasi unidimensionnel.

Le modèle utilisé, que l'on nomme SV5, est constitué de plusieurs plaques de compositions différentes, choisies pour représenter approximativement une coupe transversale de VENUS-F en configuration SC11/All-SRs-out. Ainsi, les dimensions du modèle sont de 161,4 cm sur l'axe x, et infinies sur les axes y et z. On simule alors l'insertion d'une barre de sûreté dans VENUS-F, en remplaçant une mince couche de combustible par du carbure de bore, pour obtenir le modèle SV51. Les modèles SV5 et SV51 ont une réactivité de $-7,979(17)\%$ et $-12,06(1)\%$ respectivement. Des vues longitudinales des modèles sont disponibles sur la figure 5.14.

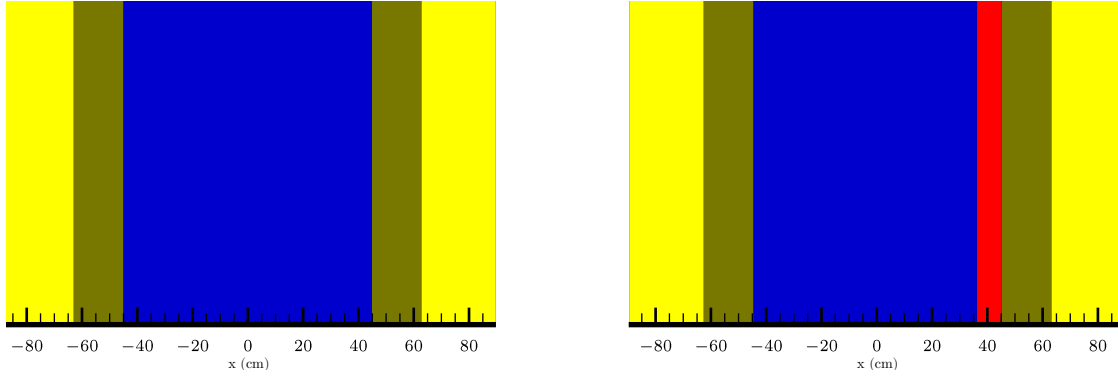


FIGURE 5.14 – Vues longitudinales des modèles SV5 (à gauche) et SV51 (à droite). Le combustible est en bleu, le plomb en jaune, le carbure de bore en rouge et le graphite en vert foncé.

La discrétisation choisie pour les matrices \mathbf{R} calculées pour les modèles SV5 et SV51 est donnée dans le tableau 5.5. Ce choix de discrétisation est le produit de multiples essais et vérifications. Les simplifications géométriques à l'œuvre sont extrêmement importantes, il nous faut donc également vérifier si ces simplifications permettent la reproduction et donc l'étude de l'effet des barres absorbantes sur la mesure de réactivité.

Grandeur discrétisée	Discrétisation
Position	200 tranches de 0,807 cm d'épaisseur
Direction	4
Énergie des neutrons (MeV)	10 groupes $([0; 10^{-6}] [10^{-6}; 10^{-5}] [10^{-5}; 0,003] [0,003; 0,01] [0,01; 0,1]$ $[0,1; 0,5] [0,5; 1,65] [1,65; 6,7] [6,7; 11,2] [11,2; 20])$
Nombre de groupes de précurseurs	1
Dimensions de la matrice \mathbf{R}	8200×8200

TABLE 5.5 – Discrétisation de l'espace des phases utilisée dans les matrices \mathbf{R} calculées pour les modèles unidimensionnels de VENUS-F.

5.4.4 Valeurs propres et vecteurs propres

La diagonalisation des matrices \mathbf{R} obtenues nous permet d'obtenir les valeurs propres α_i , communes aux problèmes direct et adjoint ainsi que les vecteurs propres $[\phi_{\alpha_i} C_{\alpha_i}]$ et $[\phi_{\alpha_i}^\dagger C_{\alpha_i}^\dagger]$ correspondants. La répartition des valeurs propres dans le plan complexe pour la configuration SV5 est représentée figure 5.15.

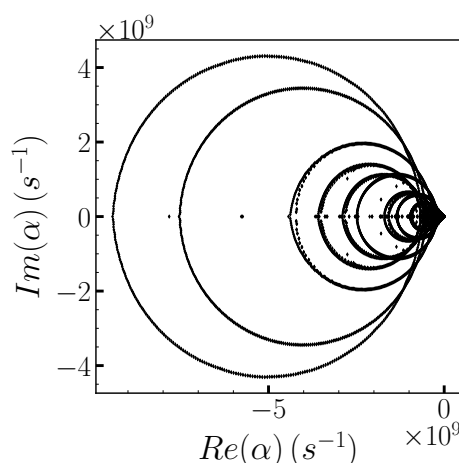


FIGURE 5.15 – Répartition des valeurs propres α_i de la matrice \mathbf{R} correspondant à la configuration SV5 dans le plan complexe.

On remarque que les valeurs propres de certains modes peuvent être complexes mais que, dans ce cas, il existe toujours un mode complexe conjugué associé, comme le signale la symétrie de la figure 5.15 par rapport à l'axe réel. Ce spectre de valeurs propres est typique des réacteurs plaques inhomogènes à un groupe de précurseurs déjà étudiés par Betzler [13].

Intéressons-nous maintenant aux valeurs et vecteurs propres calculés pour les deux configurations étudiées. Les valeurs propres fondamentales α_0 obtenues, dont les vecteurs propres associés correspondent à la forme asymptotique du flux en l'absence de source externe, sont proches entre les deux configurations, avec $-0,450744 s^{-1}$ et $-0,468274 s^{-1}$ pour les configurations SV5 et SV51 respectivement. Une autre valeur propre d'intérêt est la valeur fondamentale prompt α_{p0} qui vaut $-7322,96 s^{-1}$ et $-7365,44 s^{-1}$ pour les configurations SV5 et SV51 respectivement.

Comme on peut le voir sur la figure 5.16, les vecteurs propres associés aux modes fondamentaux prompts sont plus fortement impactés par la présence de carbure de bore.

On représente également les flux fondamentaux retardés, décomposés par groupe en énergie des neutrons sur la figure 5.17. Comme attendu, on observe que l'amplitude maximale des modes fondamentaux se déplace vers les modérateurs en graphite pour les groupes en énergie les plus faibles. À l'autre extrémité du spectre, les flux fondamentaux des deux réacteurs sont très faibles au dessus de 6,7 MeV, soit dans les deux groupes de plus haute énergie, en raison du spectre d'émission de neutrons par fission de ^{235}U qui est extrêmement faible à ces énergies [53].

5.4.5 Mesure de la réactivité par interruption de faisceau

Des expériences d'interruptions de faisceau ont été simulées dans les deux configurations pour les comparer aux reconstructions modales. Dans un objectif de simplification et de comparabilité avec la discrétisation adoptée par le calcul modal, on choisit de simuler une source isotrope, mono-énergétique de 14 MeV et répartie de manière homogène dans

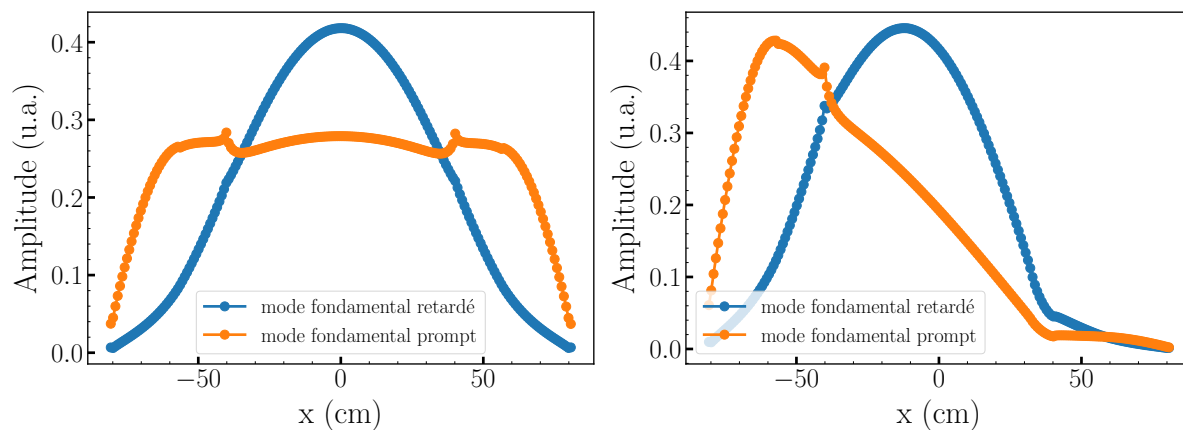


FIGURE 5.16 – Flux fondamentaux prompts et retardés calculés pour la configuration SV5 (à gauche) et SV51 (à droite).

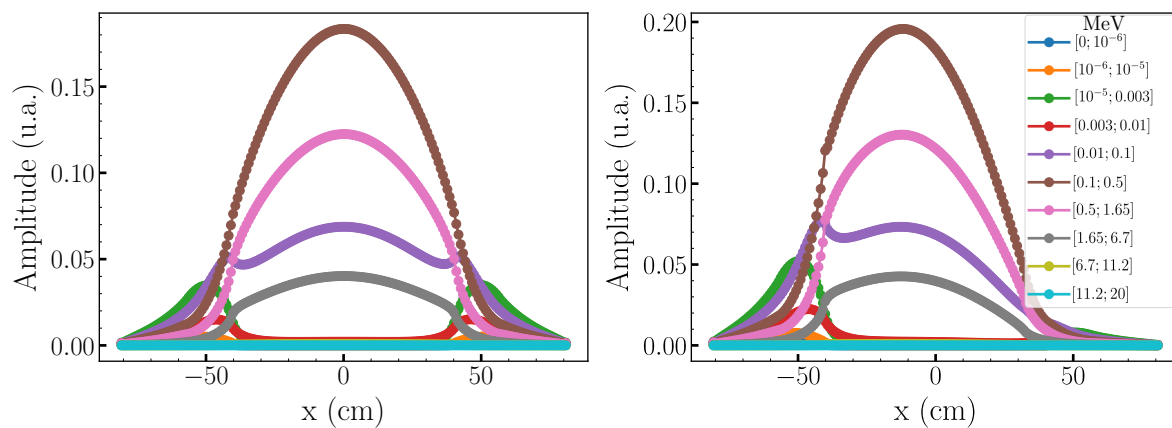


FIGURE 5.17 – Flux fondamentaux retardés calculés pour la configuration SV5 (à gauche) et SV51 (à droite).

une plaque centrale de 16,14 cm d'épaisseur, coïncidant parfaitement avec la discrétisation adoptée.

Une fois cette source reconstruite sur les bases modales calculées pour les deux configurations, on peut l'utiliser pour calculer les facteurs $T_i(t)$, et donc l'évolution du flux recomposé, à partir de l'équation (5.22), avant et jusque 98 ms après l'interruption de faisceau. Ces flux recomposés dépendant du temps sont convolués aux sections efficaces de fissions en ^{235}U ou ^{238}U , pour obtenir les taux de comptage dépendants du temps sur lesquels on applique la formule (4.1) qui se réduit ici à :

$$\rho_{\text{s}} = 1 - \frac{n_0}{n_1} \quad (5.23)$$

La réactivité obtenue à partir de l'approche modale en fonction de la position du détecteur est représentée à la figure 5.18 pour la configuration SV5 et 5.19 pour la configuration SV51. Ces valeurs de réactivité sont comparées à celles obtenues en utilisant la formule (5.23) sur le flux et les taux de réaction simulés directement avec une source externe de 14 MeV, comme dans la section 5.2.

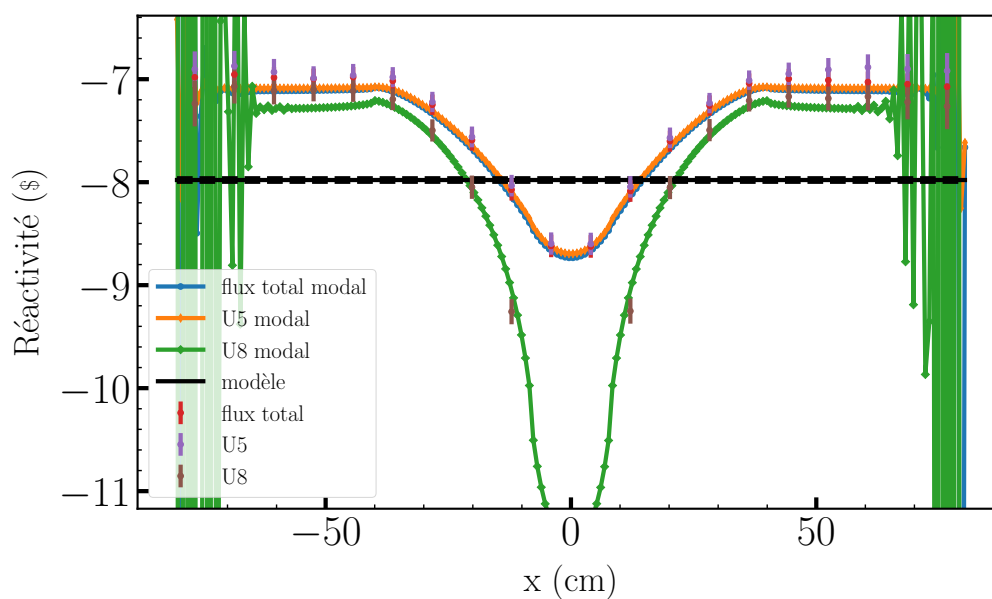


FIGURE 5.18 – Réactivité obtenue par l'application de la formule $1 - \frac{n_0}{n_1}$ sur l'évolution du flux recomposé sur la base modale α calculée pour la configuration SV5, en fonction de la position du détecteur.

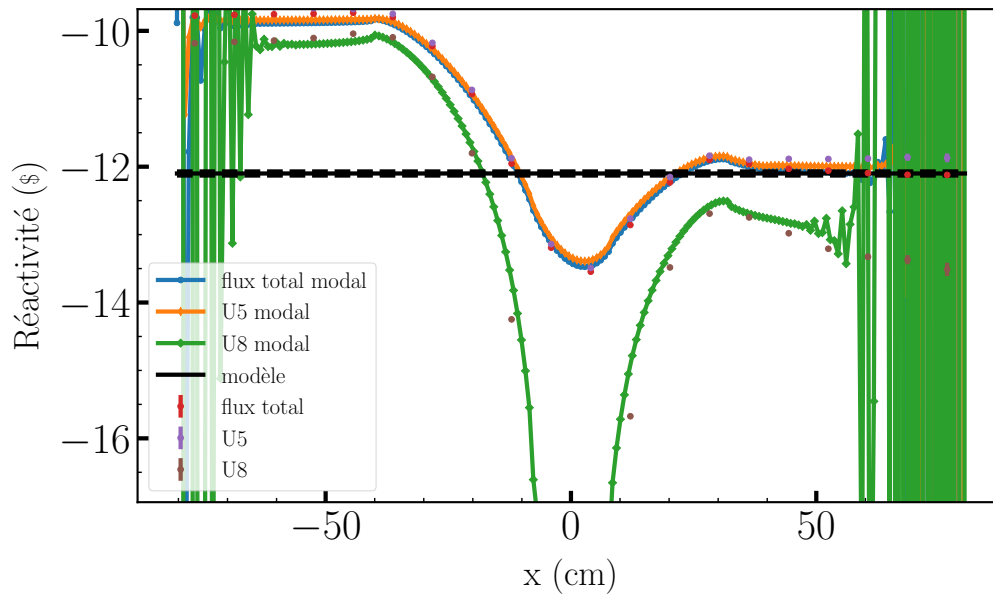


FIGURE 5.19 – Réactivité obtenue par l'application de la formule $1 - \frac{n_0}{n_1}$ sur l'évolution du flux reconstruit sur la base modale α calculée pour la configuration SV51, en fonction de la position du détecteur.

L'accord entre les données obtenues par simulation directe de l'interruption faisceau et celles obtenues par reconstruction de l'interruption faisceau à partir des modes α est remarquable, que ce soit pour le flux, ou les taux de fission ^{235}U et ^{238}U .

L'effet du changement de forme du flux lors de l'interruption de la source sur la mesure de réactivité à l'aide de la formule (5.23) semble ici similairement reproduit par les calculs modaux et directs, et ce, dans les deux configurations étudiées. En outre, la comparaison des valeurs de réactivité obtenues dans la moitié gauche et la moitié droite du réacteur permet de visualiser l'impact de l'insertion d'un absorbant dans le réacteur. Comme dans les expériences auprès de GUINEVERE, on constate que les valeurs de réactivité obtenues se trouvent abaissées au voisinage de la plaque en carbure de bore quel que soit le type de dépôt utilisé. Cet effet est particulièrement spectaculaire pour les chambres à dépôt d' ^{238}U , puisqu'il conduit à une sous-estimation de la réactivité.

Malencontreusement, on observe une très forte fluctuation des résultats obtenus par la méthode modale aux extrémités du réacteur plaque, fluctuations amplifiées par la présence d'absorbant dans la configuration SV51. Ces fluctuations ont pour origine un manque de statistique concernant les transitions de neutrons de hautes énergies dans ces zones. Ce manque de statistique s'explique pour deux raisons. La première est que le calcul de la base modale s'effectue avec un calcul en itération de puissance, soit avec une distribution des neutrons correspondant au mode fondamental λ du réacteur critique associé. Or, le flux fondamental de neutrons d'énergie supérieure au MeV est très faible à ces endroits. De plus, le libre parcours moyen des neutrons de haute énergie dans le réflecteur est également plus élevé, augmentant la probabilité de fuite hors du réacteur. Les portions de l'espace où les fluctuations sont trop importantes ne seront pas considérées dans la suite de l'analyse.

5.4.6 Analyse de la déformation du flux

Comparons maintenant les formes des taux de fission ^{235}U et ^{238}U , avant l'interruption de faisceau puis après établissement du plateau de neutrons retardés, comme pour la mesure de la réactivité des figures 5.18 et 5.19. On les représente sur les figures 5.20 et 5.21 pour les configurations SV5 et SV51 respectivement.

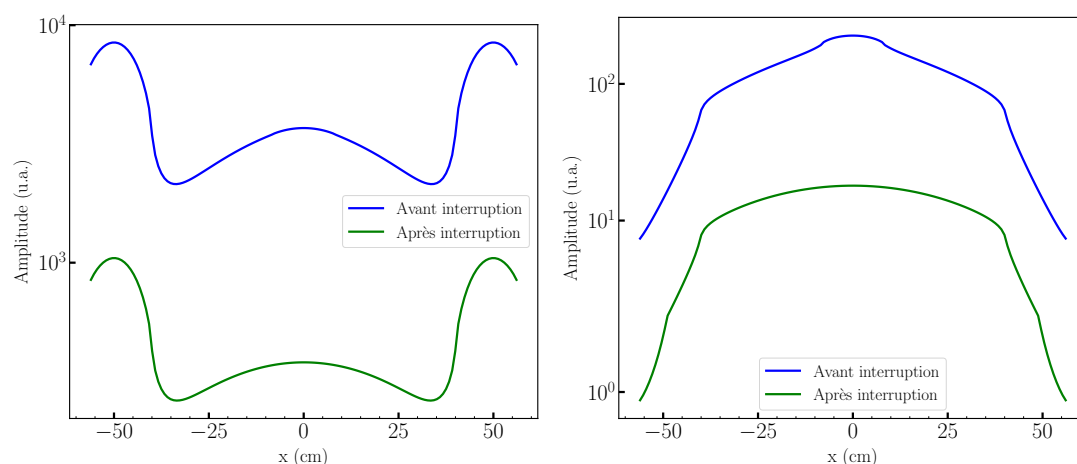


FIGURE 5.20 – Taux de fission obtenus par l'approche modale en fonction de la position dans la configuration SV5, à gauche pour l' ^{235}U et à droite pour l' ^{238}U .

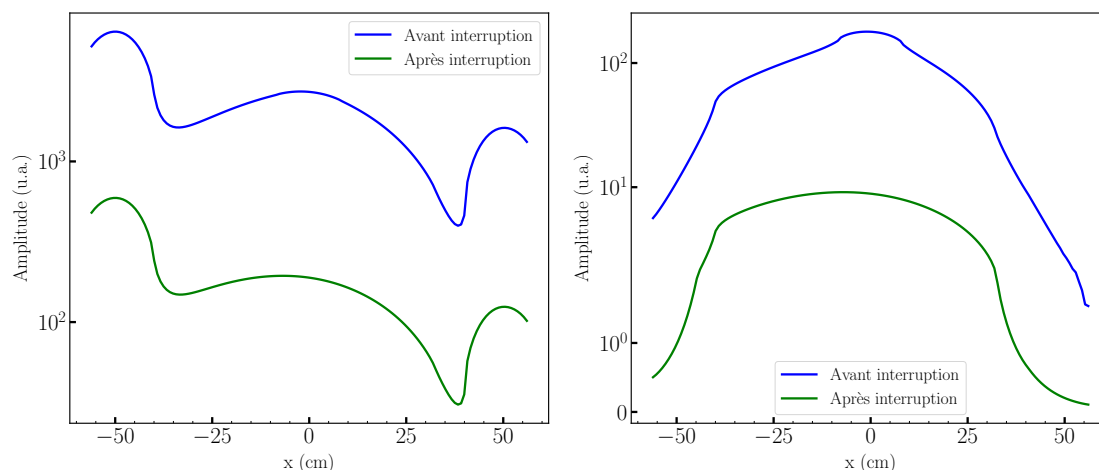


FIGURE 5.21 – Taux de fission obtenus par l'approche modale en fonction de la position dans la configuration SV51, à gauche pour l' ^{235}U et à droite pour l' ^{238}U .

On voit une fois de plus que la répartition spatiale des taux de fission de l' ^{235}U est très distincte de celle des taux de fission de l' ^{238}U , notamment dans le graphite.

Dans le cas de l' ^{238}U , on distingue clairement la présence de la source au centre avant l'interruption, en raison de son seuil de fission très élevé (cette distinction est plus difficile

pour l' ^{235}U). On observe également que l'excentration du maximum du taux de fission de l' ^{238}U lorsque l'absorbant est inséré est accentuée lorsque la source est interrompue, ce qui n'est pas observé pour l' ^{235}U .

Pour poursuivre l'analyse, on représente sur la figure 5.22 la contribution en valeur absolue de chacun des modes aux taux de fission ^{235}U ou ^{238}U reconstitués dans les deux réflecteurs graphite avant l'interruption de la source, dans la configuration SV51.

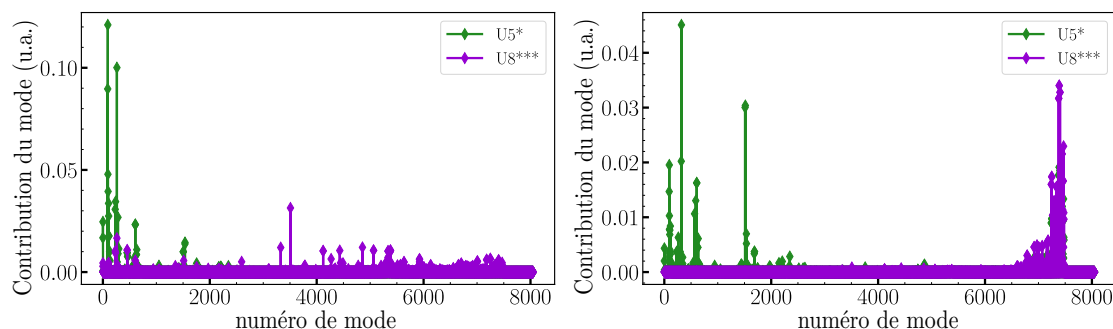


FIGURE 5.22 – Contribution en valeur absolue de chaque mode aux taux de fission ^{235}U (en vert), et ^{238}U (en mauve), avant l'interruption de la source en position -48 cm (dans le réflecteur graphite gauche) et 48 cm (dans le réflecteur graphite droit, proche de l'absorbant).

Il est intéressant de constater que les modes dominants dans les taux de comptage d'un détecteur ^{235}U ou ^{238}U avant l'interruption de la source sont très différents. Les taux de comptage ^{238}U sont dominés par des modes de valeurs propres plus faibles, c'est-à-dire plus négatives, que pour l' ^{235}U , ce qui se traduit par une décroissance prompte plus rapide vers le niveau de neutrons retardés pour ces détecteurs, un phénomène observé expérimentalement dans les programmes précédents [45] comme dans le programme MYRACL (voir chapitre 4 figure 4.2). Cette dichotomie semble exacerbée lorsqu'un absorbant est inséré entre le combustible et le modérateur graphite dans lequel se situe le détecteur virtuel considéré. Ainsi, les modes dominants pour l' ^{238}U du côté sans absorbant ont des valeurs propres plus élevées que les modes dominants du côté de l'absorbant.

On peut tenter d'expliquer ce phénomène par la section efficace de capture du bore 10 du carbure de bore qui est très importante à basse énergie, ce qui participe à empêcher une grande part des neutrons ralentis dans le graphite de retourner dans le combustible et d'y provoquer des fissions. Cela accélère la chute des taux de comptage et diminue le niveau de neutrons retardés. Il y a alors moins de neutrons de fission parmi les neutrons du plateau retardé, ce qui en diminue l'énergie moyenne. Le plateau retardé apparaît donc encore plus diminué pour les taux de fissions ^{238}U . En effet, le seuil de détection de ces chambres les rendent insensibles aux neutrons plus lents, car modérés par le graphite, qui continuent de diffuser dans le réflecteur.

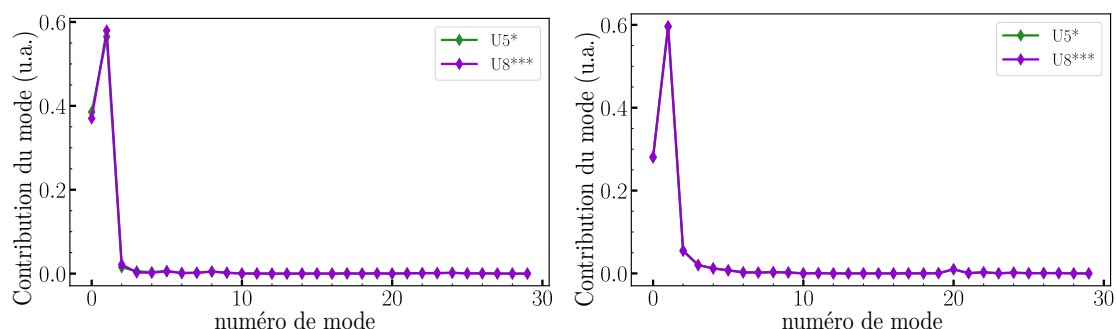


FIGURE 5.23 – Contribution en valeur absolue de chaque mode aux taux de fission, après l'interruption de la source, en position -48 cm (dans le réflecteur graphite gauche) et 48 cm (dans le réflecteur graphite droit, proche de l'absorbant).

Au contraire, comme on peut le voir sur la figure 5.23, les modes dominants pour les taux de comptage des détecteurs ^{235}U comme ^{238}U sont extrêmement similaires lorsque le niveau de neutrons retardés est atteint. Ces modes sont le mode fondamental et le premier mode excité, de vecteurs propres similaires.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé le code de transport stochastique Serpent 2 pour simuler les expériences d'interruption de faisceau du programme MYRACL. Ces simulations, bien que fondées sur une description sommaire du réacteur VENUS-F, ont remarquablement reproduit les évolutions des taux de comptage des détecteurs lors de ces expériences, ce qui nous a permis de calculer à partir de ces simulations des facteurs spatio-énergétiques qui permettent de corriger les valeurs de réactivité mesurées et de s'affranchir des effets spatiaux. Une analyse de sensibilité a montré qu'avec l'utilisation d'une méthode d'ajustement local des facteurs spatio-énergétiques, une connaissance très rudimentaire du réacteur suffit à obtenir des facteurs spatio-énergétiques fiables et robustes. Ainsi, la réactivité a pu être estimée sur une large plage allant de -32 \$ à -6 \$ dans des configurations représentatives de MYRRHA, avec une incertitude d'environ 1 à 2% quels que soient la position et le type de dépôt (^{235}U ou ^{238}U) utilisé.

Au vu de ces résultats et de ceux obtenus dans les programmes précédents, cette méthode doit être sérieusement envisagée pour le monitoring de la réactivité dans un ADS de puissance, en particulier MYRRHA puisque les configurations de VENUS-F étudiées dans le programme MYRACL ont été choisies pour être les plus représentatives possible de ce projet d'ADS.

Si la mesure de la réactivité peut être affranchie des effets spatiaux à l'aide de simulations Monte Carlo, il reste souhaitable d'approfondir notre compréhension de ceux-ci, notamment l'effet de l'insertion des barres absorbantes sur l'estimation de la réactivité avec des détecteurs à proximité, mis en évidence pour la première fois lors des expériences MYRACL, ainsi que l'amplification de cet effet sur les chambres à ^{238}U .

Nous avons donc utilisé une méthode d'analyse modale Monte-Carlo, encore en développement, fondée sur le calcul d'une matrice de taux de transition [13] à l'aide d'une version modifiée de Serpent 2 [20]. Cette étude apporte des éléments de réponse concernant l'effet de l'insertion des barres absorbantes, notamment sur la complexité des effets en jeu, impliquant l'interaction entre l'absorbant et le modérateur.

Cela a permis de mettre en évidence de nouveaux problèmes liés à l'application de cette méthode, notamment les difficultés rencontrées pour remplir certaines parties de la matrice. D'abord, l'insertion de graphite autour du cœur crée un découplage du spectre en énergie de VENUS-F avec une zone centrale au spectre très rapide dans lequel la statistique manque pour les transitions des neutrons lents ainsi qu'une zone périphérique dans laquelle les neutrons rapides vont manquer pour obtenir une matrice de transition complète. Cela crée un problème supplémentaire pour la reproduction d'une source de neutron dont l'énergie est en dehors du spectre en énergie du réacteur critique associé, utilisé pour le calcul de la matrice de transition, ce qui serait particulièrement handicapant pour appliquer cette méthode à l'étude de l'utilisation d'une source de spallation, dont le spectre en énergie peut s'étendre jusqu'à plusieurs centaines de MeV.

Ainsi, la discrétisation et le dimensionnement de la géométrie étudiée semblent désormais moins limitée par le temps de calcul nécessaire à la diagonalisation de la matrice, notamment grâce à l'emploi de nouvelles méthodes hybrides CPU-GPU [74], mais au contraire par le temps de remplissage de la matrice \mathbf{R} . Des méthodes se basant sur l'incorporation de biais du spectre en énergie pourrait permettre de réduire les temps de calculs, tandis qu'une modification de la gestion de la mémoire dans Serpent 2, notamment par l'utilisation d'un formalisme de "sparse matrix" pour l'implémentation de la matrice \mathbf{R} , permettrait d'augmenter les tailles de matrices atteignables afin de pouvoir étudier des problèmes à 2 ou 3 dimensions spatiales.

Chapitre 6

Déchargement de VENUS-F : projet SALMON

6.1 Introduction

Lors des opérations de rechargement des réacteurs à eau pressurisée, les assemblages de combustible doivent être chargés selon un plan de chargement strict. Dans les réacteurs à eau pressurisée français de 900 MWe, le suivi du rechargement est assuré par deux compteurs proportionnels placés à l'extérieur du cœur. Malheureusement, la simple surveillance des taux de comptage des deux détecteurs s'avère insuffisante lors de l'approche sous-critique pour prévenir toute erreur de chargement du combustible [76]. Par exemple, en 2001 à Dampierre-en-Burly, une erreur de chargement est survenue dans le réacteur : l'assemblage n°25 fut oublié dans le bâtiment d'entreposage du combustible, créant un décalage dans le schéma de chargement. 138 assemblages supplémentaires furent alors introduits dans des positions incorrectes avant que l'erreur ne soit détectée. L'analyse de cet échec de surveillance par le CEA [76] a montré qu'il était en partie dû au manque de corrélation entre les taux de comptage des détecteurs et la réactivité du réacteur, comme illustré par la figure 6.1. Une grande partie des neutrons détectés sont en effet issus de la radioactivité intrinsèque des assemblages combustibles proches des détecteurs et leur nombre n'est donc pas fortement corrélé à la réactivité.

Ce manque de corrélation entre les taux de comptage et la réactivité est un problème bien connu dans le domaine de la surveillance de la réactivité des réacteurs ADS. Les expériences réalisées à GUINEVERE depuis 2012 montrent qu'il peut y avoir une forte corrélation entre l'évolution des taux de comptage mesurés au cours du temps dans un réacteur et sa réactivité, à condition d'utiliser une source de neutrons dont l'intensité varie au cours du temps [54, 48, 22].

La large gamme de configurations VENUS-F étudiées dans les projets FREYA, MYRTE et le programme MYRACL, indique que cette forte corrélation est présente pour des cœurs de différentes tailles et de réactivité variée, ce qui suggère que lors de l'excitation périodique d'un cœur partiellement chargé à l'aide d'une source externe de neutrons, les taux de

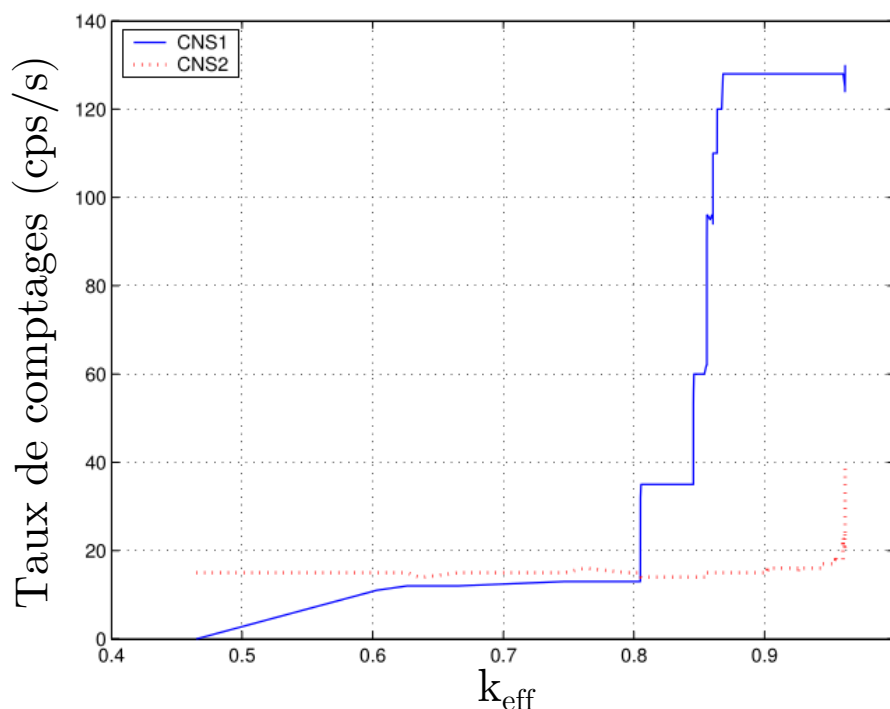


FIGURE 6.1 – Évolution du taux de comptage des détecteurs en fonction du k_{eff} , calculé par la simulation, lors du chargement. Figure issue de [76].

comptage pouvaient être fortement corrélés avec la réactivité du réacteur et leur mesure pourrait contribuer à la surveillance du chargement du réacteur.

Bien évidemment, le réacteur à neutrons rapides VENUS-F n'a que peu de caractéristiques communes avec un réacteur thermique à eau pressurisée de 900 MWe. De plus, la plupart des cœurs étudiés dans les programmes précédents, bien que de tailles diverses, sont tous assez symétriques. Au contraire, les étapes de chargement d'un réacteur de puissance créent des configurations très asymétriques, ce qui favorise, notamment dans les expériences dynamiques, de grands effets spatiaux qui rendent plus difficile la mesure de la réactivité.

C'est la raison pour laquelle la fin du programme MYRACL et le déchargement de VENUS-F dans sa configuration SC11 ont été mis à profit afin d'entreprendre la première phase exploratoire du programme de recherche SALMON¹, dédié à l'amélioration de la surveillance du chargement du cœur par la mesure de la réactivité à chaque étape du chargement. Ce nouveau projet permet de capitaliser sur l'expérience et les connaissances accumulées dans les travaux précédents sur la mesure de réactivité de réacteur sous-critique auprès de l'installation GUINEVERE, afin d'en élargir les applications aux réacteurs électrogènes.

Dans cette première phase, des expériences de mesure de réactivité utilisant l'accélérateur GENEPI-3C en mode pulsé ont été menées dans les cœurs très asymétriques créés lors du déchargement de la configuration SC11 de VENUS-F. Le mode pulsé a été choisi car

1. pour Subcritical Approach for core Loading MONitoring

il serait très probablement le mode dépendant du temps le plus facile à mettre en œuvre dans un réacteur de puissance, en raison de l'existence de générateurs de neutrons pulsés commerciaux. L'objectif principal de cette première phase est d'étudier la possible détection d'erreur de chargement en mesurant la réactivité d'un réacteur à neutrons rapides à chaque étape de son chargement, à l'aide d'une source de neutron pulsée. Ces expériences en faisceau pulsé ont été analysées par la méthode des aires de Sjöstrand, présentée au chapitre 2. De plus, de la même manière que dans l'analyse des interruptions de faisceau de MYRACL, des simulations Monte-Carlo des expériences de faisceau pulsé ont été proposées pour calculer des facteurs f_{se} et étudier les effets spatiaux rencontrés expérimentalement. Enfin, les modèles de simulation ayant fait la preuve de leur efficacité à reproduire les effets expérimentaux, le chapitre se poursuit par l'exploitation de ces modèles pour étudier l'impact des neutrons source sur la mesure, ainsi que la sensibilité de cette méthode à une erreur de chargement simple, consistant à remplacer un assemblage combustible par un assemblage de réactivité modifiée.

6.2 Configurations de VENUS-F étudiées

Les mesures de la première phase du projet SALMON ont été effectuées lors du déchargement du cœur SC11 (présenté section 3.3.3.1) à la fin des campagnes de mesure du programme MYRACL. Ainsi, cinq configurations ou étapes de déchargement ont été étudiées, comprenant la configuration SC11 avec toutes les barres absorbantes insérées dans le cœur (SC11/All-SRs-in) à partir de laquelle on retire séquentiellement 7, 21, 31 puis 35 assemblages combustibles qui sont alors remplacés par des assemblages plomb pour obtenir quatre nouvelles configurations représentées figure 6.2. Le plan de déchargement initialement prévu, c'est à dire en diagonale pour imiter le plan de chargement d'un REP, n'a pas pu être mis en place en raison la présence de la ligne de faisceau du GENEPI-3C, qui complexifie les opérations de déchargement des assemblages centraux.

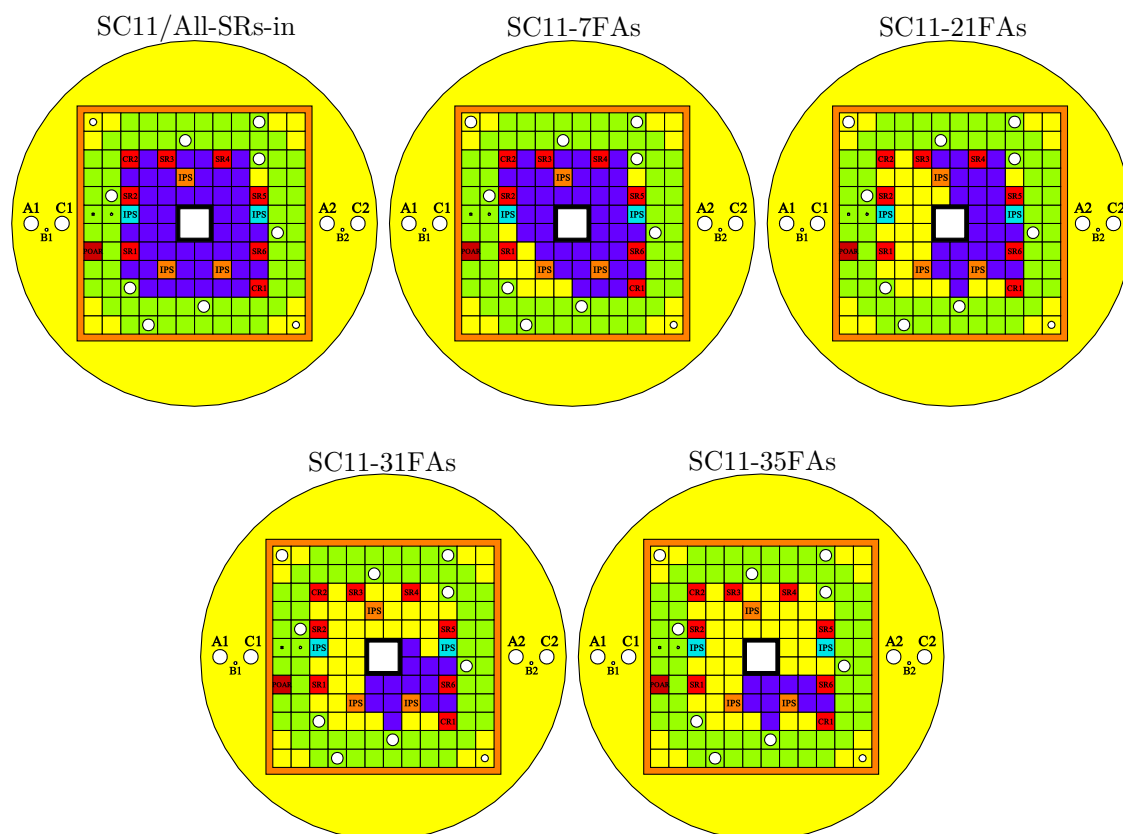


FIGURE 6.2 – Schéma des configurations de VENUS-F étudiées dans SALMON. En jaune le plomb, en orange l’acier inoxydable, en rouge les barres absorbantes en carbure de bore, en bleu sombre les assemblages combustible, en bleu ciel les assemblages polyéthylène et en vert les assemblages graphite.

Des mesures MSM étant difficilement réalisables pour ces configurations, compte tenu de l’intensité de la source AmBe disponible. Des expériences d’arrêt faisceau [39] (ou SJI²) (cf. chapitre 2) ont également menées et analysées par le SCK·CEN. Les résultats obtenus, corrigés par des facteurs de correction calculés par un code Monte-Carlo, répertoriés dans le tableau 6.1, seront utilisés comme mesures de référence. Comme on peut le voir, les configurations étudiées couvrent une très grande plage en anti-réactivité, allant de -21 \$ à -102 \$. La compatibilité de la valeur donnée par la méthode d’arrêt faisceau et celle obtenue avec la mesure MSM pour la configuration SC11/All-SRs-in permet de conforter l’utilisation de la méthode d’arrêt faisceau.

	SC11/All-SRs-in	SC11-7FAs	SC11-21FAs	SC11-31FAs	SC11-35FAs
$\rho_{\$SJI}$	$-21,1 \pm 0,6$	$-32,6 \pm 1,1$	$-54,2 \pm 2,0$	$-78,4 \pm 3,1$	$-101,8 \pm 3,9$
k_{eff}	$0,866 \pm 0,003$	$0,806 \pm 0,005$	$0,711 \pm 0,008$	$0,624 \pm 0,009$	$0,557 \pm 0,010$

TABLE 6.1 – Réactivité des configurations de VENUS-F étudiées dans SALMON obtenues par la méthode d'arrêt faisceau [39].

6.3 Analyse des expériences de source pulsée

Pour chaque étape du déchargement de VENUS-F, on injecte périodiquement des pulses de neutrons au centre du cœur à une fréquence de 100 Hz (ou 200 Hz pour les configurations SC11/All-SRs-in et SC11-7FAs) durant quelques heures. L'évolution du flux de neutrons est alors mesurée par différentes chambres à fission disposées dans le réflecteur interne et externe. Contrairement à l'instrumentation utilisée lors des expériences du programme MYRACL, celle utilisée pour les mesures SALMON ne comptait que des chambres à fission à dépôt d' ^{235}U , afin de maximiser les taux de comptage. Des détecteurs ont également été placés dans le réflecteur externe de VENUS-F, position plus représentative des détecteurs utilisés dans les réacteurs de puissance.

6.3.1 Évaluation du bruit de fond

Un avantage de l'utilisation d'une source pulsée est de permettre la soustraction de la contribution du bruit de fond aux taux de comptage de chacun des détecteurs, mesurée lorsque aucun pulse de neutron n'est injecté dans le réacteur.

Ces taux de comptage ont été mesurés pour chaque détecteur chaque nuit et réacteur arrêté, comme ce fut le cas dans le programme MYRACL. Sur la figure 6.3, on représente l'évolution du taux de comptage dû au bruit de fond par le détecteur CFUL01-658 en position C1, en fonction du temps.

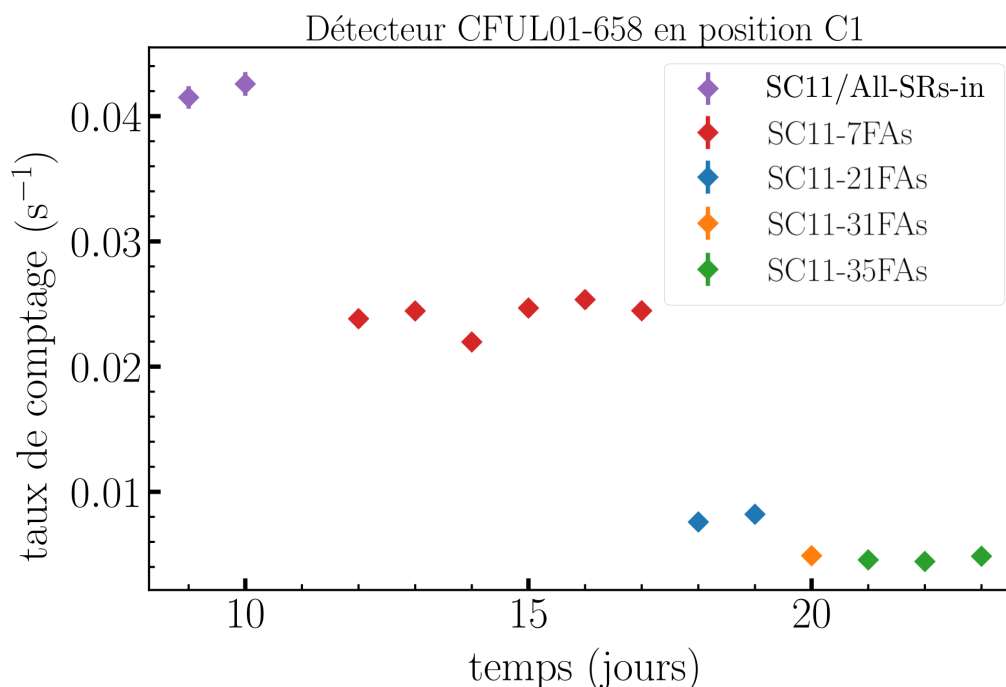


FIGURE 6.3 – Taux de comptage sans source externe du détecteur CFUL01-658 en position C1 en fonction du temps. Les différentes configurations de VENUS-F sont matérialisées par des couleurs différentes.

On observe une baisse significative du niveau de bruit de fond lorsque des assemblages combustibles sont retirés du cœur. Cette évolution par paliers est caractéristique de la contribution de la source intrinsèque de neutrons produite par la fission spontanée des noyaux d' ^{238}U dans l'uranium présent dans les assemblages combustible, qui est ici prépondérante devant les émissions α et γ . Retirer des assemblages combustible équivaut alors à la fois à retirer des neutrons sources, mais aussi à diminuer la multiplication des neutrons en diminuant le k_{eff} du réacteur.

Pour chaque expérience, le taux de comptage moyen des détecteurs mesuré de nuit est soustrait aux taux de comptage obtenus avec le GENEPI-3C en mode pulsé.

6.3.2 Premières observations

On représente sur la figure 6.4 l'histogramme obtenu après empilement des périodes et soustraction du bruit de fond pour les détecteurs en position (1,-5) (dans le réflecteur interne) et C1 (dans le réflecteur externe) dans la configuration SC11-31FAs du réacteur VENUS-F. Comme attendu, le taux de comptage décroît d'abord très rapidement pendant les premières millisecondes après le pulse de neutrons, puis la décroissance ralentit lorsque s'établit le plateau de neutrons retardés.

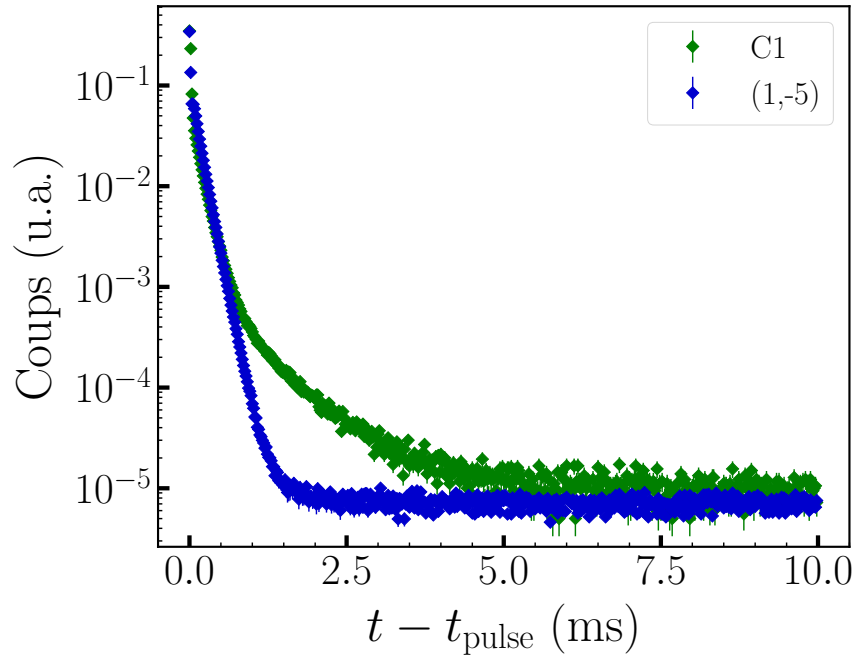


FIGURE 6.4 – Comptages cumulés des détecteurs situés en position (1,-5) (en bleu) et C1 (en vert) dans le réacteur VENUS-F en configuration SC11-31FAs en fonction du temps écoulé depuis un pulse de neutrons.

Cependant, on observe également d'importantes différences entre les histogrammes obtenus selon la position des détecteurs. En effet, une importante disparité du temps nécessaire pour atteindre le plateau de neutrons retardés apparaît entre le détecteur placé dans le réflecteur interne et le détecteur du réflecteur externe. Cet effet n'est pas inédit, il a été observé auparavant lors de mesures d'interruptions périodiques de faisceau dans le cœur SC1 de VENUS-F étudié dans le cadre du projet FREYA [22, 20]. Ces taux de comptage en excès des chambres placées dans le réflecteur externe lors de la décroissance prompte sont causés par le retour de neutrons thermalisés par les murs en béton entourant la cuve de VENUS-F. Il faut noter que cet effet n'affecte pas les détecteurs du réflecteur externe de manière égale, puisque la position C2 est par exemple en partie protégée du retour de ces neutrons par la présence d'une bride en acier à l'extérieur de la cuve, tandis que la chambre située en C1, position plus éloignée de l'extérieur de la cuve, est relativement moins exposée au retour des neutrons des murs qu'un détecteur positionné en A1.

De telles déformations des histogrammes en fonction de la position des détecteurs vont sans aucun doute entraîner de larges variations des rapports des aires mesurés par la formule de Sjöstrand entre les différentes positions. Par la suite, on regroupera ces effets sous le terme d'effets spatiaux.

6.3.3 Résultats bruts de la méthode des aires

La méthode des aires de Sjöstrand présentée dans la section 2.2.3 du chapitre 2 a été appliquée aux histogrammes expérimentaux obtenus pour toutes les positions disponibles et dans toutes les configurations de VENUS-F pour obtenir la mesure dite “brute” de la réactivité, ρ_{aires} :

$$\rho_{\text{aires}} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = -\frac{A_p}{A_d} = 1 - \frac{A_{\text{tot}}}{A_d} \quad (6.1)$$

où l’aire retardée A_d est déterminée à partir du niveau de neutrons retardés dans la dernière milliseconde de l’histogramme ($t - t_{\text{pulse}}$), l’aire A_{tot} est le nombre total de coups dans l’histogramme. On retrouve sur la figure 6.5, les valeurs de ρ_{aires} données par la formule (6.1) en fonction de la réactivité mesurée par la méthode d’arrêt faisceau [39].

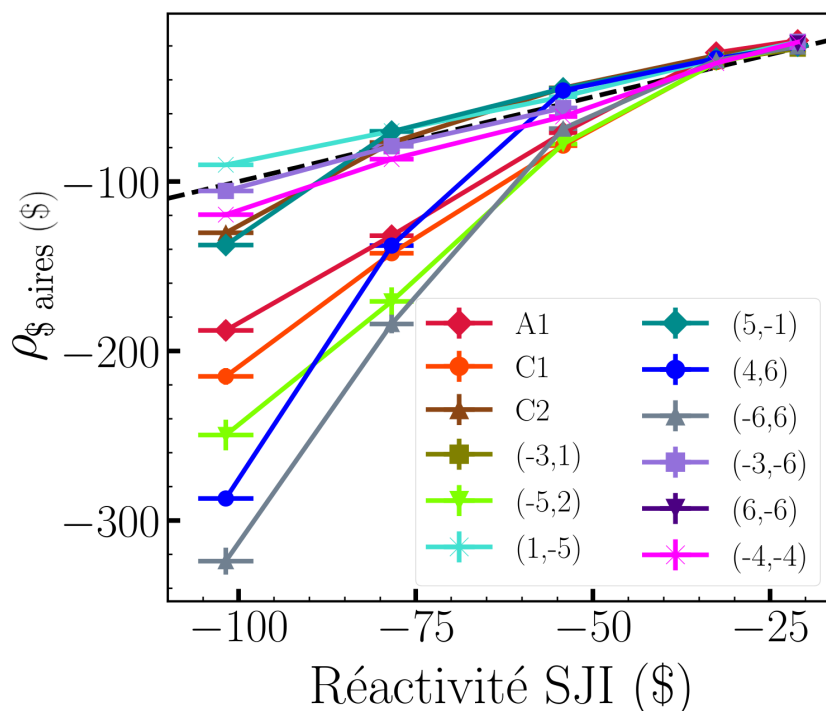


FIGURE 6.5 – Valeurs de réactivité obtenues par la méthode des aires pour les différentes configurations en fonction des valeurs réactivité obtenues par la méthode d’arrêt faisceau (la droite noire en pointillé représente la fonction $\rho_{\text{aires}} = \rho_{\text{SJI}}$). Les différentes positions sont différenciées par des couleurs.

Les incertitudes sur les résultats de la méthode des aires incluent les incertitudes statistiques sur les taux de comptage pendant les expériences de faisceau pulsé et pendant les mesures du bruit de fond, ainsi que l’incertitude sur les paramètres de temps mort.

Comme l'indiquaient les premières observations sur les données, les valeurs de réactivité mesurées varient significativement en fonction de la position des détecteurs. Ces différences entre les positions s'accroissent à mesure que le cœur est de plus en plus déchargé. À partir de la configuration SC11-21FAs et dans les configurations suivantes dans le plan de déchargement, 2 groupes de détecteurs semblent se détacher :

- Les détecteurs positionnés en (1,-5), (5,-1), (-4,4) et C2 donnent des résultats assez proches de la réactivité SJI ;
- les résultats donnés par les autres détecteurs tendent à diverger de plus en plus des résultats de référence, et sous-estiment la réactivité.

Considérons alors la répartition spatiale des détecteurs de ces 2 groupes. Les détecteurs du premier groupe sont positionnés du côté où des assemblages combustibles sont encore insérés dans le cœur de VENUS-F. Au contraire, les détecteurs du second groupe sont les plus éloignés vis-à-vis des assemblages combustibles restants. Cet effet spatial, conjugué à d'autres évoqués plus haut, empêche une estimation fiable de la réactivité par les détecteurs éloignés du combustible pour les configurations très sous-critiques.

Malgré tout, une forte corrélation est conservée entre les rapports des aires mesurés et les valeurs de réactivité de la méthode d'arrêt faisceau, et ce, même pour les détecteurs du second groupe et les détecteurs présents dans le réflecteur externe, les plus représentatifs des positions des détecteurs dans les réacteurs de puissance.

Alors qu'une telle corrélation entre observables mesurées et réactivité est beaucoup plus difficile à discerner dans la méthode actuelle de surveillance du chargement dans un REP (cf. figure 6.1). Ce résultat est très encourageant pour une éventuelle application de cette méthode au chargement de RNR.

6.4 Simulation Monte-Carlo des expériences

L'échec de la méthode des aires à obtenir une estimation fiable et précise de la réactivité aux niveaux de sous-criticité observés dans les configurations SALMON n'est pas surprenant. En effet, comme observé dans les résultats bruts des mesures de réactivité lors d'interruptions de faisceau du chapitre 4, la capacité de la cinétique point à décrire précisément le comportement du réacteur diminue lorsque celui-ci s'éloigne de la criticité [61]. Ainsi, la validité de la formule de la méthode des aires diminue lorsque la réactivité diminue comme c'est le cas lors du déchargement, d'autant plus que ce dernier est effectué de telle manière que les configurations les plus sous-critiques sont également les plus asymétriques et donc sujettes à des effets spatiaux importants.

Pour pouvoir étudier tous les effets spatiaux hors cinétique point observés expérimentalement, les expériences ont été intégralement reproduites par des simulations Monte-Carlo, avec une méthodologie similaire à celle adoptée dans le chapitre 5. Le but est alors de vérifier si les phénomènes observés expérimentalement sont reproduits par la simulation. Ces simulations ont été produites à l'aide du code de transport Monte-Carlo Serpent-2 [52] couplé aux données nucléaires issues de la librairie JEFF3.1.1 [30], et à l'aide du modèle semi-homogène de VENUS-F. Contrairement aux simulations utilisées dans le chapitre 5, on

convolue cette fois les réponses des détecteurs durant les 1000 secondes qui suivent un pulse de neutron parfait (Dirac), à un peigne de Dirac afin de reproduire les expériences de pulses de neutrons périodiques. Ces simulations se révèlent encore plus lourdes en temps machine que les simulations employées au chapitre 5 pour calculer des facteurs spatio-énergétiques, en raison des très faibles taux de comptage des détecteurs virtuels placés dans le réflecteur externe.

Des exemples d’histogrammes simulés pour la configuration SC11-31FAs sont représentés sur la figure 6.6 et comparés avec les histogrammes expérimentaux. L’accord entre les formes simulées et expérimentales est remarquable, et ce, pour les détecteurs dans le réflecteur interne comme externe.

Pour obtenir un critère quantitatif décrivant la capacité des simulations à reproduire les effets spatiaux pour chaque position et dans chaque configuration du cœur, on peut procéder comme au chapitre précédent et tenter de corriger les valeurs de réactivité obtenues avec la méthode des aires. La méthode des aires de Sjöstrand a ainsi été appliquée aux histogrammes simulés par Serpent-2, afin d’obtenir le rapport des aires simulé $\rho_{\text{\$aires,serpent}} = \left(\frac{-A_p}{A_d} \right)_{\text{serpent}}$ pour chaque position détecteur. Ce rapport des aires simulé doit alors être comparé à la “véritable” réactivité du modèle $\rho_{\text{\$serpent}}$ calculée par un calcul en itération de puissance de Serpent-2. Ainsi, dans l’hypothèse où les simulations reproduiraient adéquatement les effets spatiaux, la déformation observée entre $\rho_{\text{\$aires,serpent}}$ de chaque détecteur et la réactivité du modèle devrait correspondre à la déformation observée expérimentalement.

Pour le vérifier, on définit des facteurs de corrections ou facteurs spatiaux f_s tels que :

$$f_s = \frac{\rho_{\text{\$serpent}}}{\left(-A_p/A_d \right)_{\text{serpent}}} = \frac{\rho_{\text{\$serpent}}}{\rho_{\text{\$aires,serpent}}} \quad (6.2)$$

qui sont ensuite appliqués aux données expérimentales, pour donner $\rho_{\text{\$s}}$, la réactivité corrigée :

$$\rho_{\text{\$s}} = f_s \times \rho_{\text{\$aires}} \quad (6.3)$$

Les valeurs $\rho_{\text{\$s}}$ de réactivité corrigées sont représentées en fonction des valeurs de référence sur la figure 6.7. L’échelle des axes de la figure 6.5 a été conservée pour faciliter la comparaison des résultats purement expérimentaux et des résultats corrigés par la simulation.

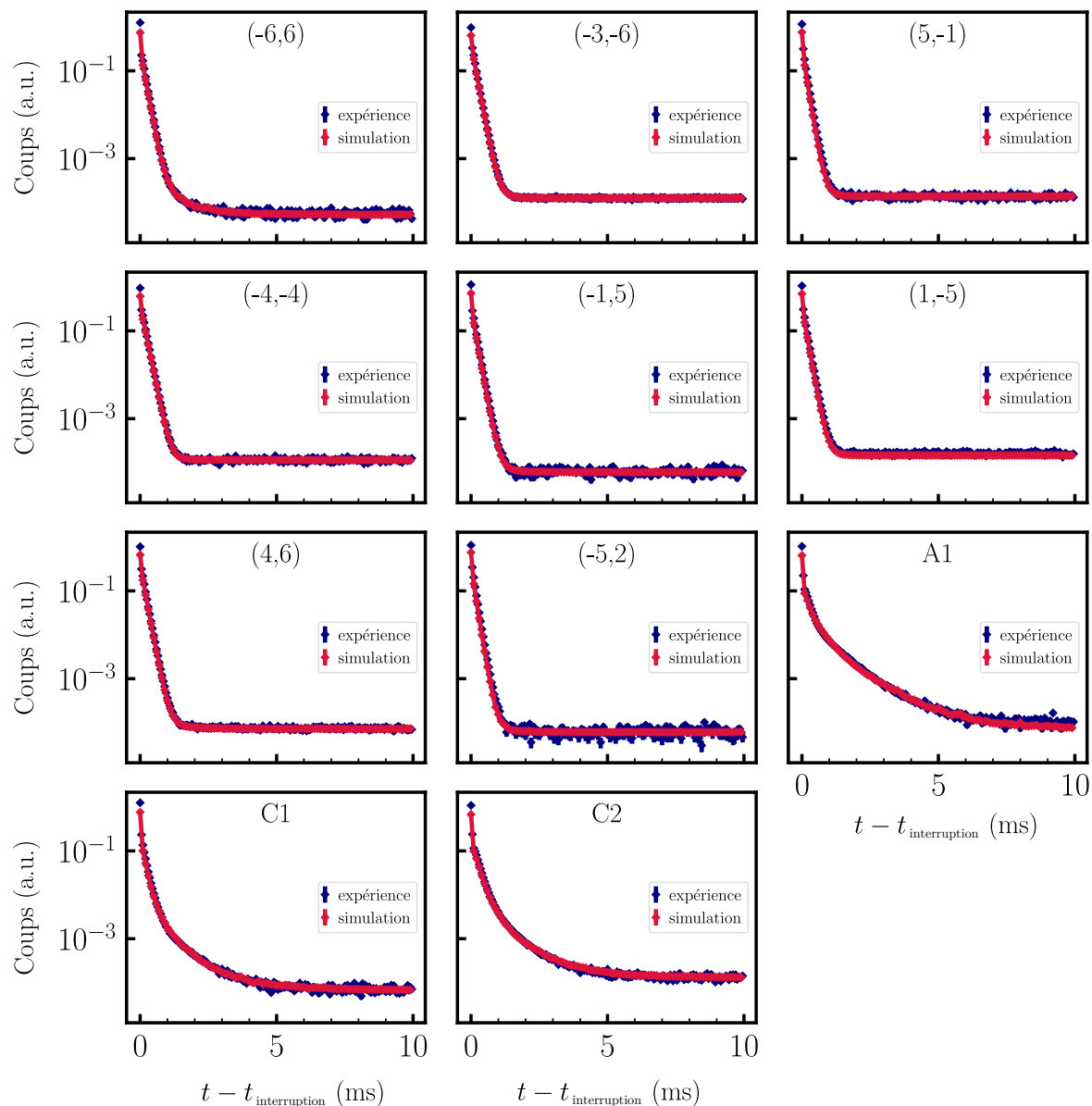


FIGURE 6.6 – Histogrammes expérimentaux (en bleu) et simulés (en rouge) obtenus pour des expériences de faisceau pulsé d’une fréquence de 100 Hz dans la configuration SC11-31FAs. Les intégrales des deux histogrammes sont normalisées à 1 pour faciliter la comparaison.

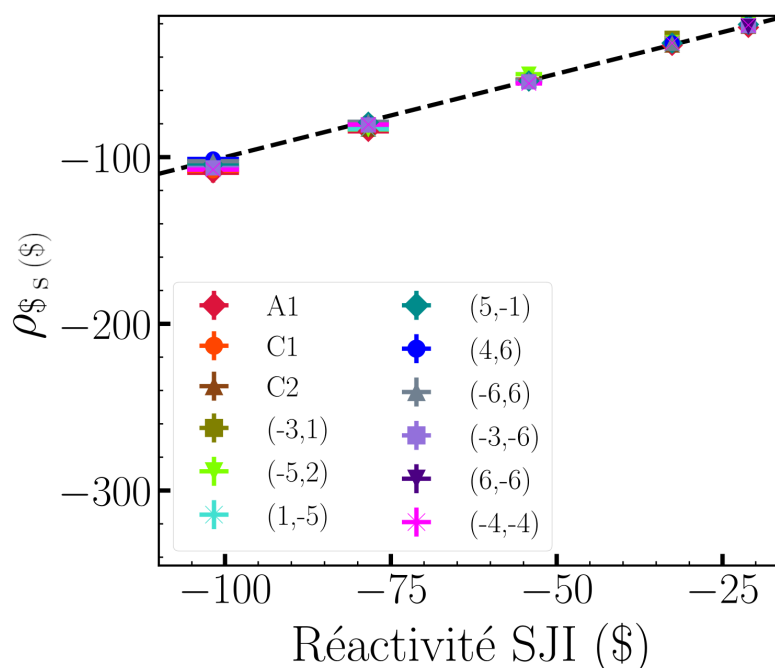


FIGURE 6.7 – Réactivités obtenues par la méthode des aires appliquée aux données expérimentales et corrigées par les facteurs spatiaux en fonction des réactivités de référence (la droite noire en pointillé représente la fonction $\rho_{s,corr} = \rho_{s,SJI}$). Les différentes positions sont différenciées par des couleurs.

Les corrections induites sur les résultats bruts sont très importantes, elles sont de l'ordre de la centaine de dollars pour certains détecteurs dans la configuration SC11-35FAs. Néanmoins, les rapports des aires corrigés sont en accord à 2σ (de l'ordre de quelques %) avec les mesures d'arrêt faisceau, et ce, même dans les configurations les plus sous-critiques. Ces résultats montrent la capacité des modèles de simulation à correctement reproduire les effets spatiaux rencontrés dans le programme SALMON, et ce, même dans les cas les plus extrêmes.

On peut donc considérer que les modèles utilisés permettent d'étudier de façon fiable les expériences SALMON.

6.5 Impact des neutrons de première génération

L'observation des résultats expérimentaux a mis en évidence que dans les configurations les plus déchargées explorées dans le programme SALMON, les valeurs de réactivité purement expérimentales les plus sous-estimées par rapport aux valeurs de référence proviennent des détecteurs du côté déchargé du cœur, soit des détecteurs plus proches de la source externe de neutrons que des assemblages combustibles encore présents. Cet effet spatial pourrait

donc être causé par la source externe de neutrons. On peut en effet supposer qu’une part significative des neutrons mesurés par ces détecteurs proviennent de la source, directement ou après diffusion, et dont la quantité n’est pas corrélée à la réactivité. À l’inverse, les détecteurs qui sont plus proches des assemblages combustibles comptent relativement moins de neutrons “source” que de neutrons issus de fissions survenant dans le cœur.

Pour tester cette hypothèse, nous avons utilisé le modèle semi-homogène de VENUS-F pour étudier l’impact de la mesure directe des neutrons source sur les rapports des aires de chaque détecteur. Pour cela, deux simulations par configuration sont effectuées. Dans ces calculs, des neutrons sources de 14 MeV sont émis isotropiquement depuis le centre du réacteur, et les taux de réactions par neutron source sont estimés pour chaque détecteur. Cependant, lors de la seconde simulation, la fission est désactivée et remplacée par de la capture. Ainsi, les taux de comptage obtenus dans ces 2 simulations $R_{\text{sansfission}}$ et R_{tot} , obtenus respectivement sans et avec la production de neutrons par fission, peuvent être comparés détecteur par détecteur pour calculer P_{source} :

$$P_{\text{source}} = R_{\text{sansfission}}/R_{\text{tot}} \quad (6.4)$$

qui correspond alors à la proportion de neutrons non issus de fissions, que l’on nommera par simplification neutrons “source”, parmi les neutrons provoquant une fission dans le détecteur.

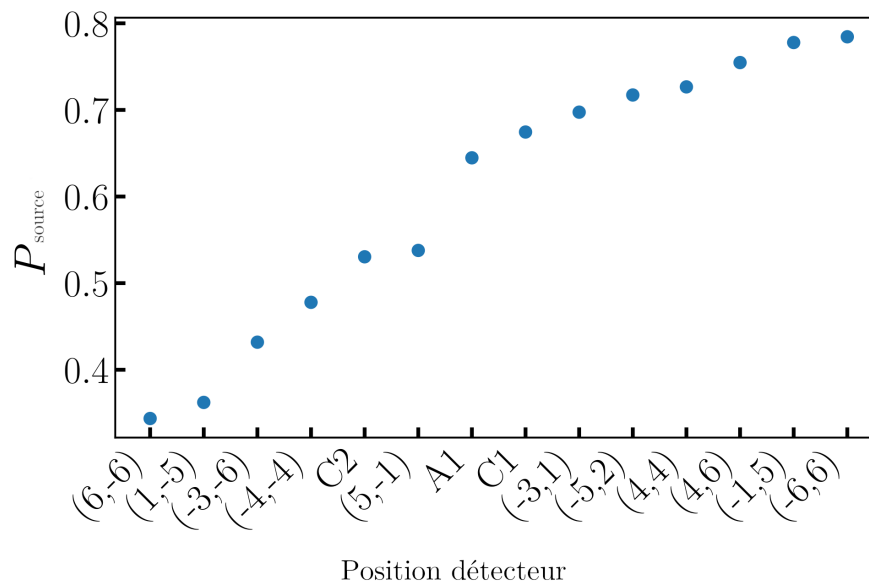


FIGURE 6.8 – Proportion de neutrons sources dans les taux de comptage en fonction de la position des détecteurs dans la configuration SC11-35FAs.

La proportion de neutrons “source” en fonction de la position dans la configuration SC11-35FAs est représentée à la figure 6.8. Dans cette configuration, une partie impor-

tante (au moins 35%) des taux de comptage simulés proviennent de la mesure de neutrons “source”. Ces neutrons sont même largement majoritaires dans de multiples positions. Si l’on met ces valeurs en regard des valeurs expérimentales de réactivité représentées sur la figure 6.5, on s’aperçoit que la valeur mesurée du rapport des aires $\rho_{\text{\$aires}}$ sous-estime d’autant plus la réactivité par rapport à la valeur de référence $\rho_{\text{\$SJI}}$, que le facteur P_{source} est important. Inversement, les positions depuis lesquelles $\rho_{\text{\$aires}}$ sous-estime le moins la réactivité, voire la surestime, sont les positions dans lesquelles les proportions de neutrons “source” P_{source} sont les plus faibles.

En effet, à mesure que la proportion de neutron sources P_{source} augmente, les neutrons “source” non corrélés à la réactivité du cœur augmentent artificiellement la valeur de l’aire prompt A_p , ce qui diminue la valeur de $\rho_{\text{\$aires}}$.

Pour étudier cette corrélation entre le facteur P_{source} et la sous-estimation de la réactivité, l’examen de l’évolution des facteurs de correction f_s en fonction de P_{source} , représenté sur la figure 6.9, se révèle judicieux.

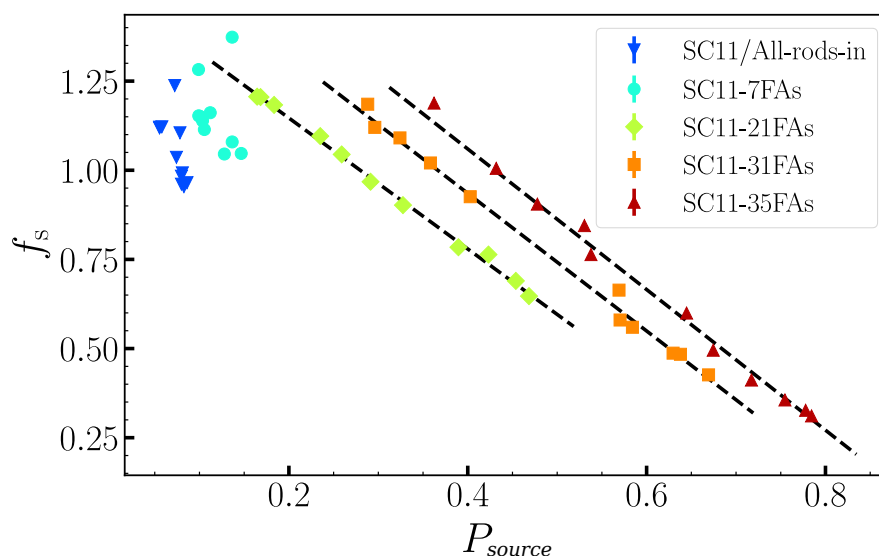


FIGURE 6.9 – Facteurs spatio-énergétiques f_s en fonction des proportions P_{source} pour chaque configuration. Des ajustements linéaires sont représentés par des lignes pointillées noires pour les trois configurations les plus sous-critiques.

En effet, si aucun lien clair entre P_{source} et les facteurs spatiaux f_s ne peut être mis en évidence pour les deux configurations les moins sous-critiques, la corrélation entre ces deux quantités devient en revanche pertinente pour les trois configurations les plus sous-critiques, lorsque les assemblages combustible sont complètement retirés d’un côté du cœur. Dans ce cas, l’effet de la détection des neutrons “source” semble être l’effet principal à l’œuvre dans les vastes sous-estimations de la réactivité par les détecteurs éloignés des assemblages combustibles restants.

Pour compléter ces résultats, les mêmes simulations ont été réitérées en changeant

cette fois les volumes détecteurs étudiés. Dans ces nouveaux calculs, les facteurs P_{source} sont calculés pour chaque élément d'une grille de 20×20 éléments parallélépipédiques de $8,07 \times 8,07 \text{ cm}^2$ de section et de 40 cm de hauteur situé à mi-hauteur du cœur. Les cartes produites, présentées figure 6.10, représentent alors la répartition de la part des neutrons "source" dans le réacteur.

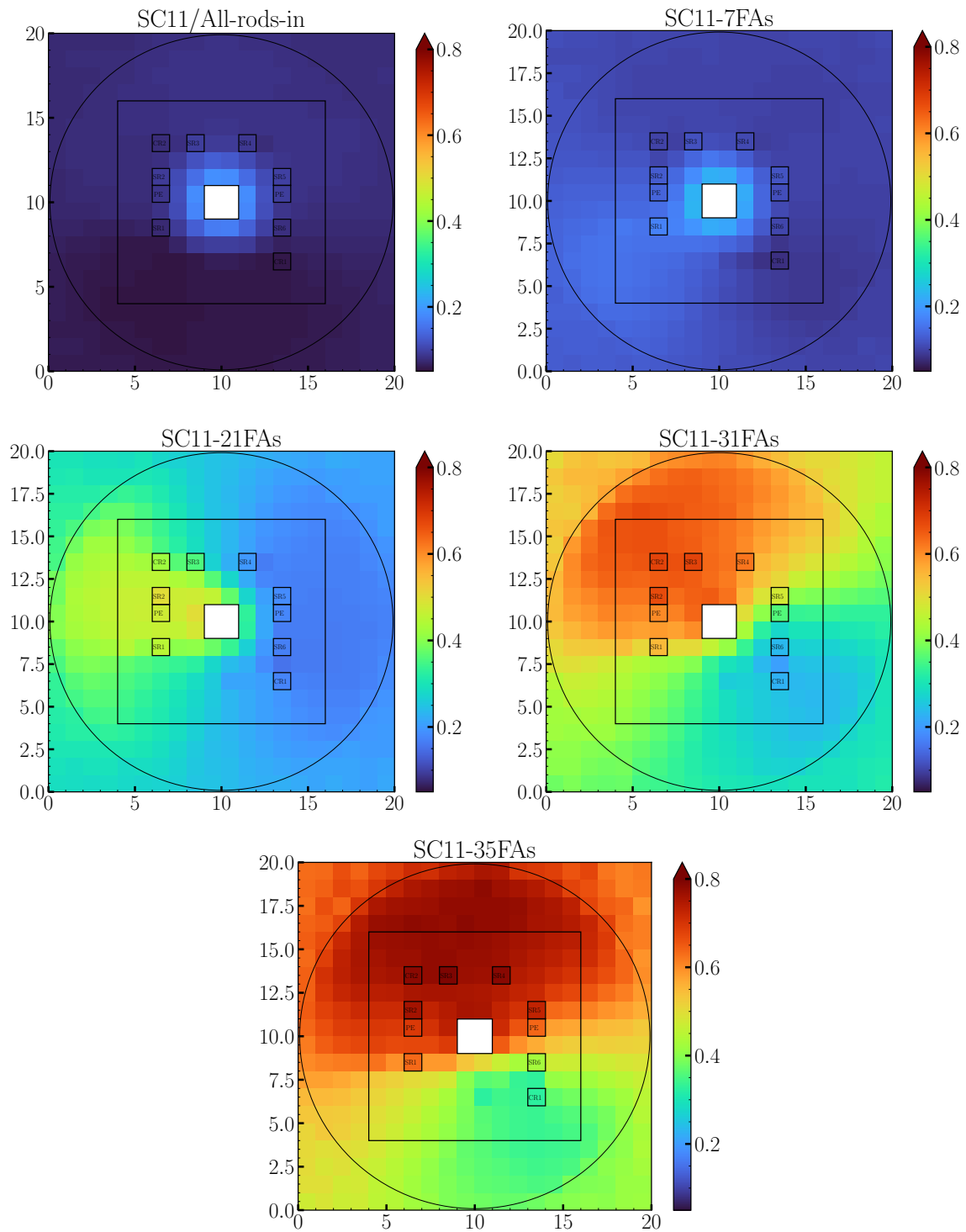


FIGURE 6.10 – Proportion des neutrons sources dans les taux de réaction de fission ^{238}U en fonction de la position du détecteur dans VENUS-F.

On retrouve une claire dépendance spatiale de la proportion de neutron sources susceptibles d'être détectés par un détecteur à dépôt d' ^{235}U , qui suit l'évolution de la forme du cœur de VENUS-F lors de son déchargement pour les quatre configurations de VENUS-F partiellement déchargées.

6.6 Sensibilité à une erreur de chargement

La capacité des simulations à reproduire les effets spatiaux observés expérimentalement ainsi qu'à corriger les valeurs de réactivité obtenues par la méthode des aires, montrée plus tôt dans ce chapitre, les rendent pertinentes pour étudier la sensibilité de cette méthode à une erreur de chargement dans VENUS-F. Ainsi, un assemblage de combustible normal a été remplacé par un assemblage modifié dans le modèle Serpent-2 de chaque configuration SALMON. Cet assemblage modifié est obtenu à partir de l'assemblage normal en diminuant l'enrichissement de l'uranium métallique de 30% à 28,1%, ce qui conduit à une baisse du k_∞ de l'assemblage d'environ 1500 pcm.

Le remplacement d'un assemblage standard par l'assemblage modifié, aboutissant aux configurations modifiées représentées figure 6.11, provoque une baisse du k_{eff} (et de la réactivité) des modèles. Ces changements sont répertoriés dans le tableau 6.2.

Configuration VENUS-F	position du FA modifié	k_{eff} sans modification	k_{eff} après modification	$\Delta\rho_{\text{serpent}}$ (pcm) (modifié – original)	$\frac{\Delta\rho_{\text{serpent}}}{\beta_{\text{eff}}}$ (\$)
SC11-7FAs	(1,-4)	0,80560(2)	0,80483(3)	-126(1)	-0,170(1)
SC11-21FAs	(-1,4)	0,70361(3)	0,70322(2)	-79(2)	-0,104(2)
SC11-31FAs	(2,1)	0,61862(2)	0,61764(2)	-257(3)	-0,333(4)
SC11-35FAs	(3,-2)	0,55167(2)	0,55016(2)	-500(4)	-0,635(6)

TABLE 6.2 – Modification de la réactivité des modèles après remplacement d'un FA par un FA modifié

Pour vérifier si la méthode des aires pourrait être capable de détecter ces modifications du cœur, une expérience de PNS est simulée pour chaque modèle modifié avec la même méthode que celle utilisée pour obtenir les facteurs spatio-énergétiques. On compare ensuite les rapports des aires obtenus avec la formule (6.1) à partir des histogrammes de PNS simulés pour les modèles modifiés et non modifiés :

$$\Delta\rho_{\text{\$serpent}} = \left(\frac{-A_p}{A_d} \right)_{\text{modifié}} - \left(\frac{-A_p}{A_d} \right)_{\text{original}} \quad (6.5)$$

les valeurs de $\Delta\rho_{\text{\$serpent}}$ pour les quatre configurations étudiées sont représentées sur la figure 6.12.

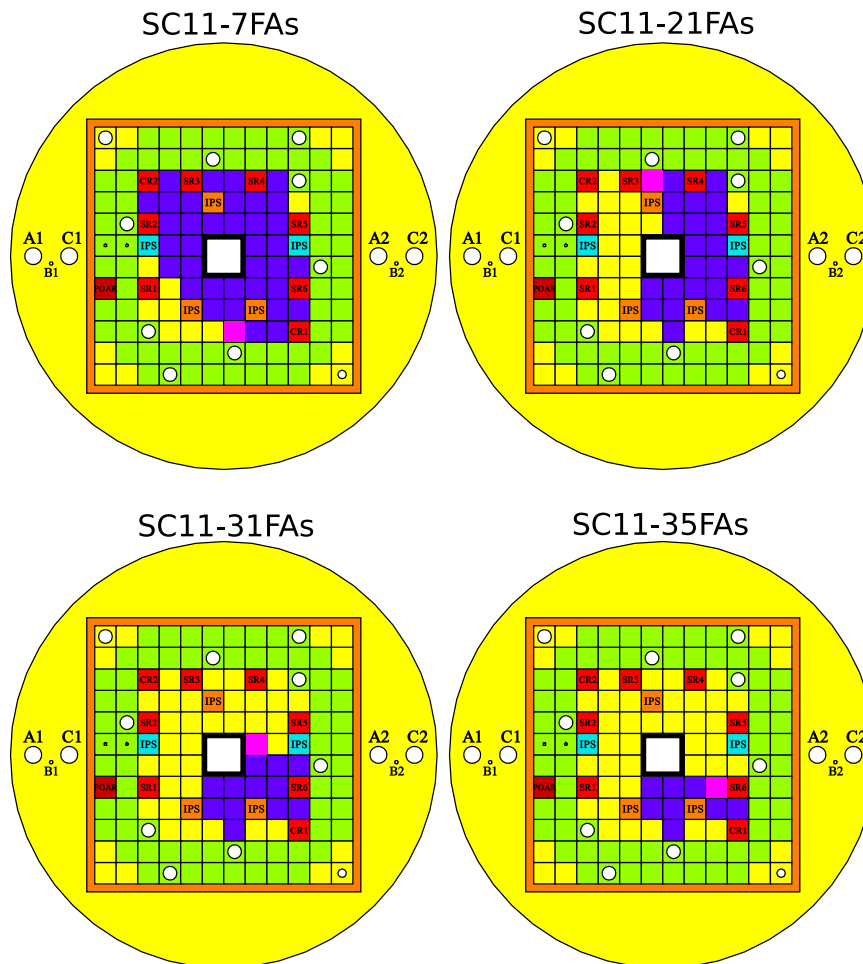


FIGURE 6.11 – Vues schématiques des configurations simulées avec une erreur d’insertion d’un assemblage combustible : les assemblages combustibles standard sont en bleu sombre, tandis que l’assemblage combustible modifié est en magenta, les assemblages de plomb en jaune, le carbure de bore en rouge et les assemblages de graphite en vert.

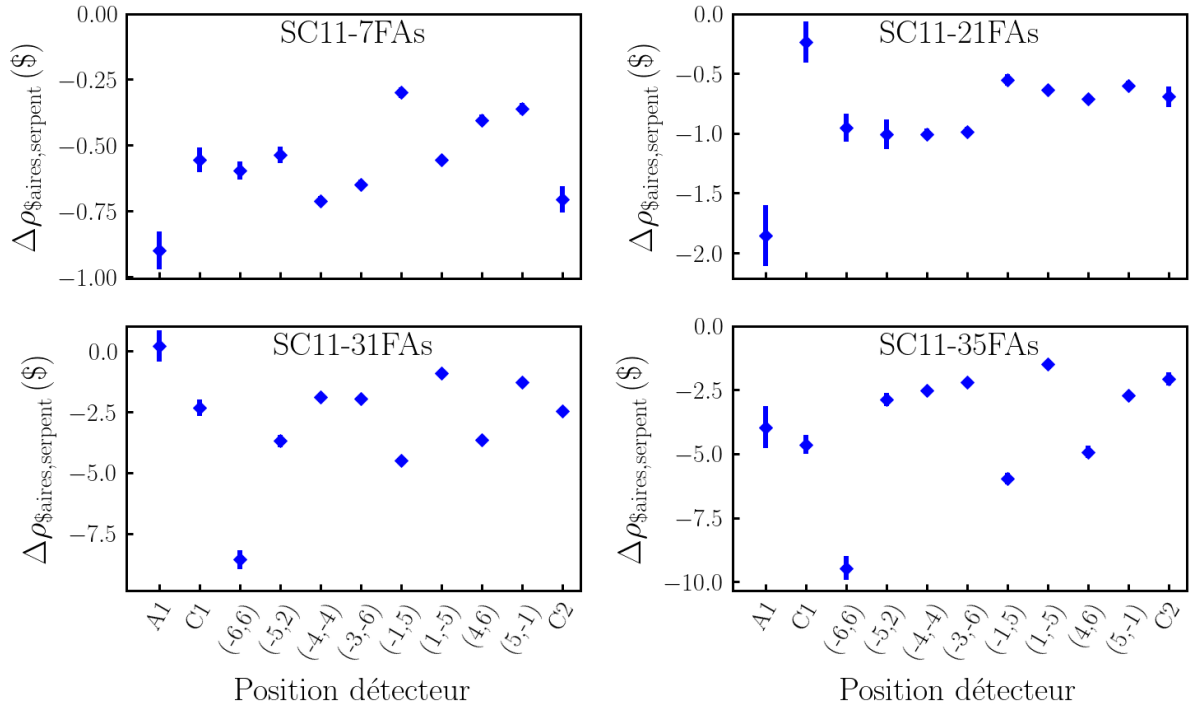


FIGURE 6.12 – Différences entre les rapports des aires simulés des modèles modifiés et normaux en fonction de la position du détecteur considéré.

Dans la grande majorité des cas, tous les détecteurs signalent de manière significative un changement de réactivité entre le modèle de l'étape de déchargement normale et l'étape erronée. Cependant, le changement de réactivité détecté depuis les différentes positions détecteur n'est pas constant. Dans la plupart des cas, cette différence est en outre amplifiée par les effets spatiaux.

De plus, il y a toujours au moins un détecteur dans le réflecteur extérieur qui donne des valeurs de réactivité significativement différentes entre les configurations normales et les configurations comportant un assemblage combustible modifié.

6.7 Conclusion

La première phase du projet SALMON a été consacrée à l'étude de la surveillance du chargement d'un réacteur à neutrons rapides en analysant la réponse du réacteur partiellement chargé à une excitation périodique par une source de neutrons pulsée.

Les expériences ont pu être réalisées auprès de l'installation GUINEVERE en profitant du déchargement de la configuration SC11 du réacteur à neutrons rapides VENUS-F à la fin du programme MYRACL. L'accélérateur de deutons GENEPI-3C était utilisé en mode pulsé, et l'évolution du flux de neutrons était mesurée par des chambres à fission ^{235}U placées en différentes positions dans les réflecteurs interne et externe.

Les résultats de ces expériences montrent que, malgré des effets spatiaux de plus en plus forts au fur et à mesure que le réacteur se vide, il existe toujours une forte corrélation entre la valeur de réactivité donnée par la méthode des aires et la réactivité donnée par la méthode de référence, et ce même pour les détecteurs situés dans le réflecteur extérieur. Une telle corrélation n'est pas discernable entre la simple surveillance de l'évolution des taux de comptage et l'évolution du k_{eff} lors du chargement dans un REP (cf. figure 6.1).

En outre, cette corrélation observée dans SALMON resterait discernable même en présence d'une importante source de neutron intrinsèque aux assemblages combustibles, puisque sa contribution peut être mesurée avant l'injection des impulsions, puis soustraite.

Ensuite, les simulations Monte-Carlo des expériences ont permis de reproduire de façon satisfaisante les effets spatiaux. Par conséquent, des simulations ont permis d'évaluer l'impact des neutrons "source" sur les rapports des aires. Il a été démontré que les neutrons "source" comptés dans les détecteurs sont responsables du principal effet de sous-estimation de la réactivité dans les configurations les plus sous-critiques étudiées dans SALMON.

Enfin, pour étudier la sensibilité de la méthode à une erreur de chargement, l'introduction d'un assemblage combustible modifié (avec un k_{∞} diminué) dans toutes les étapes étudiées du (dé)chargement du réacteur a également été simulée à l'aide des mêmes modèles Monte-Carlo. Dans tous les cas étudiés, les simulations montrent que l'erreur serait détectée par une baisse significative du rapport des aires par au moins un détecteur du réflecteur externe, emplacement où se trouvent les détecteurs d'un réacteur de puissance.

Ces résultats sont très prometteurs pour une application à la surveillance du chargement du cœur pour des réacteurs à spectre rapide. Il serait intéressant de les confirmer en réalisant des expériences avec un plan de chargement plus réaliste dans VENUS-F, et en introduisant des assemblages différents pour vérifier les résultats des simulations sur la détection de l'erreur de chargement. Pour les réacteurs thermiques, les résultats sont suffisamment encourageants pour envisager une phase 2 du projet SALMON. Dans cette phase, il est prévu d'étudier cette méthode de monitoring de chargement sur une version à spectre thermique de VENUS, afin d'augmenter la représentativité des expériences pour le chargement des REP.

Conclusions et perspectives

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur pourraient jouer un rôle important dans les scénarios à double strate, notamment grâce à leur capacité à utiliser des combustibles intégrant de grandes quantités d'actinides mineurs. La sous-criticité du réacteur d'un ADS en toutes circonstances est un paramètre crucial de la sûreté d'une telle installation. Une stratégie envisagée pour la surveillance de la réactivité des ADS de puissance tels que MYRRHA, s'appuie sur deux méthodes complémentaires : d'une part une mesure relative de réactivité à partir du rapport entre l'intensité du faisceau de l'accélérateur et les taux de comptages de détecteurs de neutrons situés dans le réflecteur ; d'autre part une mesure absolue de la réactivité, fondée sur l'évolution du taux de comptages des détecteurs lors d'interruptions périodiques de faisceau. Ce travail de thèse a porté principalement sur l'analyse d'expériences d'interruptions périodiques de faisceau menées auprès de l'installation GUINEVERE dans le cadre du programme MYRACL, né de la collaboration du SCK·CEN et du CNRS, pour étudier cette mesure dans des configurations représentatives de l'ADS proto-industriel MYRRHA en phase de démarrage, sur une plage en réactivité de $-32 \$$ à $-6 \$$. Pour cela, l'évolution du flux de neutrons a été mesuré à l'aide de chambres à fission dotées de dépôts d' ^{235}U ou d' ^{238}U , ces dernières étant envisagées pour la mesure de la réactivité du réacteur sous-critique de MYRRHA.

Il a été observé que, dans les configurations les moins sous-critiques pour lesquelles les barres absorbantes ne sont pas insérées dans le cœur de VENUS-F, tous les détecteurs situés dans le réflecteur donnent des valeurs proches des valeurs de référence, malgré une légère surestimation pour les chambres à ^{235}U . Cependant, dans les configurations dans lesquelles les barres absorbantes sont insérées, les chambres à ^{238}U peuvent largement sous-estimer la réactivité lorsqu'elles sont proches des barres insérées. Cet effet spatial inédit affecte moins les chambres à ^{235}U , car il est compensé par leur tendance à la surestimation.

Nous nous sommes ensuite tournés vers des simulations Monte-Carlo pour reproduire les expériences d'interruptions de faisceau à l'aide d'un modèle simplifié de VENUS-F afin de tenter de comprendre les phénomènes physiques à l'œuvre. Ces simulations ont remarquablement reproduit l'évolution des taux de comptages des détecteurs lors de ces expériences, ce qui a permis de calculer des facteurs spatio-énergétiques permettant d'affranchir les mesures expérimentales des effets spatio-énergétiques. Une nouvelle méthode d'estimation de la réactivité corrigée des effets spatiaux, nommée méthode d'ajustement local, a été employée sur les résultats expérimentaux de MYRACL. Cette méthode conduit à une estimation robuste de la réactivité avec une incertitude d'environ 1 à 2%, et ce, quel que soit

le type de dépôt et l'emplacement du détecteur, ce qui constitue un résultat extrêmement satisfaisant, qui nous permet d'envisager l'usage de cette méthode pour le monitoring de la réactivité dans un ADS de puissance tel que MYRRHA. Il reste évidemment à effectuer les études de transposition nécessaires pour tenir compte de l'évolution du combustible et des hauts flux attendus dans un ADS de puissance, ainsi que du spectre en énergie des neutrons de spallation.

Une méthode d'analyse modale Monte-Carlo en développement, basée sur le calcul d'une matrice de taux de transition, a également été appliquée à l'étude des effets spatiaux rencontrés lors des expériences MYRACL. Les résultats obtenus ont montré la complexité des effets en jeu, impliquant l'interaction entre l'absorbant et le modérateur. Concernant la méthode en elle-même, de nouveaux problèmes liés à la taille de la matrice et à la statistique nécessaire ont également été mis en évidence. La poursuite du développement demandera une réduction de la consommation en mémoire, ainsi que l'implémentation d'une méthode permettant de s'affranchir de la limite du spectre en énergie du réacteur critique associé, notamment pour appliquer cette méthode aux ADS utilisant une source de spallation dont la distribution en énergie est très large.

De manière plus générale, des expériences de mesures plus fines du spectre en énergie et de sa déformation lors de l'interruption de faisceau sont d'ores et déjà prévues dans le projet SPATIAL, dont les premières mesures sont prévues pour 2025 auprès de l'installation GUINEVERE. Ces expériences compléteront les futures études de transposition qui seront nécessaires à l'application de la méthode de mesure de la réactivité au réacteur MYRRHA et la généralisation aux ADS de puissance.

Enfin, le déchargement du réacteur VENUS-F à la fin des expériences MYRACL a été mis à profit pour réaliser la première phase du projet SALMON dédiée à l'amélioration de la surveillance du chargement des réacteurs nucléaires afin d'éviter des erreurs de chargement. Des expériences de source pulsée ont été menées à différentes étapes du déchargement, et l'évolution du taux de comptage de différentes chambres à fission à ^{235}U autour du cœur a été analysée à l'aide de la méthode des aires pour en extraire des valeurs de réactivité. Les résultats obtenus montrent qu'une forte corrélation entre la valeur de réactivité mesurée et la valeur de réactivité de référence est conservée tout au long du (dé)chargement, et ce, pour tous les détecteurs, malgré des effets spatiaux de plus en plus importants. De plus, les simulations Monte Carlo des expériences ont montré leur capacité à adéquatement reproduire ces effets spatiaux, ce qui a permis d'étudier la possibilité de détecter des erreurs de chargement dans VENUS-F. Les résultats obtenus sont très encourageants pour le monitoring du chargement des réacteurs à neutrons rapides, et permettent d'envisager la poursuite du programme par une phase thermique, qui permettrait d'étudier l'applicabilité de la méthode aux réacteurs à eau pressurisée (REP).

Annexe A

Résultats compilés de MYRACL

A.1 Résultats bruts

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	Réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	Réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-7,701(0,0528)			
(-3,-6)			-7,8536(0,0344)	-8,1371(0,0501)
(6,-6)	-7,5643(0,0272)			
(-4,-4)	-7,5411(0,0258)	-7,7124(0,031)		-7,9241(0,0306)
(1,-5)	-7,5789(0,0326)		-8,1512(0,0308)	
(5,-1)	-7,4879(0,0323)			
(-5,2)	-7,4965(0,0309)	-7,6414(0,0309)		-7,833(0,0293)
(4,6)	-7,4311(0,0305)	-7,5131(0,0247)		
(-1,5)	-7,4496(0,0177)			
(-6,6)	-7,4417(0,0292)			
(4,4)			-7,7159(0,0288)	

TABLE A.1 – Réactivités brutes de la configuration SC10/All-rods-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-21,888(0,3075)			
(-3,-6)			-23,2(0,2255)	-24,318(0,2962)
(6,-6)	-20,6761(0,0485)			
(-4,-4)	-20,819(0,0698)	-22,2167(0,102)		-23,9282(0,1496)
(1,-5)	-20,7459(0,0679)		-24,2275(0,1567)	
(5,-1)	-20,7734(0,0564)			
(-5,2)	-21,0023(0,049)	-22,5172(0,093)		-23,6147(0,1436)
(4,6)	-21,6694(0,049)	-22,3434(0,1414)		
(-1,5)	-21,8595(0,0727)			
(-6,6)	-21,3412(0,0495)			
(4,4)			-24,6855(0,1657)	

TABLE A.2 – Réactivités brutes de la configuration SC10/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-30,8546(0,5133)			
(-3,-6)			-32,7857(0,3278)	-35,7374(0,5214)
(6,-6)	-28,8845(0,0649)			
(-4,-4)	-29,0415(0,1024)	-31,662(0,15)		-36,8969(0,3526)
(1,-5)	-28,5192(0,0941)		-34,7406(0,2509)	
(5,-1)	-29,6587(0,0682)			
(-5,2)	-29,8214(0,0623)	-33,9937(0,2292)		-39,3917(0,3361)
(4,6)	-30,5625(0,0655)	-32,0856(0,2367)		
(-1,5)	-30,2612(0,1119)			
(-6,6)	-30,0253(0,069)			
(4,4)			-38,5341(0,3839)	

TABLE A.3 – Réactivités brutes de la configuration SC12/All-rods-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-5,9043(0,0379)			
(-3,-6)			-5,7165(0,0234)	-5,7481(0,0271)
(6,-6)	-5,6163(0,0173)			
(-4,-4)	-5,6105(0,0166)	-5,696(0,0189)		-5,7447(0,0228)
(1,-5)	-5,6087(0,0176)		-5,8133(0,0218)	
(5,-1)	-5,69(0,0201)			
(-5,2)	-5,7025(0,019)	-5,8176(0,022)		-5,9229(0,0205)
(4,6)	-5,6716(0,0198)	-5,6888(0,0199)		
(-1,5)	-5,6503(0,0138)			
(-6,6)	-5,648(0,0181)			
(4,4)			-5,8189(0,0208)	

TABLE A.4 – Réactivités brutes de la configuration SC11/All-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-12,7376(0,1344)			
(-3,-6)			-11,9379(0,0808)	-12,1782(0,0836)
(6,-6)	-11,4701(0,0264)			
(-4,-4)	-11,5377(0,037)	-11,889(0,0452)		-12,1146(0,0508)
(1,-5)	-11,4148(0,0338)		-12,1501(0,0506)	
(5,-1)	-11,7689(0,0289)			
(-5,2)	-12,0301(0,0279)	-12,5829(0,0469)		-13,0044(0,0664)
(4,6)	-12,0122(0,0271)	-12,2162(0,0599)		
(-1,5)	-12,0149(0,0373)			
(-6,6)	-11,911(0,0275)			
(4,4)			-12,7148(0,0601)	

TABLE A.5 – Réactivités brutes de la configuration SC11/4-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-16,789(0,1924)			
(-3,-6)			-15,1758(0,0862)	-15,3333(0,1274)
(6,-6)	-14,5853(0,0341)			
(-4,-4)	-14,6411(0,0541)	-15,1988(0,0562)		-15,5061(0,0721)
(1,-5)	-14,4717(0,0442)		-15,5487(0,0757)	
(5,-1)	-15,33(0,0361)			
(-5,2)	-15,7438(0,0353)	-16,7126(0,071)		-17,4785(0,0819)
(4,6)	-16,3306(0,0351)	-16,7053(0,1137)		
(-1,5)	-16,3858(0,0575)			
(-6,6)	-15,9942(0,0371)			
(4,4)			-17,8793(0,1118)	

TABLE A.6 – Réactivités brutes de la configuration SC11/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-21,2534(0,2304)			
(-3,-6)			-18,7228(0,0973)	-19,1851(0,1561)
(6,-6)	-18,2416(0,0401)			
(-4,-4)	-17,829(0,1006)	-18,6338(0,0635)		-19,1422(0,0851)
(1,-5)	-17,786(0,0507)		-19,2099(0,0974)	
(5,-1)	-19,458(0,0378)			
(-5,2)	-20,1313(0,1335)	-22,3591(0,11)		-24,5967(0,1381)
(4,6)	-19,9671(0,0378)	-20,7666(0,14)		
(-1,5)	-20,489(0,0559)			
(-6,6)	-20,4054(0,0429)			
(4,4)			-22,4919(0,1355)	

TABLE A.7 – Réactivités brutes de la configuration SC11/All-SRs-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt,

A.2 Résultats corrigés

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	Réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	Réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-7,7645(0,058)			
(-3,-6)			-7,8115(0,0535)	-7,8774(0,083)
(6,-6)	-7,8181(0,0433)			
(-4,-4)	-7,7537(0,0374)	-7,7395(0,0403)		-7,7126(0,0471)
(1,-5)	-7,7229(0,0416)		-7,682(0,046)	
(5,-1)	-7,7709(0,0428)			
(-5,2)	-7,8124(0,0466)	-7,7915(0,0402)		-7,8715(0,0458)
(4,6)	-7,7929(0,0426)	-7,8137(0,0377)		
(-1,5)	-7,8063(0,0328)			
(-6,6)	-7,7577(0,0461)			
(4,4)			-7,7919(0,0419)	

TABLE A.8 – Réactivités corrigées de la configuration SC10/All-rods-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-22,2794(0,3223)			
(-3,-6)			-22,7567(0,292)	-22,1712(0,3938)
(6,-6)	-22,2196(0,1503)			
(-4,-4)	-22,2995(0,1262)	-22,2189(0,1493)		-22,0582(0,2068)
(1,-5)	-22,2905(0,1153)		-21,7564(0,1933)	
(5,-1)	-22,5885(0,1131)			
(-5,2)	-22,125(0,1661)	-22,4827(0,1405)		-22,5464(0,2064)
(4,6)	-22,4466(0,1191)	-22,3304(0,1854)		
(-1,5)	-22,3155(0,1394)			
(-6,6)	-22,4803(0,1716)			
(4,4)			-21,7584(0,2105)	

TABLE A.9 – Réactivités corrigées de la configuration SC10/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-31,6364(0,5376)			
(-3,-6)			-31,4099(0,4173)	-30,2335(0,6435)
(6,-6)	-32,0156(0,2706)			
(-4,-4)	-31,4167(0,1962)	-30,9224(0,2157)		-30,1591(0,4057)
(1,-5)	-31,5007(0,1759)		-30,738(0,3041)	
(5,-1)	-31,8433(0,1864)			
(-5,2)	-31,3683(0,2791)	-29,8662(0,2841)		-30,186(0,3858)
(4,6)	-31,6608(0,1876)	-31,627(0,3047)		
(-1,5)	-31,6986(0,2118)			
(-6,6)	-31,6224(0,2834)			
(4,4)			-30,5156(0,4043)	

TABLE A.10 – Réactivités corrigées de la configuration SC12/All-rods-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-5,8227(0,0447)			
(-3,-6)			-5,9384(0,0458)	-5,9131(0,059)
(6,-6)	-5,9157(0,0443)			
(-4,-4)	-5,9179(0,0357)	-5,8856(0,0324)		-5,9007(0,0388)
(1,-5)	-5,9113(0,0345)		-5,8976(0,0378)	
(5,-1)	-5,8839(0,0369)			
(-5,2)	-5,9766(0,0492)	-5,8381(0,038)		-5,8411(0,0439)
(4,6)	-5,8951(0,0378)	-5,8433(0,0365)		
(-1,5)	-5,8901(0,0334)			
(-6,6)	-5,9199(0,0488)			
(4,4)			-5,8591(0,0381)	

TABLE A.11 – Réactivités corrigées de la configuration SC11/All-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-12,5033(0,1415)			
(-3,-6)			-12,5921(0,1357)	-12,6607(0,1732)
(6,-6)	-12,5281(0,095)			
(-4,-4)	-12,7425(0,091)	-12,5918(0,0811)		-12,6425(0,0972)
(1,-5)	-12,5996(0,0751)		-12,5962(0,0893)	
(5,-1)	-12,5324(0,0739)			
(-5,2)	-12,7764(0,1232)	-12,4496(0,082)		-12,4772(0,1078)
(4,6)	-12,6273(0,0837)	-12,4379(0,1046)		
(-1,5)	-12,662(0,0869)			
(-6,6)	-12,6605(0,1212)			
(4,4)			-12,2931(0,1044)	

TABLE A.12 – Réactivités corrigées de la configuration SC11/4-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-16,2594(0,203)			
(-3,-6)			-16,6149(0,1757)	-16,4152(0,2368)
(6,-6)	-16,591(0,1297)			
(-4,-4)	-16,5883(0,1314)	-16,5996(0,106)		-16,7121(0,1282)
(1,-5)	-16,7746(0,1008)		-16,6317(0,1284)	
(5,-1)	-16,5442(0,1095)			
(-5,2)	-16,1799(0,1666)	-16,2688(0,1238)		-16,3629(0,1555)
(4,6)	-16,5331(0,115)	-16,2728(0,1646)		
(-1,5)	-16,5405(0,128)			
(-6,6)	-16,4387(0,1691)			
(4,4)			-15,9044(0,1658)	

TABLE A.13 – Réactivités corrigées de la configuration SC11/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-20,5166(0,2447)			
(-3,-6)			-21,4389(0,2215)	-21,5537(0,3388)
(6,-6)	-21,0592(0,1969)			
(-4,-4)	-21,2699(0,1938)	-20,8765(0,1318)		-20,9804(0,1628)
(1,-5)	-21,1849(0,1306)		-20,8878(0,1727)	
(5,-1)	-20,7633(0,1262)			
(-5,2)	-20,5134(0,2363)	-19,5463(0,1748)		-19,695(0,2231)
(4,6)	-20,2885(0,1501)	-20,1798(0,2293)		
(-1,5)	-20,9217(0,129)			
(-6,6)	-20,8934(0,2593)			
(4,4)			-20,3459(0,2114)	

TABLE A.14 – Réactivités corrigées de la configuration SC11/All-SRs-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

A.3 Résultats corrigés par la méthode d'ajustement local

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	Réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	Réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-7,7513(0,1195)			
(-3,-6)			-7,84(0,1307)	-7,8771(0,1564)
(6,-6)	-7,8029(0,1193)			
(-4,-4)	-7,757(0,1113)	-7,743(0,1077)		-7,7089(0,1115)
(1,-5)	-7,7214(0,1084)		-7,6988(0,1079)	
(5,-1)	-7,7783(0,1183)			
(-5,2)	-7,818(0,1217)	-7,7677(0,1096)		-7,8032(0,1176)
(4,6)	-7,7988(0,1187)	-7,8103(0,1157)		
(-1,5)	-7,7986(0,1137)			
(-6,6)	-7,7669(0,1191)			
(4,4)			-7,7584(0,1122)	

TABLE A.15 – Réactivités corrigées par la méthode d'ajustement local de la configuration SC10/All-rods-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-22,3054(0,379)			
(-3,-6)			-22,7518(0,3402)	-22,1368(0,3784)
(6,-6)	-22,3438(0,2523)			
(-4,-4)	-22,3725(0,2274)	-22,2671(0,2364)		-22,0853(0,2544)
(1,-5)	-22,3013(0,2285)		-21,9849(0,3369)	
(5,-1)	-22,429(0,2331)			
(-5,2)	-22,1214(0,2552)	-22,4174(0,2153)		-22,4606(0,2604)
(4,6)	-22,3178(0,2324)	-22,243(0,2958)		
(-1,5)	-22,3802(0,2334)			
(-6,6)	-22,4973(0,2545)			
(4,4)			-21,9396(0,2413)	

TABLE A.16 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC10/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-31,7545(0,592)			
(-3,-6)			-31,618(0,389)	-30,7097(0,6476)
(6,-6)	-31,7692(0,2941)			
(-4,-4)	-31,523(0,2787)	-30,9432(0,2536)		-30,2872(0,3083)
(1,-5)	-31,5111(0,265)		-30,9636(0,2796)	
(5,-1)	-31,7756(0,2616)			
(-5,2)	-31,3698(0,2786)	-30,1673(0,3838)		-30,6454(0,4012)
(4,6)	-31,6056(0,2446)	-31,7174(0,3639)		
(-1,5)	-31,6809(0,2813)			
(-6,6)	-31,6301(0,286)			
(4,4)			-30,8589(0,3273)	

TABLE A.17 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC12/All-rods-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-5,8507(0,1056)			
(-3,-6)			-5,9023(0,1136)	-5,8755(0,1217)
(6,-6)	-5,8492(0,1158)			
(-4,-4)	-5,8905(0,1102)	-5,8731(0,1055)		-5,8962(0,108)
(1,-5)	-5,8478(0,1096)		-5,8745(0,1063)	
(5,-1)	-5,8474(0,1083)			
(-5,2)	-5,9117(0,1168)	-5,849(0,1047)		-5,8701(0,1061)
(4,6)	-5,8962(0,1094)	-5,8431(0,1082)		
(-1,5)	-5,8955(0,1075)			
(-6,6)	-5,8639(0,1477)			
(4,4)			-5,8738(0,1059)	

TABLE A.18 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC11/All-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-12,4774(0,181)			
(-3,-6)			-12,5557(0,1762)	-12,6508(0,1985)
(6,-6)	-12,48(0,1611)			
(-4,-4)	-12,6181(0,1617)	-12,5445(0,1467)		-12,6169(0,1562)
(1,-5)	-12,55(0,1522)		-12,5899(0,1518)	
(5,-1)	-12,489(0,1402)			
(-5,2)	-12,6915(0,1631)	-12,4683(0,135)		-12,5386(0,1471)
(4,6)	-12,5527(0,1424)	-12,4205(0,1568)		
(-1,5)	-12,5843(0,1478)			
(-6,6)	-12,575(0,1594)			
(4,4)			-12,4091(0,1497)	

TABLE A.19 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC11/4-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-16,3481(0,2634)			
(-3,-6)			-16,5763(0,2619)	-16,3752(0,3018)
(6,-6)	-16,6143(0,2351)			
(-4,-4)	-16,6434(0,2353)	-16,5617(0,2085)		-16,6446(0,223)
(1,-5)	-16,6633(0,2183)		-16,5802(0,2196)	
(5,-1)	-16,4672(0,2091)			
(-5,2)	-16,2902(0,2265)	-16,3669(0,196)		-16,5389(0,2096)
(4,6)	-16,385(0,201)	-16,1744(0,2387)		
(-1,5)	-16,431(0,2107)			
(-6,6)	-16,552(0,2302)			
(4,4)			-16,1937(0,2085)	

TABLE A.20 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC11/2-SRs-out, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

Position	Réactivité ^{235}U	Réactivité $^{238}\text{U}^*$	réactivité $^{238}\text{U}^{**}$	réactivité $^{238}\text{U}^{***}$
(-3,1)	-20,5408(0,3169)			
(-3,-6)			-21,2332(0,2909)	-21,3344(0,361)
(6,-6)	-21,0077(0,2919)			
(-4,-4)	-21,1904(0,3143)	-20,9581(0,2502)		-21,1172(0,2603)
(1,-5)	-21,2224(0,2717)		-20,915(0,2687)	
(5,-1)	-20,6035(0,1954)			
(-5,2)	-20,6896(0,4349)	-19,9506(0,2864)		-20,2167(0,2082)
(4,6)	-20,3027(0,3238)	-20,2587(0,3982)		
(-1,5)	-20,7621(0,192)			
(-6,6)	-20,972(0,2752)			
(4,4)			-20,3656(0,2387)	

TABLE A.21 – Réactivités corrigées par la méthode d’ajustement local de la configuration SC11/All-SRs-in, mesurées par la méthode des interruptions de faisceau et regroupées par position et type de dépôt.

A.4 Résultats moyennés corrigés

Configuration	$\rho_{\$,BTexp}$			$\rho_{\$,se}$			$\rho_{\$,al}$		
	moy.	inc.	<i>sd</i>	moy.	inc.	<i>sd</i>	moy.	inc.	<i>sd</i>
VENUS-F									
SC11/All-SRs-out	-5,904	0,006	0,117	-5,889	0,039	0,039	-5,873	0,11	0,022
SC11/4-SRs-out	-12,317	0,009	0,462	-12,573	0,094	0,117	-12,541	0,154	0,077
SC11/2-SRs-out	-15,865	0,014	0,973	-16,508	0,133	0,217	-16,467	0,223	0,154
SC11/All-SRs-in	-19,761	0,013	1,852	-20,738	0,17	0,551	-20,734	0,262	0,413
SC10/All-rods-out	-7,803	0,008	0,278	-7,78	0,043	0,051	-7,772	0,116	0,046
SC10/2-SRs-out	-21,19	0,019	1,314	-22,319	0,153	0,26	-22,303	0,255	0,196
SC12	-29,708	0,025	3,385	-31,34	0,248	0,678	-31,31	0,301	0,534

TABLE A.22 – Moyennes pondérées par l'équation (4.5) des valeurs de réactivité corrigées avec ou sans méthode d'ajustement local. Les incertitudes sur les moyennes propagées à l'aide de la formule (4.6) sont comparées aux écart-types estimés *sd* des valeurs incluses dans la moyenne.

Configuration	$\rho_{\$,BTexp}$			$\rho_{\$,se}$			$\rho_{\$,al}$		
	moy.	inc.	<i>sd</i>	moy.	inc.	<i>sd</i>	moy.	inc.	<i>sd</i>
VENUS-F									
SC11/All-SRs-out	-5,884	0,005	0,107	-5,902	0,039	0,041	-5,873	0,113	0,026
SC11/4-SRs-out	-12,283	0,008	0,422	-12,619	0,091	0,095	-12,557	0,155	0,071
SC11/2-SRs-out	-15,834	0,012	0,871	-16,55	0,128	0,18	-16,487	0,223	0,136
SC11/All-SRs-in	-19,725	0,01	1,281	-20,848	0,16	0,332	-20,802	0,259	0,31
SC10/All-rods-out	-7,772	0,007	0,08	-7,779	0,042	0,032	-7,776	0,116	0,031
SC10/2-SRs-out	-21,112	0,016	0,436	-22,363	0,135	0,142	-22,345	0,245	0,104
SC12	-29,586	0,022	0,789	-31,634	0,216	0,203	-31,611	0,28	0,138

TABLE A.23 – Moyennes pondérées par l'équation (4.5) des valeurs de réactivité corrigées des détecteurs à ^{235}U avec ou sans méthode d'ajustement local. Les incertitudes sur les moyennes propagées à l'aide de la formule (4.6) sont comparées aux écart-types estimés *sd* des valeurs incluses dans la moyenne.

Configuration	$\rho_{\$,BTexp}$			$\rho_{\$,se}$			$\rho_{\$,al}$		
	moy.	inc.	sd	moy.	inc.	sd	moy.	inc.	sd
VENUS-F									
SC11/All-SRs-out	-6,016	0,011	0,105	-5,876	0,039	0,036	-5,873	0,108	0,019
SC11/4-SRs-out	-12,779	0,03	0,408	-12,52	0,099	0,12	-12,524	0,154	0,084
SC11/2-SRs-out	-16,343	0,049	1,041	-16,457	0,14	0,253	-16,446	0,223	0,175
SC11/All-SRs-in	-20,197	0,039	2,196	-20,596	0,184	0,715	-20,663	0,266	0,509
SC10/All-rods-out	-7,935	0,014	0,369	-7,781	0,044	0,067	-7,769	0,116	0,059
SC10/2-SRs-out	-22,689	0,073	1,073	-22,235	0,187	0,341	-22,252	0,267	0,258
SC12	-33,766	0,132	2,773	-30,699	0,318	0,599	-30,882	0,332	0,524

TABLE A.24 – Moyennes pondérées par l'équation (4.5) des valeurs de réactivité corrigées des détecteurs à ^{238}U avec ou sans méthode d'ajustement local. Les incertitudes sur les moyennes propagées à l'aide de la formule (4.6) sont comparées aux écart-types estimés sd des valeurs incluses dans la moyenne.

Bibliographie

- [1] H. A. ABDERRAHIM et al. « MYRRHA accelerator driven system programme : Recent progress and perspectives ». In : *Nuclear Power Engineering 2* (2019), p. 29-42.
- [2] OECD - Nuclear Energy AGENCY. *JEFF 3.1.2 - Joint evaluated nuclear data library for fission and fusion applications*.
- [3] E. ANDERSON et al. *LAPACK Users' Guide*. Third. Philadelphia, PA : Society for Industrial et Applied Mathematics, 1999. ISBN : 0-89871-447-8 (paperback).
- [4] ANDRA. *Dossier d'enquête publique préalable à la déclaration d'utilité publique du centre de stockage Cigéo*. 2021. URL : <https://www.andra.fr/cigeo/les-documents-de-reference>.
- [5] ANDRA. *Inventaire national des matières et déchets radioactifs - Les essentiels 2022*. 2022. URL : https://www.andra.fr/sites/default/files/2022-01/Andra-MAJ_Essentiels_2022-22_01_25-BDweb.pdf.
- [6] P. BAETEN et H. A. ABDERRAHIM. « Measurement of kinetic parameters in the fast subcritical core MASURCA ». In : *Nuclear Engineering and Design* 230.1 (2004). 11th International Conference on Nuclear Energy, p. 223-232. ISSN : 0029-5493. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2003.10.012>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549303003959>.
- [7] P. BAETEN et H. AIT ABDERRAHIM. « Reactivity monitoring in ADS, application to the MYRRHA ADS project ». In : *Progress in Nuclear Energy* 43.1 (2003), p. 413-419. ISSN : 0149-1970. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0149-1970\(03\)00054-4](https://doi.org/10.1016/S0149-1970(03)00054-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197003000544>.
- [8] R. BARJON. *Physique des Réacteurs Nucléaires*. 2013.
- [9] G.S. BAUER. « Physics and technology of spallation neutron sources ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 463.3 (2001). Accelerator driven systems, p. 505-543. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00167-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00167-X). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020100167X>.

-
- [10] M. BAYLAC et al. « The GENEPI-3C Accelerator for the GUINEVERE Project ». In : *International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators (AccApp '09)*. Proc. CD Series IAEA-13-CN-173 ISBN 9789201504104. Vienna, Austria : Iaea, mai 2009, ADS/ET-1. URL : <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00382010>.
- [11] V. BECARES, D. VILLAMARIN et E. M. GONZALES-ROMEREO. « Monte Carlo assessment of spatial and energy effects in the VENUS-F subcritical configurations and application for reactivity determination ». In : *PHYSOR2014 - The Role of Reactor Physics towards a Sustainable Future*. 47042890. Kyoto, Japan, sept. 2014. URL : <http://hal.in2p3.fr/in2p3-01109518>.
- [12] G. I. BELL et S. GLASSTONE. « Nuclear Reactor Theory ». In : (oct. 1970). URL : <https://www.osti.gov/biblio/4074688>.
- [13] B. BETZLER. « Calculating Alpha Eigenvalues and Eigenfunctions with a Markov Transition Rate Matrix Monte Carlo Method ». In : (2014).
- [14] B. BETZLER et al. « Calculating Alpha Eigenvalues and Eigenfunctions with a Markov Transition Rate Matrix Monte Carlo Method ». In : *Nuclear Science and Engineering* 192 (sept. 2018), p. 1-38. DOI : 10.1080/00295639.2018.1497397.
- [15] A. BILLEBAUD et al. « Extended MSM method to estimate the reactivity of a subcritical core driven by an accelerator based neutron source ». In : *International Conference on Physics of Reactors 2020 : Transition to a Scalable Nuclear Future (PHYSOR 2020)*. T. 247. ISBN 978-1-5272-6447-2. Cambridge, United Kingdom, mars 2020, p. 08005. DOI : 10.1051/epjconf/202124708005. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03016382>.
- [16] P. BLAISE, F. MELLIER et P. FOUGERAS. « Application of the Modified Source Multiplication (MSM) technique to subcritical reactivity worth measurements in thermal and fast reactor systems ». In : *2009 1st International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications*. 2009, p. 1-9. DOI : 10.1109/ANIMMA.2009.5503677.
- [17] C. D. BOWMAN. « ACCELERATOR-DRIVEN SYSTEMS FOR NUCLEAR WASTE TRANSMUTATION ». In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 48.1 (1998), p. 505-556. DOI : 10.1146/annurev.nucl.48.1.505. eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.48.1.505>. URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.48.1.505>.
- [18] CEA/DEN. *Avancées des recherches sur la séparation-transmutation et le multi-recyclage du plutonium dans les réacteurs à flux de neutrons rapides*. CEA/DEN, 2015.
- [19] CEA/DEN. *Rapport sur la gestion durable des matières nucléaires, Tome 5, Synthèse et recommandations*. CEA/DEN, 2012.
-

- [20] T. CHEVRET. « Mesure de la réactivité de réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau programmées ». Theses. Université de Caen Normandie, oct. 2016. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01431421>.
- [21] T. CHEVRET et al. « Spatial effects during beam interruption experiments for ADS ». In : 2016.
- [22] T. CHEVRET et al. « Reactivity Measurement of the Lead Fast Subcritical VENUS-F Reactor Using Beam Interruption Experiments ». In : *PHYSOR2014 - The Role of Reactor Physics towards a Sustainable Future*. 1087437. Kyoto, Japan, sept. 2014, 15 p. URL : <http://hal.in2p3.fr/in2p3-01109518>.
- [23] H. DEMBINSKI, Ongmongkolkul. P. et al. « scikit-hep/iminuit ». In : (2020). DOI : 10.5281/zenodo.3949207. URL : <https://doi.org/10.5281/zenodo.3949207>.
- [24] X. DOLIGEZ et al. « Effective delayed neutron fraction measurement in the critical VENUS-F reactor using noise techniques ». In : *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*. 2015, p. 1-6. DOI : 10.1109/ANIMMA.2015.7465614.
- [25] J J DUDERSTADT et W R MARTIN. « Transport theory. » In : *Transport theory* (1979).
- [26] Ministère de la transition ÉCOLOGIQUE. *Chiffres clés de l'énergie, Édition 2021*. 2021. URL : <https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/edition-numerique/chiffres-cles-energie-2021/pdf/chiffres-cles-de-l-energie-edition-2021.pdf>.
- [27] Tomohiro ENDO et al. « Area Ratio Method Using Dynamic Mode Decomposition ». In : *PHYSOR 2022, Making Virtual a Reality : Advancements in Reactor Physics to Leap Forward Reactor Operation and Deployment*. Pittsburgh, Pennsylvania, USA, 2022.
- [28] S.A.H. FEGHHI, M. SHAHRIARI et H. AFARIDEH. « Calculation of neutron importance function in fissionable assemblies using Monte Carlo method ». In : *Annals of Nuclear Energy* 34.6 (2007), p. 514-520. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2007.03.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454907000643>.
- [29] *GUINEVERE : EUROTRANS Integrated Project contract FI6W-CT-2005-516520*.
- [30] W. HAECK et B. VERBOOMEN. *A Validated MCNP(X) Cross Section Library based on JEFF 31*. Rapp. tech. BLG-1034, GENERAL STUDIES OF NUCLEAR REACTORS. Belgium, 2006, p. 126. URL : http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:42097803.
- [31] Robert N HILL. In : *233rd ACS National Meeting*. Chicago, 2007.
-

-
- [32] William S. HOGAN. « Negative-Reactivity Measurements ». In : *Nuclear Science and Engineering* 8.6 (1960), p. 518-522. DOI : 10.13182/NSE60-A25838. eprint : <https://doi.org/10.13182/NSE60-A25838>. URL : <https://doi.org/10.13182/NSE60-A25838>.
- [33] F. JAMES et M. ROOS. « Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations ». In : *Comput. Phys. Commun.* 10 (1975), p. 343-367. DOI : 10.1016/0010-4655(75)90039-9.
- [34] G. R. KEEPIN. *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison-Wesley, 1965.
- [35] G.R. KEEPIN, T.F. WIMETT et R.K. ZEIGLER. « Delayed neutrons from fissionable isotopes of uranium, plutonium and thorium ». In : *Journal of Nuclear Energy (1954)* 6.1 (1957), IN2-21. ISSN : 0891-3919. DOI : [https://doi.org/10.1016/0891-3919\(57\)90178-X](https://doi.org/10.1016/0891-3919(57)90178-X). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/089139195790178X>.
- [36] Glenn F. KNOLL. *Radiation detection and measurement / Glenn F. Knoll*. English. 2nd ed. Wiley New York, 1989, xix, 754 p. : ISBN : 0471815047.
- [37] A KOCHETKOV et al. « The source jerk integral method for sub-critical measurements in ADS ». In : *International Conference on Physics of Reactors 2020 : Transition to a Scalable Nuclear Future (PHYSOR 2020)*. T. 247. ISBN 978-1-5272-6447-2. Cambridge, United Kingdom, mars 2020, p. 08002. DOI : 10.1051/epjconf/202124708002. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03016365>.
- [38] A. KOCHETKOV. communication privée. 2021.
- [39] A. KOCHETKOV et al. « Deep Sub-criticality Determination Using the Source Jerk Integral Method in the SALMON program ». In : *PHYSOR 2022, Making Virtual a Reality : Advancements in Reactor Physics to Leap Forward Reactor Operation and Deployment*. Pittsburgh, Pennsylvania, USA, 2022. URL : <https://www.ans.org/pubs/proceedings/article-51312/>.
- [40] A. KOCHETKOV et al. *Source Jerk Integral and MSM Measurements in the SC10, SC11 and SC12 VENUS-F Cores (MYRACL Project)*. SCK-CEN.
- [41] Anatoly KOCHETKOV et al. « Calibration of CFUL01 fission chambers in the standard neutron fields of the BR1 reactor at SCK CEN ». In : *EPJ Web of Conferences*. T. 253. EDP Sciences. 2021, p. 04025.
- [42] A. KRÁSA et al. « Comparative study on neutron data in integral experiments of MYRRHA mockup critical cores in the VENUS-F reactor ». In : *EPJ Web of Conferences* 146 (jan. 2017), p. 06019. DOI : 10.1051/epjconf/201714606019.
- [43] KRÁSA, A. et al. « Impact of delayed neutron constants on reactivity effects measured in a fast reactor ». In : *EPJ Web Conf.* 211 (2019), p. 03004. DOI : 10.1051/epjconf/201921103004. URL : <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921103004>.
-

- [44] J. R. LAMARSH. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. American Nuclear Society, 1966. ISBN : 978-0-89448-040-9. URL : <https://www.ans.org/store/item-300030/>.
- [45] J. L. LECOUEY et al. « Reactivity measurement with threshold fission chambers in the MYRRHA mock-up fast subcritical reactor Venus-F ». In : Mexico : Sociedad Nuclear Mexicana, 2018. URL : http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:50009216.
- [46] J.-L. LECOUEY. *Preliminary results of selected MYRTE WP5 experiments*. 2nd MYRTE WP5 meeting. Bruxelles, oct. 2017.
- [47] J.L. LECOUEY. « Reactivity Monitoring of Accelerator Driven Subcritical Reactors ». HDR. ENSICAEN/LPC-Caen, 2021.
- [48] J.L. LECOUEY, A. BILLEBAUD et al. « Reactivity measurement with threshold fission chambers in the MYRRHA mock-up fast subcritical reactor Venus-F ». In : *PHYSOR 2018 : reactor physics paving the way towards more efficient systems*. Cancun, Mexico, 2018. URL : https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:50009216.
- [49] J.L. LECOUEY, N. MARIE et T. CHEVRET. *A simplified semi-homogeneous MCNP model of the VENUS-F reactor*. Rapp. tech. 2015.
- [50] J.L. LECOUEY et al. « Estimate of the reactivity of the VENUS-F subcritical configuration using a Monte Carlo MSM method ». In : *Annals of Nuclear Energy* 83 (2015), p. 65-75. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.04.010>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454915002005>.
- [51] William R. LEO. « Statistics and the Treatment of Experimental Data ». In : *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1994, p. 81-113. ISBN : 978-3-642-57920-2. DOI : 10.1007/978-3-642-57920-2_4. URL : https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2_4.
- [52] J. LEPPÄNEN et al. « The Serpent Monte Carlo code : Status, development and applications in 2013 ». In : *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015). Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms, p. 142-150. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.08.024>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454914004095>.
- [53] D.G. MADLAND et al. *Fission neutron spectra of uranium-235*. Jan. 2003.
- [54] N MARIE et al. « Reactivity monitoring using the area method for the subcritical VENUS-F core within the framework of the FREYA Project ». en. In : (2013), p. 10.
-

-
- [55] N. MARIE et al. « Reactivity monitoring of the accelerator driven VENUS-F subcritical reactor with the “current-to-flux” method ». In : *Annals Nucl. Energy* 128 (2019), p. 12-23. DOI : 10.1016/j.anucene.2018.12.033. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01975522>.
- [56] W MASCHEK et al. « Safety and design concepts of the 400 MWth-class EFIT accelerator driven transmuter and considerations for further developments ». In : *Energy conversion and management* 51.9 (2010), p. 1764-1773.
- [57] F MELLIER et al. *The MUSE experiments for sub critical neutronics validation, Deliverable 8, Final Report*. EURATOM FP5, 2005.
- [58] Yasushi NAUCHI et Takanori KAMEYAMA. « Development of Calculation Technique for Iterated Fission Probability and Reactor Kinetic Parameters Using Continuous-Energy Monte Carlo Method ». In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 47.11 (2010), p. 977-990. DOI : 10.1080/18811248.2010.9711662. eprint : <https://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/18811248.2010.9711662>. URL : <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2010.9711662>.
- [59] H. NIFENECKER. *Basics of accelerator driven subcritical reactors*. CRC Press, 1999. ISBN : 978-0750307437.
- [60] *Nuclear Power Reactors in the World*. Reference Data Series 2. Vienna : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2022. ISBN : 978-92-0-125122-0. URL : <https://www.iaea.org/publications/15211/nuclear-power-reactors-in-the-world>.
- [61] K.O. OTT et R.J. NEUHOLD. *Introductory Nuclear Reactor Dynamics*. American Nuclear Society, 1985. ISBN : 9780894480294. URL : <https://books.google.fr/books?id=IAyMQgAACAAJ>.
- [62] C.M. PERSSON et al. « Pulsed neutron source measurements in the subcritical ADS experiment YALINA-Booster ». In : *Annals of Nuclear Energy* 35.12 (2008), p. 2357-2364. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2008.07.011>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454908002090>.
- [63] C. H. PYEON et al. « First Injection of Spallation Neutrons Generated by High-Energy Protons into the Kyoto University Critical Assembly ». In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 46.12 (2009), p. 1091-1093. DOI : 10.1080/18811248.2009.9711620. eprint : <https://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/18811248.2009.9711620>. URL : <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2009.9711620>.
-

- [64] C. H. PYEON et al. « Reaction Rate Analyses for an Accelerator-Driven System with 14MeV Neutrons in the Kyoto University Critical Assembly ». In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 46.10 (2009), p. 965-972. DOI : 10.1080/18811248.2009.9711605. eprint : <https://doi.org/10.1080/18811248.2009.9711605>. URL : <https://doi.org/10.1080/18811248.2009.9711605>.
- [65] Cheol Ho PYEON et al. « Experimental benchmarks on kinetic parameters in accelerator-driven system with 100MeV protons at Kyoto University Critical Assembly ». In : *Annals of Nuclear Energy* 105 (2017), p. 346-354. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2017.03.030>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916307988>.
- [66] Carlo RUBBIA et al. *An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*. Rapp. tech. P00019698, 1993.
- [67] M. SAROTTO. « On the allowed sub-criticality level of lead (-bismuth) cooled ADS : the EU FP6 EFIT and FP7 FASTER cases ». In : *Annals of Nuclear Energy* 102 (2017), p. 440-453. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2016.12.028>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916306624>.
- [68] M. SAROTTO et al. « The MYRRHA-FASTER cores design for critical and sub-critical operational modes (EU FP7 Central Design Team project) ». In : *Nuclear Engineering and Design, Volume 265, December 2013, Pages 184-200* 265 (déc. 2013). DOI : 10.1016/j.nucengdes.2013.08.055.
- [69] J. Kenneth SHULTIS et Richard E. FAW. « Fundamentals of Nuclear Science and Engineering ». In : Marcel Dekker, Inc. Chap. 6, p. 148.
- [70] N G SJOSTRAND. « MEASUREMENTS ON A SUBCRITICAL REACTOR USING A PULSED NEUTRON SOURCE ». In : *Arkiv Fysik* Volume 11 (jan. 1956). URL : <https://www.osti.gov/biblio/4360836>.
- [71] R. SOULE et al. « Neutronic Studies in Support of Accelerator-Driven Systems : The MUSE Experiments in the MASURCA Facility ». In : *Nuclear Science and Engineering* 148.1 (2004), p. 124-152. DOI : 10.13182/NSE01-13C. eprint : <https://doi.org/10.13182/NSE01-13C>. URL : <https://doi.org/10.13182/NSE01-13C>.
- [72] R. SOULE et al. « Neutronic studies in support of accelerator-driven systems : The MUSE experiments in the MASURCA facility ». In : *Nuclear Science and Engineering* 148 (2004), p. 124-152. DOI : 10.13182/NSE01-13C. URL : <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00023657>.
- [73] X-5 Monte Carlo TEAM. *MCNP - Version 5, Vol. I : Overview and Theory, LA-UR-03-1987*.
- [74] Stanimire TOMOV, Jack DONGARRA et Marc BABOULIN. « Towards dense linear algebra for hybrid GPU accelerated manycore systems ». In : *Parallel Computing* 36.5-6 (juin 2010), p. 232-240. ISSN : 0167-8191. DOI : 10.1016/j.parco.2009.12.005.
-

- [75] Wim UYTENHOVE, Vitaly SOBOLEV et W MASCHEK. « Optimisation of composite metallic fuel for minor actinide transmutation in an accelerator-driven system ». In : *Journal of nuclear materials* 416.1-2 (2011), p. 192-199.
- [76] A. VERDIER. « Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire ». Thèse de doct. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005.
- [77] WAGEMANS, J. et al. « Nuclear instrumentation in VENUS-F ». In : *EPJ Web Conf.* 170 (2018), p. 04027. DOI : 10.1051/epjconf/201817004027. URL : <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817004027>.
- [78] W.S.C. WILLIAMS. *Nuclear and Particle Physics*. Clarendon Press, 1991.
- [79] B. WOLF et Chemical Rubber COMPANY, éd. *Handbook of ion sources*. eng. Boca Raton : CRC Press, 1995. ISBN : 978-0-8493-2502-1.
- [80] F. WOLS. *Transient analyses of accelerator drive systems using modal expansion techniques*. 2010.
-

Mesure de la réactivité d'un réacteur sous-critique à neutrons rapides

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur pourraient jouer un rôle important dans les scénarios à double strate, notamment grâce à leur capacité à utiliser des combustibles intégrant de grandes quantités d'actinides mineurs. La sous-criticité du réacteur d'un ADS en toutes circonstances est un paramètre crucial de la sûreté d'une telle installation. Une stratégie envisagée pour la surveillance de la réactivité des ADS de puissance tels que MYRRHA, s'appuie sur deux méthodes complémentaires : d'une part une mesure relative de réactivité à partir du rapport entre l'intensité du faisceau de l'accélérateur et les taux de comptages de détecteurs de neutrons situés dans le réflecteur ; d'autre part une mesure absolue de la réactivité, fondée sur l'évolution du taux de comptages des détecteurs lors d'interruptions périodiques de faisceau.

Ce travail de thèse a porté principalement sur l'analyse d'expériences d'interruptions périodiques de faisceau menées auprès de l'installation GUINEVERE dans le cadre du programme MYRACL, né de la collaboration du SCK·CEN et du CNRS, pour étudier cette mesure dans des configurations représentatives de l'ADS proto-industriel MYRRHA en phase de démarrage, sur une plage en réactivité de $-32\ \$$ à $-6\ \$$. Pour cela, l'évolution du flux de neutrons a été mesuré à l'aide de chambres à fission dotées de dépôts d' ^{235}U ou d' ^{238}U , ces dernières étant envisagées pour la mesure de la réactivité du réacteur sous-critique de MYRRHA.

Les expériences d'interruptions de faisceau ont de plus été reproduites à l'aide de simulations Monte-Carlo dans un modèle simplifié de VENUS-F, et des facteurs spatio-énergétiques permettant d'affranchir les mesures expérimentales des effets spatio-énergétiques ont été calculés. Une nouvelle méthode d'estimation de la réactivité corrigée des effets spatiaux, nommée méthode d'ajustement local, a été employée sur les résultats expérimentaux de MYRACL. Cette méthode conduit à une estimation robuste de la réactivité avec une incertitude d'environ 1 à 2%, quel que soit le type de dépôt du détecteur ou son emplacement.

Une méthode d'analyse modale Monte-Carlo en développement, basée sur le calcul d'une matrice de taux de transition, a également été appliquée à l'étude des effets spatiaux rencontrés lors des expériences MYRACL. Les résultats obtenus ont montré la complexité des effets en jeu, impliquant l'interaction entre l'absorbant et le modérateur.

Enfin, le déchargement du réacteur VENUS-F à la fin des expériences MYRACL a été mis à profit pour réaliser la première phase du projet SALMON, dédiée à l'amélioration de

la surveillance du chargement des réacteurs nucléaires afin d'éviter des erreurs de chargement. Des expériences de source pulsée ont été menées à différentes étapes du déchargement, et l'évolution du taux de comptage des détecteurs autour du cœur a été analysée à l'aide de la méthode des aires. Les résultats obtenus montrent une forte corrélation entre la valeur de réactivité mesurée et la valeur de réactivité de référence, conservée tout au long du (dé)chargement pour tous les détecteurs, et ce, malgré des effets spatiaux de plus en plus importants.

Mots-clés : réacteur ADS, mesure de réactivité, interruptions programmées du faisceau, réacteur à neutrons rapides, chambres à fission, simulations Monte Carlo

Accelerator-driven subcritical reactors could play an important role in the dual-strata scenarios, particularly because of their ability to use fuels incorporating large quantities of minor actinides. The subcriticality of the ADS reactor in all circumstances is a crucial parameter for the safety of such a facility. A strategy envisaged for monitoring the reactivity of power ADSs such as MYRRHA, is based on two complementary methods : First, a relative reactivity measurement based on the ratio between the accelerator's beam intensity and the count rates of neutron detectors located in the reflector ; And second, an absolute reactivity measurement, based on the evolution of the detector count rate during periodic beam interruptions.

This PhD thesis is focused on the analysis of experiments of periodic beam interruptions carried out at the GUINEVERE facility in the framework of the framework of the MYRACL program, born from the collaboration of the SCK-CEN and the CNRS, to study this measurement in configurations representative of the proto-industrial ADS in the start-up phase, over a reactivity range from -32 \$ to -6 \$. For this purpose, the evolution of the neutron flux was measured using fission chambers equipped with deposits of ^{235}U or ^{238}U , the latter being considered for the measurement of the reactivity of the subcritical reactor of MYRRHA.

The beam interruption experiments were also reproduced using Monte Carlo simulations in a simplified model of VENUS-F, and space-energy factors were calculated, to free the experimental measurements from space-energy effects. A new method to estimate the reactivity corrected for spatial effects, named the local fitting method, has been used on the experimental results of MYRACL. This method leads to a robust estimation of the reactivity with an uncertainty of about 1 to 2%, whatever the type of detector deposit or its location.

A Monte-Carlo modal analysis method, still under development, has also been applied to the study of spatial effects encountered in the experiments. The results obtained have shown the complexity of the effects at stake, involving the interaction between the absorber and the moderator.

Finally, the unloading of the reactor at the end of the experiments was used to start

the first phase of the SALMON project, dedicated to the improvement of the monitoring of the loading of nuclear reactors in order to avoid loading errors. Pulsed source experiments were conducted at different stages of the unloading process, and the evolution of the count rate of different fission chambers around the core was analyzed using the the area method to extract reactivity values. The results obtained show that a strong correlation between the measured reactivity value and the reference reactivity value is maintained throughout the unloading for all detectors, in spite of increasingly important spatial effects.

Keywords : ADS reactor, reactivity monitoring, periodically interrupted external source, fast reactor, fission chambers, Monte Carlo simulations
