



HAL
open science

Mesure de la réactivité de réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau programmées

Thibault Chevret

► **To cite this version:**

Thibault Chevret. Mesure de la réactivité de réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau programmées. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen Normandie, 2016. Français. NNT : . tel-01431421

HAL Id: tel-01431421

<https://theses.hal.science/tel-01431421v1>

Submitted on 10 Jan 2017

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

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Physique

Préparée au sein de l'ENSICAEN et de l'UNICAEN

**Mesure de la réactivité de réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur
par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau programmées**

**Présentée et soutenue par
Thibault CHEVRET**

**Thèse soutenue publiquement le 28 Octobre 2016
devant le jury composé de**

M. Peter BAETEN	Professeur, SCK•CEN	Examineur
M. Gilles BAN	Professeur, ENSICAEN/LPC Caen	Directeur de thèse
Mme Annick BILLEBAUD	Directrice de recherche au CNRS, LPSC Grenoble	Codirectrice de thèse
M. Jean-Luc LECOUEY	Maître de conférences, ENSICAEN/LPC Caen	Encadrant de thèse
M. Alexis NUTTIN	Maître de conférences HDR, PHELMA/LPSC Grenoble	Rapporteur
M. Pablo RUBIOLLO	Professeur, Grenoble-INP/LPSC Grenoble	Examineur
M. Andrea ZOIA	Chercheur, CEA Saclay	Rapporteur

Thèse dirigée par Gilles BAN et Annick BILLEBAUD, au laboratoire LPC Caen



Remerciements

"*Ami* lecteur-mon semblable-mon frère", d'avance, désolé pour la pluie de "merci" à venir (32 en tout) et les références pour la plupart incompréhensibles. J'espère que le reste du manuscrit sera plus agréable à parcourir !

En premier lieu je tiens à remercier Dominique Durand de m'avoir accueilli au LPC et de m'avoir permis de travailler dans de si bonnes conditions. Un grand merci en effet à l'ensemble des membres du laboratoire pour la bonne humeur ambiante, raison pour laquelle j'ai pris autant de plaisir à travailler au LPC. Merci également à Gilles Ban, tout d'abord pour m'avoir proposé cette thèse il y a maintenant 4 ans et pour avoir accepté d'en être le directeur.

Merci à Alexis Nuttin et Andrea Zoia, rapporteurs de cette thèse, pour leur lecture attentive du manuscrit et pour avoir pris le temps d'évaluer mon travail. Je remercie en outre Peter Baeten et Pablo Rubiolo pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette thèse et pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Tout thésard a bien entendu besoin d'un soutien scientifique solide pour mener à bien son projet, mais j'ai en plus pu réaliser ma thèse dans un cadre humain et bienveillant que j'ai beaucoup apprécié. Un immense merci à Annick Billebaud et Jean-Luc Lecouey, respectivement co-directrice et encadrant de ma thèse, pour leur aide précieuse.

Merci donc à tous les deux pour ces trois années, à Jean-Luc pour m'avoir fait découvrir les desserts belges au jaune d'œuf et à Annick pour m'avoir donné l'opportunité d'apprendre une danse bretonne lors de l'édition 2014 de l'école EER. Et bien sûr pour la correction de ce manuscrit (malgré mes envois de chapitre tardifs).

Merci enfin Jean-Luc d'avoir supporté mon léger défaitisme, mes questions, et pour avoir fait en sorte que mon deuxième prénom apparaisse sur mon premier papier de conf'.

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion de participer à de nombreuses expériences menées au SCK. Je remercie donc vivement les membres des équipes techniques que j'ai pu y rencontrer et qui ont permis d'obtenir les données présentées dans ce manuscrit. Pour cette même raison, merci à Guido, Antonin et Anatoly pour leur aimable disponibilité sur place ainsi que par mail, sans oublier les pilotes accélérateur Solenne, Emmanuel, Roger et Étienne.

Ces trois années de thèse ont également été l'occasion pour moi d'interagir avec bon nombre de chercheurs avec qui j'ai passé de très bons moments. Merci notamment à Xavier Doligez, Sébastien Chabod¹ et Frédéric Mellier pour leur aide.

À présent, un grand merci aux autres membres du groupe Aval du Cycle Électronucléaire, François-René, Nathalie et Grég, pour leur accueil chaleureux malgré les handicaps sérieux que constituent mon parcours d'ingénieur et mon origine ornaise. Merci donc à François-René pour sa sympathie, et à Nathalie pour ses conseils pertinents aussi bien en matière d'analyse de données qu'en recettes culinaires !

Et bien sûr Grég, violoncelliste²-wakeboarder-réparateur de sèche-linge virtuose (et un peu physicien des fois). Merci d'avoir pris le temps de discuter sciences, et pour tes éclaircissements qui m'ont aidé à me sortir du NéANT³. J'ai vraiment apprécié travailler de près ou de loin avec toi, je ne regrette pas l'investissement que j'ai réalisé en te payant des cigarettes. Tu me mettras des places de côté pour ton concert à la maison de la radio avec Benoît (si sa carrière internationale sur BZ ne se concrétise pas!).

Évoluer dans un tel contexte fut vraiment une expérience agréable. Merci pour toute l'aide que vous m'avez apportée au cours de ma thèse !

Je pense également à ceux qui nous ont quitté trop tôt, partis égoïstement continuer leur vie en laissant les copains derrière.

Je remercie donc, malgré tout, les docteurs cuvée 2015 de m'avoir prodigué leurs sages conseils lors de mon arrivée au laboratoire. Merci à Xavier F. de m'avoir traîné dans OPTIC et pour sa Canadian touch (à quand une autre soirée whisky cigare ?) ; à Guillaume B., pour son humour et pour son appart annexé de (trop peu) nombreuses fois (et pour Yoda !); à François, pour sa personnalité discrète compensée par son rire, son imperméabilité à l'humour absurde et pour m'avoir fait découvrir *Caen by night* ; et enfin à Sylvain, le guide, le phare, dont l'œuvre aura marqué à jamais tous ceux qui ont eu la chance de le côtoyer. Au moins ça. Et encore, j'ai omis son charisme indiscutable.

Des débats sérieux aux soirées jeux (d'ailleurs merci beaucoup à Yoann et à Aurélie!), merci énormément de m'avoir accompagné pendant mes deux premières années de thèse.

Certains, à l'inverse, ont malheureusement décidé d'arriver trop tard. Je dénonce donc Benjamin D. (a.k.a. Sébastien), prophète du Dieu Python, sans qui je n'aurais jamais su que Jésus est né en Provence (entre autres choses de moindre importance). Une pensée également pour tous les nouveaux thésards prenant la relève, à qui je souhaite une bonne fin de thèse ! En particulier, je remercie J.-B. le cinéphile et Bastien le militaire pour nos nombreuses discussions enrichissantes. Merci enfin à Lou pour sa gentillesse, sa patience et son implication vis à vis des doctorants, qualités que j'ai vraiment appréciées tout au long de ma thèse.

1. Encore désolé pour les photos du Japon !

2. J'attends une reprise de Rimini ou des V.S. !

3. Pas trop inspiré sur ce coup là, je sais...

Merci à mes aimables collègues de bureau, chronologiquement Élodie, Jérémie, Yves et Clovis, grâce à qui ces trois années ont défilé si rapidement. Merci notamment à Yves de m'avoir épaulé lors des assauts répétés de Sylvain, d'avoir répondu à mes questions naïves de C++, mais moins pour ses goûts musicaux. Je n'oublie pas le membre à mi-temps du bureau, Quentin, pour ses apparitions appréciées lors des pauses café. Merci à toi et Clovis et bon courage pour la fin !

Parmi les autochtones des laboratoires à proximité, je tiens à remercier Flora (et Paul !) pour avoir tenté de m'initier à la musique classique et aux spécialités culinaires du sud, ainsi que Élodie, Maxime, P.-A., Thomas, Antoine, Hugo, Julien, Hichem, Florian, Julie et j'en oublie... Mention spéciale à Germain pour... un peu tout, et surtout pour m'avoir partagé son ouverture d'esprit musicale.

À Baptiste, je me contenterai d'un sobre : *Retro peccat et rex domini*.

Je terminerai avec ma famille, mes parents et ma tante, en les remerciant pour leur soutien durant toutes mes années d'études et particulièrement en fin de thèse⁴. Enfin, je pense bien sûr à Matthieu et Aude, qui m'ont fait l'honneur de cumuler le titre de docteur avec celui de parrain de la petite Loïse. Un grand merci.

4. ... ainsi que pour avoir fait l'effort de rester éveillé lors de ma soutenance

Table des matières

Introduction	11
1 Contribution des réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur à la gestion des déchets nucléaires	13
1.1 Principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire	13
1.1.1 Interaction des neutrons et réaction en chaîne	13
1.1.2 Réactivité et contrôle du réacteur	14
1.1.3 Réacteur sous-critique piloté par accélérateur (ADS)	15
1.2 Un rôle possible pour les ADS	17
1.2.1 Déchets de haute activité	17
1.2.2 Transmutation et incinération	18
1.3 Faisabilité des ADS	22
1.3.1 Premiers essais de transmutation et premiers ADS	22
1.3.2 Vers un ADS de puissance	22
1.3.3 Les recherches en soutien à la faisabilité des ADS	23
1.4 Mesure de réactivité d'un ADS	25
1.4.1 Grandeurs accessibles	25
1.4.2 Les expériences à puissance nulle pour la mesure de la réactivité des ADS	26
2 Transport des neutrons et mesure de la réactivité dans un réacteur	31
2.1 Le transport des neutrons	31
2.1.1 Les différents processus en jeu	31
2.1.2 Neutrons prompts et retardés	33
2.1.3 L'équation de transport	35
2.2 Résolution de l'équation de transport	35
2.2.1 Les méthodes déterministes	35
2.2.2 La méthode Monte-Carlo	36
2.3 Etude de l'équation de transport	38
2.3.1 L'équation de transport adjointe	38
2.3.2 L'équation stationnaire en λ -modes et la définition de la réactivité . . .	39
2.3.3 L'équation en α -modes	40
2.3.4 La cinétique point	41
2.4 Mesure de la réactivité d'un réacteur sous-critique	43
2.4.1 Les méthodes statiques	44
2.4.2 Les méthodes dynamiques par variation de la source externe	45

2.5	Protocole de mesure de la réactivité en ligne dans un ADS de puissance en fonctionnement nominal	49
3	Le Dispositif Expérimental	51
3.1	La source externe de neutrons	52
3.1.1	Principe de fonctionnement	52
3.1.2	La cible	52
3.1.3	Le monitoring de la source de neutrons	53
3.2	Le réacteur VENUS-F	55
3.2.1	Description du réacteur	55
3.2.2	Les assemblages	57
3.2.3	Les configurations de cœur étudiées	60
3.3	Les moyens de détection dans le réacteur	62
3.3.1	Monitoring de la puissance du réacteur	62
3.3.2	Détecteurs utilisés pour les expériences	62
3.4	Électronique des détecteurs et système d'acquisition	63
4	Analyse des expériences d'interruption de faisceau	65
4.1	Les expériences d'interruption de faisceau	65
4.1.1	Cadre général	65
4.1.2	Spécificités des expériences analysées	66
4.2	Validation de la méthode d'analyse	66
4.2.1	Obtention des courbes théoriques	67
4.2.2	Impact de l'évolution de la concentration en précurseurs	67
4.2.3	Correction des biais dus aux effets de statistique	69
4.2.4	Impact des incertitudes sur les paramètres cinétiques	73
4.3	Observations préliminaires sur les données expérimentales	75
4.3.1	Réponses des détecteurs dans la configuration SC1	76
4.3.2	Instabilité de la source externe de neutrons	78
4.4	Validation des résultats	79
4.5	Résultats bruts des expériences	81
4.5.1	Résultats pour la configuration SC1	81
4.5.2	Résultats remarquables pour les autres configurations	83
4.5.3	Interruptions "courtes"	86
4.6	Conclusions	87
5	Simulations Monte-Carlo des expériences d'interruptions de faisceau et correction des effets spatiaux	89
5.1	Modélisation et simulation des expériences	89
5.1.1	Le modèle semi-homogène	89
5.1.2	Simulations des taux de comptage des détecteurs	90
5.1.3	Simulation de sources de neutrons	91
5.2	Comparaison des taux de comptage simulés et mesurés	93
5.2.1	Importance des murs en béton	93
5.2.2	Autres éléments géométriques à prendre en compte	94
5.3	Correction des réactivités expérimentales	96
5.3.1	Calcul de facteurs de correction des valeurs brutes de réactivité	96

5.3.2	Commentaire sur la plage en temps de l'analyse	98
5.4	Réactivités corrigées	98
5.4.1	Configuration SC1	98
5.4.2	Étude de sensibilité des facteurs de correction pour la configuration SC1	101
5.4.3	Impact de la sous-criticité sur les résultats	104
5.4.4	Impact de la position de la source et des perturbations du cœur sur la réactivité	104
5.5	Réactivités corrigées - Interruptions courtes	108
5.5.1	Configuration SC1	108
5.5.2	Impact de la sous-criticité sur les résultats	110
5.5.3	Impact de la position de la source et des perturbations du cœur sur la réactivité	110
5.6	Conclusions	113
6	Calculs Monte-Carlo pour une approche modale des expériences	117
6.1	Principe de l'approche modale	117
6.1.1	Motivations	117
6.1.2	Rappels sur l'équation en modes α	118
6.1.3	Décomposition modale du flux	119
6.2	Calcul de la base α -modes	121
6.2.1	Matrice de transition	121
6.2.2	Calcul Monte-Carlo de la matrice de transition	125
6.3	Implémentation de la méthode dans Serpent 2	126
6.3.1	Validation	127
6.4	Expériences d'interruption de faisceau dans VENUS-F	130
6.4.1	Simulation sans les murs	132
6.4.2	Simulation avec les murs	133
6.5	Conclusions et perspectives	137
	Conclusion et perspectives	139
A	Détermination de la réactivité pour des réacteurs proches de la criticité	141
A.1	La méthode de la période asymptotique	141
A.2	La méthode de chute de barre	142
B	Les configurations sous-critiques étudiées	143
C	Résolution des équations de la cinétique point par les transformées de Laplace	145
C.1	Transformées de Laplace des équations de la cinétique point	145
C.2	Inversion des transformées de Laplace	146
C.3	Source continue interrompue	147
C.4	Source interrompue périodiquement	148
C.5	Cas particulier d'un seul groupe de précurseurs	150
C.5.1	Calculs préliminaires	150
C.5.2	Source continue interrompue	151
C.5.3	Source interrompue périodiquement	152

D	Formule intégrale pour l'évaluation de la réactivité	155
D.1	Obtention de l'équation	155
D.2	Sensibilité aux paramètres cinétiques	156
E	Analyse des expériences d'interruption de faisceau : Interruptions longues	159
F	Analyse des expériences d'interruption de faisceau : Interruptions courtes	165
	Bibliographie	177

Introduction

Bien que fortement implantée dans le monde et particulièrement en France depuis les années 1960, la production d'électricité d'origine nucléaire fait toujours débat. Notamment, les déchets radioactifs produits par les centrales nucléaires électrogènes sont une source de préoccupation sociétale majeure, et des démarches ont été mises en œuvre depuis maintenant plusieurs décennies pour améliorer la gestion de ces déchets.

Parmi ces derniers, ce sont les actinides mineurs qui contribuent majoritairement à la radiotoxicité après plusieurs centaines d'années : afin de réduire l'impact à long terme des déchets radioactifs sur l'homme et l'environnement, il est envisagé de transmuter ces actinides, c'est-à-dire de les transformer via des réactions nucléaires en noyaux moins radiotoxiques.

Cette transmutation présente cependant des contraintes particulières du point de vue neutronique. La quantité d'actinides mineurs qui peut être chargée dans le combustible des réacteurs critiques, qui forment l'essentiel du parc mondial, est en effet limitée à quelques %. À l'inverse, les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur (Accelerator-Driven Systems ou ADS) permettent une plus grande souplesse sur la composition du combustible, qui peut être plus fortement chargé en actinides mineurs.

Ce type de système hybride qui couple un réacteur sous-critique à une source externe de neutrons demeure un concept très innovant, qui nécessite encore beaucoup d'activités de recherche et développement tant expérimental que théorique. Parmi les points investigués, on compte la mesure en ligne de la réactivité du réacteur, paramètre essentiel à la sûreté de l'installation et qui nécessite la mise en place de méthodes adaptées. Ce travail de thèse porte sur l'une des méthodes étudiées dans cette optique, qui s'appuie sur la réponse de détecteurs suite à de brèves interruptions programmées du faisceau de l'accélérateur qui fournit la source externe de neutrons.

Le chapitre 1 de cette thèse contient la description du concept d'ADS et la contribution potentielle de ces systèmes à la transmutation des actinides mineurs. La problématique de la mesure de la réactivité dans ce type d'installation ainsi que les expériences dédiées à l'évaluation de techniques de mesure adaptées seront également présentées. L'équation de transport qui fournit le cadre neutronique pour l'étude des expériences fera l'objet du chapitre 2, qui inclura également la présentation des différentes méthodes utilisées pour l'extraction de la réactivité d'un ADS.

Les expériences étudiées dans ce manuscrit ont été réalisées auprès de l'installation GUI-NEVERE, au centre SCK•CEN de Mol en Belgique. Le chapitre 3 comprend la description du dispositif expérimental ainsi que les différentes configurations du réacteur que nous étudierons par la suite. Le principe de l'analyse des expériences d'interruptions programmées de faisceau, basé sur la cinétique point, sera présenté dans le chapitre 4. Les résultats expérimentaux y seront discutés, et nous constaterons notamment que des effets spatiaux et énergétiques détériorent l'homogénéité des résultats fournis par les différents détecteurs. Ces

constats nous permettront d'apporter des premières recommandations quant à l'application de la méthode. Nous nous tournerons ensuite vers des simulations Monte-Carlo, dans le chapitre 5, afin d'expliquer l'origine de certaines distorsions des réponses expérimentales obtenues et de proposer une méthode de correction des biais expérimentaux associés à chacun des détecteurs. Des conclusions générales quant à l'application de la méthode et ses limitations seront alors apportées.

Enfin, nous considérerons dans le chapitre 6 une approche modale afin de proposer une interprétation des expériences d'interruption programmées de faisceau, et discuterons des résultats préliminaires obtenus.

Chapitre 1

Contribution des réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur à la gestion des déchets nucléaires

En 2016, 442 réacteurs nucléaires électrogènes situés dans 31 pays sont en fonctionnement, et fournissent environ 11 % de la production mondiale d'électricité ([1],[2]). Pour tous ces pays se pose la question de la gestion des déchets nucléaires, résidus inévitables de la production d'énergie par fission. La gestion des plus nocifs de ces déchets est une problématique qui motive aujourd'hui des recherches à l'échelle mondiale. C'est principalement dans ce contexte que se sont développées les études sur les ADS et leur faisabilité, et qu'a été investiguée leur place possible dans une stratégie de gestion des déchets.

1.1 Principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire

1.1.1 Interaction des neutrons et réaction en chaîne

La production d'énergie dans les réacteurs nucléaires repose sur la fission, au cours de laquelle un noyau se scinde en plusieurs (majoritairement deux) noyaux de masse moindre suite à l'absorption d'un neutron n . Lorsque la fission peut avoir lieu quelle que soit l'énergie du neutron incident, le noyau est dit fissile (c'est le cas pour l' ^{235}U). Lorsque l'énergie du neutron incident doit dépasser un certain seuil, le noyau est dit fissible (comme l' ^{238}U). La réaction de fission peut être représentée par :



où X est l'isotope qui subit la collision, FF_1 et FF_2 représentent les fragments de fission (FF), et ν symbolise le nombre moyen de neutrons émis suite à la désexcitation des FF. C'est l'énergie issue de cette réaction (~ 200 MeV), principalement sous forme d'énergie cinétique des FF, qui est en partie récupérée sous forme de chaleur dans les réacteurs pour produire de l'électricité [3]. La majorité des ν neutrons sont émis presque immédiatement ($\sim 10^{-14}$ s) après la réaction de fission et sont nommés neutrons prompts ; cependant une faible proportion d'entre eux, notée β , est émise entre quelques secondes et quelques minutes plus tard, lors de la décroissance β^- de certains FF vers des état non liés du noyau fils : ils constituent les neutrons retardés.

L'interaction d'un neutron avec un noyau peut également mener à une capture neutronique (réaction (n,γ)). À la différence de la fission, le neutron incident est alors absorbé sans conduire à la fragmentation du noyau cible, ce dernier se désexcitant via l'émission d'un rayonnement γ :



A représentant le nombre de masse et Z le numéro atomique.

En dehors de ces deux interactions, on observe également des diffusions élastiques ou inélastiques sur les noyaux qui changent l'énergie et la direction du neutron incident. Enfin, les neutrons peuvent fuir du réacteur sans avoir interagi avec les noyaux environnants.

Un neutron évoluant dans un milieu multiplicateur, contenant des noyaux fissiles ou fissionables, est donc susceptible d'induire des fissions qui vont mener à l'apparition de neutrons supplémentaires dans le milieu. À leur tour, ces neutrons peuvent induire de nouvelles fissions ou être capturés sans mener à l'émission de neutrons : c'est le principe de la réaction en chaîne [4]. L'évolution du nombre de neutrons dans un milieu multiplicateur dépend donc de la compétition entre les différents processus de production et de disparition des neutrons :

- si la production l'emporte sur la disparition, le nombre de neutrons dans le milieu augmente au cours du temps,
- si la disparition domine, le nombre de neutrons diminue,
- à l'équilibre, la réaction en chaîne s'auto-entretient et le nombre de neutrons reste constant en moyenne.

1.1.2 Réactivité et contrôle du réacteur

La grandeur physique utilisée en neutronique pour quantifier le phénomène de réaction en chaîne est nommée facteur de multiplication effectif, et notée k_{eff} [4]. Ce facteur peut être défini comme la variation du nombre de neutrons d'une génération à une autre :

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{nombre de neutrons à la génération } i+1}{\text{nombre de neutrons à la génération } i}. \quad (1.3)$$

où deux générations de neutrons sont séparées par une fission. À partir de cette définition, on définit également la réactivité ρ comme :

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}, \quad (1.4)$$

Les différents fonctionnements décrits ci-dessus correspondent alors aux valeurs suivantes :

- pour $k_{\text{eff}} > 1$ soit $\rho > 0$, le nombre de neutrons dans le milieu augmente au cours du temps et le réacteur est dit sur-critique,
- pour $k_{\text{eff}} < 1$ soit $\rho < 0$, le nombre de neutrons diminue et le réacteur est dit sous-critique,
- pour $k_{\text{eff}} = 1$ soit $\rho = 0$, le nombre de neutrons reste constant en moyenne et le réacteur est dit critique.

Le temps moyen entre deux fissions étant de l'ordre de la microseconde, on pourrait penser que l'augmentation très rapide du nombre de neutrons empêcherait tout contrôle du réacteur, entraînant l'emballement du réacteur dès lors que $\rho > 0$. Cependant, nous avons évoqué précédemment la présence de neutrons retardés qui, à la différence des neutrons prompts, ne sont pas émis instantanément lors de la fission mais plusieurs secondes ou minutes après.

Grâce à ces échelles de temps plus longues, les neutrons retardés permettent l'existence d'un domaine de réactivité positive dans lequel le réacteur est contrôlable. Ce domaine est limité par la valeur de la fraction de neutrons retardés effective β_{eff} , qui correspond à la proportion de neutrons retardés émis par fission β pondérée par l'importance neutronique (voir chapitre 2). Au-delà de cette valeur, le réacteur est en revanche incontrôlable. On définit donc deux domaines supplémentaires :

- pour $0 < \rho < \beta_{\text{eff}}$ le réacteur est en sur-criticité retardée, le nombre de neutrons augmente mais le réacteur reste contrôlable,
- pour $\rho > \beta_{\text{eff}}$ le réacteur est en sur-criticité prompte, et le nombre de neutrons diverge de manière incontrôlable.

L'ensemble des réacteurs électrogènes fonctionne en mode critique, et la réactivité ρ est en permanence ajustée pour se situer autour de 0. Afin de demeurer dans des conditions de fonctionnement normales, on s'assure que les variations de réactivité au cours du temps restent toujours largement inférieures à la valeur de β_{eff} .

1.1.3 Réacteur sous-critique piloté par accélérateur (ADS)

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur (Accelerator-Driven Systems ou ADS) sont des systèmes hybrides, résultant du couplage d'un réacteur sous-critique et d'un accélérateur. Dans ce type de réacteur, nous avons vu que la disparition des neutrons l'emporte sur la production. En considérant la définition du facteur de multiplication k_{eff} donnée par l'équation (1.3), un neutron dans un tel cœur produira en moyenne à l'issue d'une génération k_{eff} neutrons, ce qui donnera k_{eff}^2 à la génération suivante. Le nombre total de neutrons dans cette chaîne de fission est fini puisque $k_{\text{eff}} < 1$ et s'écrit :

$$1 + k_{\text{eff}} + k_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^3 + \dots = \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (1.5)$$

La réaction en chaîne n'est donc pas entretenue car le nombre de neutrons diminue d'une génération à l'autre, et il est par conséquent nécessaire de fournir une source externe continue de neutrons pour alimenter le réacteur et assurer un niveau de puissance stable dans le temps.

Pour un ADS de puissance, il est prévu de produire cette source externe de neutrons par spallation [5], à l'aide d'un faisceau de protons de haute énergie dirigé sur une cible composée de noyaux lourds placée au centre du réacteur. Ce bombardement a en effet pour conséquence de fragmenter les noyaux lourds et de mener à l'éjection d'une grande quantité de neutrons. Le schéma de principe d'un ADS est montré sur la figure 1.1.

1.1.3.1 Influence de la source de neutrons

La définition du facteur de multiplication k_{eff} abordée précédemment (l'équation (1.3)) est valable pour une distribution stabilisée de fission, dont les propriétés spatiales et énergétiques sont régies par les fissions dans le réacteur. C'est à dire que pour chaque génération i le facteur de multiplication $k_i = n(i+1)/n(i)$ est le même et vaut k_{eff} . En présence d'une source externe de neutrons, les premiers neutrons émis dans le réacteur ont des distributions spatiale et énergétique caractéristiques de cette source, et donc différentes de la source de fission stabilisée. Ceci se traduit par des valeurs de k_i différentes pour les premières générations.

Ainsi on introduit la notion de facteur de multiplication source k_s , qui est une valeur moyenne des k_i prenant en compte les premières générations, pour caractériser un milieu sous-

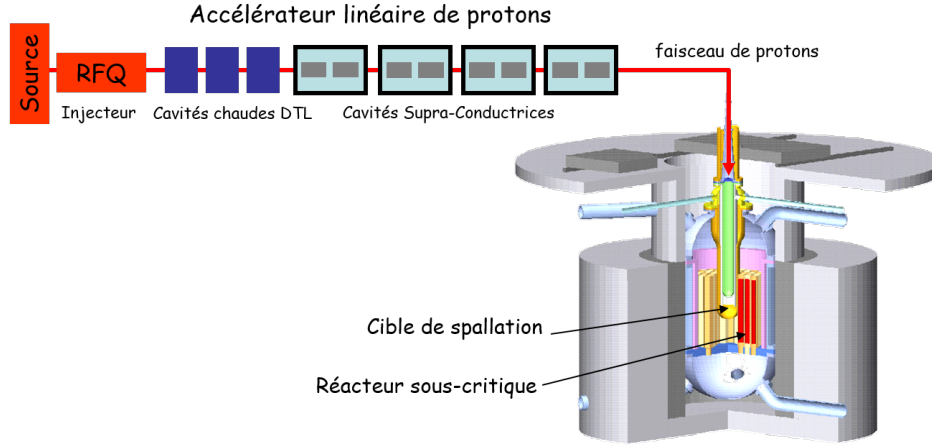


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un ADS.

critique dans lequel est présent une source externe de neutrons. Le nombre total de neutrons de la chaîne de fission ainsi généré s'écrit alors [6] :

$$\begin{aligned}
 1 + k_1 + k_1 k_2 + \dots + k_1 k_2 \dots k_i + \dots &= \sum_{i=0}^{\infty} \left(\prod_{j=0}^i k_j \right) \\
 &= \frac{1}{1 - k_s} \text{ par définition de } k_s,
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

où $k_0 = 1$ représente le neutron source. Dès la deuxième génération la distribution énergétique des neutrons est celle des neutrons de fission, et au fur et à mesure des générations suivantes les sites de fission évoluent vers la distribution spatiale stabilisée, indépendante de la source. On notera cependant que :

$$\lim_{i \rightarrow \infty} k_i = k_{\text{eff}} \tag{1.7}$$

et donc que c'est k_{eff} qui est déterminant pour la cinétique du réacteur, k_s n'intervenant que dans l'expression de la puissance thermique de l'ADS.

Pour caractériser cette différence de multiplication entre un neutron source et un neutron de fission, on introduit également la notion d'importance de la source, ϕ^* . Celle-ci est définie comme le rapport du nombre de descendants générés par un neutron source, $\frac{1}{1 - k_s} - 1 = \frac{k_s}{1 - k_s}$, au nombre de descendants générés par un neutron de fission, $\frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} - 1 = \frac{k_{\text{eff}}}{1 - k_{\text{eff}}}$ [7] :

$$\phi^* = \frac{k_s}{1 - k_s} \cdot \frac{1 - k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{\rho}{\rho_s} \tag{1.8}$$

où $\rho_s = \frac{k_s - 1}{k_s}$.

Lorsque l'importance est inférieure à 1, les neutrons issus de la source se multiplient moins que ceux provenant de la distribution de fission stabilisée : c'est ce qui peut être observé lorsque la source est située loin de la zone de combustible par exemple. À l'inverse, les neutrons issus de la source se multiplient plus que ceux provenant de la distribution stabilisée lorsque

l'importance est supérieure à 1 : c'est par exemple le cas lorsque l'énergie des neutrons source est suffisante pour induire des réactions (n, 2n) qui génèrent des neutrons supplémentaires, ou lorsque la source se trouve au centre du réacteur. Dans un ADS de puissance, on va chercher à maximiser la valeur de ϕ^* afin d'optimiser le couplage de la source avec le cœur, et donc d'optimiser l'utilisation du faisceau et son coût énergétique.

1.1.3.2 Pilotage d'un ADS

En notant S le nombre de neutrons source injectés par unité de temps dans le réacteur sous-critique, le nombre de neutrons de fission N créés par cette source dans le réacteur sera alors :

$$N = S \cdot \frac{k_s}{1 - k_s}. \quad (1.9)$$

Ce nombre se stabilise donc à un niveau qui dépend de l'intensité de la source externe de neutrons. En considérant que chaque fission libère une énergie moyenne E_f et génère en moyenne ν neutrons, la puissance thermique dégagée par le système peut s'écrire :

$$P_{th} = S \cdot \frac{k_s}{1 - k_s} \cdot \frac{E_f}{\nu} \quad (1.10)$$

Ainsi, la puissance du réacteur est déterminée par l'intensité de la source externe de neutrons, et donc l'intensité du faisceau de protons injecté sur la cible de spallation, et l'arrêt de ce dernier permet de stopper la multiplication et donc la production de puissance instantanée par le réacteur (la puissance résiduelle, due à la chaleur dégagée par les produits de fission, demeure comme dans tout réacteur à l'arrêt). C'est ce lien direct entre puissance thermique et intensité du faisceau qui apporte une facilité de pilotage de la puissance propre à ces systèmes, mise en avant pour l'usage de combustibles non standard.

1.2 Un rôle possible pour les ADS

La condition de sûreté théorique d'un réacteur critique, à savoir $\rho < \beta_{eff}$, n'est pas limitante dans un ADS : dans ce dernier, la réactivité est toujours négative et la valeur de β_{eff} ne contraint pas le pilotage de la puissance du réacteur. Cette caractéristique apporte un énorme avantage aux ADS en matière de flexibilité sur la composition du combustible qui peut être utilisé, en faisant un système particulièrement adapté à l'incinération : ceci explique l'intérêt qui leur est porté dans le cadre de la gestion des déchets nucléaires comme nous allons le voir dans cette section (ces systèmes ont aussi été envisagés pour la génération d'uranium 233 à partir de thorium 232 mais cette option, moins répandue, ne sera pas traitée ici).

1.2.1 Déchets de haute activité

Pour évaluer le potentiel de nuisance des déchets nucléaires, on peut utiliser la notion de radiotoxicité qui évalue l'impact biologique de l'ingestion ou de l'inhalation des radionucléides. Définissons tout d'abord l'activité du nucléide $A(t)$:

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (1.11)$$

où λ représente la constante de décroissance du nucléide, et $N(t)$ le nombre de nucléides au cours du temps. L'activité s'exprime en becquerel, soit en nombre de désintégrations par

seconde. La radiotoxicité R s'exprime en sieverts (Sv) et s'écrit :

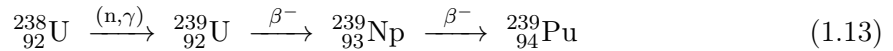
$$R = A(t) \times e \quad (1.12)$$

où le facteur de dose e tient compte notamment du type de rayonnement, de l'organe impacté ou encore de la durée de transit du radionucléide dans l'organisme [8] suite à une inhalation ou une ingestion.

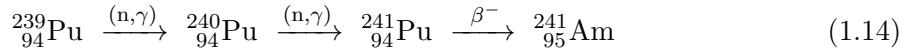
Les déchets nucléaires les plus radiotoxiques sont ceux de haute activité (HA), composés des produits de fission¹ (PF) et des actinides mineurs (AM), qui sont formés par les combustibles au cours de leur évolution dans les cœurs des centrales. Bien que faibles en volume (de l'ordre de 0.2 % des déchets nucléaires produits), les déchets HA sont responsables de 98 % de la radiotoxicité totale.

Les PF provenant de la réaction de fission (équation (1.1)) présentent un excès de neutrons, et sont par conséquent instables et hautement radioactifs. Ils contribuent majoritairement à la radioactivité des combustibles usés sortis des réacteurs, mais décroissent rapidement vers des noyaux stables. On compte cependant parmi les PF des isotopes d'iode, de césium et de technétium en quantité plus faibles, dont les périodes sont supérieures à 100 000 ans, qui seront désignés par la suite PF-VL (Vie Longue).

Au cours de l'irradiation en cœur les captures neutroniques sur les noyaux lourds présents génèrent également des isotopes riches en neutron, susceptibles de décroître par émission β^- . Ces processus successifs mènent à la production de transuraniens, comme par exemple le ^{239}Pu à partir de l' ^{238}U :



qui à son tour entraîne la formation d' ^{241}Am :



Les isotopes ainsi formés font partie de la famille des actinides ($89 \leq Z \leq 103$), au même titre que l'uranium utilisé comme combustible. On y distingue les actinides mineurs (neptunium Np, américium Am et curium Cm) présents en faible quantité par rapport aux actinides majeurs (plutonium et uranium). Émetteurs α , les actinides mineurs (AM) et le plutonium sont responsables de la radiotoxicité à long terme des combustibles usés.

L'évolution de la radiotoxicité des PF et des AM au cours du temps est présentée graphiquement sur la figure 1.2, pour un combustible usé provenant d'un Réacteur à Eau Pressurisé (REP). Comme on l'a évoqué, la radiotoxicité à court terme est dominée par les PF sur les cent premières années puis la contribution des AM l'emporte à plus long terme. On notera que, dans la stratégie française, le plutonium est considéré comme matière valorisable car il entre dans la composition des combustibles MOX (Mixed-Oxyde Fuel) qui sont utilisés dans certaines centrales. Il ne fait ainsi pas partie des déchets dits "ultimes" et ne sera pas intégré dans la discussion.

1.2.2 Transmutation et incinération

La transmutation consiste à induire des réactions nucléaires sur des noyaux afin d'obtenir d'autres éléments. Lorsqu'elle conduit à la fission de noyaux lourds et produit donc de l'énergie

1. Les produits de fission correspondent aux fragments de fission après désexcitation prompte de ces derniers.

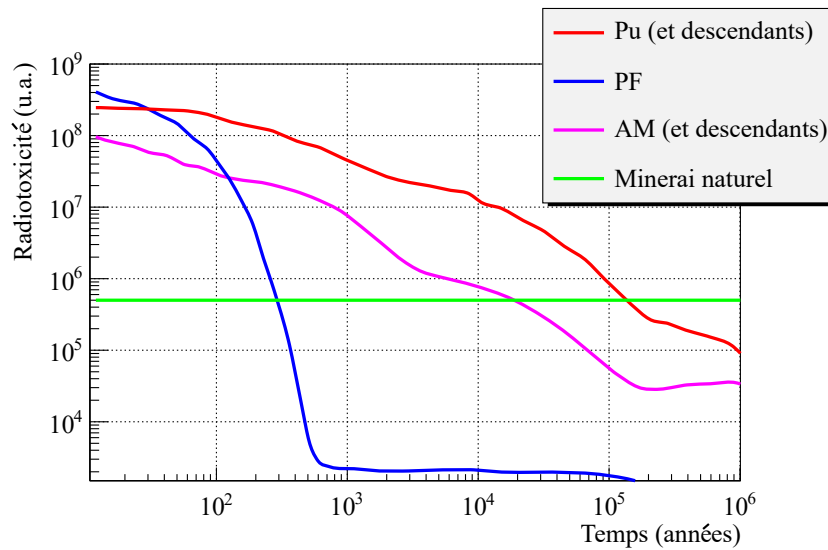


FIGURE 1.2 – Évolution de la radiotoxicité par ingestion des différents composants d'un combustible usé. Données provenant du CEA [9].

et des PF on parlera plutôt d'incinération. Appliquée aux déchets nucléaires, l'objectif est de transformer les isotopes radioactifs à vie longue en des éléments moins radiotoxiques ou à durée de vie plus courte. Bien que les réactions nucléaires en question puissent être provoquées par un bombardement de photons ou de protons, c'est l'utilisation de neutrons qui présente le plus d'avantages en termes d'efficacité et de mise en œuvre. Les réacteurs nucléaires constituent donc des installations a priori propices à la transmutation, puisque des flux de neutrons intenses y sont présents.

Initialement mise à l'étude, la transmutation des PF-VL a été exclue pour les raisons suivantes [9] :

- pour l'iode, il n'a pas été possible d'aboutir à un composé stable susceptible d'être introduit en réacteur ;
- le rendement de la transmutation du technétium est très faible, et celui-ci présente une faible mobilité dans l'hypothèse d'un stockage en profondeur ce qui limite l'intérêt d'une éventuelle transmutation ;
- pour être efficace, la transmutation du césium nécessite de séparer au préalable l'isotope 137 de l'isotope 135, processus qui s'avère très complexe à mettre en œuvre.

En conséquence, seule la transmutation des AM est aujourd'hui encore envisagée. Elle vise à limiter la quantité des AM à stocker, ce dont on peut comprendre l'intérêt grâce à la figure 1.2 : traiter les AM par fission permettrait en effet de réduire la radiotoxicité des déchets ultimes à celle des PF, qui décroît beaucoup plus rapidement, et donc de réduire considérablement la radiotoxicité des déchets ultimes stockés. Au-delà de l'aspect radiotoxique, la puissance thermique dégagée par les déchets HA est dominée après une centaine d'année par l'américium. La transmutation de l'américium permettrait donc de réduire la puissance thermique dégagée par les colis formés des déchets ultimes, ce qui offrirait également la possibilité d'optimiser l'espace de stockage [10].

1.2.2.1 Spectre neutronique pour la transmutation

Comme nous l'avons vu, différentes réactions nucléaires sont en compétition dans un réacteur dont la fission et la capture. Cette dernière est à l'origine de la formation des AM, et les captures successives sur ces noyaux aboutissent généralement à d'autres AM. Dans l'optique de la transmutation, il est souhaitable privilégier la fission sur la capture afin d'éviter la formation d'AM de masses plus élevées.

Or, la probabilité d'interaction d'un neutron sur un noyau suivant une réaction donnée est gouvernée par la section efficace de cette réaction, exprimée en barns ($1\text{b}=10^{-24}\text{ cm}^2$), qui dépend fortement de l'énergie du neutron incident. Les sections efficaces de capture et de fission de l'américium 241, caractéristiques de ce qui est observé pour plupart des AM, sont représentées sur la figure 1.3.

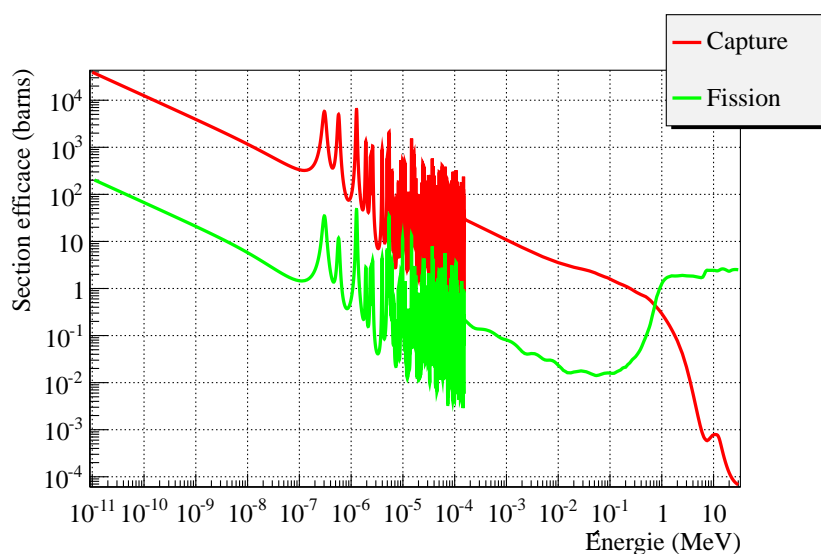


FIGURE 1.3 – Sections efficaces de capture et de fission de l' ^{241}Am . Données provenant de la librairie ENDF/B-VII.1 [11].

On constate que la fission domine seulement pour les neutrons de haute énergie (\sim supérieure à 1 MeV), tandis que la capture reste prépondérante pour les neutrons d'énergie inférieure à quelques centaines de keV. L'énergie des neutrons présents dans un réacteur semble donc déterminante pour évaluer l'efficacité de la transmutation, au premier ordre. Puisqu'on cherche à privilégier la fission, la transmutation dans les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP), qui forment l'essentiel du parc électro-nucléaire français, est déconseillée. Ils reposent en effet sur un spectre neutronique thermique, avec la présence d'une grande quantité de neutrons de faible énergie. Il est donc envisagé de réaliser la transmutation des déchets HA dans des réacteurs à spectre rapide, pour lesquels l'énergie moyenne des neutrons est plus élevée.

1.2.2.2 Scénarios de transmutation

À partir de ce constat, plusieurs stratégies de transmutation des déchets HA ont été envisagées. Une première éventualité (dite "simple strate") consiste à introduire les déchets nucléaires dans des réacteurs électrogènes rapides, selon deux options : le mode de transmutation homogène, où les AM sont chargés dans l'ensemble des assemblages combustible, et le mode de

transmutation hétérogène, où les AM sont chargés dans des couvertures spéciales en périphérie du cœur [9].

Dans le cas d'une transmutation homogène, l'efficacité de transmutation est accrue par les flux de haute intensité présents dans le cœur du réacteur. Cependant, cet avantage est contrasté par les durées d'irradiation qui sont limitées par celles du combustible, et qui réduisent au final le taux de transmutation. Il est alors nécessaire de procéder à un recyclage multiple, impliquant plusieurs passages en réacteur. De plus, l'introduction d'AM dans les assemblages combustible implique des contraintes supplémentaires, du point de vue de la manutention, liées à la radiotoxicité des AM.

Dans le cas hétérogène, la durée d'irradiation en réacteur n'est plus imposée par celle des assemblages combustible puisque les AM sont placés dans des couvertures spécifiques, et un recyclage unique peut être envisagé. En revanche, le flux est moins intense en périphérie et des durées d'irradiation plus importantes sont nécessaires. Des expériences d'irradiation sont en cours pour valider la faisabilité de ce type de couvertures contenant une quantité importante d'AM.

Ces deux modes offrent l'avantage de coupler la production d'électricité avec la transmutation des déchets et d'avoir un parc homogène. Toutefois, les quantités d'AM qui peuvent être insérées dans les assemblages d'un réacteur électrogène sont fortement limitées. En effet, la fraction de neutrons retardés β_{eff} évoquée dans la section 1.1.2, est généralement plus faible pour les AM que pour les isotopes usuels du combustible (voir le tableau 1.1). Or, nous l'avons vu, la valeur de β_{eff} est primordiale pour la sûreté d'un réacteur critique et offre d'autant plus de marge qu'elle est élevée. En conséquence, plus la part d'AM dans les assemblages combustible augmente, plus la marge de sûreté diminue et rend délicat le contrôle du réacteur : la limite sur la teneur en AM dans les combustibles des réacteurs critiques varie de à 3 à 5 % selon les concepts de réacteur à neutrons rapides choisis [9].

TABLE 1.1 – Fraction de neutrons retardés pour quelques isotopes d'intérêt [12].

Nucléide	β
^{235}U	0.00640
^{238}U	0.01720
^{238}Pu	0.00137
^{239}Pu	0.00214
^{240}Pu	0.00304
^{241}Pu	0.00535
^{241}Am	0.00127
^{243}Am	0.00233
^{242}Cm	0.00037

Dans un ADS, en revanche, nous avons vu que la valeur de β_{eff} ne limite pas le domaine de fonctionnement du réacteur et des teneurs bien plus élevées en AM (de l'ordre de 40 % [13]) peuvent être envisagées. Les recherches se sont donc également axées sur un autre scénario, dit "double strate", basé sur l'utilisation d'installations nucléaires dédiées à la transmutation des déchets nucléaires, en l'occurrence les ADS. Ils seraient alors mis en œuvre en parallèle de réacteurs purement électrogènes. Le dimensionnement d'ADS incinérateurs, l'impact de

ce type de scénarios sur le cycle du combustible et sur l'inventaire en déchets fait l'objet de nombreuses études (par exemple les références [14] et [15]). Le concept d'ADS est également à l'étude pour des scénarios de sortie du nucléaire ("phase-out") dans l'objectif de réduire l'inventaire final en AM [16].

1.3 Faisabilité des ADS

1.3.1 Premiers essais de transmutation et premiers ADS

Les premiers travaux liés à la transmutation sont dus à E. Rutherford, avec le bombardement d'azote par des particules α et la transmutation de l'azote en oxygène en 1919. En 1941, la découverte du plutonium à Berkeley par G. Seaborg, grâce au bombardement d'une cible d'uranium par un faisceau de deutons délivré par un cyclotron [17], motiva l'initiation de projets sur les systèmes hybrides couplant un accélérateur à un milieu multiplicateur. Le premier d'entre eux fut le Material Testing Accelerator (MTA) du laboratoire national Lawrence Livermore, en 1950, dans l'objectif de produire du plutonium 239 fissile à des fins militaires puis abandonné en 1954 [18].

Les recherches se sont également rapidement portées sur le potentiel de ce type de systèmes pour la surgénération dans un cadre civil. On citera notamment le projet de W.B. Lewis, en 1952, qui visait à produire de l'uranium 233 (fissile) à partir du thorium 232 (fertile) pour les réacteurs canadiens CANDU [19]. Les recherches dans ce domaine ont néanmoins souffert de la découverte de nouveaux gisements d'uranium aux USA dans les années 1950, qui a limité l'intérêt porté à la surgénération². Le concept refit cependant surface dans les années 1970-1980 avec par exemple le projet de P. Grand au laboratoire national de Brookhaven, qui visait à irradier des combustibles usés pour en augmenter la matière fissile (via la production de ^{239}Pu par capture sur ^{238}U) [20].

Le renouveau du concept d'ADS au début des années 1990 s'est concrétisé dans les projets de C. Bowman [21], un réacteur sous-critique à sels fondus couplé à un linac dans l'optique de transmuter les déchets nucléaires, et celui de l'Amplificateur d'Énergie proposé par C. Rubbia [22], un réacteur sous-critique au plomb couplé à un cyclotron avec pour objectif la production d'énergie (combustible thorium/uranium) et la transmutation, qui ont véritablement relancé l'intérêt pour les ADS et motivé les différents projets internationaux voués à la démonstration de la faisabilité de tels systèmes. En France ces projets ont eu un écho particulier dans le contexte de la loi de programmation sur la gestion des déchets nucléaires (loi du 30/12/91), offrant aux chercheurs des objets d'étude innovants sur l'axe "séparation-transmutation" de la loi.

1.3.2 Vers un ADS de puissance

1.3.2.1 Etudes de concepts

Le retentissement du projet de C. Rubbia à l'échelle européenne, soutenu par une démonstration expérimentale de son concept au CERN, a remis le thème de la transmutation

2. La surgénération consiste à produire plus d'isotopes fissiles qu'il n'en a été consommé pour faire fonctionner le réacteur. Certains noyaux, comme ^{238}U par exemple, sont en effet fertiles, ce qui signifie que la capture d'un neutron par ces noyaux forme un isotope fissile : la surgénération consiste donc à faire en sorte que, pour chaque fission, une capture (ou plus) sur un noyau fertile ait lieu. L'intérêt de ce type de mécanisme est de permettre l'utilisation des ressources en matière fertile, bien plus abondantes que celles en matière fissile.

sur le devant de la scène dans les projets soutenus par le programme EURATOM. Le projet PDS-XADS (Preliminary Design Studies for an eXperimental ADS) [23] du 5^{ème} Programme Cadre pour la Recherche et le Développement (PCRD) d'EURATOM [24] a permis de mener des recherches sur la conception de ce que pourrait être un ADS de puissance. Trois concepts ont initialement été mis à l'étude [23] : le réacteur de la firme ANSALDO de 50 MWth refroidi au Pb-Bi, un réacteur refroidi au gaz de 80 MWth proposé par FRAMATOME ANP, et le réacteur refroidi au Pb-Bi de 50 MWth du projet MYRRHA porté par le SCK•CEN, en partie issu de leur projet ADONIS. En parallèle, de nombreux projets du 5^{ème} PCRD ont été dédiés aux différents aspects physiques de ces projets, ils seront décrits brièvement dans la section 1.3.3. Dans le 6^{ème} PCRD, les études sur le concept d'ADS et ses points clés ont été regroupées au sein d'un très vaste projet baptisé EUROTRANS-IP avec comme objectif commun la conception à court terme d'un démonstrateur d'ADS XT-ADS (eXperimental demonstration of the technical feasibility of Transmutation in an ADS) et à plus long terme d'un ADS de puissance EFIT (European Facility for Industrial Transmutation) [25], jointe à des études de faisabilité. Parmi les concepts initiaux, c'est finalement le projet MYRRHA qui a été retenu pour servir de base à un démonstrateur et le 7^{ème} PCRD a soutenu plusieurs projets dédiés à MYRRHA-FASTEF (FASt Spectrum Transmutation Experimental Facility) [26], dernier opus du concept. Les études de systèmes d'échelle industrielle quant à elles sont en sommeil pour le moment.

1.3.2.2 Le démonstrateur MYRRHA

Le projet MYRRHA (Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications) a pour objectif de fournir un premier prototype d'ADS à puissance intermédiaire (~65-100 MWth). La conception actuelle consiste en un réacteur à spectre rapide refroidi au Pb-Bi capable d'opérer en mode critique et sous-critique, avec un cœur chargé en combustible MOX, et dont la cible de spallation (en mode sous-critique) est alimentée par un linac produisant un faisceau de protons de 600 MeV de 4 mA d'intensité maximale ([27], [28]).

Les objectifs du projet MYRRHA, au-delà de démontrer la faisabilité technique d'un ADS, sont multiples. Il remplacera notamment le réacteur belge BR2, installation en service depuis 1962 à présent en fin de vie, ayant de multiples fonctions d'irradiation comme le test de matériaux et surtout la production de radio-isotopes pour la médecine. Le spectre rapide de MYRRHA permettra en particulier de réaliser des expériences d'irradiation de matériaux en support à la conception des réacteurs de 4^{ème} génération. Ce projet de construction d'ADS est à ce jour le plus avancé au niveau mondial dans la phase de conception détaillée, ce qui justifie la poursuite dans le cadre européen d'Horizon2020 de recherches dédiées sur les aspects majeurs que sont l'accélérateur linéaire, et le cœur sous-critique, recherches sur lesquelles le CNRS (IN2P3) est engagé depuis près de vingt ans.

1.3.3 Les recherches en soutien à la faisabilité des ADS

La feuille de route vers la réalisation concrète d'un ADS a permis d'identifier plusieurs verrous qui ont donc fait l'objet de programmes de recherches dédiés. Ils concernent :

- l'accélérateur, pour ses performances et sa fiabilité ;
- la cible de spallation, avec les matériaux pour la fenêtre d'entrée et la technologie du plomb-bismuth liquide (tenue au dépôt de puissance et à l'irradiation) ;

- la tenue des matériaux soumis à la corrosion du caloporteur métal liquide (problématique qui rejoint en partie celle de la cible de spallation) ;
- le combustible, en tant que matériau contenant des actinides ;
- les données nucléaires de spallation et autres réactions nucléaires induites par des neutrons de haute énergie ;
- la physique du cœur sous-critique pour la validation des codes de calcul et la mesure de la réactivité.

Depuis le 5^{ème} PCRD (2000) de nombreux projets européens se sont penchés sur ces différents points. Nous mentionnons ci-dessous les principaux travaux menés sans volonté d'être exhaustif. Des détails sur la plupart de ces projets peuvent être trouvés auprès de la référence [29].

PDS-XADS a permis d'avancer sur la conception d'un ADS mais aussi de définir les critères principaux du cahier des charges de l'accélérateur associé [30]. Le choix de la technologie de l'accélérateur s'est porté sur les linacs (accélérateurs linéaires) au détriment des cyclotrons, ces derniers ne permettant aucune souplesse dans le choix de l'énergie des particules et étant moins performants pour produire des hautes intensités. Dans les conditions d'utilisation d'un ADS de puissance, les linacs présentent à l'inverse des avantages en termes d'intensité de faisceau, qui peut raisonnablement dépasser les 10 mA, et de modularité, la ligne pouvant être modifiée pour augmenter l'énergie des protons. La production de neutrons de spallation devenant à peu près proportionnelle à l'énergie des protons après quelques centaines de MeV, le choix de l'énergie s'est porté sur 600 MeV. Pour un système de 100 MWth le réacteur requiert environ 3×10^{17} neutrons source par seconde, ce qui conduit à produire un faisceau de protons d'environ 2 mA (pour une cible de plomb). Une énergie trop basse impliquerait une intensité plus élevée, ainsi qu'un dépôt d'énergie plus élevé dans la fenêtre d'entrée de la cible, affectant sa durée de vie. Des exigences assez fortes sur la fiabilité du faisceau ont également émergées, imposées par les contraintes thermiques des matériaux du système. Des interruptions de faisceau inférieures à la seconde sont limitées à une centaine par jour (celles inférieures à 100 ms n'étant pas problématiques), mais les interruptions de plus de trois secondes doivent être limitées à un dizaine d'occurrences par tranche de trois mois. La conception d'un accélérateur pour MYRRHA capable de respecter ces caractéristiques a fait l'objet des projets ayant succédé à PDS-XADS, dans le domaine "DESIGN" d'EUROTRANS-IP (FP6), CDT MAX, MARISA (FP7) et se poursuit dans le projet MYRTE d'Horizon2020 [31].

L'intensité élevée du faisceau de protons a deux conséquences : ajoutée à l'énergie élevée des protons elle génère un dépôt important de puissance dans la cible de spallation (qui arrête tout le faisceau), qui doit être refroidie en conséquence. C'est pourquoi la conception de la cible s'est axée sur un liquide métallique qui favorise l'évacuation de la chaleur : l'eutectique plomb-bismuth (Pb-Bi), proposé également comme caloporteur pour certains réacteurs de 4^{ème} génération (en raison de sa température de fusion peu élevée) [32] a été retenu. La deuxième conséquence concerne la fenêtre d'entrée du faisceau vers la cible de spallation, soumise à un dépôt d'énergie d'autant plus important que l'énergie du faisceau est faible, et à une irradiation importante également sa tenue dans le temps doit être étudiée. Un important programme expérimental a été conduit auprès du SINQ du PSI (Institut Paul Scherrer) avec un faisceau de proton de 1 MW au cours du projet MEGAPIE (MEGAwatt Pilot Experiment) [33] (FP5), qui a permis de concevoir, construire et mettre en œuvre avec succès une boucle de spallation permettant d'évaluer la faisabilité et les performances d'une telle cible équipée d'une fenêtre en acier T91. Les analyses post-irradiation sont encore en cours. D'autres projets ont porté sur la technologie des métaux liquides en circulation, citons ASCHLIM, TECLA, SPIRE dans le FP5, et les travaux menés dans le domaine "DEMETRA" du projet EUROTRANS.

Les combustibles dédiés aux ADS représentent également un challenge important avec des différences majeures par rapport aux combustibles usuels, notamment de par l'absence d'uranium, et son aptitude à recevoir une teneur élevée en AM. En particulier, la production d'hélium, par décroissance radioactive α des isotopes d'AM, est plus élevée (ce qui implique un gonflement du combustible) et les caractéristiques thermiques, comme la température de fusion, sont détériorées. La forte radioactivité des constituants génère par ailleurs des contraintes supplémentaires sur la fabrication et manutention du combustible. Le comportement sous irradiation des trois types de combustible envisagés, les nitrures, les oxydes et les métaux, fait l'objet des projets FUTURE, CONFIRM dans le FP5, du domaine "AFTRA" d'EUROTRANS-IP et des expériences Bodex, Helios et Futurix-FTA [9].

En parallèle de ces travaux la communauté de physique nucléaire s'est repris d'intérêt pour les mesures de sections efficaces de réactions nucléaires afin d'enrichir les bases de données existantes dans de nouveaux domaines d'énergie, pour des noyaux lourds, mais également pour réduire leurs incertitudes devenues une limitation de la prédiction des codes de calcul dont la puissance s'est considérablement accrue ces deux dernières décennies. Ces travaux profitent aussi bien à la conception des ADS qu'à celle des réacteurs de la 4^{ème} génération mais contribuent également à l'amélioration de l'exploitation des systèmes actuels et à l'enrichissement des modèles théoriques décrivant les réactions nucléaires. HINDAS, nTOF_ND_ADS ont vu le jour durant le FP5, dans le FP6 le domaine "NUDATRA" d'EUROTRANS-IP a regroupé un nombre encore plus grand d'expériences, ainsi que I3-EFNUDAT, NUDAME, puis dans le FP7 EUFRAT, ANDES et CHANDA. Les efforts dans ce domaine se poursuivent aujourd'hui bien au-delà de la question des ADS.

Enfin, s'assurer constamment de la sous-criticité du réacteur a été identifié très tôt comme un critère de sûreté de ces systèmes. Les méthodes standards de mesure de la réactivité utilisées auprès des réacteurs critiques n'étant pas applicables à des systèmes sous-critiques comme nous le verrons plus loin, il a été nécessaire de concevoir des programmes expérimentaux pour mettre au point une méthodologie de mesure dédiée. Cette problématique fait l'objet de la section suivante.

1.4 Mesure de réactivité d'un ADS

1.4.1 Grandeurs accessibles

Considérons l'équation (1.10) établie précédemment pour la puissance thermique d'un ADS. Pour une source externe de neutrons fournie par l'interaction d'un faisceau de protons sur une cible de spallation, on peut écrire le terme source S comme [34] :

$$S = \frac{I}{e} \frac{E_p}{E_{spal}} \quad (1.15)$$

où I est l'intensité du faisceau, e la charge électrique élémentaire, E_p l'énergie cinétique des protons et E_{spal} l'énergie moyenne nécessaire pour produire un neutron par spallation dans une cible donnée. On peut ainsi écrire :

$$P_{th} = \frac{I}{e} \frac{E_p}{E_{spal}} \frac{k_s}{1 - k_s} \frac{E_f}{\nu} \quad (1.16)$$

En considérant dans un premier temps que l'on peut considérer certains termes de l'équation précédente comme stables dans le temps au premier ordre, on peut écrire :

$$P_{th} = P_0 \frac{I(t)}{-\rho_s} \quad (1.17)$$

Cette dernière équation pourrait laisser supposer que la mesure de la puissance thermique du réacteur et de l'intensité du faisceau permettrait de déterminer la réactivité du système. Or on rappelle que, bien que k_s caractérise la multiplication moyenne des neutrons dans le réacteur en présence d'une source, les facteurs de multiplication k_i tendent en quelques générations vers k_{eff} correspondant à la distribution stabilisée des fissions dans le réacteur : c'est donc k_{eff} qui caractérise en réalité la cinétique du réacteur, et c'est ce paramètre ou bien ρ qu'il faut pouvoir déterminer à chaque instant du fonctionnement de l'ADS pour s'assurer de la sûreté du système.

À l'aide de l'équation (1.8), on peut réintroduire ρ pour écrire :

$$P_{th} = P_0 \frac{I(t)}{-\rho} \phi^* \quad (1.18)$$

soit $-\rho = C \frac{I(t)}{P_{th}}$

et ainsi obtenir un estimateur de la réactivité au cours du fonctionnement du réacteur à l'aide de la mesure de l'intensité du faisceau et de la puissance dans le réacteur, deux grandeurs parfaitement accessibles. A présent si l'on se place dans un cas réel la "constante" C n'est pas réellement stable dans le temps à une certaine échelle. En effet les paramètres qui la composent peuvent varier comme la composition de la cible (qui peut affecter E_{spall}), la position d'impact du faisceau sur la cible ou encore l'efficacité des détecteurs (la puissance thermique étant mesurée via un taux de réaction dans un détecteur). En complément de l'utilisation de l'équation (1.18), il est donc nécessaire de réaliser des mesures de calibration absolues pour évaluer la valeur ou l'évolution de C au cours du temps.

Tous ces constats ont mené à l'investigation de l'application de méthodes dynamiques pour la mesure de la réactivité d'un ADS, c'est à dire à l'aide d'une variation de la source, notamment dans le but de calibrer la valeur de C tout au long du fonctionnement d'un ADS. L'échelle de temps et la précision de cette mesure sont encore des sujets ouverts mais tout comme dans un réacteur critique on souhaite pouvoir monitorer la réactivité "en ligne".

1.4.2 Les expériences à puissance nulle pour la mesure de la réactivité des ADS

Si la mesure de la réactivité est aussi ancienne que la physique des réacteurs, sa mesure pour un système rapide, de relative petite taille, dans une gamme autour de $k_{eff} = 0.95$ et de façon continue reste un défi à relever pour exploiter un ADS. L'expérimentation sur réacteur s'impose. La mise en œuvre d'une cible de spallation couplée à un réacteur sous-critique revenant à construire un véritable ADS et ajoutant à la question de la mesure de réactivité celle de la présence de particules de très haute énergie, la stratégie choisie a été de découpler la problématique liée à la cible et la thermique associée de celle du cœur sous-critique. Des expériences ont donc été conçues et réalisées avec des sources de neutrons simples et bien connues en intensité et énergie (^{252}Cf , réactions D(d,n) et T(d,n)) couplées à des réacteurs

maquettes de puissance nulle. On présente ici brièvement les expériences majeures réalisées en Europe. Les différentes méthodes de mesure évoquées seront décrites dans le chapitre 2 de cette thèse.

1.4.2.1 Le programme MUSE

A peu près à l'époque de l'expérience FEAT (First Energy Amplifier Test) menée par C. Rubbia auprès de l'accélérateur PS du CERN, le CEA/DEN et le CNRS/IN2P3 rejoints par EDF et AREVA se sont associés pour proposer un programme d'expériences sur le couplage d'une source de neutrons avec un milieu sous-critique auprès du réacteur à spectre rapide MASURCA (MAquette de SURgénérateur à CAdarache) de puissance inférieure à 5 kW et initialement dédié à l'étude de réacteurs rapides à caloporteur sodium du type Superphénix, (cœur MOX et sodium métallique). Ce programme baptisé MUSE (MUltiplication d'une Source Externe) s'est déroulé entre 1995 et 2004 en plusieurs phases d'inégales ampleurs dans le cœur rendu sous-critique grâce à sa grande modularité. Les deux premières phases très modestes consistèrent essentiellement à utiliser une source de ^{252}Cf placée au centre du cœur de MASURCA afin de valider l'utilisation de l'instrumentation du cœur critique pour des expériences sous-critiques. Une étude paramétrique plus importante a été réalisée dans la phase MUSE-3 au cours de laquelle le réacteur était piloté par un générateur de neutrons pulsé du commerce (Génie 26 de SODERN). Cette étape, pour laquelle plusieurs configurations ont pu être réalisées, a permis d'affiner le cahier des charges d'une source de neutrons qui permettrait un programme d'expériences plus ambitieux sur le plan de la physique des ADS. Il a notamment permis de mettre en évidence le besoin d'une source intense, bien définie et brève temporellement (de l'ordre de la microseconde), sans aucun apport de matériaux hydrogénés à proximité du cœur. L'objectif d'une telle source pulsée était de permettre l'étude de la multiplication des neutrons dans le cœur sous-critique par des mesures temporelles des flux. Ce cahier des charges a permis la réalisation par le CNRS/IN2P3/LPSC (à l'époque ISN) d'un accélérateur électrostatique de deutons de 240 keV dédié à ce programme et permettant de générer des neutrons par réaction T(d,n) ou D(d,n) sur une cible située au centre du réacteur, l'accélérateur GENEPI (GÉNérateur de NEutrons Pulsé Intense) [35], couplé au réacteur MASURCA en 1999 et opérationnel en 2001. Ce système couplé fut la première maquette d'ADS à spectre rapide pilotée par accélérateur réalisée. Cette phase du programme plus conséquente, MUSE-4, a été réalisée avec le soutien d'EURATOM (FP5) sous l'acronyme "MUSE" par une collaboration européenne. Ses objectifs étaient de caractériser différents niveaux sous-critiques allant de $k_{\text{eff}} = 0.94$ à 0.994 (ainsi qu'une configuration de $k_{\text{eff}} \sim 0.85$ pour laquelle une partie des assemblages de sodium fut remplacée par des assemblages de plomb), en testant les diverses méthodes dynamiques permettant l'accès à la réactivité, de comparer les résultats aux valeurs obtenues par des méthodes de référence à partir du réacteur en mode critique, et de développer et valider les outils analytiques et numériques de calcul pour des systèmes sous-critiques. Des méthodes innovantes pour la mesure de réactivité ont également pu être proposées. Les principaux résultats de ce projet majeur dans l'étude expérimentale des ADS se trouvent dans les références ([36], [37], [38], [39], [40], [41], [42], [43], [44], [45]). Encore exploratoire MUSE-4 a parfois souffert du manque de systématique dans les mesures de référence permettant d'évaluer la justesse et la fiabilité des méthodes testées. Parmi les conclusions de ce projet il est mentionné la difficulté de faire reposer le contrôle en ligne de la réactivité absolue sur une méthode unique. Par ailleurs si un faisceau pulsé est utile aux études physiques par l'introduction d'une dimension temporelle, il n'est évidemment pas envisagé pour l'ex-

exploitation d'un ADS de puissance en régime stationnaire. La méthode choisie pour la mesure de réactivité quelle qu'elle soit doit être applicable dans un système alimenté par une source continue. Une mesure absolue de réactivité requérant néanmoins une variation de la source il a été proposé de coupler deux types de mesure : une mesure relative de ρ par le rapport de l'intensité à la puissance (ou au flux), et une mesure absolue par une méthode dynamique appliquée dans une interruption brève du faisceau continu. A la fin de de MUSE-4, l'indisponibilité de l'installation MASURCA pour la poursuite des expériences n'a pas permis d'envisager une modifications des caractéristiques de la source GENEPI, finalement démantelée en 2005, pour valider cette méthodologie de mesure de réactivité.

1.4.2.2 EUROTRANS : GUINEVERE et YALINA

À l'issue du 5^{ème} PCRD, les expériences sur la faisabilité d'un prototype d'ADS furent regroupés dans le vaste projet EUROTRANS-IP dans le 6^{ème} PCRD, découpé en plusieurs domaines mentionnés plus haut. Le domaine 2 "ECATS" (Experiments on the Coupling of an Accelerator, a spallation Target and a Sub-critical blanket) était dédié au support expérimental à la conception d'un ADS avec des objectifs définis en concertation avec les acteurs du projet PDS-XADS. Ils concernaient la qualification du suivi en ligne de réactivité, la validation de la relation courant/puissance, l'étude des procédures de démarrage et d'arrêt du réacteur et de l'instrumentation dédiée, la validation des données et des codes de calcul, l'évaluation de la sûreté des différents composants et du système entier. L'essentiel de ce programme devait être couvert par le projet TRADE-PLUS [46], dans lequel le réacteur TRIGA (ENEA, Italie) devait être couplé à un cyclotron et une cible de spallation. Ce projet fut finalement abandonné en 2005 faute de financement et des programmes de substitution ont dû être évalués : RACE au Texas et dans l'Idaho aux USA, SAD à Dubna en Russie, et YALINA en Biélorussie, avec toutefois des moyens et possibilités assez limitées. Notamment aucun de ces projets ne permettait d'allier les caractéristiques de faisceau permettant de tester le monitoring de réactivité à un spectre neutronique représentatif de celui d'un ADS rapide. Le SCK•CEN (Belgique) et le CNRS/IN2P3, partenaires d'EUROTRANS, ont proposé la réalisation d'une nouvelle source de neutrons GENEPI remplissant le cahier des charges nécessaire au programme, c'est à dire permettant la production d'un faisceau continu avec possibilité d'interruptions brèves pour les mesures dynamiques, à coupler au réacteur maquette belge VENUS converti en réacteur rapide au plomb. Ce projet baptisé GUINEVERE (Generator of Uninterrupted Intense NEutrons at the lead VENus REactor) [47] fut accepté au sein d'EUROTRANS fin 2006, et entrepris en parallèle d'expériences basse puissance sur les réacteurs (thermiques) TRIGA de l'ENEA et de l'université de l'Idaho (RACE-LP), et d'un programme sur YALINA, massif sous-critique sans possibilité de référence à un niveau critique et à spectre principalement thermique et donc non représentatif d'un ADS rapide (voir la description succincte de l'installation dans la section 1.4.2.2). Le CNRS/IN2P3 s'est totalement investi sur le projet GUINEVERE uniquement, pour y poursuivre ses travaux sur la mesure de réactivité. Le réacteur expérimental thermique à puissance nulle VENUS fut modifié en réacteur rapide comportant du plomb comme réflecteur mais également pour simuler le caloporteur, nommé à présent VENUS-F, dont la modularité permet d'opérer en mode critique et sous-critique. L'installation fut également adaptée pour permettre le couplage du réacteur avec l'accélérateur GENEPI-3C [48]. Celui-ci, basé sur la technologie du GENEPI utilisé pendant les expériences MUSE-4, fut conçu et construit au CNRS/IN2P3. En plus des spécificités du GENEPI initial, ce nouvel accélérateur offre la possibilité d'opérer en mode continu ou en mode continu avec interrup-

tions programmées du faisceau. Installé à Mol en 2010, il a permis de réaliser en octobre 2011 le premier couplage d'un accélérateur de particules avec un réacteur sous-critique au plomb. Le programme EUROTRANS étant arrivé à échéance lorsque les autorisations d'exploitation de l'installation furent obtenues, le programme expérimental initialement prévu dans le cadre de GUINEVERE a fait l'objet d'un nouveau projet européen (FP7) nommé FREYA (Fast Reactor Experiments for hYbrid Applications) décrit dans la section 1.4.2.3.

Pendant la construction de l'installation GUINEVERE le programme expérimental auprès de YALINA, soutenu également par l'IAEA (International Atomic Energy Agency) et l'ISTC (International Science and Technology Center), a été exécuté auprès de l'installation du même nom à Sosny en Biélorussie [49] pour évaluer des méthodes de mesure de la réactivité. Le centre du réacteur Yalina-Booster contient une zone hautement multiplicatrice (dite "booster") composée d'uranium et de blocs de plomb, dans le but d'amplifier le nombre de neutrons issus de la source (comme on l'a évoqué dans la section 1.1.3). Cette zone est entourée par des barreaux d'oxyde d'uranium et de blocs de polyéthylène, et un réflecteur en graphite complète le réacteur. Le réacteur présente donc un spectre rapide dans sa partie centrale et un spectre thermique en périphérie. Un faisceau de deutons dirigé sur une cible de tritium ou de deutérium externe au massif et refroidie à l'eau fournit la source externe de neutrons. Différentes méthodes de mesure de la réactivité ont pu être évaluées auprès de cette installation, pour deux configurations dont le facteur de multiplication est proche de 0.95, et une troisième plus sous-critique de $k_{\text{eff}} \sim 0.85$ ([50], [51]). Bien qu'ayant permis la réalisation d'une partie des expériences sur la mesure de réactivité les résultats obtenus, cohérents entre eux, ne permettent pas de conclure sur l'aptitude des méthodes d'analyses utilisées à fournir des valeurs absolues justes puisqu'aucune valeur de comparaison de référence n'est disponible du fait de l'impossibilité du système à passer par une phase critique (l'installation ne disposant pas de la quantité de combustible nécessaire). Les mesures réalisées lors d'interruptions de faisceau souffrent également d'un bruit important dû à l'environnement électromagnétique de l'accélérateur. On renvoie le lecteur à la référence [52] pour plus de détails sur les expériences réalisées auprès de YALINA et ses résultats.

1.4.2.3 Le projet FREYA

Au terme du projet GUINEVERE, les expériences purent être exécutées dans le cadre du projet FREYA de mars 2011 à février 2016 dans le cadre du 7^{ème} PCRD. Ce projet s'est principalement organisé autour de quatre WP :

- WP1 : méthodologie de mesure en ligne de la réactivité d'un ADS ;
- WP2 : configurations sous-critiques pour la conception et le licensing de MYRRHA/FASTEF ;
- WP3 : configurations critiques pour la conception et le licensing de MYRRHA/FASTEF ;
- WP4 : configurations critiques pour les réacteurs au plomb.

Le CNRS/IN2P3 était en charge du WP1 et s'est donc particulièrement investi sur ce travail. Différentes méthodes d'extraction de la réactivité, basées sur un fonctionnement pulsé ou continu de l'accélérateur, ont pu être étudiées pour des configurations de cœur sondant des niveaux de sous-criticité s'étendant de $k_{\text{eff}} \sim 0.88$ à ~ 0.97 . Ces méthodes ont également été testées dans des conditions représentatives du cœur envisagé pour le projet MYRRHA. Ainsi, l'incidence des hétérogénéités induites par les assemblages d'irradiation sur l'extraction de la réactivité a pu être étudiée, et des modifications ont été apportées au cœur de VENUS-F pour obtenir un spectre en énergie proche de celui de MYRRHA. En complément de l'évaluation des

méthodes de mesure de la réactivité de réacteurs sous-critiques, des mesures radiales/axiales de flux et d'indices spectraux ont également été réalisées afin de qualifier les codes de calcul et d'optimiser le dimensionnement du futur réacteur. Près de 1500 runs ont été acquis au cours de ce programme auquel j'ai largement pu prendre part sur le terrain. Les expériences analysées dans ce travail ont toutes été réalisées dans le cadre de FREYA. L'installation GUINEVERE et les expériences seront décrits plus en détail dans le chapitre 3.

Chapitre 2

Transport des neutrons et mesure de la réactivité dans un réacteur

Dans un milieu contenant de la matière fissible (comme de l'uranium 235 ou 238) l'absorption d'un neutron par un noyau peut mener à une fission, créant ainsi des neutrons pouvant à leur tour participer à la réaction en chaîne et produire des fissions supplémentaires. Dans un réacteur, on va chercher à éviter l'emballement de cette réaction en chaîne en contrôlant ce phénomène, en jouant notamment sur les fuites et les captures. Il est nécessaire pour cela d'étudier le transport des neutrons afin de définir des grandeurs (notamment la réactivité) caractérisant l'évolution de la population neutronique dans un milieu, ainsi que des méthodes pour accéder expérimentalement à ces grandeurs.

2.1 Le transport des neutrons

On appelle transport le déplacement des neutrons et leur interaction avec la matière. Mathématiquement, ce transport se présente sous la forme de l'équation de Boltzmann, dont la résolution permet d'évaluer des quantités (comme le flux, des taux de réaction ou la réactivité) nécessaires par exemple au dimensionnement d'un réacteur ou à des calculs de dosimétrie et de sûreté. La quantification des processus menant à l'établissement de cette équation fait l'objet de cette section¹.

2.1.1 Les différents processus en jeu

Les neutrons sont caractérisés par leur distribution qui dépend des variables suivantes : la position \mathbf{r} , la direction $\boldsymbol{\Omega}$, l'énergie E et le temps t . On s'intéressera ici au comportement de neutrons à l'intérieur d'un élément infinitésimal de volume $d\mathbf{r} = dx dy dz$ se dirigeant vers l'angle solide $d\boldsymbol{\Omega}$ autour de $\boldsymbol{\Omega}$ et dont l'énergie se situe dans l'intervalle dE autour de E (voir figure 2.1). À un temps t , le nombre de neutrons d'énergie E à dE près et de direction $\boldsymbol{\Omega}$ à $d\boldsymbol{\Omega}$ près présents dans cet élément est $n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) dE d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{r}$, avec $n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$ la densité neutronique en phase. On définit également le flux neutronique en phase $\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = v.n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$, avec v la vitesse du neutron, et le taux d'interaction $R_i = \Sigma_i(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$. Le taux d'interaction correspond au nombre de réactions i par

1. Une description plus complète de l'obtention de ces équations est disponible dans les références [53] et [54].

unité de volume, de temps, d'énergie et d'angle solide, et Σ_i représente la section efficace macroscopique (cm^{-1}), proportionnelle à la probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau suivant la réaction i .

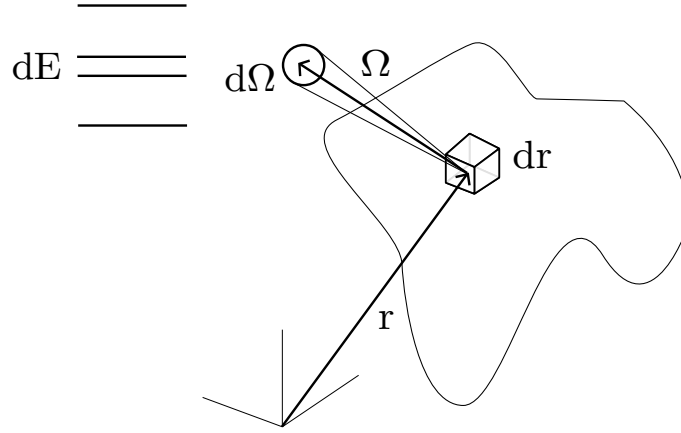


FIGURE 2.1 – Représentation de l'élément infinitésimal étudié.

Jusqu'à leur absorption ou leur fuite hors du domaine d'intérêt, les neutrons sont en mouvement et se déplacent en interagissant avec les noyaux du milieu. Durant leur parcours, des neutrons peuvent donc sortir du domaine spatial $d\mathbf{r}$ étudié tandis que d'autres neutrons peuvent y pénétrer. Le bilan de ce déplacement des neutrons est représenté par le terme de fuite qui peut être évalué par :

$$-\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t), \quad (2.1)$$

Les neutrons sortant du volume sont comptés négativement tandis que ceux y entrant sont comptés positivement.

Lorsqu'un neutron interagit avec un noyau, il disparaît ou sa direction et son énergie changent. La perte de neutrons induite par les disparitions de l'élément infinitésimal étudié se traduit par le taux d'interaction total, soit le nombre d'interactions dans le milieu par unité de volume, de temps, d'énergie et d'angle solide :

$$\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \quad (2.2)$$

Ce taux fait appel à la section efficace macroscopique totale Σ_t , dépendant de la position du neutron et de son énergie².

Des neutrons peuvent à l'inverse apparaître dans l'élément infinitésimal. Le bilan des gains de neutrons par diffusion, caractérisée par une section efficace macroscopique Σ_s , est évalué par :

$$\int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}', t) dE' d\mathbf{\Omega}' dE d\mathbf{\Omega} \quad (2.3)$$

Cette équation représente le taux de neutrons diffusés d'une énergie E' et d'une direction $\mathbf{\Omega}'$ dans l'intervalle dE autour de E et dans la direction $d\mathbf{\Omega}$ autour de $\mathbf{\Omega}$.

2. On considère ici que la composition et la température des matériaux n'évoluent pas au cours du temps, d'où l'absence de dépendance temporelle des sections efficaces macroscopiques.

Dans le cas d'une fission, qui mène à la production de neutrons, la contribution à l'élément infinitésimal étudié s'exprime par :

$$\int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi(E) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega}, \quad (2.4)$$

où χ représente le spectre d'émission de neutrons de fission, ν le nombre de neutrons émis par fission, Σ_f la section efficace macroscopique de fission (cm^{-1}) et où le terme en $\frac{1}{4\pi}$ témoigne de l'isotropie de la fission. Il s'agit du taux de neutrons de fission émis dans l'intervalle dE autour de E et dans la direction $d\boldsymbol{\Omega}$ autour de $\boldsymbol{\Omega}$.

Enfin, des neutrons peuvent apparaître de manière indépendante du flux neutronique présent dans le milieu. C'est le cas par exemple lors de fissions spontanées ou en présence de sources externes de neutrons. Ces sources seront notées dans ce qui suit $S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$.

2.1.2 Neutrons prompts et retardés

En moyenne, environ 2,4 neutrons sont émis lors de la fission d'un atome d' ^{235}U [3]. On y distingue deux catégories : les neutrons prompts (d'énergie moyenne de 2 MeV) et les neutrons retardés (d'énergie moyenne de quelques centaines de keV).

Les neutrons prompts proviennent de la désexcitation immédiate des fragments de fission (FF) qui sont créés lors de la fission. Certains FF riches en neutron décroissent ensuite par radioactivité β^- vers un noyau stable, et forment alors les produits de fission (PF). Pour quelques-uns de ces PF, que l'on appelle précurseurs, l'énergie totale disponible pour la décroissance β^- est supérieure à l'énergie nécessaire pour séparer un neutron du noyau fils [55] ($Q_\beta > B_n$, voir figure 2.2). Un neutron, dit retardé, peut alors être émis après un temps caractérisé par la constante de désintégration du précurseur en question. C'est par exemple le cas du ^{87}Br , qui mène à l'émission d'un neutron retardé via la chaîne de décroissance suivante [3] :



caractérisée par une demi-vie de 55,6 s.

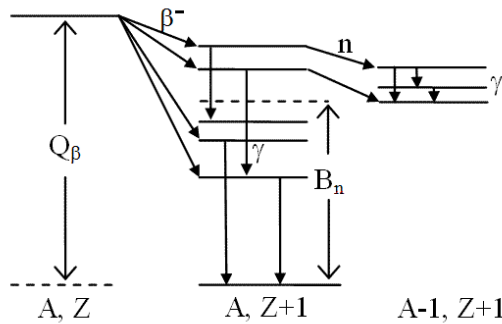


FIGURE 2.2 – Schéma de structure nucléaire représentant l'émission d'un neutron retardé, provenant de la référence [55].

On observe donc lors d'une fission deux phénomènes avec des échelles de temps très différentes : les neutrons prompts émis presque instantanément ($\sim 10^{-14}\text{s}$), et les neutrons retardés

émis quelques secondes à quelques minutes après la fission. Bien que la proportion β de neutrons retardés émis par fission soit très faible, inférieure à un 1%, ceux-ci permettent le contrôle d'un réacteur et sont indispensables pour le fonctionnement d'un réacteur critique. En effet, un changement de réactivité dans un réacteur est presque immédiatement suivi d'une augmentation ou d'une diminution du nombre de neutrons prompts produits, tandis que la réponse des neutrons retardés à cette perturbation est différée. L'impact des neutrons retardés sur la dynamique du réacteur sera discuté plus en détail dans la section 2.3.4.

Pour tenir compte des différentes échelles temporelles entre les neutrons prompts et les neutrons retardés, le terme lié à la fission explicité précédemment par l'équation (2.4) peut se réécrire comme la somme des deux contributions :

$$\int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_p(E) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega}, \quad (2.6)$$

et :

$$\int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \beta \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} dE d\boldsymbol{\Omega} \quad (2.7)$$

pour la production de neutrons prompts et des précurseurs, respectivement, et où χ_p symbolise le spectre d'émission des neutrons prompts.

Il existe environ 150 PF susceptibles d'aboutir à l'émission d'un neutron retardé [56]. En pratique, les précurseurs dont les constantes de désintégration sont proches sont réunies dans des groupes [57] afin de simplifier le traitement des équations. Chacun des $J = 6$ ou 8 groupes de précurseurs est alors caractérisé par une constante de désintégration λ_j , un spectre χ_j et une probabilité d'émission β_j . On donne, à titre d'exemple, les valeurs des paramètres des 8 groupes de précurseurs pour l' ^{235}U dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Paramètres des 8 groupes de précurseurs pour l' ^{235}U en spectre rapide [58].

Groupe	$\frac{\beta_j}{\beta}$ (pcm)	λ_j (s $^{-1}$)
1	0.034	0.0125
2	0.150	0.0283
3	0.099	0.0425
4	0.200	0.1330
5	0.312	0.2925
6	0.093	0.6664
7	0.087	1.6348
8	0.025	3.554

Le bilan pour la concentration en précurseurs C_j dans chacun des groupes se résume donc à leur production par fission et à leur disparition par décroissance :

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} = \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} - \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) \quad (2.8)$$

La production de neutrons retardés, quant à elle, sera décrite par la décroissance des précurseurs :

$$\sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j \quad (2.9)$$

avec χ_j le spectre d'émission des neutrons retardés émis par les précurseurs du groupe j .

2.1.3 L'équation de transport

En considérant les processus décrits précédemment et en écrivant le bilan de conservation des neutrons suivant :

$$\begin{aligned} & \text{Variation au cours du temps} = \text{Variation due aux sources} \\ & + \text{Variation due aux collisions} + \text{Variation due aux fuites} \end{aligned} \quad (2.10)$$

on aboutit aux équations de transport de Boltzmann [54] qui décrivent l'évolution de la population neutronique et de la concentration des précurseurs dans un milieu :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= - \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ &+ \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_p(E) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} \\ &+ \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' d\Omega' \\ &+ \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j + S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t), \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' \frac{d\Omega'}{4\pi}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

2.2 Résolution de l'équation de transport

La résolution numérique de l'équation de transport est particulièrement complexe en raison du nombre de variables impliquées. Deux approches ont été développées pour l'aborder : les méthodes déterministes et stochastiques. Les méthodes déterministes reposent sur l'étude d'équations simplifiées basées sur une discrétisation de l'espace des phases, tandis que les méthodes stochastiques permettent de modéliser sans approximation le transport des neutrons par un calcul Monte-Carlo. Ces deux types de méthodes sont complémentaires : l'approche statistique est coûteuse en temps de calcul mais fournit des résultats sans approximation quelle que soit la complexité de problème rencontré. Elle permet donc de fournir des résultats de référence aux méthodes déterministes, ces dernières étant généralement plus rapides mais parfois impossibles à utiliser dans certains problèmes en raison des approximations utilisées.

2.2.1 Les méthodes déterministes

L'approche la plus directe qui consiste à utiliser la méthode des différences finies en discrétisant l'espace des phases est généralement réservée à l'étude de cas simples. Si la discrétisation est suffisamment fine, cette méthode permet de résoudre correctement l'équation de transport mais ce traitement conduit à un temps de calcul prohibitif pour des problèmes complexes [55]. La plupart des méthodes déterministes vont donc se baser sur des approximations afin de simplifier le problème.

La dépendance énergétique continue est en général traitée en discrétisant l'énergie sur différents groupes g , en considérant le flux intégré sur la plage en énergie $[E_g; E_{g-1}]$:

$$\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \quad (2.12)$$

Les termes de l'équation de transport sont alors pondérés par le flux du groupe considéré. La section efficace de réaction pour le groupe g devient ainsi :

$$\Sigma_{t,g}(\mathbf{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)}, \quad (2.13)$$

et les équations (2.11) se ramènent à un système d'équations couplées.

Différentes méthodes existent pour traiter la dépendance angulaire. On se contentera de citer par exemple les méthodes S_n et P_n , pour les méthodes d'ordonnées discrètes et des harmoniques sphériques [53], respectivement. Cependant, la méthode la plus courante pour aborder le problème de la dépendance angulaire est la théorie de la diffusion [3]. En intégrant par rapport à $\boldsymbol{\Omega}$ l'équation de transport, on peut montrer qu'on aboutit à :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, t) &= -\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, E, t) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, t) \\ &+ \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', t) \chi_p(E) dE' \frac{1}{4\pi} \\ &+ \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E,) \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' \\ &+ \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j + S(\mathbf{r}, E, t), \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) &= \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' \frac{1}{4\pi}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

Bien que l'équation précédente soit indépendante de $\boldsymbol{\Omega}$, l'intégration fait apparaître le courant de neutron $\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, t)$ que l'on doit traiter également. La théorie de la diffusion résout cette problématique par l'utilisation de la loi de Fick qui postule que l'on peut, sous certaines hypothèses, relier \mathbf{J} au gradient de ϕ par le coefficient de diffusion D :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -D_g(\mathbf{r}) \nabla \phi_g(\mathbf{r}, t) \quad (2.15)$$

Cette approche est très largement utilisée en neutronique pour ses avantages qualitatifs (sa simplicité permettant une compréhension physique des phénomènes en jeu) et quantitatifs (ses résultats étant suffisamment réalistes même pour des modèles complexes).

2.2.2 La méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo vise à reproduire par une simulation stochastique les processus en jeu lors du parcours d'un neutron dans un milieu. Dans cette simulation, les neutrons sont suivis séquentiellement de leur apparition jusqu'à leur disparition par absorption ou par fuite, et chaque étape de la vie du neutron est échantillonnée suivant les probabilités de chacune des interactions pouvant avoir lieu [59].

Le choix des différents processus qui parsèment le parcours du neutron est déterminé grâce à un générateur de nombres pseudo-aléatoires ξ suivant une loi uniforme entre 0 et 1. Prenons pour exemple l'échantillonnage de la distance parcourue entre deux collisions, x , dans un milieu caractérisé par une section efficace macroscopique totale Σ_t . La probabilité d'interagir après avoir parcouru une distance l vaut $p(l) = \Sigma_t e^{-\Sigma_t l}$. La fonction de répartition comprise entre 0 et 1 de la distance parcourue s'exprime alors par :

$$F(x) = 1 - e^{-\Sigma_t x} \quad (2.16)$$

Grâce aux nombres pseudo-aléatoires évoqués précédemment, le parcours d'un neutron entre chaque collision sera donc obtenu via :

$$x = F^{-1}(\xi) = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln(1 - \xi) = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln \xi \quad (2.17)$$

De même, on fera usage de ξ pour l'échantillonnage du type de collision qui aura lieu en choisissant la réaction pour laquelle :

$$\sum_j^{i-1} p_j \leq \xi \leq \sum_j^i p_j \quad (2.18)$$

avec $p_i = \frac{\Sigma_i}{\Sigma_t}$ la probabilité que le neutron interagisse suivant la réaction i .

Bien que le comportement global des neutrons simulés suive l'équation de transport, il n'y a pas à proprement parler de résolution de cette équation comme c'est le cas pour les méthodes déterministes. L'évaluation d'une grandeur physique d'intérêt se fait en simulant un grand nombre de neutrons et en étudiant le comportement moyen des neutrons simulés [60]. Au cours de la simulation, les contributions éventuelles x_i à l'observable x des n neutrons sont sommées puis moyennées :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_i^n x_i, \quad (2.19)$$

où \bar{x} représente la moyenne échantillonnée de la grandeur physique d'intérêt. La loi des grands nombres indique que cette moyenne \bar{x} de variables aléatoires indépendantes x_i converge vers l'espérance μ de l'observable d'intérêt pour n grand :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \bar{x} = \mu \quad (2.20)$$

D'autre part, l'écart-type sur les variables simulées et sur la valeur moyenne sont respectivement obtenues par :

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_i^n (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{et} \quad \epsilon = \sqrt{\frac{1}{n}} \hat{\sigma} \quad (2.21)$$

Enfin, le théorème central limite implique que la somme de variables aléatoires suivant la même distribution quelconque tend vers une distribution gaussienne. Par conséquent, l'incertitude évoquée précédemment permet de quantifier l'erreur statistique et de la relier à un intervalle de confiance : la probabilité que l'espérance de l'observable d'intérêt soit comprise dans l'intervalle $[\bar{x} - \epsilon; \bar{x} + \epsilon]$ est de 68%.

L'incertitude statistique définie dans l'équation (2.21) est donc proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{n}}$, ce qui rend la convergence des calculs Monte-Carlo relativement lente : il est nécessaire de simuler 100 fois plus de neutrons pour réduire l'incertitude statistique d'un facteur 10.

2.3 Etude de l'équation de transport

L'équation de transport permet de définir des paramètres d'intérêt pour la caractérisation d'un milieu. Nous nous intéresserons notamment dans cette section au formalisme qui permet de définir la réactivité, qui établit un bilan moyen des gains et des pertes de neutrons, et qui peut être reliée à l'évolution de la population neutronique au cours du temps ou suite à une perturbation.

Pour simplifier le développement des équations à venir, on adoptera la notation suivante faisant appel à des opérateurs linéaires :

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \boldsymbol{\Omega}\nabla\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\
&\quad - \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega})\phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t)dE'd\Omega' \\
\mathbf{F}_p\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta)\nu(E')\Sigma_f(\mathbf{r}, E')\phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t)\chi_p(E)dE'\frac{d\Omega'}{4\pi} \\
\mathbf{F}_{dj}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \beta_j\nu\Sigma_f(\mathbf{r}, E')\phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t)'dE'\frac{d\Omega'}{4\pi}
\end{aligned} \tag{2.22}$$

L'opérateur de migration et de perte de neutrons \mathbf{M} combine les fuites, les collisions et les diffusions, et les opérateurs \mathbf{F}_p et \mathbf{F}_{dj} représentent respectivement les termes de fission prompte et retardée du groupe j .

L'équation de transport (2.11) se réécrit donc :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \mathbf{F}_p\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \mathbf{M}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\
&\quad + \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi}\lambda_j C_j + S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t), \\
\frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{F}_{dj}\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)
\end{aligned} \tag{2.23}$$

2.3.1 L'équation de transport adjointe

Nous utiliserons également par la suite l'équation de transport adjointe [61], associée à l'équation (2.11). En symbolisant le produit scalaire et l'intégration sur l'espace des phases par $\langle \cdot, \cdot \rangle$, on note \mathbf{O}^\dagger l'opérateur adjoint à un opérateur \mathbf{O} vérifiant :

$$\langle \phi^\dagger, \mathbf{O}\phi \rangle = \langle \phi, \mathbf{O}^\dagger\phi^\dagger \rangle \tag{2.24}$$

ϕ^\dagger représente le flux adjoint, solution de l'équation de transport adjointe :

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \mathbf{F}_p^\dagger\phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \mathbf{M}^\dagger\phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \sum_j^J \mathbf{F}_{dj}^\dagger C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) \\
-\frac{\partial C_j^\dagger}{\partial t} + \lambda_j C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) &= (\chi_j\lambda_j)^\dagger\phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)
\end{aligned} \tag{2.25}$$

où les différents opérateurs adjoints s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= -\boldsymbol{\Omega} \nabla \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\
&\quad - \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E', \boldsymbol{\Omega} \rightarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' d\Omega' \\
\mathbf{F}_p^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_p(E') dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} \\
(\chi_j \lambda_j)^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \lambda_j \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_j(E') dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} \\
\mathbf{F}_{dj}^\dagger C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) &= \beta_j \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) C_j^\dagger(\mathbf{r}, t)
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Nous nous contenterons ici d'indiquer que le flux adjoint correspond au nombre moyen de neutrons provenant d'un neutron initial, et s'interprète ainsi comme une mesure de l'importance neutronique qui sera discutée dans la section 2.3.4.

2.3.2 L'équation stationnaire en λ -modes et la définition de la réactivité

Quant la population neutronique est stable sans source externe de neutrons, la dérivée temporelle s'annule et la production est alors égale à la perte de neutrons. L'équation (2.23) se simplifie et devient :

$$\mathbf{F} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \mathbf{M} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \tag{2.27}$$

où \mathbf{F} est l'opérateur de fission, prompte et retardée confondues. Cette équation correspond à une situation stationnaire, dite critique.

Hors équilibre, la production l'emporte sur la perte de neutrons ou inversement. Pour se ramener à un problème stationnaire homogène, on altère l'opérateur de fission en le multipliant par un scalaire λ [62] :

$$\lambda \mathbf{F} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \mathbf{M} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \tag{2.28}$$

Les solutions possibles de cette équation forment un ensemble de valeurs propres λ_i associées à leurs vecteurs propres ϕ_{λ_i} . Les concepts de facteur de multiplication k_{eff} et de réactivité ρ sont reliés à la valeur propre λ_0 la plus faible via :

$$\lambda_0 = \frac{1}{k_{\text{eff}}} = 1 - \rho \tag{2.29}$$

Le vecteur propre associé à λ_0 , ϕ_{λ_0} , est nommé flux fondamental.

La réactivité permet de quantifier l'écart relatif par rapport à la criticité. Selon sa valeur, on obtient différentes plages de fonctionnement du réacteur :

- si $\rho > 0$, soit $\lambda_0 < 1$, le réacteur est sur-critique et la population neutronique augmente au cours du temps ($\lambda_0 < 1$ implique qu'on doit artificiellement réduire la production de neutrons pour atteindre l'équilibre),
- si $\rho = 0$, soit $\lambda_0 = 1$, on retrouve la situation à l'équilibre de l'équation (2.27) et le réacteur est critique,
- si $\rho < 0$, soit $\lambda_0 > 1$, le réacteur est sous-critique et la population neutronique diminue au cours du temps.

On notera que la solution de l'équation (2.28) n'est pas celle du problème physique à proprement parler, mis à part lorsque $\lambda_0 = 1$ et que le réacteur est réellement critique. On se

ramène dans le cas général à un problème similaire, dit du RCA (Réacteur Critique Associé), où le flux fondamental ϕ_{λ_0} est le flux qui serait observé si la production de neutron était effectivement affectée d'un facteur λ_0 . Cette approche permet néanmoins de caractériser et d'analyser un système hors équilibre, comme nous allons le voir par la suite.

Une autre expression de la réactivité fait appel à une fonction poids, généralement choisie comme le flux adjoint $\phi_{\lambda_0}^\dagger$ correspondant au mode fondamental. L'équation adjointe en λ -modes admet les mêmes valeurs propres que l'équation directe :

$$\lambda \mathbf{F}^\dagger \phi^\dagger = \mathbf{M}^\dagger \phi^\dagger \quad (2.30)$$

En multipliant l'équation (2.28) par ce flux adjoint et en intégrant sur l'énergie, le volume et les directions, on rend l'équation scalaire et on peut écrire :

$$\rho = \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, (\mathbf{F} - \mathbf{M}) \phi_{\lambda_0} \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F} \phi_{\lambda_0} \rangle} \quad (2.31)$$

l'intégration étant symbolisée par $\langle \rangle$.

Nous avons considéré dans les développements précédents un milieu sans source externe de neutrons. Pour un système sous-critique, un terme de source est nécessairement présent pour atteindre un flux de neutrons stationnaire non nul, et on a alors :

$$\mathbf{F} \phi = \mathbf{M} \phi + S \quad (2.32)$$

où ϕ est le flux présent dans le réacteur sous-critique.

Bien que cette équation ne soit pas homogène, on peut, en utilisant les propriétés du flux adjoint, retrouver une définition de la réactivité équivalente à celle obtenue sans source externe de neutrons et aboutir aux relations équivalentes suivantes :

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, (\mathbf{F} - \mathbf{M}) \phi \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F} \phi \rangle} \\ &= - \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, S \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F} \phi \rangle} \end{aligned} \quad (2.33)$$

2.3.3 L'équation en α -modes

Au même titre que l'équation en λ -modes, l'équation en α -modes s'obtient en altérant l'équilibre neutronique pour obtenir une équation stationnaire homogène. En faisant l'hypothèse que la variable temporelle peut être séparée des variables spatiales, énergétique et directionnelles, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{\alpha t} \\ \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \frac{\alpha}{v} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{\alpha t} \\ &= (\mathbf{F} - \mathbf{M}) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{\alpha t} \end{aligned} \quad (2.34)$$

L'hypothèse précédente revient donc à introduire un terme supplémentaire similaire à un taux de réaction avec une section efficace égale à $\frac{\alpha}{v}$ [62] :

$$(\mathbf{F} - \mathbf{M}) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\alpha}{v} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.35)$$

Les solutions de cette équation forment un ensemble de valeurs propres α_i et de vecteurs propres ϕ_{α_i} , et la valeur de α_0 détermine elle aussi différentes plages de fonctionnement du réacteur :

- si $\alpha_0 > 0$, le réacteur est sur-critique et la population neutronique augmente au cours du temps,
- si $\alpha_0 = 0$, on retrouve la situation à l'équilibre de l'équation (2.27) et le réacteur est critique,
- si $\alpha_0 < 0$, le réacteur est sous-critique et la population neutronique diminue au cours du temps.

Lorsque le réacteur est sous-critique (respectivement sur-critique), le terme $\frac{\alpha}{v}\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ est équivalent à une production (respectivement absorption) de neutrons.

2.3.4 La cinétique point

Les équations de la cinétique point³ constituent une des manières les plus courantes d'aborder l'équation de transport. L'hypothèse majeure utilisée pour formuler ces équations est que l'on peut séparer la variable temporelle des autres variables en jeu :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = n(t)\phi_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \quad (2.36)$$

L'évolution temporelle du flux est ainsi représentée par une fonction d'amplitude $n(t)$, tandis que la forme spatiale, énergétique et directionnelle est celle, indépendante du temps, du flux dans un état de référence $\phi_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ [55].

Dans le cas d'un système sous-critique en présence d'une source externe, les équations (2.23) se ramènent à :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi &= (\mathbf{F}_p - \mathbf{M})\phi + \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j + S = (\mathbf{F} - \mathbf{M})\phi + S, \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{F}_{dj}\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Le flux $\phi_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ utilisé dans l'hypothèse (2.36) correspond au flux observé à l'équilibre stationnaire dans le milieu, avant l'introduction d'une perturbation, et qui est donc caractérisé par l'équation :

$$0 = (\mathbf{F}_0 - \mathbf{M}_0)\phi_0 + S_0 \quad (2.38)$$

où l'indice 0 dénote l'état de référence. Comme nous l'avons fait pour obtenir l'expression de la réactivité de l'équation (2.31), nous allons utiliser comme fonction poids le flux adjoint $\phi_{\lambda_0}^\dagger$ défini par l'équation stationnaire homogène :

$$0 = (\lambda_0 \mathbf{F}_0^\dagger - \mathbf{M}_0^\dagger)\phi_{\lambda_0}^\dagger \quad (2.39)$$

En multipliant les équations (2.37) par le flux adjoint et en intégrant, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{1}{v} \phi \rangle &= \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, (\mathbf{F} - \mathbf{M})\phi \rangle - \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, (\mathbf{F}_d)\phi \rangle + \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j \rangle + \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, S \rangle, \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{\chi_j}{4\pi} C_j \rangle &= -\lambda_j \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{\chi_j}{4\pi} C_j \rangle + \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{\chi_j}{4\pi} \mathbf{F}_{dj}\phi \rangle \end{aligned} \quad (2.40)$$

3. Ici, on ne développera pas la cinétique point *exacte*, pour laquelle l'hypothèse de départ devient $\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = n(t)\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$.

Puis, en insérant l'équation (2.36) dans les équations précédentes et en divisant par la source de neutrons de fission $\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle$, on aboutit aux équations de la cinétique point [55] :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n(t) &= \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) + \sum_j^J \lambda_j c_j(t) + s(t) \\ \frac{d}{dt} c_j(t) &= -\lambda_j c_j(t) + \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) \end{aligned} \quad (2.41)$$

où :

$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{eff}} &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{1}{v} \phi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle}, & \beta_{j\text{eff}} &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{\chi_j}{4\pi} \mathbf{F} \mathbf{d}_{j0} \phi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle}, \\ c_j(t) &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \frac{\chi_j}{4\pi} C_j \rangle}{\Lambda_{\text{eff}} \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle}, & \beta_{\text{eff}} &= \sum_j^J \beta_{j\text{eff}}, \\ \rho &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, (\mathbf{F}_0 - \mathbf{M}_0) \phi_0 \rangle}{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle}, & s(t) &= \frac{\langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, S \rangle}{\Lambda_{\text{eff}} \langle \phi_{\lambda_0}^\dagger, \mathbf{F}_0 \phi_0 \rangle} \end{aligned} \quad (2.42)$$

On observe que tous les paramètres intervenant dans l'équation (2.41) sont pondérés par le flux adjoint, aussi appelé importance neutronique ([63], [64]). L'importance d'un neutron est une mesure du nombre moyen de neutrons qui seront créés grâce à ce neutron initial, c'est à dire une évaluation de la contribution d'un neutron au maintien de la population neutronique. À titre d'exemple, les neutrons retardés ont une énergie moyenne plus faible que les neutrons prompts, et donc une probabilité plus élevée d'induire une fission sur des noyaux fissiles. Dans un réacteur contenant un combustible fissile, les neutrons retardés contribuent donc davantage au maintien de la population neutronique que ce que leur faible nombre pourrait laisser supposer : le flux adjoint prend en compte cette différence énergétique et pondère la fraction de neutrons retardés β en conséquence, qui devient β_{eff} . Le même raisonnement est applicable aux autres paramètres.

L'approximation de la cinétique point qui consiste à considérer une forme de flux $\phi_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ indépendante du temps est d'autant plus valable que le milieu considéré est proche de la criticité. Dans ce cas, la multiplication des neutrons dans le cœur du réacteur est suffisante pour masquer l'effet de la source, et le flux fondamental ϕ_{λ_0} peut raisonnablement servir de forme de flux ϕ_0 . À l'inverse, pour des réacteurs loin de la criticité, la présence de la source déforme le flux dans le réacteur et l'hypothèse d'une forme de flux indépendante du temps n'est plus valide : la cinétique point est alors mise en défaut.

2.3.4.1 Impact des neutrons retardés sur le contrôle du réacteur

Les équations de la cinétique point permettent de mieux appréhender l'importance des neutrons retardés dans le contrôle de l'évolution de la puissance d'un réacteur (c'est à dire de l'amplitude du flux $n(t)$). En effet, sans les neutrons retardés, l'équation (2.41) se ramène à :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n(t) &= \frac{\rho}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) \\ \text{et } n(t) &= e^{\frac{\rho}{\Lambda_{\text{eff}}} t} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Pour un réacteur critique dont le temps moyen intergénération Λ_{eff} serait de 1 μs , et en considérant une excursion de réactivité $\rho = +100$ pcm, le temps de doublement de la population neutronique serait d'à peu près 0.7 ms et le contrôle du réacteur impossible.

En considérant maintenant la présence des neutrons retardés, l'application des transformées de Laplace aux équations de la cinétique point (2.41) permet d'écrire la population neutronique comme une somme de $J + 1$ exponentielles [54] :

$$n(t) = \sum_i^{J+1} A_i e^{\omega_i t} \quad (2.44)$$

où les constantes ω_i sont reliées à la réactivité par l'équation de Nordheim :

$$\rho = \Lambda\omega + \omega \sum_j^J \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\omega + \lambda_j} \quad (2.45)$$

À travers l'étude de ces dernières équations, on peut montrer que la présence des neutrons retardés permet de distinguer deux domaines de fonctionnement pour un réacteur sur-critique ($\rho > 0$) :

- pour $0 < \rho < \beta_{\text{eff}}$, le réacteur est en sur-criticité retardée et on peut contrôler l'évolution de la population neutronique,
- pour $\rho > \beta_{\text{eff}}$, le réacteur est en sur-criticité prompte et le réacteur est incontrôlable.

Dans le premier cas, le temps de doublement devient de l'ordre de la dizaine de secondes et le réacteur est contrôlable tant que la réactivité reste en deça de β_{eff} .

C'est l'un des avantages des ADS déjà abordés dans le chapitre précédent : la fraction de neutrons retardés étant plus faible pour les actinides mineurs (AM) que pour un combustible classique, la quantité d'AM que l'on peut insérer dans un réacteur critique est limitée. En revanche, la réactivité dans un ADS est négative et la fraction de neutrons retardés n'intervient pas dans le contrôle du réacteur. Il n'y a donc plus de contraintes neutroniques sur la quantité d'AM qui peut être introduite dans le combustible, ce qui justifie l'intérêt porté aux ADS pour l'incinération des déchets nucléaires.

2.4 Mesure de la réactivité d'un réacteur sous-critique

On distingue trois types de méthodes pour extraire la réactivité d'un réacteur, toutes ayant en commun l'utilisation de grandeurs accessibles expérimentalement comme les taux de réaction de détecteurs :

- les méthodes statiques qui consistent en l'étude des états stationnaires avant et après une perturbation,
- les méthodes dynamiques qui ont pour but d'extraire la réactivité à partir de transitoires,
- les méthodes basées sur les fluctuations neutroniques qui reposent sur l'étude de fluctuations inhérentes aux réactions nucléaires.

La plupart des méthodes dynamiques discutées ici ne reposent pas sur la connaissance d'un état de référence de réactivité connue, et sont donc dites absolues. À l'inverse, les méthodes statiques nécessitent un état de référence et sont qualifiées de relatives. Les méthodes de fluctuations neutroniques, quant à elles, ne seront pas développées ici car difficilement applicables

à des réacteurs sous-critiques de puissance nulle tels que VENUS-F. Nous renvoyons le lecteur à la référence [65] pour une présentation de ces méthodes.

Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.3.4, les équations de la cinétique point (2.41) sont d'autant plus valables que la réactivité est proche de 0. Pour les réacteurs proches de la criticité, les méthodes usuelles de mesure de la réactivité qui sont celles de la période asymptotique et de chute de barre sont applicables sur une plage d'environ $\pm 0.3 \4 [55] (ces méthodes sont brièvement exposées dans l'annexe A). En revanche, lorsque la sous-criticité est importante, d'autres méthodes doivent être utilisées et ont été développées pour caractériser le réacteur sous-critique d'un ADS.

2.4.1 Les méthodes statiques

2.4.1.1 La méthode de référence par multiplication de source

La méthode MSM (Multiplication de Source Modifiée) est efficace jusqu'à une sous-criticité de plusieurs dollars [66], et est couramment utilisée pour la détermination de la réactivité de niveaux sous-critiques. Le principe de base de cette méthode statique repose sur la comparaison des taux de comptage de deux états sous-critiques, l'un dont on connaît la réactivité et l'autre que l'on cherche à caractériser.

En reprenant les notations de la section précédente, l'équation de transport pour un système sous-critique, avec ϕ le flux dans le réacteur, s'écrit :

$$\mathbf{M}\phi = \mathbf{F}\phi + S \quad (2.46)$$

En présence d'une source nous avons vu qu'en multipliant l'équation précédente par le flux adjoint et en intégrant sur l'espace des phases, nous retrouvons la définition de la réactivité (équations (2.33)) :

$$\rho = \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, (\mathbf{F} - \mathbf{M})\phi \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \mathbf{F}\phi \rangle} = - \frac{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, S \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \mathbf{F}\phi \rangle} \quad (2.47)$$

Cette équation peut se réécrire en introduisant la source effective de neutrons $S_{\text{eff}} = \langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, S \rangle$, le taux de comptage dans le détecteur $R = \langle \Sigma_d, \phi \rangle$ avec Σ_d la section efficace macroscopique de réaction dans le détecteur, et $\epsilon = \frac{\langle \Sigma_d, \phi \rangle}{\langle \phi_{\lambda 0}^\dagger, \mathbf{F}\phi \rangle}$ l'efficacité du détecteur [66] :

$$\rho = -S_{\text{eff}} \times \epsilon \times \frac{1}{R} \quad (2.48)$$

En faisant le rapport de deux états de réactivités différentes, notés a et b , on obtient :

$$\frac{\rho_a}{\rho_b} = \frac{S_{\text{eff},a}\epsilon_a}{S_{\text{eff},b}\epsilon_b} \times \frac{R_b}{R_a} = f_{\text{MSM}} \times \frac{R_b}{R_a}, \quad (2.49)$$

où les facteurs f_{MSM} intervenant dans l'équation sont obtenus à l'aide de codes de transport, déterministes ou stochastiques.

Si les configurations sont proches, on peut réaliser l'approximation de négliger la variation de l'efficacité et de la source effective, et le facteur MSM est réduit à 1. C'est le cadre de la

4. Le dollar est une unité de réactivité, qui équivaut à la fraction de neutrons retardés effective : $1\$ = \beta_{\text{eff}}$. La réactivité en dollar est ainsi définie par $\rho_s = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}}$.

méthode MSA, pour Multiplication de Source Approchée, où le rapport des réactivités est simplement égal au rapport des taux de comptage dans les deux configurations.

Expérimentalement, la réactivité de l'état de référence est généralement choisie légèrement sous-critique et est déterminée par exemple par une expérience de chute de barre (voir annexe A). On mesure alors dans un premier temps les taux de comptage dans cet état de référence pour différents détecteurs, puis les taux de comptage dans une configuration de réactivité inconnue. On aboutit à cette dernière en utilisant l'équation (2.49).

Bien que la méthode de chute de barre indispensable pour appliquer cette méthode nécessite un état de référence critique qui ne sera a priori pas disponible dans un ADS de puissance, la méthode MSM sera cependant utilisée dans le projet FREYA comme méthode de référence et permettra d'évaluer la qualité des résultats des méthodes décrites dans ce qui suit.

2.4.1.2 La relation courant-flux

Dans le cas d'un réacteur sous-critique, on peut tirer parti du lien existant entre la réactivité, l'intensité du faisceau I (ou l'intensité de la source de neutrons S) et la puissance thermique du réacteur P_{th} (ou le flux Φ dans celui-ci) qui s'écrit [34] :

$$\rho = -K \times \frac{I}{P_{th}} = -C \times \frac{S}{\Phi} \quad (2.50)$$

La réactivité est donc proportionnelle au rapport de l'intensité de la source de neutrons sur le flux dans le réacteur, et son évolution peut être suivie à tout moment par la mesure de ces deux paramètres. La constante de proportionnalité C peut être calculée pour une configuration donnée d'un réacteur, mais elle sera amenée à évoluer au cours du fonctionnement à cause de l'évolution du combustible, de la cible qui fournit la source de neutrons ou d'une variation de l'efficacité des détecteurs. Elle doit donc être régulièrement calibrée à l'aide d'une autre méthode de détermination de la réactivité.

2.4.2 Les méthodes dynamiques par variation de la source externe

Nous allons à présent décrire les méthodes dynamiques utilisant une variation de la source externe de neutrons. Les trois premières ont recours à une source pulsée, tandis que la dernière utilise l'interruption d'un faisceau continu.

2.4.2.1 La méthode des aires

Dans le cadre de la cinétique point à un groupe de précurseurs, en considérant que la source pulsée de neutron injectée à $t=0$ peut être assimilée à une impulsion de Dirac, l'évolution temporelle de la population neutronique suivant le pulse est donnée par l'équation [34] :

$$n(t) = n_0 \left[\exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) + \frac{\lambda \Lambda_{\text{eff}} \beta_{\text{eff}}}{(\rho - \beta_{\text{eff}})^2} \exp\left(\frac{\lambda \rho}{\beta_{\text{eff}} - \rho} t\right) \right] \quad (2.51)$$

La première exponentielle, dont la décroissance est très rapide, est liée aux neutrons prompts tandis que la seconde, beaucoup plus lente, est liée aux neutrons retardés.

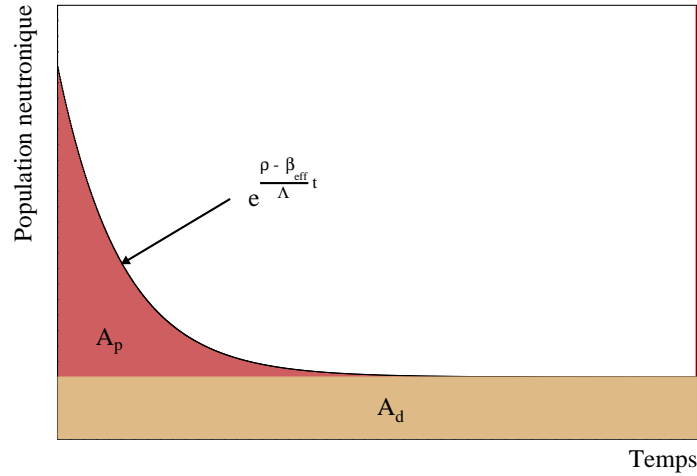


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la décroissance de la population neutronique après un pulse sur une échelle de quelques centaines de microsecondes.

La méthode des aires, aussi appelée du nom de son développeur méthode de Sjöstrand [67], est basée sur l'équation (2.51). On observe en effet que l'intégration de la composante liée aux neutrons prompts A_p et celle liée aux neutrons retardés A_d peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} A_p &= n_0 \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{-\rho + \beta_{\text{eff}}} \\ A_d &= n_0 \frac{\beta_{\text{eff}} \Lambda_{\text{eff}}}{\rho(\rho - \beta_{\text{eff}})} \end{aligned} \quad (2.52)$$

et le rapport des deux aires permet alors d'obtenir la réactivité exprimée en \$:

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = -\frac{A_p}{A_d} = 1 - \frac{A_{\text{tot}}}{A_d} \quad (2.53)$$

Expérimentalement, il est nécessaire que la concentration en précurseurs ait atteint l'équilibre pour utiliser les équations précédentes. Il faut donc attendre un certain nombre de pulses avant que cette condition soit réalisée, et s'assurer que la fréquence soit suffisamment élevée pour faire en sorte que $T \ll \frac{1}{\lambda}$ avec T la durée séparant deux pulses. Pratiquement, on calcule l'aire totale A_{tot} en sommant le nombre total de coups mesurés, et l'aire retardée en se basant sur le niveau de neutrons retardés atteint en fin de courbe. Il est parfois nécessaire de prendre en compte la présence d'une source intrinsèque (fissions spontanées ou réactions (α, n)) si celle-ci n'est pas négligeable [34]. On devra alors soustraire la contribution de cette source aux aires calculées précédemment.

2.4.2.2 La méthode d'ajustement

Une autre méthode, basée également sur l'équation (2.51), consiste à extraire le coefficient de décroissance prompt ω de la première exponentielle. Ce coefficient est obtenu à l'aide d'un ajustement de l'évolution temporelle de la réponse d'un détecteur, et permet de calculer la

réactivité du système via :

$$\rho = \Lambda_{\text{eff}}\omega + \beta_{\text{eff}} \quad (2.54)$$

Cette méthode nécessite le calcul préalable des variables Λ_{eff} et β_{eff} , et décrit correctement des systèmes proches de la criticité. Pour des réacteurs complexes, en revanche, cette analyse devient trop simpliste. Par exemple, en présence d'un réflecteur, des neutrons peuvent survivre plusieurs dizaines de μs en dehors du combustible avant de revenir vers le cœur et d'induire des fissions. Dans ce cas, il n'est plus réaliste de ne considérer qu'un seul temps intergénération Λ_{eff} pour reproduire correctement le comportement des neutrons dans le réacteur, et il a été proposé d'utiliser un modèle à deux et trois régions cœur-réflecteur ([68] [41]). Chaque région est caractérisée par une constante de temps qui lui est propre, et la résolution des équations couplées résultant de cette séparation permet d'améliorer l'ajustement de la décroissance temporelle. Cette méthode est toutefois contraignante à mettre en œuvre en raison du nombre de paramètres impliqués.

2.4.2.3 La méthode k_p

La méthode k_p est basée sur la distribution des temps intergénération $P(\tau)$, qui correspond à la distribution du temps écoulé entre la naissance d'un neutron prompt par fission et la création d'un autre neutron prompt au cours de la réaction en chaîne ([43] [42]). On a par définition :

$$\int_0^{\infty} P(\tau)d\tau = k_p \quad (2.55)$$

avec k_p le facteur de multiplication prompt. Le nombre de neutrons prompts observés dans le réacteur s'exprime donc par :

$$N(t) = \int_0^{\infty} N(t - \tau)P(\tau)d\tau \quad (2.56)$$

En considérant une source pulsée, qu'on assimilera à une impulsion de Dirac, le nombre de neutrons observés à un temps t correspondra à la somme des neutrons créés à chaque génération. En utilisant $P'(\tau) = \frac{P(\tau)}{k_p}$ la distribution normalisée, la contribution des générations successives à la population de neutrons à l'instant t s'obtient par convolution (symbole $*$) et s'écrit :

$$\begin{aligned} &k_p P'(t) \text{ pour la première génération,} \\ &k_p^2 P'(t) * P'(t) \text{ pour la deuxième génération,} \\ &k_p^3 P'(t) * P'(t) * P'(t) \text{ pour la troisième génération,} \\ &\text{etc...} \end{aligned} \quad (2.57)$$

La population de neutron se réécrit alors :

$$N(t) = k_p P'(t) + k_p^2 P'(t) * P'(t) + k_p^3 P'(t) * P'(t) * P'(t) + \dots \quad (2.58)$$

et on peut obtenir la pente de décroissance exponentielle par :

$$\omega = \frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} \quad (2.59)$$

On pourra donc remonter au k_p du réacteur par ajustement, en comparant la décroissance expérimentale observée dans les détecteurs avec la décroissance décrite dans l'équation (2.59),

puis à la réactivité sachant que $k_p = (1 - \beta_{\text{eff}})k_{\text{eff}}$. L'avantage de cette méthode est que la distribution normalisée $P'(\tau)$, calculée par simulation numérique, est généralement peu dépendante de la réactivité du modèle [44]. Dernièrement, cette méthode a été améliorée grâce à l'utilisation d'un nouvel estimateur intégral moins sensible aux fluctuations statistiques [69].

On notera que cette méthode est également applicable pour des interruptions de faisceau programmées, présentées ci-après [70].

2.4.2.4 Les interruptions de faisceau programmées

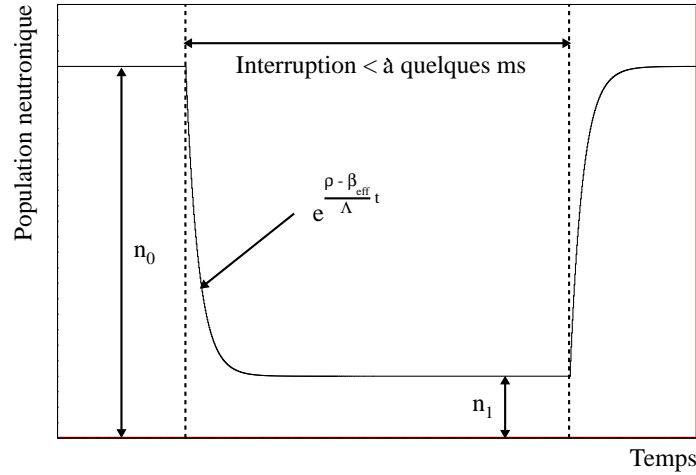


FIGURE 2.4 – Représentation schématique de l'évolution de la population neutronique lors d'une interruption programmée du faisceau.

Considérons à présent un milieu sous-critique alimenté par une source continue de neutrons. Dans le cadre de la cinétique point à un seul groupe de précurseur, on peut montrer que l'évolution de la population neutronique après l'arrêt de la source à partir d'un état stationnaire d'amplitude n_0 est :

$$n(t) = \frac{n_0}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \left[\rho \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) - \beta_{\text{eff}} \exp\left(\frac{\lambda \rho}{\beta_{\text{eff}} - \rho} t\right) \right] \quad (2.60)$$

La première exponentielle correspond à la décroissance liée aux neutrons prompts, et la deuxième à celle des précurseurs qui génèrent les neutrons retardés.

Les expériences d'interruptions de faisceau consistent à interrompre la source pendant quelques millisecondes afin d'avoir accès à la décroissance de la population neutronique faisant suite à cette interruption. D'après l'équation (2.60), la population neutronique va donc décroître d'abord très rapidement (décroissance prompte) puis beaucoup plus lentement (décroissance des précurseurs). On s'appuie alors sur la comparaison entre le niveau de la population neutronique avant l'interruption et après le saut prompt pour extraire la réactivité. Cette méthode est souvent nommée méthode du "saut prompt".

Une première approche va consister à négliger la décroissance de la deuxième exponentielle de l'équation (2.60) et à considérer l'extinction de la première. On aboutit alors à :

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = -\frac{n_0 - n_1}{n_1} \quad (2.61)$$

avec n_1 le niveau après le saut prompt. On obtient ainsi la réactivité en \$ de la configuration étudiée en mesurant la population neutronique avant l'interruption et après, lorsque la composante prompte s'est éteinte.

Une autre analyse consiste à utiliser l'équation de la cinétique point inverse [55]. On peut en effet obtenir, en intégrant le système d'équations différentielles de la cinétique point (2.41), l'équation de la cinétique point inverse qui relie la réactivité à la population neutronique :

$$\rho_{\text{S}}(t) = 1 + \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \frac{1}{n(t)} \frac{dn}{dt} - \frac{1}{n(t)} \left[n_0 \sum_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} + \sum_j \lambda_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} \int_0^t n(t') e^{\lambda_j t'} dt' \right] \quad (2.62)$$

Cette dernière formule a l'avantage d'être valable quel que soit le temps t auquel on veut mesurer la réactivité après l'interruption.

En contrepartie, il est nécessaire d'avoir connaissance au préalable des paramètres cinétiques que contient cette équation, soit par calcul (codes de transport déterministes ou Monte-Carlo) soit par mesure (par fluctuation neutronique pour β_{eff} et Λ_{eff} par exemple [4]).

2.5 Protocole de mesure de la réactivité en ligne dans un ADS de puissance en fonctionnement nominal

Nous avons mentionné dans la section 2.4 que les méthodes de mesure de la réactivité généralement utilisées auprès des réacteurs critiques ne sont pas applicables pour des réacteurs sous-critiques. De plus, on n'envisage pas de rendre un ADS de puissance critique, ce qui permettrait d'utiliser la méthode MSM pour caractériser le cœur en début de fonctionnement. Pour avoir accès à la réactivité du système tout au long du fonctionnement d'un ADS, il faudra donc s'appuyer sur des méthodes permettant d'obtenir régulièrement des valeurs absolues de la réactivité et établir un protocole de monitoring de la réactivité.

Les grandeurs nécessaires pour utiliser la méthode courant-flux, l'intensité du faisceau et le flux dans le réacteur, sont aisément accessibles et permettent d'avoir accès à l'évolution de la réactivité en continu. En revanche, cette méthode ne peut être utilisée seule, la constante de proportionnalité C évoluant au cours du fonctionnement du réacteur. Il est donc prévu d'utiliser en complément une méthode absolue permettant de calibrer la valeur de C .

La source étant continue lors du fonctionnement nominal d'un ADS, on pratiquera cette calibration en réalisant régulièrement des interruptions programmées du faisceau afin d'utiliser la méthode k_p ou du saut prompt. La durée de ces interruptions doit être suffisamment longue pour permettre à la composante prompte de la réponse des détecteurs de s'éteindre, mais suffisamment courte pour restreindre les contraintes thermiques subies par les matériaux. Des durées de l'ordre de quelques centaines de μs à quelques ms sont envisagées.

Parmi l'ensemble des méthodes de mesure de la réactivité présentées précédemment, cette thèse porte sur l'application de la méthode dite du saut prompt basée sur des interruptions programmées du faisceau continu alimentant le réacteur sous-critique.

Cette méthode, relativement innovante, n'a pas pu être testée dans le cadre des expériences du projet MUSE [71], le faisceau de l'accélérateur GENEPI ne proposant pas de mode de fonctionnement continu. Après la présentation de l'installation expérimentale GUINEVERE [72] et des configurations étudiées dans le chapitre 3, le chapitre 4 détaillera les outils d'analyse développés ainsi que la discussion de leur application aux données expérimentales obtenues auprès de GUINEVERE ([73], [74]). Nous verrons qu'il est nécessaire de corriger les valeurs extraites pour tenir compte des limitations de la cinétique point, ce qui sera fait grâce à des simulations Monte-Carlo qui feront l'objet du chapitre 5. Enfin, une interprétation modale des expériences sera proposée dans le chapitre 6.

Chapitre 3

Le Dispositif Expérimental

Les projets GUINEVERE (Generator of Uninterrupted Intense NEutrons at the lead VENUS REactor) [74] puis FREYA (Fast Reactor Experiments for hYbrid Applications) [73] visent à compléter les études de faisabilité menées sur les ADS par une approche expérimentale. Il s'agit en particulier de valider des méthodes de mesure en ligne de la réactivité, ainsi que d'étudier les configurations de cœur envisagées pour un prototype d'ADS de puissance, MYRRHA (Multi-purpose HYbrid Research Reactor for High-tech Applications) [26]. Les expériences menées dans le cadre de ces projets ont lieu au centre SCK•CEN à Mol, Belgique, auprès d'une maquette d'ADS à puissance nulle : l'installation GUINEVERE [72]¹. Ce chapitre décrit le dispositif expérimental au sein de cette installation (figure 3.1), à savoir l'accélérateur GENEPI-3C, le réacteur à neutrons rapides réfléchi au plomb VENUS-F ainsi que les détecteurs et l'électronique associée.

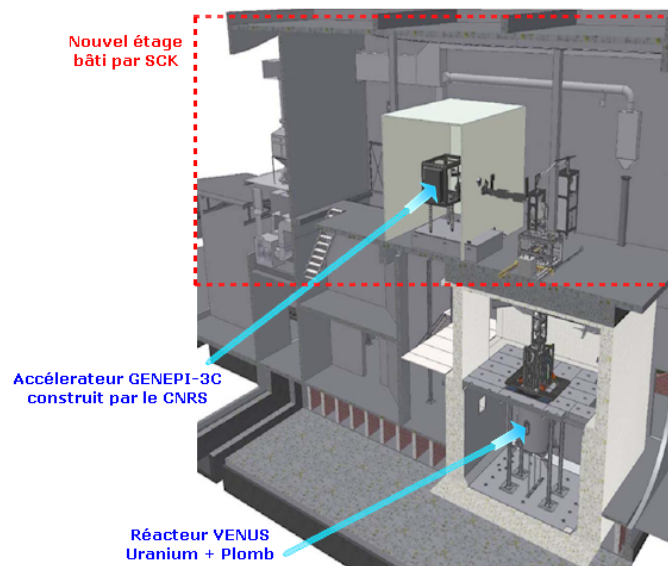


FIGURE 3.1 – Plan de l'installation GUINEVERE (image provenant du SCK•CEN).

1. Au départ nom du projet, GUINEVERE a finalement donné son nom à l'installation.

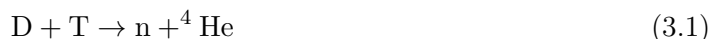
3.1 La source externe de neutrons

Dans GUINEVERE, la source externe de neutrons est fournie par la réaction de fusion résultant de l'interaction d'un faisceau de deutons sur une cible de titane tritié.

3.1.1 Principe de fonctionnement

Le GENEPI-3C (GÉNérateur de NEutrons Pulsés Intense-3Continu) [75] est un accélérateur de deutons développé et caractérisé au LPSC Grenoble par une collaboration de laboratoires du CNRS/IN2P3 (LPSC, LPC, IPNO et IPHC). L'accélérateur produit un faisceau de deutons grâce à une source duoplasmatron [76], qui consiste en l'ionisation d'un gaz de deutérium par l'émission d'une avalanche d'électrons issus d'un filament chauffé. Les ions sont ensuite extraits de la source puis accélérés jusqu'à 220 keV pour être guidés vers une cible de titane tritié située au centre du réacteur. Le faisceau extrait de la source ne comporte pas que les ions D^+ d'intérêt, mais aussi des ions moléculaires D_2^+ et D_3^+ (jusqu'à environ 60% selon le mode de fonctionnement). Un dipôle magnétique situé au-dessus du réacteur permet de courber les ions à 90° et de ne sélectionner que les ions D^+ (voir figure 3.2). Le guidage des ions jusqu'à la cible est assuré par 4 quadripôles électrostatiques en amont du dipôle magnétique (sur ~ 3 m), et 8 en aval (sur $\sim 6,50$ m).

Le principe de la génération de neutrons nécessaire au maintien de la puissance dans le cœur repose sur la réaction suivante :



Les neutrons issus de la réaction 3.1 sont émis quasi isotropiquement et disposent d'une énergie d'environ 14 MeV, tandis que les particules α disposent d'environ 2,5 MeV. En supplément de cette réaction, il est à noter que l'implantation de deutons dans la matrice de titane tritié peut mener aux réactions :



générant respectivement des neutrons d'environ 2,5 MeV et des protons d'énergie similaire. Ces deux dernières réactions sont quasi équiprobables.

L'accélérateur GENEPI-3C est basé sur la technologie développée pour le premier accélérateur GENEPI [77]. Utilisé pendant le programme MUSE [39] en couplage avec le réacteur MASURCA, ce dernier fonctionnait uniquement en mode pulsé afin d'obtenir un faisceau court et intense de deutons. L'accélérateur GENEPI-3C intègre de nouvelles spécificités pour les besoins du programme expérimental : en complément de ce mode de fonctionnement pulsé, il peut opérer en mode continu ou en mode continu avec des interruptions programmées du faisceau, permettant ainsi d'étudier de nouvelles méthodes d'extraction de la réactivité. Les caractéristiques de l'accélérateur GENEPI-3C sont résumées dans le tableau 3.1.

3.1.2 La cible

L'activité de la cible est de 12 Ci. Le dépôt de titane tritié de 4 cm de diamètre est déposé sur un support de cuivre de 6 cm de diamètre et 1,5 mm d'épaisseur. La cible, isolée électriquement, est montée à l'extrémité d'un doigt de gant inséré dans le réacteur, qui sera

TABLE 3.1 – Caractéristiques de l'accélérateur GENEPI-3C selon le mode de fonctionnement [78].

	Mode pulsé	Mode continu & Mode continu avec interruptions programmées
Courant crête/Courant moyen	20 mA	160 μ A à 1 mA
Fréquence des impulsions / des interruptions	10 Hz à 4700 Hz	10 Hz à 100 Hz
Durée des impulsions / des interruptions	700 ns	100 μ s à 10 ms
Temps de transition ON/OFF	-	\sim 1 μ s
Diamètre du faisceau	\sim 40 mm	\sim 40 mm
Intensité de la source de neutrons	$8 \cdot 10^9$ n/s (4 kHz)	$10^9 - 10^{11}$ n/s

décrit dans la suite de ce chapitre. Afin d'évacuer la puissance qui peut atteindre 250 W en faisceau continu, et dans la mesure où l'utilisation d'un refroidissement à eau est proscrite pour des raisons de sûreté, un système par jets d'air comprimé limite la température de la cible. Ce refroidissement permet d'éviter la fonte de la cible mais aussi la désorption du tritium.

3.1.3 Le monitoring de la source de neutrons

Pour caractériser le couplage de l'accélérateur au réacteur, il est notamment nécessaire de connaître l'intensité de la source externe de neutrons produite par la réaction de fusion D-T. En raison de la perte de tritium de la cible suite aux réactions de fusion, ou encore de la variation de la position d'impact du faisceau qui peuvent modifier le nombre de neutrons émis pour une même intensité du faisceau, la production de neutrons ne peut pas être directement déduite de l'intensité du faisceau provenant de l'accélérateur. Deux types de détecteurs ont donc été développés pour le monitoring direct de la source externe de neutrons, l'un tirant parti de l'émission de produits de réactions lors de l'interaction du faisceau avec la cible et l'autre monitorant directement les neutrons source. Leurs positions sont indiquées sur la figure 3.2.

3.1.3.1 Monitoring absolu

Deux détecteurs silicium nommés API et PI situés environ 1 m au-dessus de la cible, dans la ligne du faisceau, réalisent à un angle donné la détection des α produits. Le détecteur API est sensible à la fois aux particules α et aux protons issus respectivement des réactions de fusion D-T et D-D, tandis que le détecteur PI, dont la face d'entrée est couverte par une feuille d'aluminium (\sim 20 μ m) stoppant les α , détecte uniquement les protons. La soustraction des comptages de ces deux détecteurs permet en théorie d'obtenir un taux de production α , correspondant à un angle solide donné, directement proportionnel aux neutrons issus de la réaction D-T. Une fois l'angle solide calculé, les détecteurs API et PI fournissent donc un monitoring absolu de la source de neutrons.

La figure 3.3 représente un spectre typique obtenu par le détecteur API, où le nombre de coups obtenus est indiqué en fonction du canal de détection. Le pic d'amplitude la plus élevée

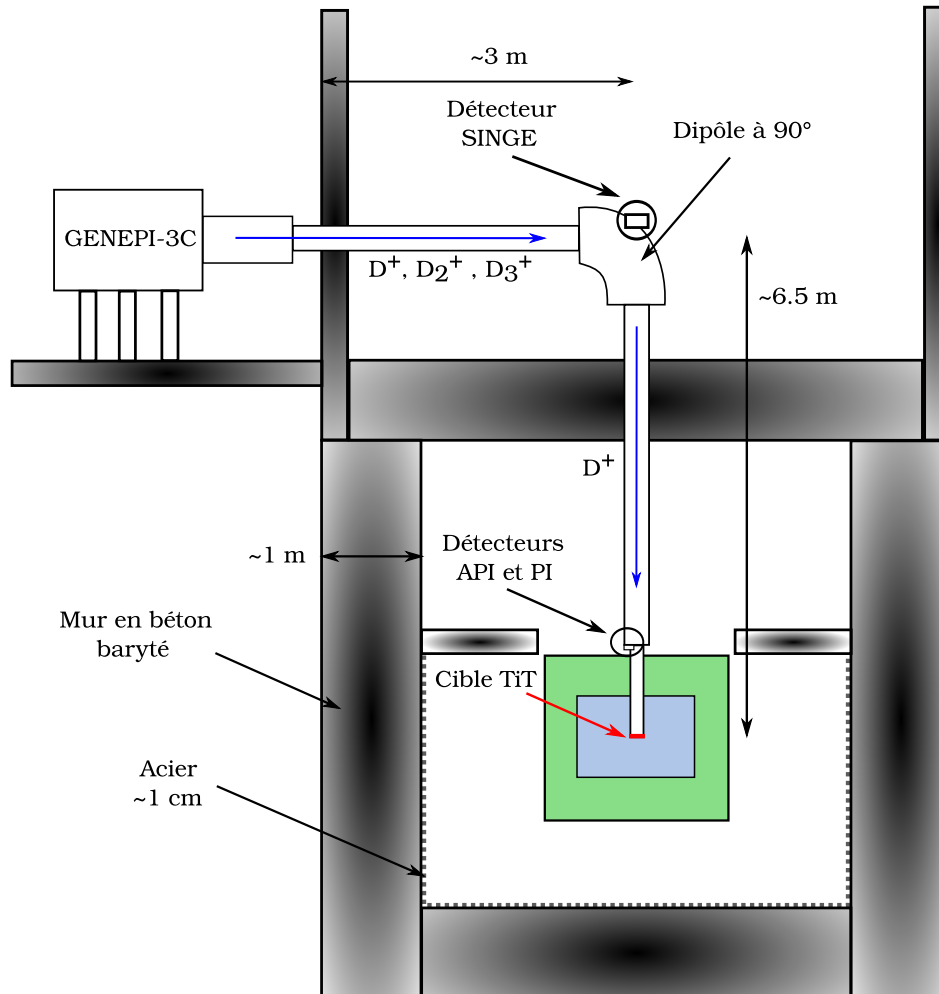


FIGURE 3.2 – Vue schématique de l'installation. Les dimensions ne sont pas respectées.

observé sur la gauche du spectre est lié aux particules α , tandis que celui de droite d'amplitude plus faible est lié aux protons.

3.1.3.2 Monitoring relatif

En complément des détecteurs API et PI, un troisième détecteur développé au LPC Caen nommé SINGE (Silicon for Neutrons at Guinevere Experiment) [79] est situé environ 6,5 m au-dessus de la cible, à l'extérieur de la ligne du faisceau, sur le dipôle, pour détecter les neutrons émis à 180° . La détection des neutrons incidents repose sur le transfert de l'impulsion d'un neutron à un proton d'un convertisseur en polyéthylène. Trois détecteurs silicium successifs permettent la détection du proton de recul. Seuls les protons d'énergie supérieure à 10 MeV, énergie suffisante pour s'affranchir de l'immense majorité des neutrons du réacteur, atteignent le dernier silicium : le nombre de triples coïncidences est alors proportionnel au nombre de neutrons de 14 MeV détectés et donc à l'intensité de la source.

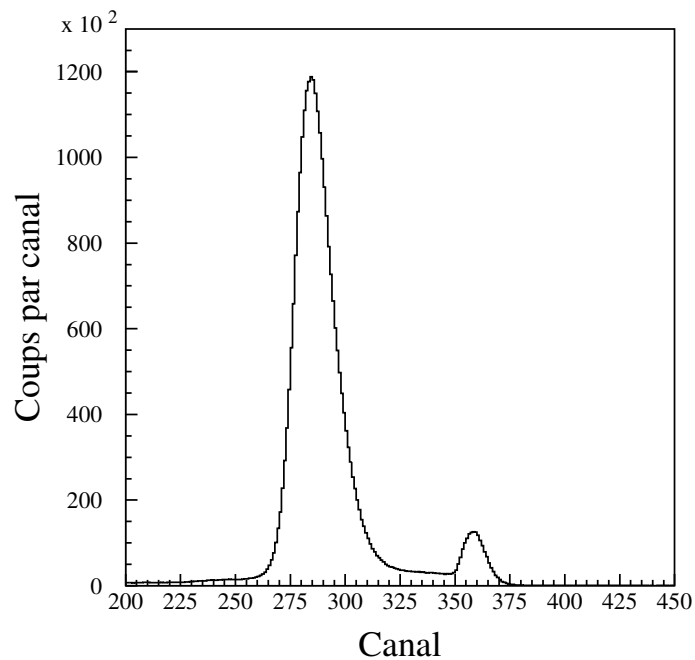


FIGURE 3.3 – Exemple de spectre obtenu pour le détecteur API.

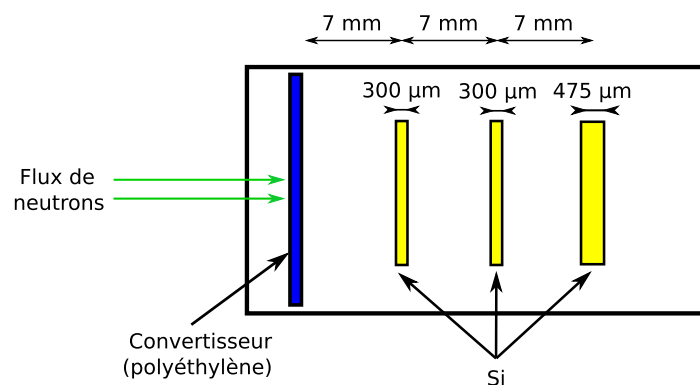


FIGURE 3.4 – Principe de fonctionnement du détecteur SINGE.

3.2 Le réacteur VENUS-F

À l'origine un réacteur thermique, le réacteur VENUS a été transformé en 2007 pour le projet GUINEVERE en réacteur à neutrons rapides réfléchi au plomb et rebaptisé VENUS-F (VENUS-Fast).

3.2.1 Description du réacteur

Le réacteur est constitué d'une cuve en acier cylindrique d'approximativement 140 cm de hauteur et 160 cm de diamètre (voir figure 3.5). Un casier en acier inoxydable de 3 cm d'épaisseur contient un réseau 12×12 pouvant recevoir jusqu'à 144 assemblages de section

carrée qui seront décrits dans la suite. Les assemblages de combustible qui forment le cœur du réacteur y sont insérés, et sont généralement disposés de manière à former une géométrie quasi cylindrique. Les assemblages restant du réseau, qui encadrent le cœur, sont habituellement constitués de plomb pour agir comme un réflecteur axial de neutrons, et constituent le réflecteur interne.

L'espace entre le casier et la cuve est rempli par des plaques semi-circulaires en plomb qui complètent le réflecteur axial, et qui constituent le réflecteur externe. Six cavités y ont été aménagées pour pouvoir notamment y insérer des détecteurs et sont désignées, de gauche à droite sur la figure 3.5, A_1 , B_1 , C_1 , A_2 , B_2 et C_2 .

Le réseau 12×12 est également encadré par deux réflecteurs axiaux : le réflecteur inférieur en plomb solide de 40 cm situé sous le casier, et le réflecteur supérieur formé par la partie haute des assemblages, principalement en plomb également. Une structure en aluminium surplombe le réacteur et permet de réaliser le couplage vertical de l'accélérateur GENEPI-3C au réacteur.

Pour faciliter le repérage de la position des assemblages, le système de coordonnées utilisé dans le réseau est présenté sur la coupe radiale de la figure 3.5 : la position $(-6;6)$ désigne le coin supérieur gauche et la position $(6;-6)$ le coin inférieur droit. Il n'y a pas d'assemblage $(0;0)$.

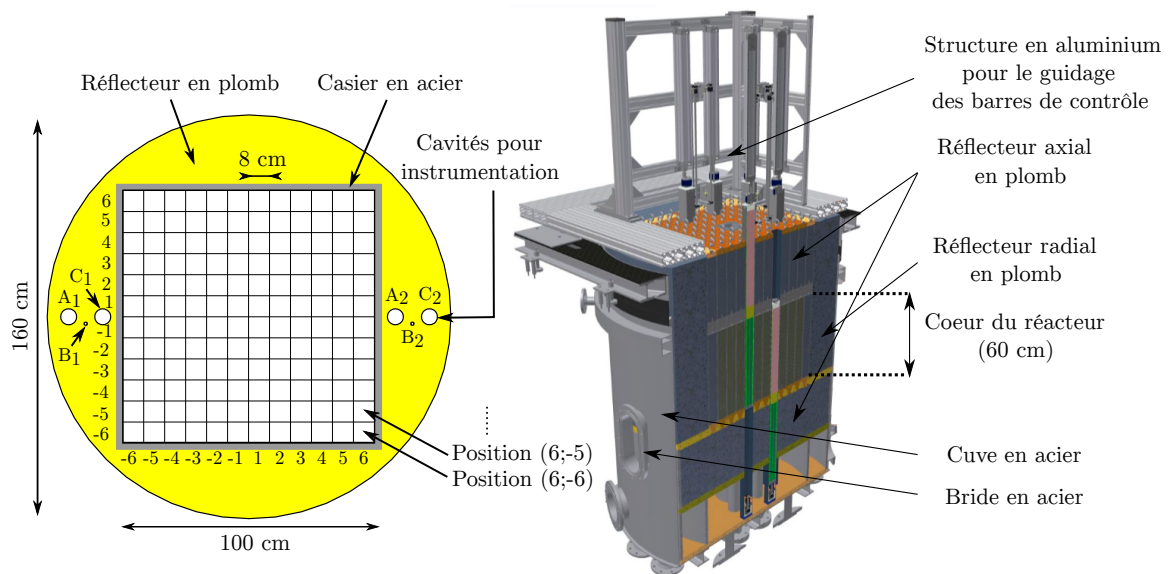


FIGURE 3.5 – Coupe transversale (gauche) et vue en coupe (droite) du réacteur VENUS-F (image provenant du SCK•CEN).

Un bunker constitué de murs en béton baryté protège des radiations émises lors du fonctionnement du réacteur. Les murs qui entourent le réacteur, d'environ 1 m d'épaisseur, sont situés à quelques mètres de la cuve et sont recouverts à l'intérieur d'une couche d'acier d'1 cm (visible sur la figure 3.2). On note aussi la présence de brides en acier, vestiges du réacteur VENUS thermique, de chaque côté du réacteur. Nous verrons dans la suite de ce document l'importance d'un point de vue neutronique de ces éléments.

3.2.2 Les assemblages

Le réseau 12×12 est rempli par des assemblages de section carrée ($8 \times 8 \text{ cm}^2$) dont l'extrémité conique vient s'insérer dans le casier. Dans la majorité des assemblages, on distingue deux zones séparées par un bloc d'acier (voir figure 3.6) : la partie inférieure d'environ 60 cm comprise dans le casier et la partie supérieure dans le réflecteur, l'ensemble étant inséré dans une gaine en acier de 2 mm d'épaisseur [80]. La partie supérieure de tous les assemblages (hors barres de contrôle) est composée de plomb afin de constituer le réflecteur supérieur.

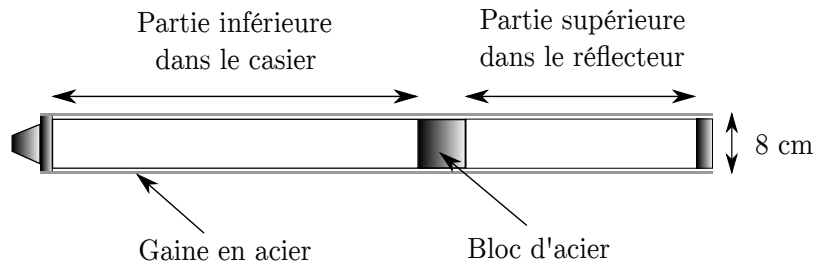


FIGURE 3.6 – Coupe axiale d'un assemblage vide.

3.2.2.1 Les constituants des assemblages

La partie inférieure des assemblages peut accueillir un réseau 5×5 constitué de réglettes de différentes compositions. Les caractéristiques de celles-ci sont regroupées dans le tableau 3.2. Les réglettes de combustible sont composés d'Uranium enrichi à 30% en ^{235}U (en masse) et ont été fournis par le Commissariat à l'Énergie Atomique. Elles sont cylindriques et une couche de nickel de très faible épaisseur les recouvre.

Chaque emplacement du réseau 5×5 est occupé par les réglettes empilées les unes sur les autres (3 pour les réglettes de combustibles, 6 pour celles de plomb) de manière à remplir les 60 cm de la partie inférieure des assemblages.

Les assemblages peuvent également contenir des blocs de différents matériaux, de section carrée, rassemblés dans le tableau 3.3.

TABLE 3.2 – Caractéristiques des réglettes disponibles pour le projet FREYA.

Type	Géométrie	Diamètre ou arête (cm)	Longueur (cm)	Composition	Masse volumique (g.cm^{-3})
Combustible	Cylindre	1,27	20,32	Uran. métallique (30% d' ^{235}U)	18,95
Plomb	Pavé droit	1,27	10,16	Plomb naturel	11,34

3.2.2.2 Assemblage de combustible

La figure 3.7 présente la disposition des barreaux dans le réseau 5×5 des assemblages de combustible, de type U9, utilisés pour les expériences étudiées dans cette thèse.

Neuf emplacements du réseau 5×5 sont occupés par des réglettes d'uranium et seize par des réglettes de plomb dans la partie inférieure des assemblages. La présence de plomb dans

TABLE 3.3 – Caractéristiques des blocs disponibles pour le projet FREYA.

Type	Arête (cm)	Longueur (cm)	Composition	Masse volumique (g.cm ⁻³)
Plomb	7,6	60,96 ou 39,90	Plomb naturel	11,34
Carbure de bore pour barres de contrôle	6,54	20,32	Rapport ¹⁰ B/B : 0,2 Rapport B/C : 4	2,5
Carbure de bore pour barres de sûreté	6,54	20,32	Rapport ¹⁰ B/B : 0,18 Rapport B/C : 3,8	2,2
Acier	7,5	60,96	Acier inoxydable	7,9
Polyéthylène	7,3	22,20	Polyéthylène recouvert par 1 mm de cadmium	PE : 0.94 Cd : 8.69

ces assemblages permet d'améliorer la représentativité de l'installation vis à vis d'un ADS de puissance à caloporteur plomb, tel qu'envisagé pour le projet MYRRHA. Dans le cadre de GUINEVERE, la puissance du réacteur en fonctionnement n'excédant pas quelques dizaines de Watts, il n'est pas nécessaire d'évacuer la puissance produite d'où l'absence de caloporteur liquide. Enfin, des plaques de plomb de 4,7 mm d'épaisseur comblent l'espace entre le réseau de réglettes et la gaine d'acier.

Un assemblage combustible spécial portant le nom de EFA (Experimental Fuel Assembly) a également été réalisé et est représenté sur la figure 3.7. Celui-ci est identique à l'assemblage combustible de type U9, mises à part les réglettes de plomb d'un emplacement du réseau qui sont remplacés par un guide creux en aluminium dans l'optique d'y insérer un détecteur.

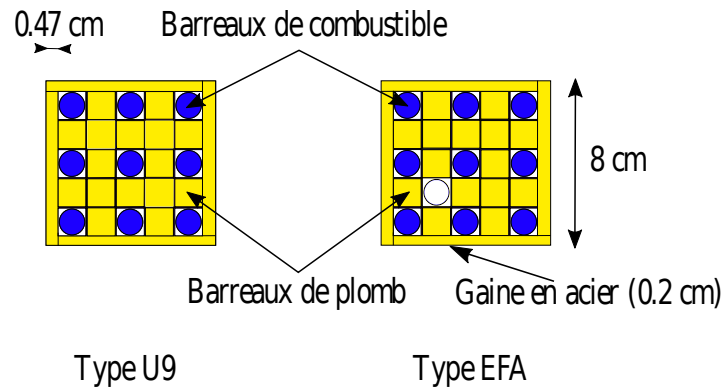


FIGURE 3.7 – Coupe transversale des assemblages de combustible.

3.2.2.3 Assemblage de plomb

Ces assemblages sont composés d'un bloc ou d'un réseau 5×5 de plomb dans la partie inférieure, et d'un bloc de plomb dans la partie supérieure. Certains de ces assemblages ont été aménagés pour accueillir un détecteur et contiennent un guide creux en aluminium de diamètre variable (10 mm, 31 mm ou 51 mm) pour former des assemblages expérimentaux.

3.2.2.4 Barres de sûreté et de contrôle

La sûreté du réacteur est assurée par la présence de six barres absorbantes, dites de sûreté (BS), ayant une partie inférieure semblable à celle des assemblages combustibles et une partie supérieure composée de carbure de bore (B_4C). En fonctionnement normal les barres de sûreté sont maintenues en position haute grâce à des électroaimants, et elles ont alors le rôle d'assemblage combustible dans le cœur. En cas d'arrêt d'urgence, l'alimentation des électroaimants est coupée, les barres de sûreté chutent par gravité et appliquent un double effet d'anti-réactivité (~ -12000 pcm) dans le réacteur par le retrait du combustible et son remplacement par le B_4C absorbant. Un espace vide a été aménagé dans le réflecteur inférieur sous les barres de sûreté pour permettre leur chute.

On compte de plus 2 barres de contrôle (BC) composées de trois blocs de carbure de bore de 20 cm de hauteur placé dans une gaine en acier. La BC peut être déplacée verticalement dans le cœur, et la réactivité du réacteur peut ainsi être ajustée en fonction de l'insertion de l'absorbant dans le cœur, qui varie de 0 mm (barre totalement insérée) à 600 mm (barre totalement rétractée).

La composition des blocs de B_4C des barres de contrôle et de sûreté est donnée dans le tableau 3.3.

3.2.2.5 Dispositif pour le couplage

Afin de ménager l'espace nécessaire à l'insertion de l'extrémité de l'accélérateur (le doigt de gant) et d'un guide de plomb au centre du cœur de VENUS-F, les 4 assemblages centraux du réacteur (positions (1;-1), (1;1), (-1;1) et (-1;-1)) peuvent être retirés. La cible de titane tritié est située à l'extrémité du doigt de gant (voir figure 3.8). Afin de tester l'influence de la position de la source externe de neutrons sur les expériences, deux doigts de gant de longueur différente ont été manufacturés pour positionner la cible au centre du réacteur ou 30 cm au-dessus.

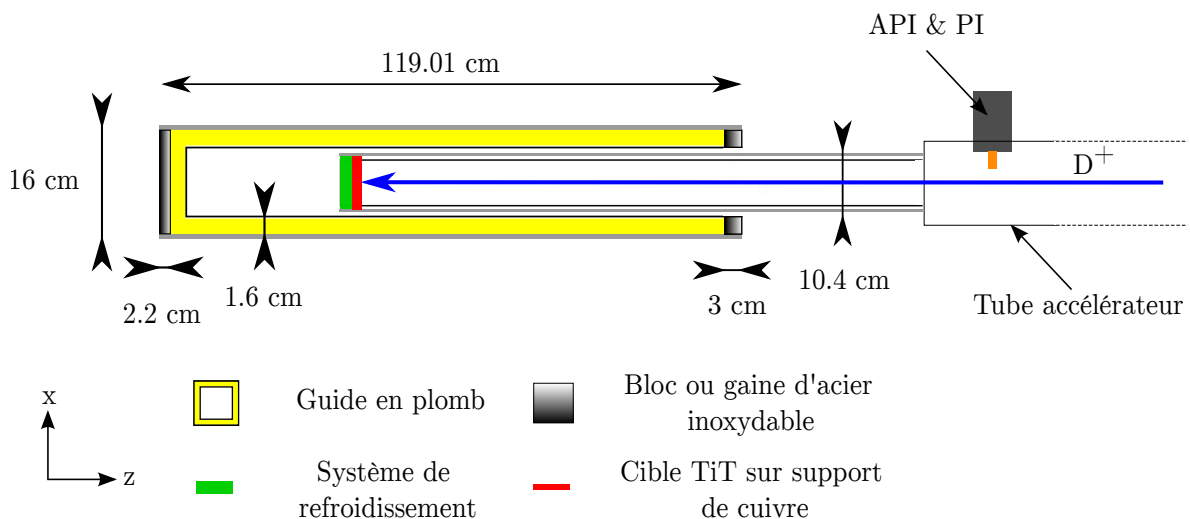


FIGURE 3.8 – Description du guide et du doigt de gant pour le couplage avec l'accélérateur.

3.2.2.6 Assemblages spécifiques

En complément des assemblages précédents qui constituent l'essentiel de la composition des configurations étudiées, on note aussi l'utilisation d'assemblages spécifiques :

- les assemblages IPS (In Pile Section), constitués d'un bloc de polyéthylène entouré de cadmium, dont la caractéristique est de former un îlot thermique au sein du réacteur par la présence de polyéthylène,
- les assemblages en acier inoxydable, composés d'un bloc d'acier dans la partie inférieure et de plomb dans la partie supérieure, destinés à tester l'acier comme réflecteur,
- l'assemblage PEAR (PELlet Absorber Rod), composé d'aiguilles de carbure de bore et d'un faible poids en réactivité (~ 140 pcm), utilisé dans le cadre des expériences de chute de barre.

3.2.3 Les configurations de cœur étudiées

La conception du cœur permet une grande modularité dans la mesure où la composition et la disposition des assemblages au sein de la matrice 12×12 déterminent les caractéristiques neutroniques du réacteur, et permettent d'étudier les phénomènes liés à des modifications. Dans ce travail, plusieurs configurations vont être étudiées et sont détaillées ci-après.

3.2.3.1 La configuration critique CR0

La configuration CR0 est composée de 97 assemblages de combustible (en bleu foncé sur la figure 3.9) disposés de manière à former une géométrie quasi cylindrique, ainsi que de 47 assemblages de plomb (jaune) ou expérimentaux. Les barres de contrôle (rouge) sont situées de part et d'autre du réacteur (positions (6;2) et (-6;-2)), les 6 barres de sûreté (bleu clair) sont en position haute et la barre PEAR est en (-6;3) en position haute. Cette configuration est critique lorsque les barres de contrôle sont relevées à 479,3 mm.

Bien que l'installation GUINEVERE soit principalement dédiée à l'étude de systèmes sous-critiques, le passage par un état critique est requis pour estimer les niveaux de réactivité des configurations sous-critiques étudiées par la méthode MSM (Multiplication de Source Modifiée), décrite au chapitre précédent, qui nous servira de méthode de référence pour valider les méthodes innovantes d'extraction de la réactivité. La configuration CR0 permet l'application de la méthode MSM [66], grâce à l'assemblage PEAR qui est utilisée pour réaliser une expérience de chute de barre et atteindre une configuration légèrement sous-critique dont la réactivité est facilement mesurable à l'aide de la formule de la cinétique point inverse, par exemple (voir annexe A). En outre, des mesures de la fraction effective de neutrons retardés β_{eff} par la méthode Rossi- α ont été réalisées dans cette configuration [81].

3.2.3.2 La configuration SC1

La première configuration sous-critique étudiée est la configuration SC1, identique à la configuration CR0 à ceci près que les 4 assemblages centraux ont été remplacés par les éléments nécessaires au couplage avec GENEPI-3C, et que l'assemblage PEAR est complètement inséré. Le facteur de multiplication obtenu par l'application de la méthode MSM pour cette configuration est de 0.96279 (92) [82].

À partir de SC1, 3 autres niveaux de sous-criticité ont pu être étudiés en modifiant la position des barres de contrôle. Ces configurations complémentaires sont nommées SC1/CR@0mm,

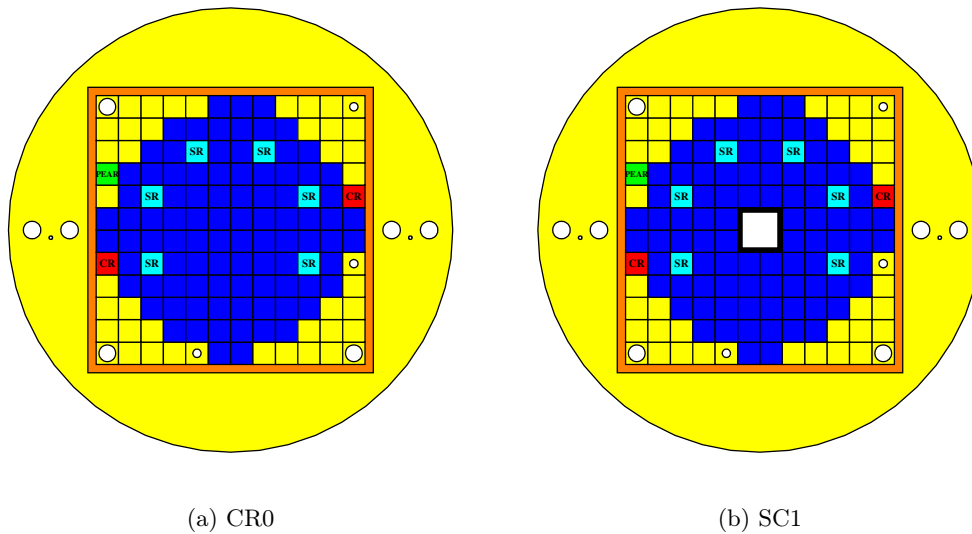


FIGURE 3.9 – À gauche, configuration critique du réacteur CR0. À droite, configuration sous-critique SC1. Les assemblages combustibles sont en bleu foncé, ceux de plomb en jaune. Les barres de sûreté sont en bleu clair, celles de contrôle en rouge et la barre PEAR en vert.

SC1/CR@240mm et SC1/CR@600mm, pour des hauteurs de barres de contrôle de respectivement 0 mm, 240 mm et 600 mm. La réactivité varie d’approximativement -3500 à -4500 pcm (soit k_{eff} variant de $\sim 0,95$ à $0,97$) pour ces configurations, toujours selon la méthode MSM en utilisant la configuration SC1 comme référence. Les valeurs précises des réactivités mesurées par la méthode MSM seront données au chapitre 4, lors de la discussion des résultats de l’analyse des expériences d’interruptions de faisceau programmées.

3.2.3.3 Les configurations variantes de SC1

À partir de la configuration SC1, des hétérogénéités ont été introduites dans le cœur en remplaçant des assemblages de plomb par des assemblages spécifiques. On en dénombre 3 :

- la configuration SC1/IPS, où un assemblage IPS a été introduit en position (-6;-5),
- la configuration SC1/IPS,SS, similaire à la configuration SC1/IPS mais où l’ensemble des assemblages de plomb du coin inférieur droit ont été remplacés par des assemblages acier,
- la configuration SC1/2SS, où les coins inférieur droit et supérieur gauche sont composés d’assemblages acier.

3.2.3.4 Les configurations SC2, SC3 et SC4

Afin d’augmenter la plage de réactivité étudiée, le nombre d’assemblages combustible a été modifié pour former des cœurs plus ou moins compacts et obtenir les configurations SC2, SC3 et SC4. Les réactivités en question, évaluées par la méthode MSM, sont de l’ordre de -6000 pcm pour SC2, -3000 pcm pour SC3 et -12000 pcm pour SC4. La hauteur des barres de contrôle, commune à toutes ces configurations, est de 479,3 mm.

Les schémas des configurations variantes de SC1 et celles de SC2, SC3 et SC4 sont disponibles dans l'annexe B.

3.3 Les moyens de détection dans le réacteur

3.3.1 Monitoring de la puissance du réacteur

Deux compteurs proportionnels à BF_3 , situés de part et d'autre du cœur le long du casier en acier, sont utilisés pour le monitoring de la puissance du réacteur lors des phases de fonctionnement à très faible puissance du réacteur (chargement ou démarrage), puis sont éteints par la suite [83]. Les neutrons interagissent avec le ^{10}B présent dans le gaz selon la réaction suivante :



Lors d'une réaction de ce type dans le détecteur, les produits de réactions ionisent le gaz qui y est présent, et le champ électrique créé par une différence de potentiel entre les électrodes va induire une multiplication de charges qui sont collectées. Cette réaction présentant une section efficace très élevée pour les neutrons thermiques, un bloc de polyéthylène cylindrique de 4 ou 8 mm d'épaisseur entoure chacun de ces détecteurs de manière à thermaliser les neutrons pour en augmenter les taux de comptage

En complément, quatre chambres à ionisation au bore situées sous le cœur dans le réflecteur inférieur prennent le relais lors du fonctionnement du réacteur à des puissances élevées [84]. Pour celles-ci, une mince couche de bore est déposée sur la cathode et les produits de réaction ionisent le gaz d'hydrogène présent dans le détecteur.

Ici, les compteurs proportionnels fonctionnent en mode impulsif, où la charge collectée lors d'une interaction est comptabilisée individuellement, tandis que les chambres à ionisation fonctionnent en mode courant, où le courant moyen constitué par la charge est proportionnel au nombre d'interactions.

3.3.2 Détecteurs utilisés pour les expériences

Quatre types de détecteurs sont à disposition pour la mesure de la population neutronique dans le réacteur. Il s'agit de chambres à fission provenant des sociétés PHOTONIS (CFUx) [85] et General Electric Reuters-Stokes (RS). La réaction de fission induite par un neutron sur un noyau du dépôt déposé sur la cathode ou l'anode conduit à l'émission de (majoritairement) deux fragments de fission, l'un s'arrêtant dans le dépôt et l'autre ionisant le gaz inerte du détecteur (mélange argon/azote), comme représenté sur la figure 3.10. Une différence de potentiel entre l'anode et la cathode permet de récupérer le signal induit.

L'intérêt de l'utilisation de telles chambres réside dans la possibilité de discriminer les signaux créés par les fragments de fission (~ 80 MeV) des signaux parasites (induits par les rayons gamma ou α , d'énergie moins élevée) en réglant le seuil de détection. Les chambres à fission disponibles diffèrent de par leur taille, la masse de leur dépôt et le type de dépôt utilisé : leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau 3.4. Seul le détecteur CFUL01-673 n'est pas à dépôt fissile d' ^{235}U mais à dépôt fissile d' ^{238}U . La section efficace de fission de l' ^{238}U présentant un seuil en énergie à environ 1,4 MeV [62], le détecteur CFUL01-673 sera donc beaucoup moins sensible aux neutrons de faible énergie comparativement aux autres chambres à fission, mais souffrira d'une faible statistique.

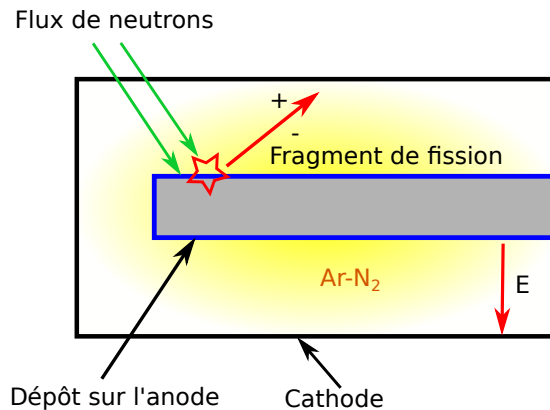


FIGURE 3.10 – Principe de fonctionnement d'une chambre à fission avec dépôt sur l'anode.

3.3.2.1 Placement des chambres à fission

La disposition des chambres à fission utilisées dans le réacteur varie peu au gré des configurations. La quasi totalité des détecteurs se situe dans le réflecteur, soit dans les assemblages expérimentaux soit dans les cavités expérimentales. Un seul détecteur est placé dans un des assemblages combustible, et ce pour deux raisons :

- la structure de couplage GENEPI-3C/VENUS-F et le mécanisme des barres de contrôle et de sûreté au-dessus du réacteur compliquent l'instrumentation dans le cœur,
- on cherche à préserver l'homogénéité du cœur.

Il a donc été choisi d'insérer le plus petit détecteur à disposition (CFUF, ~ 1 mg de dépôt d' ^{235}U) dans un assemblage combustible de type EFA (voir section 3.2.2.2) afin de minimiser la perturbation induite.

TABLE 3.4 – Caractéristiques des différents détecteurs à disposition.

	Diamètre (mm)	Hauteur sensible (mm)	Masse du dépôt (mg)	Type de dépôt	Tension (V)
CFUL01-659 CFUL01-658 CFUL01-653	48	211	1000	^{235}U ($\sim 90\%$)	600
CFUL01-673	48	211	1000	^{238}U ($\sim 99,965\%$)	600
RS	26,2	203	111	^{235}U ($\sim 90\%$)	300-800
CFUM	25,4	120	14	^{235}U ($\sim 90\%$)	600
CFUF	4,7	27	1	^{235}U ($\sim 90\%$)	600

3.4 Électronique des détecteurs et système d'acquisition

Les chambres à fission sont reliées à une alimentation haute tension et leur signal est acheminé par des câbles coaxiaux jusqu'à des ADS (Amplificateur Discriminateur d'impulsions) de type Canberra 7820-ADS [86] ou PHSPA, situés dans la salle d'acquisition à proximité du réacteur. Comme évoqué précédemment, le seuil est choisi de manière à éliminer les si-

gnaux d'amplitude faible issus de particules peu énergétiques (α , γ) pour ne considérer que les signaux d'amplitude suffisante issus d'une fission sur le dépôt de la chambre.

Les impulsions en sortie des amplificateurs-discriminateurs sont des signaux numériques TTL reliés à la carte électronique GANDDALF [87], dédié à l'acquisition des données expérimentales de l'expérience GUINEVERE. L'horloge du système d'acquisition GANDDALF a une fréquence de 50 MHz, permettant une résolution temporelle de 20 ns, et plusieurs modes de comptage sont disponibles :

- en mode impulsion, le système stocke le temps absolu de l'arrivée de chaque signal,
- en mode échelle, le système compte le nombre de fronts montants du signal en entrée pendant une période définie par l'utilisateur, puis stocke le nombre d'événements détectés,
- en mode fenêtrage, le système fonctionne en mode impulsion pendant une période définie par l'utilisateur, et en mode échelle le reste du temps.

GANDDALF dispose aussi de voies d'entrées recevant des signaux analogiques, et permet de stocker à la fois le temps d'arrivée et l'amplitude des signaux.

En complément des chambres à fission, les signaux relatifs au monitoring de la source de neutrons provenant des détecteurs API et PI sont eux aussi acquis par GANDDALF, tout comme le contrôle commande de GENEPI-3C : certaines informations liées à l'accélérateur, comme le temps auquel le faisceau atteint la cible ou l'intensité du faisceau sont également stockées.

Chapitre 4

Analyse des expériences d'interruption de faisceau

Nous allons exposer dans ce chapitre la méthode d'analyse utilisée pour extraire, à partir de l'interruption de la source externe de neutrons, la réactivité des différentes configurations de VENUS-F étudiées. Plus précisément, il s'agit d'étudier l'évolution temporelle de la réponse de chaque détecteur après l'interruption du faisceau. Après un rappel de la méthode employée pour l'analyse de cette évolution, nous décrirons les outils développés ainsi que leur validation et discuterons des résultats expérimentaux.

4.1 Les expériences d'interruption de faisceau

4.1.1 Cadre général

Parmi les méthodes discutées dans le 2nd chapitre qui permettent l'analyse des expériences d'interruption du faisceau, nous utiliserons l'équation de la cinétique point inverse (CPI) :

$$\rho_s(t) = 1 + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} \frac{1}{n(t)} \frac{dn}{dt} - \frac{1}{n(t)} \left[n_0 \sum_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} + \sum_j \lambda_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} \int_0^t n(t') e^{\lambda_j t'} dt' \right] \quad (4.1)$$

Cette équation implique que la réactivité d'un système sous-critique peut être déduite de l'évolution de la population neutronique après l'interruption de la source externe de neutrons. Pour cela, la population neutronique au cours du temps $n(t)$ et les paramètres cinétiques du réacteur doivent être accessibles. Ces derniers peuvent être obtenus soit par simulation soit par mesures dédiées, et la population de neutrons est fournie par différents détecteurs localisés dans le réacteur en faisant l'hypothèse que les taux de comptage $R = \Sigma\Phi$ obtenus par les chambres à fission utilisées sont proportionnels à la population neutronique.

De plus, il est nécessaire que la concentration en précurseurs soit stabilisée pour que cette équation soit valable [88]. Il faudra s'assurer expérimentalement de l'établissement de cet équilibre avant la prise de données.

On notera enfin la dépendance temporelle de la réactivité dans cette équation. Bien que dans les cas étudiés ici la réactivité du système soit fixe, l'analyse par la CPI évalue une réactivité pour chaque pas en temps sur le domaine d'évaluation défini par $n(t)$.

4.1.2 Spécificités des expériences analysées

L'utilisation d'interruptions périodiques du faisceau, dont la fréquence et la durée restent encore à définir, est envisagée pour mesurer régulièrement la réactivité lors du fonctionnement à puissance nominale d'un ADS. Afin de tenir compte de la périodicité des interruptions, l'accélérateur GENEPI-3C a donc été utilisé en mode continu avec interruptions programmées du faisceau au cours des expériences étudiées dans cette thèse. Les choix de la durée d'interruption et de la période (fréquence) se sont portés sur 2 ms et 25 ms (40 Hz), respectivement. Ces valeurs permettent un fonctionnement stable de l'accélérateur et sont représentatives des conditions envisagées dans un ADS de puissance, pour lequel on rappelle que les durées d'interruption sont limitées par les contraintes thermiques subies par les matériaux.

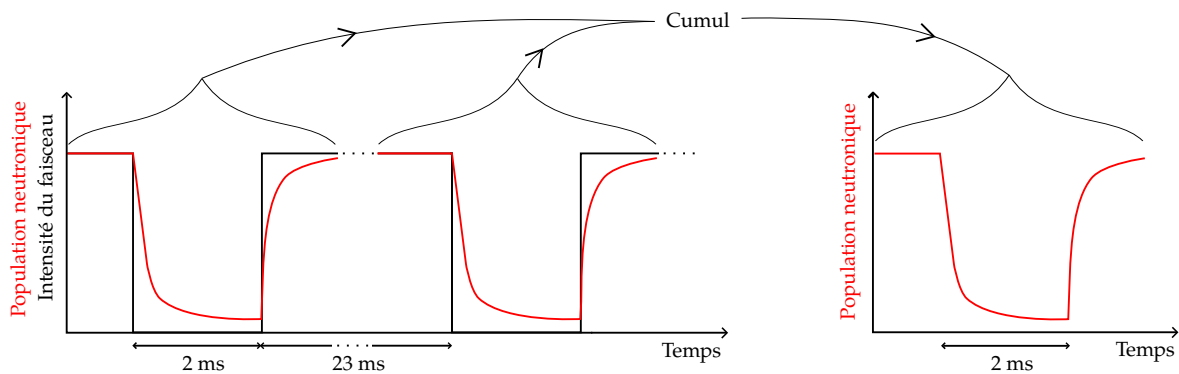


FIGURE 4.1 – Principe du cumul des données expérimentales : les réponses fournies par les détecteurs lors de chaque interruption sont recalées en temps par rapport à l'interruption correspondante, puis sommées pour aboutir à un seul jeu de données par détecteur et par configuration.

D'autre part, le réacteur VENUS-F est un réacteur maquette, qui n'est pas dimensionné pour fournir une puissance élevée. Lors des expériences d'interruption de faisceau, le flux neutronique dans le réacteur est de l'ordre de 10^8 à 10^9 neutrons.cm⁻².s⁻¹, à comparer aux flux de 10^{14} neutrons.cm⁻².s⁻¹ accessibles dans des réacteurs de puissance. Compte tenu de l'efficacité des détecteurs, les taux de comptage proportionnels à l'intensité du flux sont donc faibles, et l'analyse des données issues d'une unique interruption faisceau est impossible faute d'une statistique suffisante. Par conséquent, pour chaque détecteur les données obtenues pendant chacune des interruptions sont recalées en temps par rapport au début de l'interruption correspondante, puis cumulées. Ce recalage temporel est illustré sur la figure 4.1. Pratiquement, plusieurs centaines de milliers d'interruptions sont réalisées lors de chaque expérience pour atteindre une statistique satisfaisante.

4.2 Validation de la méthode d'analyse

L'extraction de la réactivité grâce à l'équation de la CPI (4.1) a été implémentée et éprouvée à l'aide de courbes théoriques obtenues par la résolution des équations de la cinétique point (CP). Ces courbes offrent la possibilité d'étudier la capacité de la CPI à calculer la réactivité en tenant compte des différentes contraintes expérimentales évoquées précédemment,

en évaluant notamment l'impact du temps de stabilisation des précurseurs, des interruptions périodiques du faisceau et de la statistique dans les détecteurs.

4.2.1 Obtention des courbes théoriques

Dans le cadre de la CP, les équations régissant l'évolution de la population neutronique et des précurseurs lors d'interruptions périodiques du faisceau peuvent s'obtenir en utilisant les transformées de Laplace des équations de la CP, en modélisant la source externe de neutrons par une succession de créneaux (voir annexe C et la référence [89]).

Il est alors possible de calculer des courbes théoriques en fixant l'ensemble des paramètres liés au réacteur : le temps moyen intergénération Λ_{eff} , la fraction effective de neutrons retardés de chacun des groupes $\beta_{j\text{eff}}$, les constantes de décroissance des précurseurs λ_j et la réactivité ρ .

Les paramètres cinétiques utilisés pour générer les courbes sont regroupés dans le tableau 4.1. Pour se rapprocher des expériences réalisées, ces paramètres correspondent aux valeurs obtenues à l'aide du code de calcul ERANOS ([90], [91]) pour la configuration SC1. De même, la réactivité choisie est de -3800 pcm (-5.26 \$), une valeur proche de celles étudiées dans la configuration SC1 et ses variantes. Les paramètres liés à la source, comme la durée ou la fréquence des interruptions, sont également choisis et dépendent du type d'expérience que l'on souhaite simuler.

Des courbes théoriques, dont les équations correspondantes sont disponibles dans l'annexe C, ont ainsi été calculées pour 8 groupes de précurseurs et sont utilisées dans ce chapitre pour évaluer l'analyse par la CPI. Toutefois, nous présenterons et discuterons dans le corps du texte les équations à un seul groupe de précurseurs, qui s'avèrent moins lourdes à présenter.

TABLE 4.1 – Paramètres cinétiques obtenus par ERANOS ([90], [91]) utilisés pour générer les courbes théoriques.

Groupe	$\beta_{j\text{eff}}$ (pcm)	λ_j (s ⁻¹)
1	22.03	0.01247
2	99.53	0.02829
3	65.10	0.04252
4	136.05	0.1330
5	222.48	0.2325
6	81.68	0.6665
7	68.82	1.635
8	26.43	3.555
Total (β_{eff})	722.12	

Λ_{eff}	0.38 μs
------------------------	--------------------

4.2.2 Impact de l'évolution de la concentration en précurseurs

Nous nous intéresserons dans un premier temps à l'impact de la concentration en précurseurs sur les résultats de l'évaluation de la réactivité par la CPI. Pour être applicable, cette dernière nécessite en effet que la concentration en précurseurs, qui sont produits par fission et qui décroissent par la suite en émettant les neutrons retardés, soit stabilisée.

Dans le cas d'une unique interruption après une source continue de durée t_{on} et d'intensité unité, l'évolution de la population neutronique suivant l'interruption s'écrit :

$$n(t) \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left\{ \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(t - t_{on})\right) - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho}\right) \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}}(t - t_{on})\right) \right\} \quad (4.2)$$

et nous retrouvons l'équation déjà mentionnée dans le chapitre 2 de cette thèse. La première exponentielle décrit la décroissance des neutrons prompts, tandis que la deuxième caractérise l'émission des neutrons retardés par décroissance des précurseurs. On remarquera aussi que pour une plage en temps de quelques ms et une anti-réactivité de quelques \$, cette seconde exponentielle est presque constante et apparaît comme un plateau (ou niveau) de neutrons retardés.

Comme évoqué précédemment, l'accélérateur GENEPI-3C fonctionne en mode continu avec interruptions programmées du faisceau. La source est alors caractérisée par une période T , pendant laquelle elle est continue durant t_{on} . L'évolution de la population neutronique après la n -ième interruption est, à un groupe de précurseurs et où $t' = t - (n - 1) \cdot T$:

$$n(t') \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left\{ \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(t' - t_{on})\right) - \left(\frac{t_{on}}{T}\right) \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho}\right) \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}}(t' - T)\right) \right\} \quad (4.3)$$

On notera que cette dernière équation (4.3) permet de retrouver l'équation (4.2), obtenue pour l'interruption unique d'une source continue, lorsque $t_{on} = T$ et $n = 1$.

La répétition des interruptions se traduit par l'apparition du terme $f_{CU} = \left(\frac{t_{on}}{T}\right)$ en facteur de la deuxième exponentielle liée aux neutrons retardés. Ce terme f_{CU} rend compte du cycle "utile" de la source, défini comme le rapport de la durée pendant laquelle la source est présente sur la période, et pondère le niveau de neutrons retardés en conséquence.

Les courbes théoriques, représentées sous forme d'histogrammes sur la figure 4.2 permettent de constater l'influence de la stabilisation des précurseurs : on y compare les résultats pour deux types de source, l'une continue, et l'autre, caractérisée par $T = 25$ ms et $t_{on} = 23$ ms (soit les conditions expérimentales), interrompue périodiquement. Sur la partie gauche de la figure sont représentées l'évolution de la concentration en précurseurs du premier groupe ($\lambda_1 = 0.01247 \text{ s}^{-1}$) pour la source continue (noire) et la source interrompue périodiquement (rouge). Sur la partie droite, l'évolution de la population neutronique est présentée pour l'interruption d'une source continue après 1000 secondes de faisceau (noir), 10 secondes de faisceau (pointillés noirs), et pour la dernière interruption de la source interrompue périodiquement pendant 1000 secondes de faisceau (soit après 40000 interruptions).

Quel que soit le type de source, on constate que l'évolution temporelle de la concentration en précurseurs du premier groupe tend vers un équilibre asymptotique. Il s'agit du groupe qui présente la constante de décroissance la plus faible, soit celui qui tend le moins rapidement vers un équilibre : on peut donc en conclure que plusieurs centaines de secondes sont nécessaires pour raisonnablement considérer que tous les précurseurs ont atteint leur équilibre. De plus, l'influence des interruptions du faisceau y est clairement visible, la concentration en précurseurs pour la source interrompue tendant vers une valeur moins élevée d'un facteur $f_{CU} = \frac{23}{25}$, lié au cycle utile de la source, par rapport à la source continue.

Cet effet est également observable sur les courbes d'évolution de la population neutronique, où le niveau lié aux neutrons retardés atteint après l'interruption est plus faible pour la source

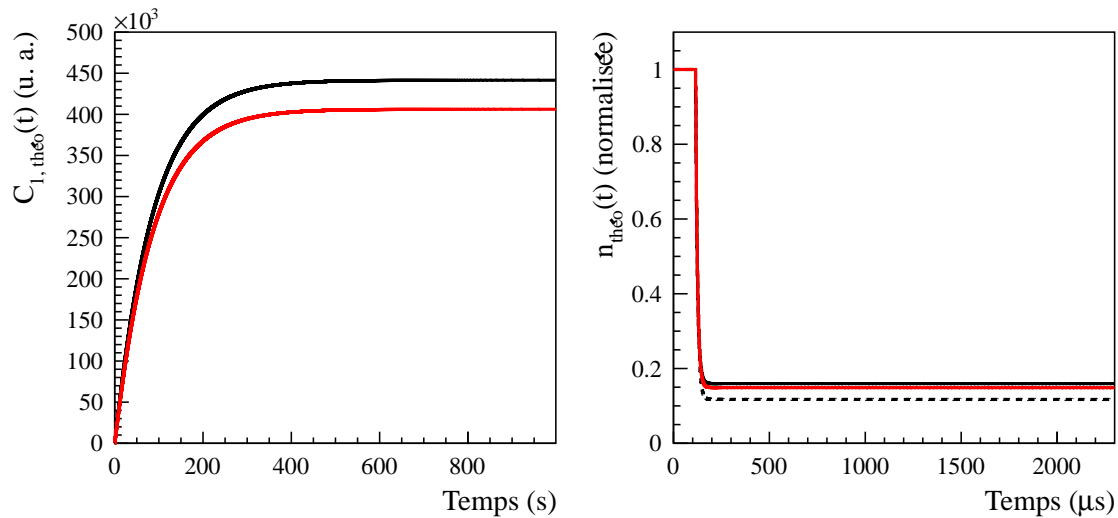


FIGURE 4.2 – À gauche, évolution théorique de la concentration en précurseurs du premier groupe pour une source continue (noir) et pour une source interrompue périodiquement (rouge). À droite, courbes théoriques d'évolution de la population neutronique après l'interruption d'un faisceau continu interrompu après 1000 secondes de faisceau (noir), 10 secondes de faisceau (pointillés noir), et après la dernière interruption d'une source interrompue périodiquement pendant 1000 secondes (rouge).

interrompue périodiquement par rapport à la source continue. En complément, on a également représenté en pointillés noir la population neutronique obtenue pour une interruption après 10 secondes de faisceau : ici encore, le niveau lié aux neutrons retardés est plus bas puisque la concentration en précurseurs n'est pas stabilisée.

Les conséquences de la stabilisation des précurseurs sur l'extraction de la réactivité par la CPI sont mesurables sur la figure 4.3 et dans le tableau 4.2. Pour la source continue et l'analyse de la population neutronique lors d'une unique interruption après 1000 secondes de faisceau (courbe noire), la réactivité extraite par la CPI tend très rapidement (quelques microsecondes) vers $-5.26 \$$, soit la réactivité de référence du problème étudié. Elle est en revanche de $-7.5 \$$ pour 10 secondes de source continue (pointillés noirs). Nous vérifions ici la nécessité d'attendre un temps suffisamment long pour s'assurer de l'équilibre de la concentration des précurseurs. Si c'est le cas, l'analyse par la CPI permet d'évaluer correctement la réactivité à partir de la population neutronique théorique.

L'extraction par la CPI est également affectée par les interruptions répétées de la source, puisque la réactivité extraite tend vers une valeur de $-5.72 \$$. Il est alors nécessaire de tenir compte du cycle utile de la source et de pondérer la valeur extraite par le facteur f_{CU} , soit $-5.72 \times \frac{23}{25} = -5.26 \$$, pour obtenir la réactivité de référence. C'est aussi le cas pour l'analyse des données, dont les réactivités extraites devront être pondérées par ce même facteur.

4.2.3 Correction des biais dus aux effets de statistique

Expérimentalement, les données obtenues à partir des taux de comptage des détecteurs sont affectées par des fluctuations statistiques. La probabilité d'observer N événements pendant le temps Δt peut être décrite par une loi de Poisson de variance $\lambda = N$. Par conséquent, on

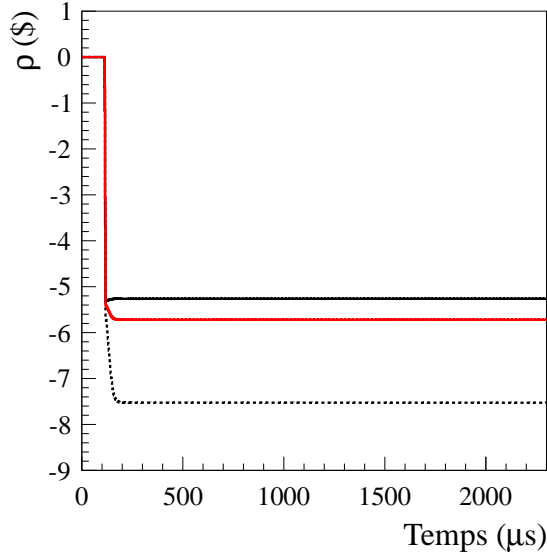


FIGURE 4.3 – Évaluation de la réactivité par la CPI pour les courbes théoriques d'évolution de la population neutronique après l'interruption d'un faisceau continu interrompu après 1000 secondes de faisceau (noir), 10 secondes de faisceau (pointillés noirs), et après la dernière interruption d'une source interrompue périodiquement pendant 1000 secondes (rouge).

TABLE 4.2 – Impact de la stabilisation des précurseurs sur la réactivité extraite selon le type de source étudié. La réactivité de référence est de -5.26 \$.

Type de source	Continue	Continue	Continue avec interruptions, $t_{on} = 23$ ms, $T = 25$ ms
Durée avant l'interruption étudiée	10 secondes	1000 secondes	1000 secondes
Réactivité extraite (\$)	-7.58	-5.26	$-5.72 \times \frac{23}{25} = -5.26$

prendra \sqrt{N} comme incertitude associée à la détection de N événements. Pour quantifier ces écarts, nous caractériserons chacun des détecteurs par leur taux de comptage cumulé maximal N_{haut} , observé avant l'interruption (qui correspond donc au niveau haut n_0 intervenant dans l'équation de la CPI (4.1)). Les taux de comptage obtenus lors nos expériences s'étendent selon le détecteur de quelques centaines à quelques centaines de milliers par μs , une fois le cumul des données expérimentales effectué. Cette amplitude de variation dépend de la masse du dépôt dans les chambres à fission ainsi que du flux auquel ils sont soumis. Dans cette plage, la loi de Poisson est correctement approchée par une loi normale d'espérance N et d'écart-type \sqrt{N} .

L'influence des fluctuations statistiques sur l'analyse par la CPI a été évaluée par ré-échantillonnage, en générant des pseudo-données affectées de ces fluctuations. Les pseudo-données sont obtenues à partir de l'évolution théorique de la population neutronique $n_{théo}(t)$, normalisée à 1 événement par μs avant l'interruption. La valeur $n_{pseudo}(t)$ à chaque pas en temps de l'histogramme de pseudo-données est alors obtenue par tirage suivant une loi normale d'espérance $\mu = N_{haut} \cdot n_{théo}(t)$ et d'écart-type $\sigma = \sqrt{N_{haut} \cdot n_{théo}(t)}$ (voir figure 4.4). Nous étudierons dans cette section les ordres de grandeur de la plus faible et de la plus large sta-

tistique N_{haut} obtenue par les détecteurs : respectivement 500 et 100 000 événements cumulés par μs .

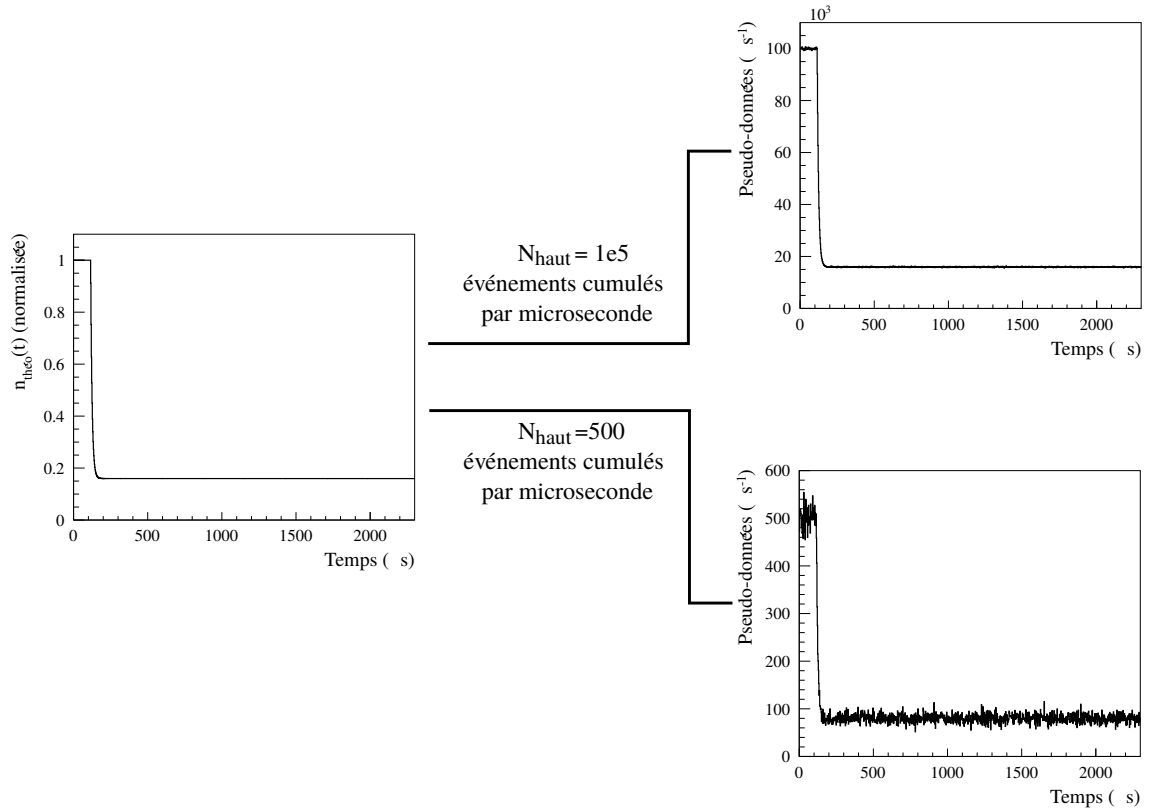


FIGURE 4.4 – Principe du rééchantillonnage des courbes théoriques : à partir de la population neutronique théorique $n_{théo}(t)$ normalisée à 1 événement par microseconde, des pseudo-données sont générées pour simuler les fluctuations statistiques observées lors des expériences.

Un exemple de l'évaluation de la réactivité à partir de pseudo-données affectés d'une statistique de 100 000 événements cumulés par μs est présenté sur la figure 4.5. Les réactivités évaluées ρ_i sont, aux fluctuations statistiques près, centrées autour d'une valeur ρ_s^{moy} que l'on détermine en moyennant les valeurs jusqu'à 2 ms après l'interruption. Au total, 500 jeux de pseudo-données ont été calculés, et l'ensemble des 500 valeurs moyennées ρ_s^{moy} forme alors une gaussienne dont l'espérance détermine la réactivité $\langle \rho_s \rangle$ et l'écart-type l'incertitude sur la réactivité (voir figure 4.6).

Le tableau 4.3 regroupe les réactivités et incertitudes pour les deux gammes de statistiques considérées. En complément, nous avons également étudié l'influence du pas de temps choisi pour l'histogramme de la population neutronique théorique, et nous avons représenté les résultats pour des pas de 1 et 4 μs . Lorsque la statistique est suffisante, la réactivité évaluée est celle attendue et on en conclut que les incertitudes statistiques n'impactent pas la précision de l'analyse. À l'inverse, pour une faible statistique, la réactivité estimée dépend du pas de temps choisi pour l'analyse et ne correspond pas à la valeur attendue de $-5.26 \$$.

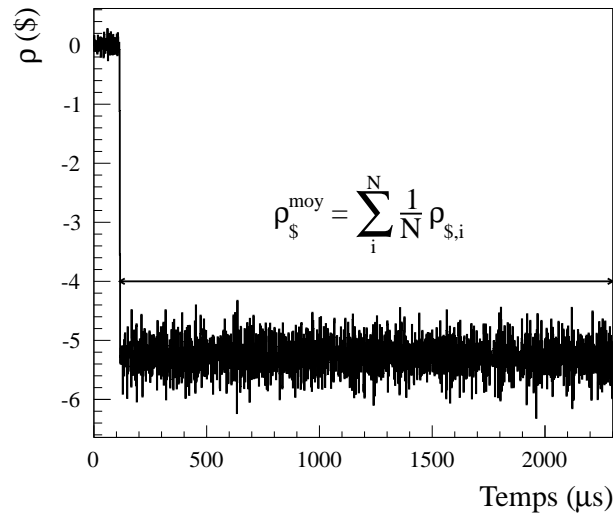


FIGURE 4.5 – Estimation de la réactivité à partir d'un jeu de pseudo-données représentatifs d'une statistique de 100 000 événements cumulés par μs .

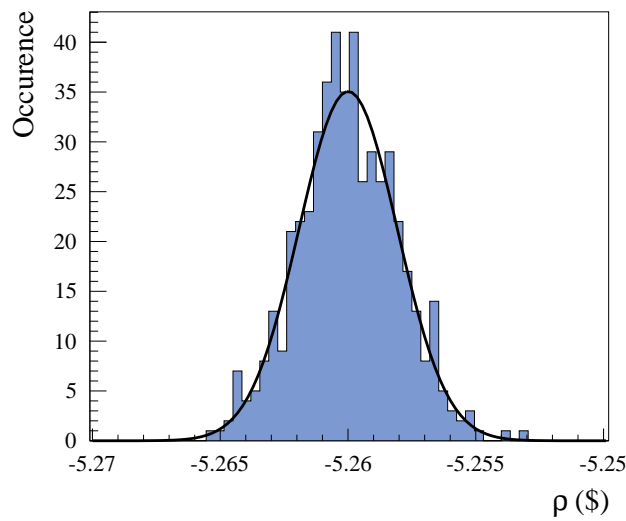


FIGURE 4.6 – Distribution des réactivités moyennes ρ_s^{moy} obtenues pour 500 jeux de pseudo-données représentatives d'une statistique de 100 000 événements cumulés par μs . L'ajustement par une gaussienne est également représenté.

Ce dernier résultat, dû à des biais statistiques liés au calcul de la réactivité ρ_s^{moy} par la moyenne¹, a motivé le développement d'une autre méthode faisant apparaître des quantités

1. Ce résultat peut s'interpréter à l'aide de l'équation (4.1), dans laquelle on constate que la population neutronique apparaît au dénominateur des trois derniers termes. La moyenne de l'inverse de $n(t)$, $\langle \frac{1}{n(t)} \rangle$, n'étant pas égale à l'inverse de la moyenne $\frac{1}{\langle n(t) \rangle}$, les fluctuations statistiques sur la population neutronique introduisent un biais sur l'évaluation de la réactivité par la moyenne.

TABLE 4.3 – Réactivités $\langle \rho_{\S} \rangle$ issues de la distribution des 500 valeurs moyennes ρ_{\S}^{moy} obtenues par rééchantillonnage.

Statistique considérée N_{haut} (coups cumulés/ μ s)	500		100 000	
Pas de temps de l'histogramme théorique (μ s)	1	4	1	4
$\langle \rho_{\S} \rangle$ (§)	-5.33 ± 0.08	-5.28 ± 0.08	-5.262 ± 0.002	-5.263 ± 0.003

intégrales de manière à ce que les résultats ne dépendent pas du pas de temps choisi pour l'analyse.

À partir des équations de la CP, on peut démontrer facilement (voir annexe D) la relation suivante :

$$\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \left[\sum_j^J \Delta c_j + \Delta n \right] = \rho_{\S}^{\text{int}} \int_{t_i}^{t_f} n(t) dt \quad (4.4)$$

avec $\Delta c_j = c_j(t_f) - c_j(t_i)$ la différence de concentration en précurseurs du groupe j entre les temps t_i et t_f , et $\Delta n = n(t_f) - n(t_i)$ la différence de population neutronique entre t_i et t_f . La concentration en précurseurs est obtenue également par les équations de la CP, et s'écrit :

$$c_j(t) = e^{-\lambda_j(t-t_{on})} \left[\frac{\beta_{j\text{eff}}}{\lambda_j \Lambda} n_0 + \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda} \int_{t_{on}}^t n(t') e^{\lambda_j(t'-t_{on})} dt' \right] \quad (4.5)$$

La démarche pour aboutir à une estimation de la réactivité est alors la suivante :

- on choisit une plage en temps délimitée par t_0 et $t_f > t_0$ choisis après l'interruption du faisceau,
- pour chaque pas en temps t_i compris entre t_0 et t_f , on calcule le terme de gauche de l'équation (4.4) et l'intégrale de la population neutronique $\int_{t_i}^{t_f} n(t) dt$,
- on trace ensuite l'un en fonction de l'autre pour obtenir une droite dont la pente évaluée par ajustement linéaire correspond à la réactivité ρ_{\S}^{int} .

Un exemple de l'utilisation de cette méthode, pour un jeu de pseudo-données correspondant à la plus faible statistique étudiée et où $t_0 = 50 \mu\text{s}$ et $t_f = 2 \text{ ms}$ après l'interruption, est présenté sur la figure 4.7 et permet de constater le caractère linéaire de la relation (4.4).

Le tableau 4.4 présente les résultats de l'application de cette méthode aux jeux de pseudo-données : pour tous les cas étudiés, les réactivités extraites $\langle \rho_{\S} \rangle$ ne dépendent pas du pas de temps choisi et correspondent à la réactivité d'entrée du modèle. Bien que nous ayons développé cette méthode pour l'analyse de données présentant une faible statistique, nous l'utiliserons par souci d'homogénéité pour tous les détecteurs dans la suite de cette thèse.

4.2.4 Impact des incertitudes sur les paramètres cinétiques

On peut montrer (voir annexe D) que l'équation (4.4) est, au premier ordre, insensible aux incertitudes sur les paramètres cinétiques. Pour s'en assurer, nous avons étudié la sensibilité de l'analyse par la méthode intégrale aux paramètres cinétiques présentés dans le tableau 4.1.

Étant calculés via le code déterministe ERANOS, les paramètres des groupes de neutrons retardés ne sont pas accompagnés d'incertitudes. Par conséquent, nous avons considéré pour les paramètres d'abondance β_j les incertitudes issues des travaux de Spriggs et al. [58] pour

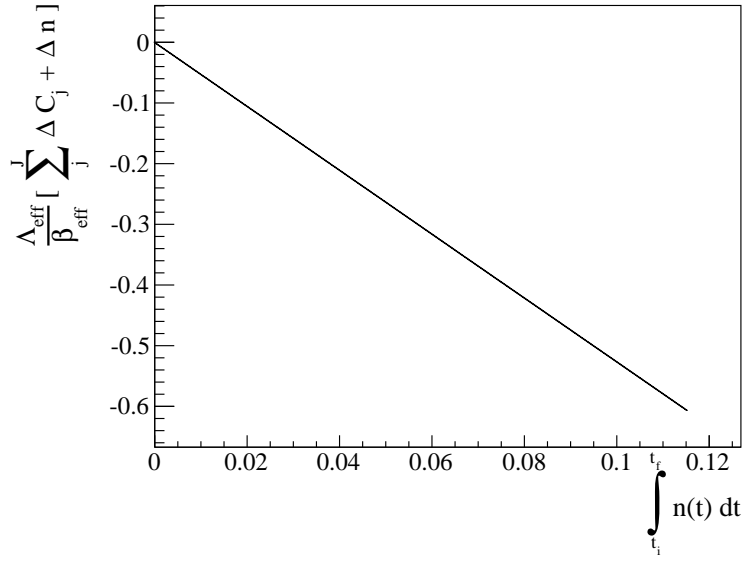


FIGURE 4.7 – Terme $\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \left[\sum_j^J \Delta c_j + \Delta n \right]$ en fonction de $\int_{t_i}^{t_f} n(t) dt$ pour un jeu de pseudo-données correspondant à une statistique de 500 événements par μs .

TABLE 4.4 – Réactivités $\langle \rho_{\S} \rangle$ issues de la distribution des 500 valeurs ρ_{\S}^{int} obtenues par rééchantillonnage.

Statistique considérée N_{haut} (coups cumulés/ μs)	500		100 000	
Pas de temps de l'histogramme théorique (μs)	1	4	1	4
$\langle \rho_{\S} \rangle$ (§)	-5.26 ± 0.10	-5.26 ± 0.10	-5.263 ± 0.003	-5.263 ± 0.003

les noyaux d' ^{235}U et d' ^{238}U présents dans le combustible. Celles-ci sont majoritairement de l'ordre de quelques % : dans le cadre de cette étude de sensibilité, nous avons choisi de majorer ces valeurs et d'affecter chacun des paramètres β_j d'une incertitude de 10 %. Concernant les paramètres β_{eff} et Λ_{eff} , une incertitude de 10 %, arbitraire mais raisonnable, a été choisie pour chacun d'entre eux.

Pour évaluer l'incidence des incertitudes sur les paramètres cinétiques, la courbe théorique de l'évolution de la population neutronique a été analysée via la méthode intégrale à l'aide de 500 jeux de paramètres cinétiques différents. Chacun de ces jeux a été obtenu par rééchantillonnage des valeurs du tableau 4.1 suivant les incertitudes discutées dans le paragraphe précédent.

Comme attendu, l'incertitude induite par les paramètres cinétiques, de l'ordre de 10^{-6} %, est complètement négligeable comparée à celle due aux fluctuations statistiques, et ne sera pas prise en compte pour l'analyse des données.

Nous avons donc pu vérifier dans cette section que la méthode d'analyse intégrale permet de calculer correctement la réactivité à partir de courbes théoriques obéissant à la CP, à condition que l'équilibre des précurseurs soit atteint. Lors de l'analyse des données expérimentales, il faudra pondérer la réactivité par le cycle utile de la source pour prendre en compte les interruptions répétées du faisceau. Enfin, nous utiliserons dans la suite la méthode intégrale permettant d'extraire sans biais la réactivité de données souffrant d'une faible statistique, et nous négligerons les incertitudes sur les paramètres cinétiques.

Il est utile cependant de rappeler que les équations de la CP sont d'autant plus valides que le réacteur étudié est proche de la criticité. Sachant que nos expériences ont été réalisées avec un facteur de multiplication variant de 0.88 à 0.98, on peut d'ores et déjà s'attendre à ce que la qualité des résultats fournis par notre analyse, basée sur la CP, dépende de la configuration étudiée.

4.3 Observations préliminaires sur les données expérimentales

Lors des expériences réalisées, la prise de données commence une quinzaine de minutes après la mise en marche du faisceau. On s'assure ainsi d'atteindre la stabilisation de la concentration en précurseurs dans le réacteur. Par ailleurs, les signaux provenant des chambres à fission sont acquis par l'acquisition GANDDALF en mode fenêtrage (voir chapitre 3) pour ne pas saturer l'espace de stockage. Sur chaque période T de 25 ms, nous choisissons de n'acquérir les données temporelles que de 300 μ s avant l'interruption jusqu'à 300 μ s après la reprise du faisceau, soit un intervalle de 2.6 ms pendant lequel les événements sont stockés individuellement et associés à leur temps de détection. En dehors de cette plage en temps, l'acquisition est en mode comptage et seul le nombre d'événements détectés est enregistré avec un pas en temps choisi.

Nous allons examiner dans un premier temps certaines caractéristiques communes à toutes les expériences réalisées à travers l'étude de la configuration SC1 (figure 4.8).

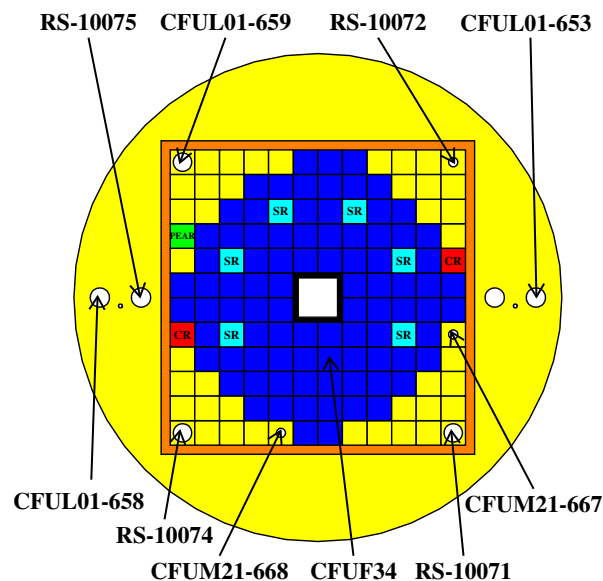


FIGURE 4.8 – Vue schématique du réacteur VENUS-F en configuration SC1.

TABLE 4.5 – Caractéristiques des détecteurs dans la configuration SC1.

Détecteur	Masse du dépôt d' ^{235}U	Nombre de coups maximal N_{haut} (coups cumulés par μs)
CFUF34	~ 1 mg	~ 600
CFUM21-668	~ 10 mg	$\sim 3\,000$
CFUM21-667	~ 10 mg	$\sim 3\,000$
RS-10074	~ 100 mg	$\sim 30\,000$
RS-10071	~ 100 mg	$\sim 29\,000$
RS-10072	~ 100 mg	$\sim 29\,000$
RS-10075	~ 100 mg	$\sim 30\,000$
CFUL01-653	~ 1000 mg	$\sim 128\,000$
CFUL01-658	~ 1000 mg	$\sim 128\,000$
CFUL01-659	~ 1000 mg	$\sim 170\,000$

4.3.1 Réponses des détecteurs dans la configuration SC1

Dix chambres à fission, toutes à dépôt d' ^{235}U , sont présentes dans le réacteur pour cette configuration. Leurs noms et caractéristiques sont rappelés dans le tableau 4.5 ainsi que le nombre maximal de coups obtenu par μs après cumul des données.

Les réponses des détecteurs sont présentés sur la figure 4.9. Il s'agit des données cumulées obtenues pour une dizaine d'heures d'expériences, représentées sous forme d'histogrammes de pas de temps d'une μs . Les taux de comptage étant particulièrement faibles lors de nos expériences, les corrections de temps mort se sont avérées négligeables. De même, la contribution du bruit de fond a été évaluée à l'aide de prises de données dédiées, effectuées de nuit lorsque le réacteur est à l'arrêt. La contribution du bruit de fond est également négligeable pour tous les détecteurs sauf pour la configuration SC4, pour laquelle les taux de comptage étaient très faibles. Dans ce dernier cas, le bruit de fond contribue pour 1 % au taux de comptage de la CFUL01-673.

En observant les réponses des détecteurs, on trouve des similitudes qui permettent de les regrouper selon leur position dans le réacteur. On distingue trois zones :

- le cœur, composé des assemblages combustibles (seul le détecteur CFUF34 y est présent),
- le réflecteur interne, constitué par les assemblages de plomb situés entre le cœur et le casier en acier inoxydable (détecteurs RS-10071, RS-10072, RS-10074, CFUM21-668, CFUM21-667 et CFUL01-659),
- le réflecteur externe, formé par les réflecteurs semi-circulaires en plomb (détecteurs CFUL01-658, CFUL01-653 et RS-10075).

Par la suite, nous nous concentrerons sur l'étude de trois détecteurs représentatifs de chacune de ces zones, à savoir les chambres à fission CFUF34, RS-10071 et CFUL01-658.

La figure 4.10 représente les taux de comptage normalisés de ces détecteurs. La méthode MSM, décrite dans le chapitre 2, a permis d'évaluer la réactivité de cette configuration à -5.28 ± 0.13 \$. En utilisant les paramètres cinétiques de la configuration SC1 calculés par ERANOS, il est alors possible de comparer ces histogrammes avec l'évolution théorique de la population neutronique : la courbe rouge superposée aux taux de comptage de chacun des détecteurs représente l'allure prédite par les équations de la cinétique point.

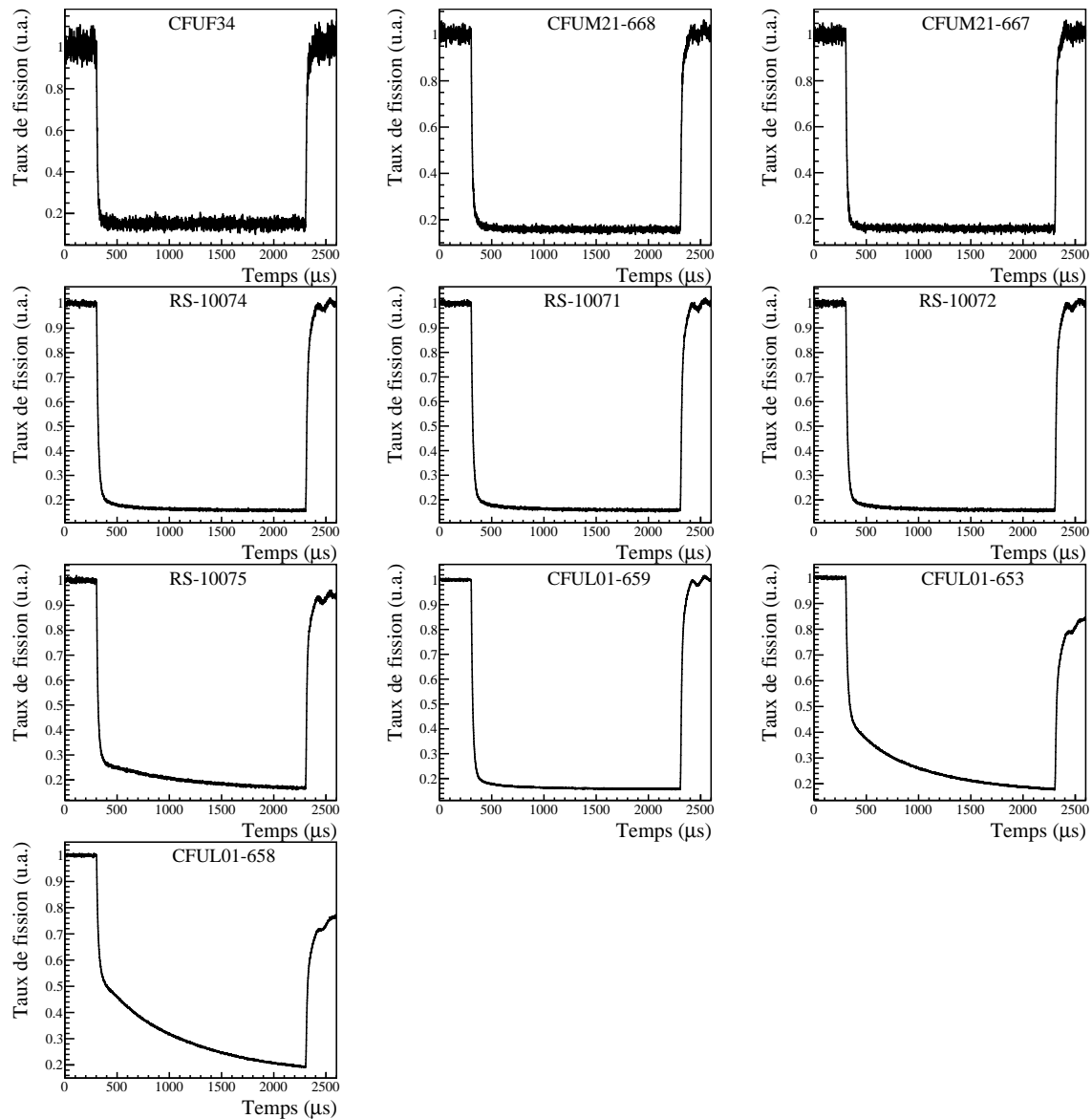


FIGURE 4.9 – Réponses des différents détecteurs dans la configuration SC1.

Pour tous les détecteurs on note d'abord un taux de comptage stable avant l'interruption, puis la décroissance prompte de la population neutronique avant l'apparition d'un niveau quasi constant dû aux neutrons retardés émis par les précurseurs, et enfin une augmentation brusque lorsque le faisceau reprend. Le détecteur CFUF34 est le plus affecté par les fluctuations statistiques, bien qu'il soit placé près du centre du réacteur, en raison de la faible masse de son dépôt. Malgré cela, sa réponse est très proche de l'allure issue de la cinétique point. On voit clairement la décroissance prompte puis l'établissement très rapide d'un plateau de neutrons retardés dont la décroissance n'est pas visible sur les 2 ms que dure l'interruption.

La CFUF34 est la seule chambre dont la réponse semble conforme aux prédictions de la CP. Les réponses observées pour les autres chambres sont en effet plus complexes, avec une décroissance intermédiaire entre la décroissance prompte et la décroissance retardée. Pour certains

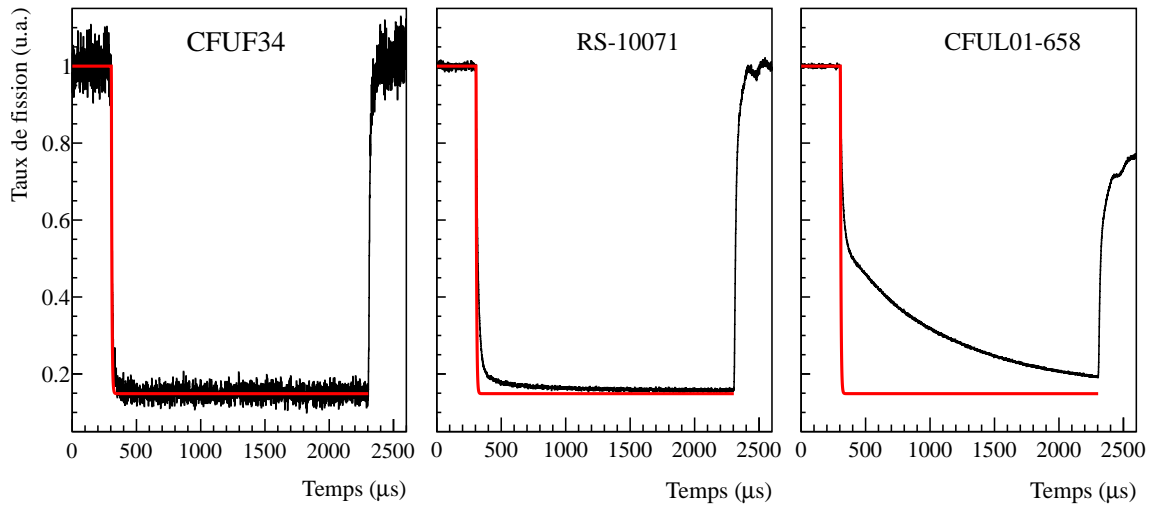


FIGURE 4.10 – En noir, populations neutroniques normalisées pour 3 détecteurs dans les 3 zones caractéristiques du réacteur : CFUF34 dans le cœur, RS-10071 dans le réflecteur interne et CFUL01-658 dans le réflecteur externe. En rouge, l'allure prédite par les équations de la cinétique point.

détecteurs, cette évolution intermédiaire est suffisamment longue pour empêcher d'atteindre le niveau de neutrons retardés sur les 2 ms d'interruption. Cet effet est moins important pour les deux détecteurs CFUM21-668 et CFUM21-667 situés près des assemblages combustible pour lesquels la décroissance intermédiaire se dissipe plus rapidement. De manière générale, la réponse d'un détecteur est d'autant plus éloignée de la cinétique point que le détecteur est loin du centre du réacteur. On notera également un résultat surprenant qui sera discuté dans le chapitre suivant, et qui concerne les réponses des détecteurs CFUL01-658 et CFUL01-653 : situés quasi-symétriquement de part et d'autre du réacteur, leurs réponses sont pourtant significativement différentes.

Ces différents effets témoignent de la présence d'effets spatiaux qui ne sont pas pris en compte dans la théorie de la cinétique point, et qui vont donc impacter les réactivités extraites.

4.3.2 Instabilité de la source externe de neutrons

Le taux de comptage du moniteur de la source de neutrons API est représenté sur la figure 4.11. Ce détecteur, sensible aux produits de réaction α et protons émis lors de l'interaction du faisceau avec la cible, fournit un taux de comptage proportionnel à la production externe de neutrons. À la différence de l'acquisition des données pour les chambres à fission, les signaux de API sont marqués temporellement tout au long de l'expérience. En recalant les signaux par rapport à l'interruption correspondante, on peut donc avoir accès à l'allure du faisceau sur une période complète de 25 ms.

On peut constater que le faisceau souffre d'instabilité au raccrochage, une fois l'interruption de 2 ms terminée : l'intensité n'atteint pas directement un niveau constant mais oscille sur quelques ms avant de décroître lentement.

Il est important de prendre cette instabilité en compte pour l'analyse. Puisque les signaux provenant des détecteurs sont acquis en mode fenêtrage, la valeur de n_0 apparaissant dans

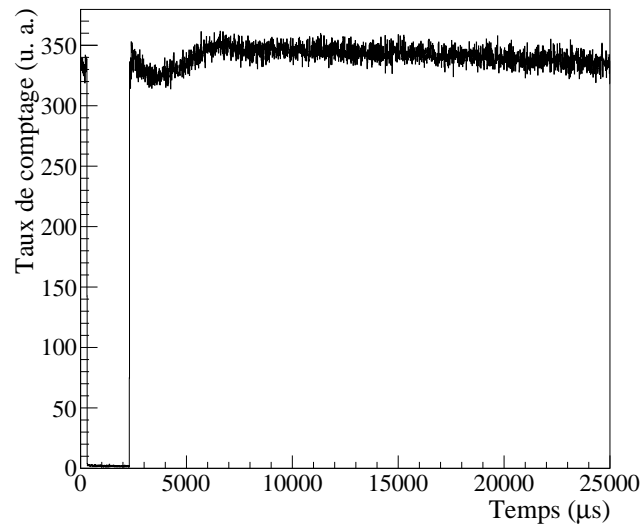


FIGURE 4.11 – Taux de comptage du détecteur API obtenu lors d'une expérience d'interruption faisceau.

l'équation de la CPI (4.1) et correspondant au niveau stable avant l'interruption est obtenue en moyennant la réponse sur 300 μs avant l'interruption. En raison de l'instabilité du faisceau, la valeur de n_0 calculée est donc sous-estimée car évaluée lorsque le faisceau est au plus bas.

Un facteur de correction utilisant le taux de comptage de API a été calculé en comparant le taux moyen de détection de particules α sur toute la période de fonctionnement du GENIEPI (23 ms), $\langle N_{\alpha \text{ API}} \rangle$, au taux estimé en prenant en compte uniquement les 300 μs avant l'interruption $\langle N_{\alpha \text{ API}} \rangle_{300\mu\text{s}}$:

$$f_{\text{Instabilité}} = \frac{\langle N_{\alpha \text{ API}} \rangle}{\langle N_{\alpha \text{ API}} \rangle_{300\mu\text{s}}} \quad (4.6)$$

La valeur n_0 évaluée sur les données fournies par les détecteurs doit alors être multipliée par $f_{\text{Instabilité}}$ pour prendre en compte l'oscillation de la source externe de neutrons. Pratiquement, ces corrections ne dépassent pas 1 à 2 % selon la configuration étudiée mais sont néanmoins significatives.

4.4 Validation des résultats

Pour s'assurer de la validité de la méthode d'analyse présentée dans cette thèse, on s'appuiera sur les valeurs calculées par la méthode MSM, qui fournit des réactivités de référence pour chacune des configurations. On distinguera néanmoins certaines configurations pour lesquelles la méthode MSM n'a pas été appliquée dans des conditions optimales. On rappelle que cette méthode est basée sur la comparaison des taux de comptage obtenus pour une configuration dont on connaît la réactivité avec ceux de la configuration dont on cherche à déterminer la sous-criticité.

Idéalement, la méthode MSM s'applique avec une source d'intensité constante : c'est ce qui a été réalisé pour la configuration SC1 avec la source d'américium-béryllium (Am-Be)

qui peut être insérée dans le réacteur et dont l'intensité ne varie pas à l'échelle des projets GUINEVERE et FREYA.

Il est également possible d'utiliser l'accélérateur GENEPI-3C comme source externe de neutrons en prenant comme référence SC1 au lieu de CR0. L'intensité de la source varie alors d'une configuration à l'autre et même d'une expérience à l'autre, et il est par conséquent nécessaire de normaliser les taux de comptage des détecteurs par les taux de comptage obtenus avec les moniteurs de la source (comme le détecteur API). La validité de l'utilisation du GENEPI pour l'application de la méthode MSM a pu être confirmée pour les mouvements de barre de contrôle : les résultats pour la configuration SC1/CR@0mm pour des expériences avec la source d'Am-Be et avec l'accélérateur sont en effet en très bon accord (voir le tableau 4.6). C'est également le cas pour la configuration très sous-critique SC4.

En revanche, nous ne disposons pas d'expériences réalisées avec la source d'Am-Be pour les autres configurations. Pour cette raison, une autre source de validation est également proposée en utilisant les réactivités évaluées par les simulations MCNP en mode KCODE. Nous reviendrons largement sur MCNP dans le chapitre 5, c'est pourquoi nous ne détaillerons pas ici le principe des calculs. Bien que les simulations MCNP soient peu fiables pour déterminer précisément le facteur de multiplication d'un réacteur, elles peuvent fournir une estimation de la variation de réactivité induite par une modification "raisonnable" d'une configuration de référence. La démarche utilisée est la suivante, en prenant comme référence la configuration SC1 :

- la réactivité obtenue par simulation pour SC1, $\rho_{\text{MCNP}}^{\text{SC1}} = -4156$ pcm, permet d'estimer la différence entre la réactivité évaluée par MCNP et la réactivité évaluée expérimentalement par la méthode MSM, $\rho_{\text{MSM}}^{\text{SC1}} = -3864$ pcm, c'est à dire $\Delta\rho = \rho_{\text{MCNP}}^{\text{SC1}} - \rho_{\text{MSM}}^{\text{SC1}} = -292$ pcm,
- les réactivités obtenues par simulation pour les autres configurations sont recalées, en ajoutant l'écart de réactivité $\Delta\rho$ observé pour la configuration de référence.

TABLE 4.6 – Comparaison des réactivités évaluées pour les différentes configurations par la méthode MSM et par MCNP. Les valeurs MSM sont distinguées selon le type de source utilisé pendant les expériences.

Configuration	$\rho_{\text{MSM-AmBe}}$	$\rho_{\text{MSM-GENEPI}} (\$)$	$\rho_{\text{MCNP}} (\$)$
SC1	-5.28 ± 0.13	-	-
SC1/CR@0mm	-6.24 ± 0.20	-6.23 ± 0.17	-6.29 ± 0.04
SC1/CR@240mm	-	-5.85 ± 0.16	-5.87 ± 0.04
SC1/CR@600mm	-	-5.01 ± 0.13	-5.04 ± 0.03
SC2	-	-8.14 ± 0.21	-7.84 ± 0.05
SC3	-	-4.14 ± 0.11	-4.19 ± 0.03
SC4	-17.68 ± 0.63	-17.48 ± 0.46	-16.62 ± 0.10
SC1/ShTh	-	-	-
SC1/IPS	-	-6.26 ± 0.17	-5.86 ± 0.04
SC1/SSIPS	-	-6.29 ± 0.17	-5.97 ± 0.04
SC1/2SS	-	-5.82 ± 0.15	-5.55 ± 0.04

Les valeurs ainsi calculées sont présentées dans le tableau 4.6, et comparées aux valeurs MSM obtenues par l'analyse d'expériences utilisant la source Am-Be ou l'accélérateur

GENEPI-3C. La valeur ρ_{MCNP} obtenue pour SC1 sert de référence pour recalculer les autres réactivités obtenues par MCNP, et n'est donc pas indiquée dans le tableau. On notera également l'absence de valeur ρ_{MSM} pour la configuration SC1/ShTh, aucune expérience dédiée n'ayant été réalisée pour celle-ci. Il a cependant été établi que le poids en réactivité du doigt de gant, dont la position est la seule différence entre les configurations SC1 et SC1/ShTh, est probablement inférieur à 0.1\$ [92] et nous prendrons donc comme référence pour cette configuration la valeur MSM calculée pour SC1.

Les estimations par la méthode MSM et par MCNP sont très proches pour les configurations présentant différentes hauteurs de barres de contrôle et pour la configuration SC3. Dans ces cas, les simulations MCNP semblent être à même d'évaluer la variation de réactivité puisque les cœurs étudiés sont proches de celui de SC1. À l'inverse, l'évaluation de la réactivité par les simulations MCNP se dégrade pour SC2 et SC4, ces configurations étant beaucoup moins proches de SC1 en matière de réactivité et de géométrie.

Des écarts importants sont également constatés pour SC1/IPS, SC1/SSIPS et SC1/2SS, pour lesquelles les variations de réactivité sont largement sous-estimées par MCNP. Ces résultats sont plus surprenants puisque les modifications apportées à SC1 sont faibles pour ces configurations. On pourrait donc s'attendre à une estimation relativement fiable de la réactivité par les simulations MCNP, ce qui impliquerait que les résultats fournis par la méthode MSM avec le GENEPI sont décevants. Il n'est toutefois pas possible de conclure en faveur de l'une ou l'autre des évaluations pour le moment, et les résultats obtenus par l'analyse des expériences d'interruption de faisceau pourront être comparés aux valeurs fournies par les deux estimations.

4.5 Résultats bruts des expériences

La méthode intégrale présentée précédemment a été appliquée aux données expérimentales. En ce qui concerne l'évaluation des incertitudes statistiques, une démarche similaire à celle réalisée pour les pseudo-données a été choisie en effectuant un rééchantillonnage des données. Cinq cents courbes ré-échantillonnées ont ainsi été calculées à partir de la réponse de chaque détecteur, et l'analyse par la méthode intégrale est effectuée sur chacune de ces courbes. La distribution de ces 500 résultats est alors une gaussienne dont la valeur moyenne représente la réactivité extraite, et l'écart-type l'incertitude associée.

4.5.1 Résultats pour la configuration SC1

Comme nous avons constaté que les données en fin d'interruption sont celles qui tendent le plus vers un plateau, et donc celles qui sont les plus proches de l'allure prédite par la cinétique point, il paraît naturel que la borne supérieure t_f de la plage en temps de la méthode intégrale soit fixée à 2 ms après l'interruption. En revanche, le choix de la valeur de la borne inférieure t_0 n'étant pas intuitif, nous avons fait varier t_0 de 100 μ s jusqu'à 1.9 ms après l'interruption par pas de 100 μ s pour en estimer l'impact.

Les résultats de l'analyse en fonction de la borne inférieure de la plage en temps sont reportés sur la figure 4.12, pour les données obtenues dans la configuration SC1 et pour les trois détecteurs représentatifs des trois zones du réacteur. On notera que les corrections liées à l'instabilité et au cycle utile de la source sont prises en compte dans les valeurs présentées.

Comme on pouvait s'y attendre, les valeurs provenant de la CFUF34 sont les plus impactées par les fluctuations statistiques. En outre, plus la valeur de t_0 augmente, moins de données

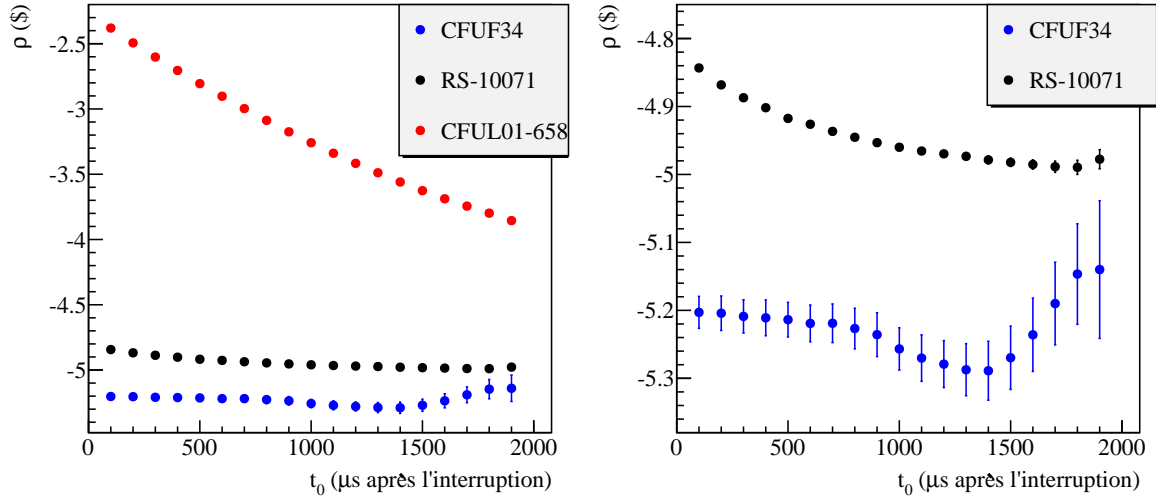


FIGURE 4.12 – Réactivité extraite en fonction de t_0 pour les détecteurs CFUF34, RS-10071 et CFUL01-658 dans la configuration SC1. La valeur de t_f est fixée à 2 ms après l'interruption. La figure de droite est un agrandissement de celle de gauche autour des valeurs extraites pour les détecteurs CFUF34 et RS-10071.

sont considérées pour l'analyse et donc plus les incertitudes sont importantes. Malgré tout, les réactivités extraites ρ_s^i sont toutes compatibles à 2σ . La moyenne pondérée par les incertitudes σ_i de ces réactivités fournit la valeur expérimentale ρ_s^{exp} associée à ce détecteur :

$$\rho_s^{\text{exp}} = \frac{\sum_i \frac{\rho_s^i}{\sigma_i^2}}{\frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (4.7)$$

et l'incertitude σ^{exp} est évaluée en considérant une corrélation maximale entre les valeurs :

$$\sigma^{\text{exp}} = \sqrt{\frac{\sum_i \sum_j \left(\frac{1}{\sigma_i^2 \sigma_j^2} \right)}{\sum_i \left(\frac{1}{\sigma_i^2} \right)^2}} \quad (4.8)$$

Pour les autres chambres, les réactivités calculées en fonction de t_0 ne sont clairement pas toutes compatibles entre elles. Cela n'est pas surprenant puisque pour ces détecteurs le niveau de neutrons retardés n'est pas atteint au cours des 2 ms d'interruption. Cependant, plus l'analyse porte préférentiellement sur les données obtenues en fin d'interruption (t_0 élevé), plus la réactivité semble tendre vers une valeur stable pour les détecteurs situés dans le réflecteur interne (comme la RS-10071). Ce n'est pas le cas en revanche pour ceux placés dans le réflecteur externe (comme la CFUL01-658), pour lesquels la réactivité extraite présente une dépendance très importante au choix de t_0 .

Pour tous les détecteurs impactés par la décroissance intermédiaire, le choix de t_0 influe donc également sur l'erreur systématique commise en considérant que la réponse des détecteurs atteint le plateau de neutrons retardés. Il y a alors compétition entre l'erreur statistique

qui augmente et l'erreur systématique qui diminue lorsque t_0 augmente. Faute de justification physique supplémentaire, la valeur évaluée pour $t_0 = 1.7$ ms apparaît comme un choix raisonnable et est choisie comme la réactivité expérimentale ρ_{exp} associée à ces détecteurs. Nous verrons dans le chapitre 5 que ce choix a peu d'importance sur les réactivités finales obtenues, ce qui justifie que nous ne nous soyons pas attardés sur une détermination précise et optimisée de t_0 .

Le tableau 4.7 regroupe la réactivité mesurée à l'aide de chaque détecteur dans la configuration SC1. Les réactivités extraites dépendent fortement de la position des détecteurs. La distinction en 3 zones, établie plus haut par l'observation des allures des taux de comptage des détecteurs, est justifiable ici également : seule la réactivité issue de la CFUF34 dans le cœur est compatible avec la valeur MSM ρ_{MSM} de -5.28 ± 0.13 \$. Les réactivités évaluées dans le réflecteur interne sont remarquablement proches et sont sur-estimées d'un facteur de l'ordre de 5.5 %, et des écarts encore plus conséquents sont atteints pour les détecteurs du réflecteur externe avec 40 % pour la CFUL01-658. Globalement, la réactivité extraite est d'autant plus surestimée par rapport à la valeur de référence que le détecteur est éloigné du centre du réacteur.

TABLE 4.7 – Réactivité obtenue pour chacun des détecteurs dans la configuration SC1.

Position	Détecteur	Réactivité (\$)
Cœur	CFUF34	-5.23 ± 0.04
Réflecteur interne	RS-10074	-4.992 ± 0.005
	RS-10071	-5.008 ± 0.006
	CFUL01-659	-4.994 ± 0.002
	CFUM21-668	-5.04 ± 0.02
	CFUM21-667	-5.01 ± 0.02
Réflecteur externe	RS-10072	-4.973 ± 0.006
	RS-10075	-4.609 ± 0.005
	CFUL01-653	-4.196 ± 0.003
	CFUL01-658	-3.769 ± 0.001
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.28 ± 0.13 \$	

4.5.2 Résultats remarquables pour les autres configurations

Les résultats discutés pour la configuration SC1 sont caractéristiques du comportement observé dans la plupart des expériences réalisées. Des particularités propres à certaines configurations sont cependant à signaler et sont discutées ici. L'ensemble des résultats est disponible dans l'annexe E.

4.5.2.1 Position de la source

La configuration SC1/ShTh est identique à SC1 mise à part la position de la source, qui n'est plus centrée au niveau du cœur mais surélevée de 30 cm. Les différences constatées par

rapport aux valeurs du tableau 4.7 sont donc directement liées à un effet de la position de la source.

Ici, la réactivité obtenue par la CFUF34 pour des interruptions longues n'est plus compatible avec la valeur de la méthode MSM et passe à -5.01 ± 0.03 \$. Les résultats pour les détecteurs du réflecteur interne sont également modifiés, l'écart augmentant de 5.5 % à 6.5 %. Des effets spatiaux supplémentaires, qui tendent à dégrader les résultats, sont donc induits par la position surélevée de la source.

4.5.2.2 Détecteur à dépôt d' ^{238}U

Par ailleurs, on note que lors des expériences dans la configuration SC1/ShTh le réacteur contient la chambre CFUL01-673 à dépôt d' ^{238}U . Ce détecteur est situé dans le réflecteur externe, en position C1, à la place du détecteur CFUL01-653 présent dans la configuration SC1. Sachant que la section efficace de fission de l' ^{238}U présente un seuil d'environ 1,4 MeV, la réponse de la CFUL01-673 est beaucoup moins sensible aux neutrons de faible énergie comparée à celle de la CFUL01-653 à dépôt d' ^{235}U . La figure 4.13 permet d'apprécier la différence des réponses obtenues entre les deux détecteurs : la décroissance intermédiaire observée pour CFUL01-653 disparaît presque totalement pour la chambre CFUL01-673, dont la réponse est proche de l'allure prédite par la cinétique point. La distorsion de la réponse des détecteurs qui empêche d'atteindre le niveau de neutrons retardés sur une fenêtre de 2 ms semble donc provenir de neutrons de faible énergie.

Dans la mesure où le plateau de neutrons retardés est atteint avec la chambre à dépôt d' ^{238}U , l'extraction de la réactivité s'en trouve améliorée. Celle-ci passe de -4.183 ± 0.003 pour CFUL01-653 à -4.95 ± 0.04 \$ pour CFUL01-673, une valeur semblable à celles provenant des détecteurs du réflecteur interne.

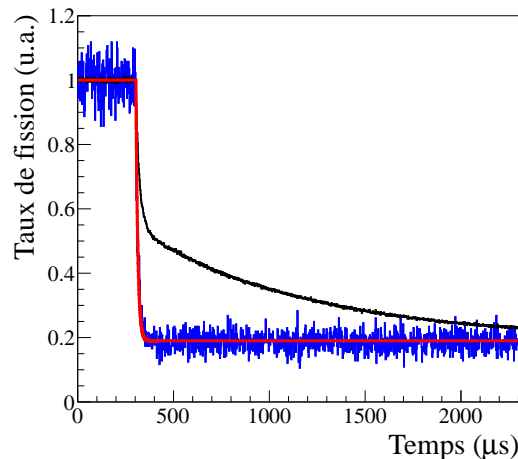


FIGURE 4.13 – Comparaison de la réponse normalisée des détecteurs CFUL01-653 (noir) et CFUL01-673 (bleu), situés en position C1 dans le réflecteur externe, respectivement dans la configuration SC1 et dans la configuration et SC1/ShTh. L'allure prédite par la cinétique point est également représentée en rouge.

Ces commentaires sur l'apport de la chambre CFUL01-673 sont communs à toutes les configurations où elle est présente. La réponse fournie est proche de celle prédite par la cinétique point, et la réactivité extraite est similaire à celles obtenues dans le réflecteur interne.

4.5.2.3 Niveau de sous-criticité

À partir de SC1, trois niveaux de réactivité supplémentaires ont été sondés en modifiant la hauteur des barres de contrôle à 0, 240 et 600 mm. La plage de réactivité ainsi étudiée s'étend de -6.23 ± 0.17 \$ à -5.01 ± 0.13 \$ selon la méthode MSM. D'autres niveaux de sous-criticité ont également été étudiés à l'aide des configurations SC2, SC3 et SC4, qui se différencient de la configuration SC1 par le nombre et la disposition des assemblages combustibles. Cette fois, les réactivités s'étendent de -4.14 ± 0.11 \$ pour SC3 à -17.48 ± 0.46 \$ pour SC4.

La seule variation observable sur les allures des taux de comptage est l'amplitude du saut prompt, qui augmente lorsque la réactivité diminue. Dans tous les cas, la réactivité issue de la chambre CFUF34 est la seule à être compatible avec la valeur de la méthode MSM. En ce qui concerne les autres détecteurs, plus la réactivité de la configuration est sous-critique, plus l'écart à la valeur MSM est important. Pour les détecteurs du réflecteur interne on passe en effet de ~ 5.5 % d'écart pour SC1/CR@600mm à ~ 6.5 % pour SC1/CR@0mm. De même, pour la configuration SC3 l'écart est de l'ordre de 5 % tandis qu'il est de 9 % pour la configuration SC4. Cette augmentation témoigne de nouveau des limites des équations de la cinétique point, qui sont d'autant moins valables que l'on s'écarte de la criticité.

4.5.2.4 Perturbations locales

Dans les configurations SC1/IPS, SC1/SSIPS et SC1/2SS, des perturbations locales ont été ajoutées à la configuration SC1. Elles sont regroupées dans ce paragraphe en raison de la similarité de leur influence sur les réponses des détecteurs.

Seuls les détecteurs les plus proches des éléments ajoutés sont impactés par ceux-ci. Il s'agit des détecteurs RS-10074, CFUL01-659 et RS-10071, respectivement à proximité de l'IPS et des assemblages en acier. Pour chacune de ces chambres les éléments ont pour effet de limiter la décroissance intermédiaire, et donc de rapprocher les réponses observées de la cinétique point. En effet, le cadmium qui entoure l'IPS est un absorbant efficace de neutrons de basse énergie, dont nous avons vu le rôle sur la distorsion des taux de comptage. La présence de l'IPS va donc diminuer le nombre de ces neutrons susceptibles d'interagir avec la RS-10074. De même, l'acier des assemblages SS a une section efficace d'absorption des neutrons de faible énergie plus élevée que celle des assemblages de plomb. Les détecteurs CFUL01-659 et RS-10071 sont donc "protégés" des neutrons de basse énergie lorsque les assemblages d'acier sont présents. Cet effet est observable sur la figure 4.14.

Les remarques précédentes permettent également de comprendre pourquoi nous avons observé dans la configuration SC1 que les détecteurs CFUM21-667 et CFUM21-668 donnent des courbes plus proches de la cinétique point que les autres détecteurs du réflecteur interne. Effectivement, moins de neutrons de faible énergie sont présents autour de ces chambres en raison de la proximité des assemblages combustibles, dans lesquels les noyaux d' ^{235}U ont une section efficace d'absorption des neutrons de faible énergie élevée. La décroissance intermédiaire est donc moins présente pour ces deux chambres.

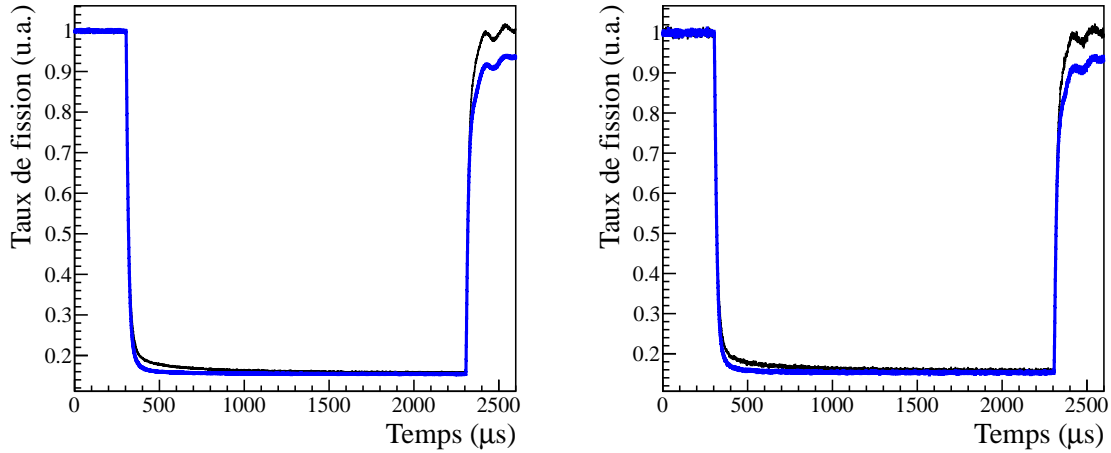


FIGURE 4.14 – Comparaison de la réponse normalisée des détecteurs CFUL01-659 et RS-10071 entre les expériences dans la configuration SC1 (noir) et SC1/2SS (bleu).

4.5.3 Interruptions “courtes”

L’analyse des données expérimentales effectuée jusqu’à présent a porté sur l’ensemble des données à notre disposition, c’est à dire sur les 2 ms d’interruption. Or, on souhaite savoir si on peut utiliser des interruptions moins longues, de l’ordre de quelques centaines de microsecondes, comme il est parfois envisagé pour un ADS de puissance. Pour évaluer l’incidence d’interruptions plus courtes sur l’extraction de la réactivité, une seconde analyse a été réalisée en fixant $t_f = 200 \mu\text{s}$ ce qui revient à simuler une durée d’interruption de $200 \mu\text{s}$. Les réactivités extraites pour la configuration SC1 sont résumées dans le tableau 4.8, pour $t_0 = 100 \mu\text{s}$.

TABLE 4.8 – Réactivité obtenue pour chacun des détecteurs dans la configuration SC1, en limitant l’analyse à $200 \mu\text{s}$ après l’interruption.

Position	Détecteur	Réactivité (\$)
Cœur	CFUF34	-5.12 ± 0.06
Réflecteur interne	RS-10074	-4.149 ± 0.006
	RS-10071	-4.20 ± 0.01
	CFUL01-659	-4.218 ± 0.002
	CFUM21-668	-4.65 ± 0.03
	CFUM21-667	-4.84 ± 0.03
	RS-10072	-4.196 ± 0.006
Réflecteur externe	RS-10075	-2.781 ± 0.003
	CFUL01-653	-1.508 ± 0.001
	CFUL01-658	-1.079 ± 0.001
Valeur de référence par la méthode MSM		$-5.28 \pm 0.13 \text{ \$}$

Dans ce cas, la réactivité provenant de la CFUF34 reste compatible avec la valeur MSM mais est supérieure de 0.08 \$ à la réactivité obtenue sur 2 ms d'interruption. À l'exception des détecteurs CFUM21-668 et CFUM21-667, la réactivité évaluée dans le réflecteur interne se situe autour de -4.20 \$, soit, comme attendu puisque le niveau lié aux neutrons retardés n'est pas atteint sur 200 μ s, une dégradation des résultats avec une diminution de 0.8 \$. Pour les deux détecteurs mentionnés, nous avons vu que la décroissance intermédiaire caractéristique des détecteurs placés dans le réflecteur s'éteint plus vite. Les écarts par rapport aux interruptions "longues" sont donc moins importants puisque leurs réponses tendent plus rapidement vers le niveau de neutrons retardés.

Cette dernière remarque est généralisable à l'ensemble des configurations étudiées : plus la réponse des détecteurs tend rapidement vers le niveau de neutrons retardés, plus les résultats convergent vers la réactivité obtenue lors d'interruptions longues. Ce sera par exemple le cas pour les détecteurs protégés par les perturbations locales.

L'ensemble des résultats pour les interruptions courtes est disponible dans l'annexe F.

4.6 Conclusions

Les résultats obtenus montrent que la réactivité extraite dépend fortement de la position du détecteur considéré quelle que soit la configuration étudiée. La réactivité provenant de la CFUF34 dans le cœur, lorsque la source est positionnée au centre du réacteur, est toujours compatible avec la réactivité de référence établie par la méthode MSM. Pour les autres détecteurs, des écarts qui s'amplifient avec la sous-criticité du réacteur sont observés. Ces écarts s'étendent de quelques pour cent dans le réflecteur interne à quelques dizaines de pour cent dans le réflecteur externe. Les écarts ont aussi tendance à s'amplifier quand la réactivité diminue. Ces constats témoignent des limites des hypothèses de la cinétique point, qui sont mises en défaut aux niveaux de sous-criticités étudiés.

Les effets spatiaux sont particulièrement importants dans le réflecteur externe. Comme l'utilisation d'une chambre à seuil ramène ces effets à des amplitudes voisines de celles observées dans le réflecteur interne, il semble que ce sont des neutrons de faible énergie qui sont responsables de ces grandes distorsions.

Comme attendu, le passage à une interruption plus brève amplifie les distorsions des résultats car les courbes de décroissance sont d'autant plus éloignées de la cinétique point que le temps après l'interruption considéré est court.

La figure 4.15 se veut un résumé graphique des résultats obtenus pour les interruptions longues. Les réactivités extraites ρ_{IFL} par l'analyse des interruptions de faisceau y sont représentées, pour chaque détecteur, en fonction de la valeur ρ_{MSM} . Compte tenu des doutes qui peuvent être émis sur les valeurs fournies par la méthode MSM pour les configurations SC1/IPS, SC1/SSIPS et SC1/2SS (voir section 4.4), ces dernières ne sont pas considérées dans la figure 4.15. On constate que :

- la CFUF34 permet d'obtenir la bonne valeur de réactivité sur toute la plage en réactivité qui s'étend d'environ -18 \$ à -4 \$,
- alors que les résultats des autres détecteurs se dégradent au fur et à mesure que la réactivité diminue, on peut observer que la relation entre ρ_{IFL} et ρ_{MSM} demeure à peu près linéaire.

À ce stade, pour estimer la réactivité correctement ou presque, il semble indispensable :

- de réaliser des interruptions de faisceau plutôt longues,

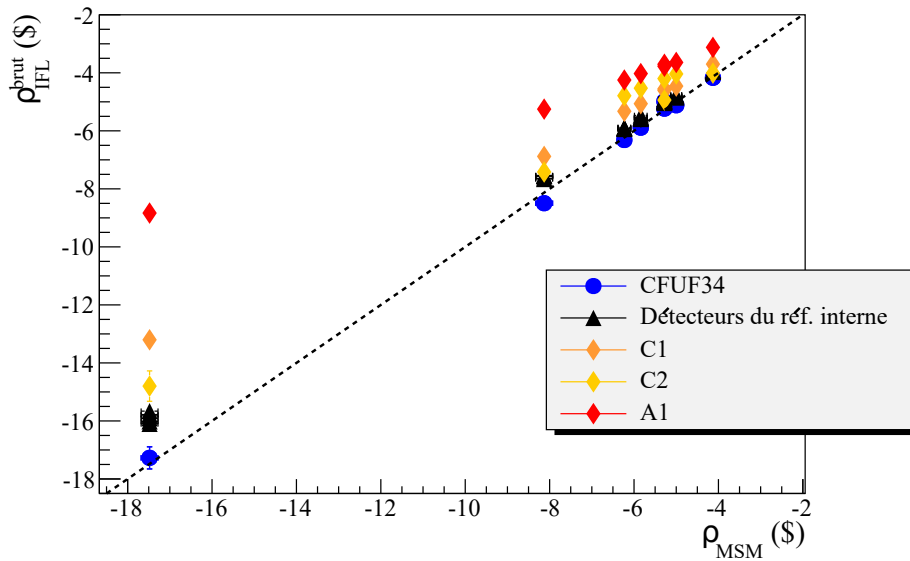


FIGURE 4.15 – Réactivités extraites par les différents détecteurs étudiés pour les configurations sondant différents niveaux de sous-criticité lors d'interruptions longues.

— soit de disposer de détecteurs à seuil, soit de placer les détecteurs dans le cœur ou à son voisinage immédiat.

Ces dernières conditions pourraient se révéler handicapantes pour un réacteur de puissance. Pour des flux de l'ordre de $\phi = 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ tels qu'attendus dans un ADS de puissance comme MYRRHA [93], l'insertion de détecteurs dans le cœur peut poser des problèmes de tenue à l'irradiation. L'utilisation de détecteurs à seuil n'est pas forcément chose aisée compte tenu des faibles sections efficaces de fission associées, mais aussi des contraintes de fabrication.

Par conséquent, il semble primordial de pouvoir extraire correctement la réactivité du réacteur sous-critique quelle que soit la position du détecteur utilisé, afin de s'adapter aux éventuelles contraintes d'un futur ADS de puissance.

On se propose donc dans le chapitre suivant d'étudier les raisons physiques qui expliquent les différences de comportement entre les détecteurs, à l'aide du code de simulation Monte-Carlo MCNP, afin de mettre au point une méthode de correction des résultats pour chacun des détecteurs.

Chapitre 5

Simulations Monte-Carlo des expériences d'interruptions de faisceau et correction des effets spatiaux

La simulation du parcours des neutrons dans un milieu nécessite en premier lieu de définir le problème à étudier. Cela inclut la définition de la géométrie, de la source de neutrons et du type d'observable que l'on souhaite obtenir. La description de ces éléments fait l'objet de la première section de ce chapitre. Nous discuterons par la suite des résultats de ces simulations, qui permettront de proposer une méthode de correction des réactivités obtenues lors des expériences d'interruption de faisceau auprès de l'installation GUINEVERE. Nous présenterons enfin les résultats de ces corrections pour les différentes configurations étudiées.

5.1 Modélisation et simulation des expériences

Dans ce chapitre, les expériences d'interruption de faisceau sont simulées grâce au code de transport MCNP (Monte-Carlo N-Particle transport code [94]), développé depuis plusieurs décennies au laboratoire national de Los Alamos. Il s'agit d'un des codes Monte-Carlo les plus utilisés pour le transport de neutrons, dont les résultats ont pu être validés par comparaison avec des expériences critiques [95] et sous-critiques [96].

5.1.1 Le modèle semi-homogène

Une géométrie détaillée de l'installation, reproduisant fidèlement le réacteur VENUS-F et les éléments de couplage avec l'accélérateur, a été écrite pour MCNP par le SCK•CEN [97]. Le niveau de détail de ce modèle génère des temps de calcul relativement longs qui ont motivé l'écriture d'un second modèle simplifié développé au LPC Caen [98].

La propagation des neutrons dans une simulation MCNP implique en effet le calcul des distances séparant le neutron des surfaces environnantes. Pour réduire le nombre de surfaces impliquées, les barreaux de combustible ou de plomb et les gaines en acier qui constituent les assemblages ont été remplacés par un seul matériau homogène en conservant la masse de chaque nucléide présent dans l'assemblage (voir figure 5.1). Les barres de contrôle et de sûreté ont aussi été légèrement simplifiées. D'autre part, les chambres à ionisation de démarrage situées dans la partie inférieure du réacteur ainsi que le doigt de gant de l'accélérateur

GENEPI-3C n'ont pas été inclus dans la modélisation : on tire ici avantage du fait que tous les détecteurs sont situés dans le plan médian du réacteur. Enfin, l'air a été remplacé par du vide et les chambres à fission ne sont pas implémentées en détail mais sont modélisées par des cylindres vides dont la hauteur et le diamètre correspondent à ceux des détecteurs (les caractéristiques en question sont disponibles dans le tableau 3.4 du chapitre 3). Au final, l'utilisation du modèle simplifié, dit "semi-homogène", apporte un gain de temps d'un facteur 5 par rapport au modèle détaillé.

Les simulations réalisées dans ce travail de thèse et présentées dans ce chapitre ont été obtenues avec le modèle simplifié. Ce dernier a déjà été utilisé avec succès pour l'analyse des expériences en source pulsée par la méthode des aires [99] et pour l'application de la méthode MSM ([82], [100]). Dans le cadre de cette dernière, la comparaison des résultats entre les modèles détaillé et simplifié a permis de montrer qu'aucune différence statistiquement significative n'est obtenue entre les deux modèles.

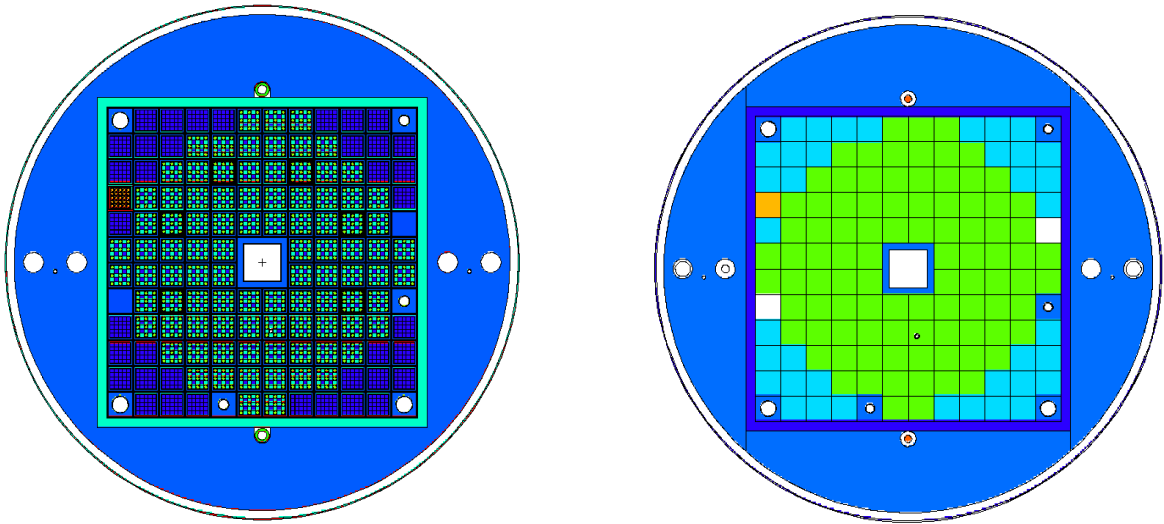


FIGURE 5.1 – Comparaison du modèle détaillé (à gauche) et du modèle semi-homogène (à droite) implémentés dans MCNP.

5.1.2 Simulations des taux de comptage des détecteurs

Dans MCNP, des estimateurs nommés tallies permettent d'évaluer des observables neutroniques d'intérêt et notamment le flux ϕ . Dans ce chapitre, les tallies de type F4 ont été utilisés. Ceux-ci permettent d'évaluer le flux moyen présent dans un volume, ϕ_V , à l'aide de la distance parcourue par les neutrons dans ce volume. Ce flux que l'on cherche à évaluer peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_V = \frac{1}{V} \int dE \int d\Omega \int dV \int dt \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) \quad (5.1)$$

En réécrivant cette équation, on peut faire apparaître la distance infinitésimale parcourue $ds = vdt$ [60] :

$$\begin{aligned}\phi_V &= \frac{1}{V} \int dE \int d\Omega \int dV \int dt vn(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) \\ &= \frac{1}{V} \int dE \int d\Omega \int dV \int ds n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)\end{aligned}\quad (5.2)$$

Le terme $\int ds n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)$ correspond à la distance totale parcourue par les neutrons dans le volume étudié, qui est évaluée pendant la simulation, et permet de calculer le flux.

Dans un premier temps, nous allons réaliser des simulations pour étudier les différences d'évolution temporelle des taux de comptage observées expérimentalement. À ce titre, il est nécessaire de simuler les taux de comptage R des différents détecteurs. Ceux-ci peuvent être obtenus en convoluant le flux par la section efficace microscopique de fission du dépôt de la chambre, $\sigma_{f, \text{dépôt}}$, ce qui revient à évaluer la quantité $R = \sigma_{f, \text{dépôt}} \cdot \phi^1$ sur le volume V_{det} du détecteur considéré :

$$R = \frac{1}{V_{det}} \int dE \int d\Omega \int_{V_{det}} dV \int dt \sigma_{f, \text{dépôt}}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) \quad (5.3)$$

où le volume en question correspond au cylindre vide qui représente le détecteur.

5.1.3 Simulation de sources de neutrons

MCNP propose deux modes de simulation de sources de neutrons : un mode itératif pour établir la source de fission stabilisée (calcul KCODE) et un mode en source fixe qui correspond à l'utilisation d'une source externe.

Les calculs de type KCODE permettent d'évaluer le facteur de multiplication k_{eff} du modèle. La particularité de ce type de simulation est de procéder par générations de neutrons (appelées cycles dans MCNP). Le transport d'un neutron à l'intérieur d'un cycle est terminé quand il quitte le réacteur ou lorsqu'il est absorbé. D'un cycle à l'autre, le nombre total de neutrons simulés est gardé constant, et différents estimateurs permettent de fournir une évaluation du facteur de multiplication comme le rapport du nombre de neutrons émis par fission d'une génération de neutrons à l'autre : $k_{\text{eff}} = \frac{N_{i+1}}{N_i}$. Lorsque les neutrons retardés ne sont pas inclus dans la simulation, le facteur de multiplication prompt k_p est obtenu.

Dans les simulations de sources fixes, l'utilisateur définit la source de neutrons souhaitée et les neutrons sont propagés à partir de celle-ci. Pour simuler les expériences d'interruption de faisceau étudiées dans cette thèse, la source externe de neutrons fournie par l'interaction du faisceau de deutons sur la cible de titane tritié a été modélisée comme ponctuelle, une approximation raisonnable compte tenu du diamètre du faisceau qui est d'environ 4 cm. De plus, l'émission des neutrons via la réaction de fusion $d + T \rightarrow n + {}^4\text{He}$ est considérée ici mono-énergétique à 14 MeV, et isotrope. On néglige la contribution de la source parasite (d,d) qui génère des neutrons de 2.5 MeV.

Plusieurs options sont disponibles dans MCNP pour modéliser l'évolution temporelle de la source externe de neutrons. La définition la plus simple est une fonction de Dirac $\delta(t)$, pour laquelle toutes les particules issues de la source sont émises à $t = 0$. Dans ces conditions,

1. Puisqu'on s'intéresse ici uniquement à l'allure de l'évolution temporelle des taux de comptage des détecteurs, on simule ici simplement un taux de comptage par atome de dépôt.

les tallies évaluent les taux de comptage $n_\delta(t)$ suite à un pulse de neutrons injectés dans le réacteur.

Durant les expériences d'interruption faisceau, la source n'est bien entendu pas pulsée mais continue et brièvement interrompue périodiquement. Afin de modéliser une source continue de durée finie, nous avons utilisé dans les calculs présentés dans ce chapitre l'option TMC [101] qui permet de réaliser une convolution des tallies par un échelon de durée t_e . Les tallies correspondent alors aux taux de comptage qui seraient obtenus pour la convolution d'une fonction de Dirac $\delta(t)$ par l'échelon considéré, soit pour une source continue de durée t_e et son interruption. Le principe de la convolution est présenté schématiquement sur la figure 5.2.

Ce raisonnement peut être appliqué pour obtenir une source continue interrompue périodiquement. Dans ce cas, les taux de comptage simulés $n_\delta(t)$ ne seraient plus convolués par un seul échelon mais par plusieurs, comme nous l'avons fait pour obtenir les courbes théoriques présentées dans le chapitre précédent. MCNP ne propose malheureusement pas d'outil pour réaliser une telle source. Nous avons cependant constaté dans le chapitre 4 que les interruptions répétées du faisceau ont pour seule influence de pondérer le niveau de neutrons retardés par le cycle utile de la source. La simulation d'une seule interruption mène donc à un niveau de neutrons retardés différent, mais les effets spatiaux et énergétiques à l'œuvre dans le réacteur sont identiques à ceux observés pour une source interrompue périodiquement. Nous avons donc choisi de simuler une source continue interrompue une seule fois et d'étudier l'évolution des taux de comptage des détecteurs suivant cette unique interruption.

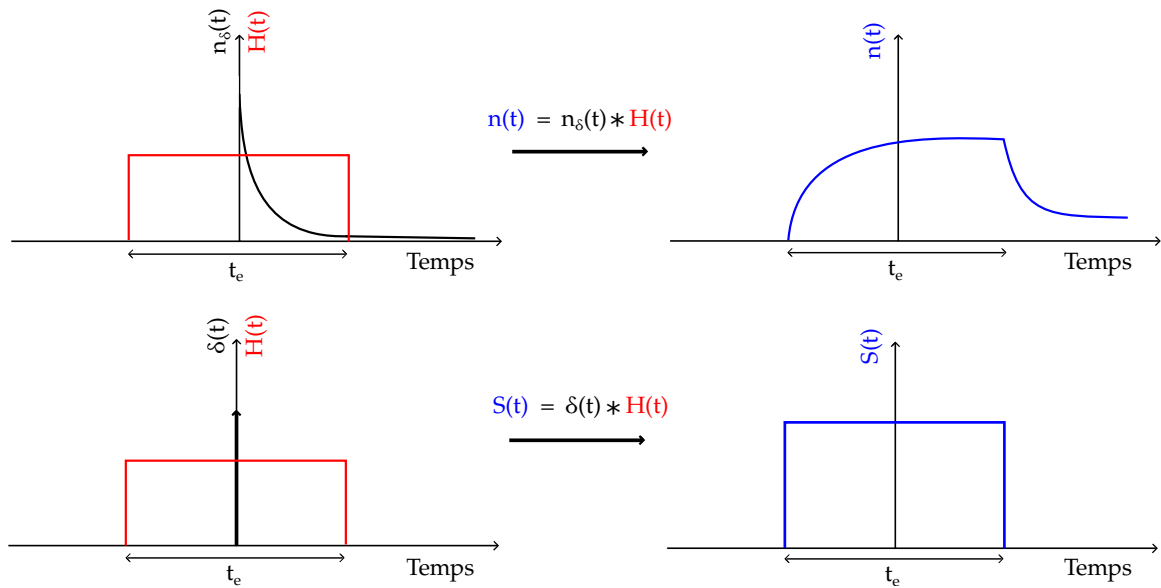


FIGURE 5.2 – Principe de la convolution effectuée par MCNP pour simuler une expérience d'interruption de faisceau. La population neutronique $n_\delta(t)$ obtenue pour la source pulsée est convoluée par un échelon $H(t)$ de durée t_e , et fournit la population neutronique $n(t)$. Celle dernière correspond alors à la convolution par l'échelon d'une source pulsée $\delta(t)$ et permet de modéliser une source carrée $S(t)$.

5.2 Comparaison des taux de comptage simulés et mesurés

Les taux de comptage des différents détecteurs ont été calculés avec la modélisation semi-homogène de VENUS-F en utilisant les sections efficaces provenant de la bibliothèque ALEPH-LIB-JEFF3.1 [102] et en simulant une source continue pendant 1000 secondes. Ce choix s'appuie sur les équations de la cinétique point (CP) et les paramètres cinétiques du réacteur qui prédisent la stabilisation des précurseurs au bout de quelques centaines de secondes. On notera que pour cette durée de l'échelon $t_e = 1000$ s et avec la version de MCNP5 à notre disposition (MCNP5 1.40), les résultats fournis par la convolution sont affectés d'erreurs d'origine numérique : une légère modification du code a été réalisée pour augmenter la taille des variables liées au calcul de la convolution, ce qui a permis de résoudre le problème.

5.2.1 Importance des murs en béton

Les résultats des simulations représentés en noir sur la figure 5.3 ont été obtenus pour la configuration SC1. Le k_{eff} de cette configuration, évalué par un calcul KCODE, est de 0.96010(4), à comparer à la valeur obtenue par la méthode MSM de 0.96279(92). Le modèle sera donc à peu près représentatif de la multiplication neutronique dans le réacteur réel.

Une nouvelle fois, nous nous attacherons ici à décrire le comportement d'un détecteur représentatif de chacune des trois zones caractéristiques du réacteur : le cœur (CFUF34), le réflecteur interne (RS-10071) et le réflecteur externe (CFUL01-658). Les taux de comptage expérimentaux correspondants sont en bleu.

Hormis pour le détecteur CFUF34, les taux de comptage simulés ne reproduisent pas le comportement de ceux observés expérimentalement. Pour tous les détecteurs, les simulations présentent uniquement la décroissance prompte suivie directement de la décroissance retardée. La simulation ne reproduit pas les décroissances intermédiaires, d'autant plus importantes que le détecteur considéré est éloigné du centre du réacteur, qui proviennent d'après l'hypothèse formulée au chapitre précédent de neutrons de faible énergie présents dans le réacteur.

Il semble donc que la modélisation ne doive pas se limiter à la seule géométrie du réacteur pour expliquer les différences observées sur les taux de comptage. De nouvelles simulations ont alors été effectuées après avoir complété la modélisation de l'installation, en incluant les murs en béton baryté situés à quelques mètres du réacteur.

Dans cette nouvelle modélisation, les neutrons simulés s'échappent de la cuve du réacteur ne sont pas définitivement "perdus" mais peuvent subir des collisions sur les noyaux composant les murs en béton. Certains de ces noyaux comme l'hydrogène ou l'oxygène sont plus légers que ceux majoritairement présents dans le réacteur, et les neutrons sont alors susceptibles de perdre une grande partie de leur énergie lors de collisions élastiques. La perte d'énergie maximale ΔE_{max} suite à une collision élastique d'un neutron d'énergie E sur un noyau de masse atomique A est en effet donnée par [61] :

$$\Delta E_{\text{max}} = E(1 - \alpha) = E \left(1 - \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \right) \quad (5.4)$$

Plus la masse atomique du noyau est faible, plus la perte d'énergie maximale est importante.

Par ailleurs, lors de ces collisions élastiques, certains neutrons sont redirigés vers le réacteur. L'influence de ces derniers est clairement observable sur la figure 5.4, où les spectres en énergie des neutrons à l'emplacement des détecteurs sont représentés pour une simulation avec et sans les murs. On peut constater que la présence des murs provoque l'apparition d'une bosse

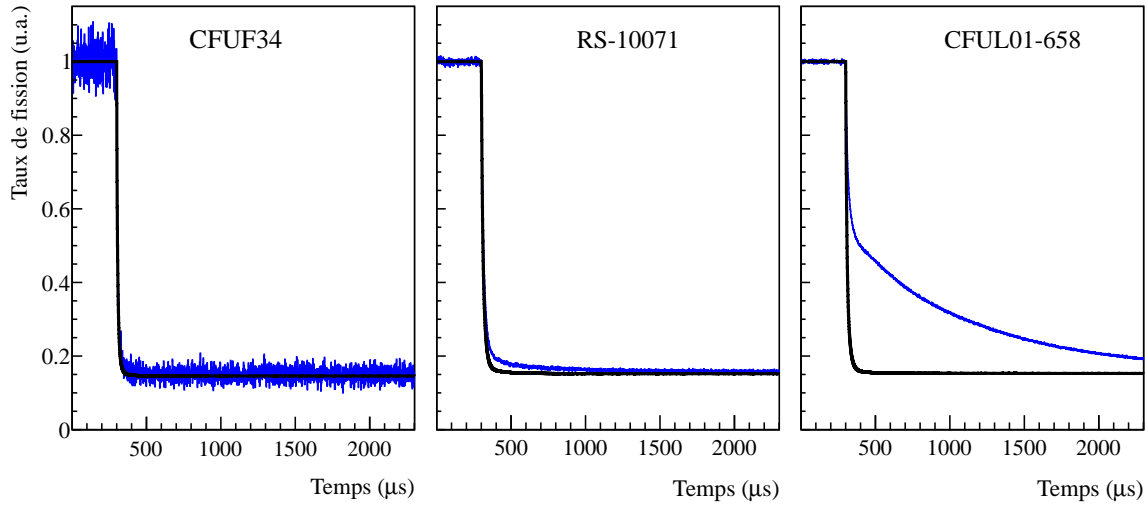


FIGURE 5.3 – Comparaison des réponses des détecteurs dans la configuration SC1 (courbes bleues) avec les résultats des simulations sans les murs en béton entourant le réacteur (courbes noires), pour les détecteurs CFUF34 dans le cœur, RS-10071 dans le réflecteur interne et CFUL01-658 dans le réflecteur externe.

thermique dont l'amplitude est la plus importante pour les détecteurs du réflecteur externe, les plus proches des murs. L'amplitude de cette bosse s'amointrit pour les détecteurs proches du centre du réacteur puisque les neutrons revenant des murs ont une probabilité moins élevée de parvenir jusqu'à ces détecteurs sans être absorbés. Les murs en béton sont donc à l'origine de la présence des neutrons de faible énergie qui impactent fortement les taux de comptage des détecteurs à dépôt d' ^{235}U . À ce titre, ils agissent comme un réflecteur et un modérateur et doivent impérativement être inclus dans la modélisation.

Bien que la présence des murs impacte fortement l'évolution des taux de comptage des détecteurs, on notera que les paramètres intégraux comme le facteur de multiplication k_{eff} sont peu affectés : en effet, le k_{eff} de la configuration SC1 évalué par MCNP varie de 0.95900(5) à 0.96010(4) suite à l'inclusion des murs.

5.2.2 Autres éléments géométriques à prendre en compte

L'inclusion des murs ne suffit pas à expliquer les différences des taux de comptage observés entre les chambres à fission situées en A1 et C2, soit les détecteurs CFUL01-658 et CFUL01-653. Malgré la quasi-symétrie de la configuration SC1, ces détecteurs présentent en effet des taux de comptage différents (figure 5.5). Nous avons donc cherché à savoir si d'autres détails de la géométrie, négligés jusqu'ici, pouvaient être responsables de ces différences. En particulier, nous nous sommes intéressés aux brides en acier, vestiges du réacteur VENUS thermique, présentes sur la partie externe de la cuve du réacteur. Ces brides sont composées d'acier inoxydable dont la section efficace d'absorption des neutrons de faible énergie n'est pas négligeable. Il s'avère que les détecteurs à proximité des brides sont en partie protégés des neutrons de faible énergie revenant des murs en béton, ce qui explique pourquoi le détecteur localisé en C2 est moins impacté par les neutrons thermalisés que celui en A1. On mesure ici la forte sensibilité des réponses des détecteurs à des éléments de géométrie qui pourraient appa-

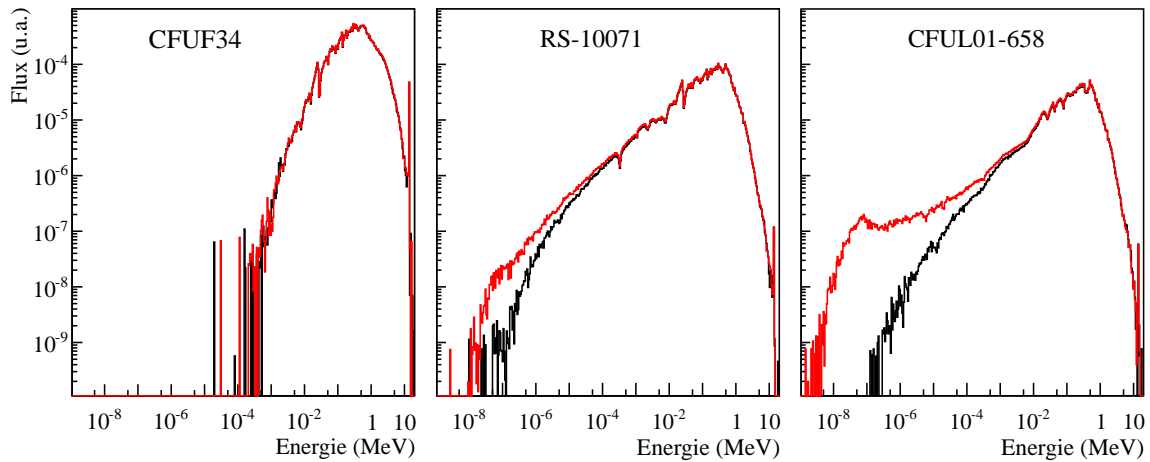


FIGURE 5.4 – Comparaison des spectres en énergie des neutrons pour des simulations sans (courbes noires) et avec (courbes rouges) les murs en béton entourant le réacteur, à l’emplacement des détecteurs CFUF34 dans le cœur, RS-10071 dans le réflecteur interne et CFUL01-658 dans le réflecteur externe.

raître comme des détails, mais qui sont en réalité primordiaux pour reproduire correctement le parcours des neutrons de basse énergie dans le réacteur.

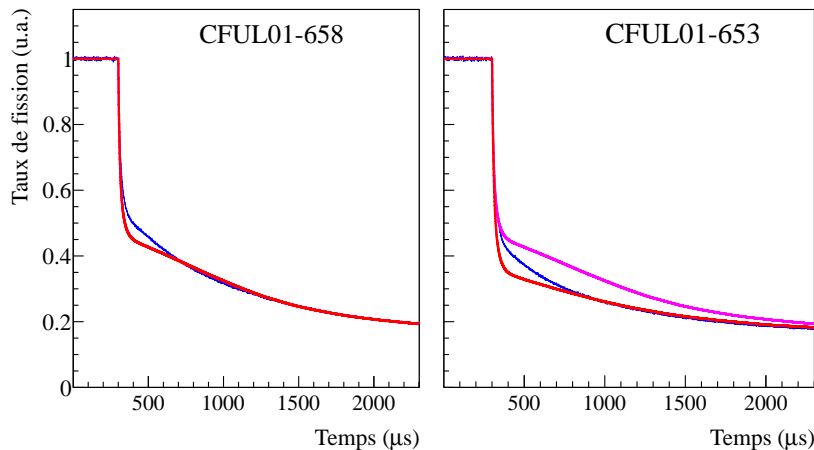


FIGURE 5.5 – Réponses des détecteurs situés en A1 (CFUL01-658) et C2 (CFUL01-653) dans la configuration SC1 (courbes bleues), comparés aux simulations pour le modèle MCNP avec les murs mais sans les brides (magenta) et avec les brides (rouge). Les courbes magenta et rouge sont confondues pour le détecteur CFUL01-658.

Une fois toutes ces modifications prises en compte un accord remarquable est constaté entre simulations et expériences, mises à part les 400 premières μs après l’interruption pour les détecteurs du réflecteur externe (figure 5.7). L’origine de cette différence peut provenir d’imprécisions sur la description des murs où sur la composition des matériaux, mais n’a pas pu être étudiée en détail faute d’informations supplémentaires disponibles sur ces éléments.



FIGURE 5.6 – Brides en acier sur la cuve du réacteur.

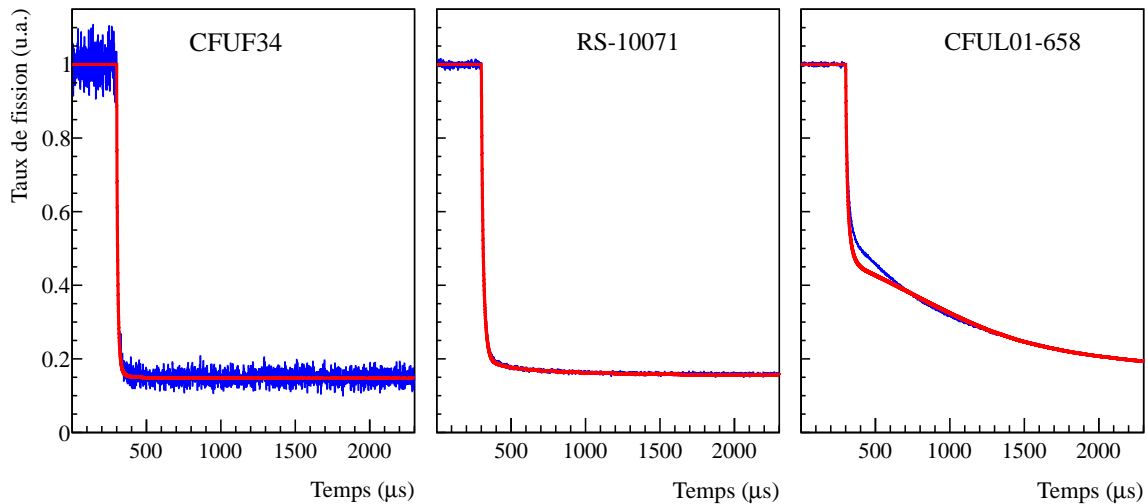


FIGURE 5.7 – Comparaison des taux de comptage observés expérimentalement (courbes bleues) avec les simulations comprenant les murs en béton entourant le réacteur et les brides en acier (courbes rouges), pour les détecteurs CFUF34 dans le cœur, RS-10071 dans le réflecteur interne et CFUL01-658 dans le réflecteur externe.

5.3 Correction des réactivités expérimentales

Ces derniers résultats permettent de proposer une méthode de correction des réactivités, tirant parti de la capacité des simulations MCNP à reproduire à peu près correctement l'allure des taux de comptage observés dans tous les détecteurs.

5.3.1 Calcul de facteurs de correction des valeurs brutes de réactivité

L'analyse des données expérimentales repose sur l'utilisation des équations de la cinétique point (CP) dont nous avons évoqué les défaillances dans la région de sous-criticité étudiée. Notamment, les réactivités extraites dépendent de la position du détecteur. Dans la mesure où les simulations reproduisent à présent correctement les allures observées expérimentalement,

TABLE 5.1 – Valeurs de β_{eff} calculées par MCNP pour chacune des configurations étudiées.

Configuration	β_{eff} (pcm)
SC1	732(4)
SC1/CR@0mm	734(4)
SC1/CR@240mm	735(4)
SC1/CR@600mm	738(4)
SC1/ShTh	732(4)
SC1/IPS	729(4)
SC1/SSIPS	736(4)
SC1/2SS	732(4)
SC2	733(4)
SC3	732(4)
SC4	742(4)

l'extraction de la réactivité par la CP à partir des taux de comptage simulés souffre des mêmes limitations : pour chaque détecteur, la réactivité extraite dite simulée $\rho_{\text{det}}^{\text{sim}}$ dépend également de la position du détecteur.

Un calcul KCODE permet de fournir le facteur de multiplication de la modélisation k_{eff} , et la réactivité en dollar est donnée par $\rho_{\text{KCODE}} = \frac{1}{\beta_{\text{eff}}} \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}$.

La valeur de ρ_{KCODE} correspondant est donc la "vraie" réactivité de la modélisation, c'est à dire la valeur que l'on obtiendrait par l'analyse basée sur la CP si les hypothèses de la cinétique point étaient valides en tout point du réacteur. Il est alors possible de calculer un facteur de correction f_{det} en évaluant le rapport entre la réactivité déduite de la réponse simulée d'un détecteur et la véritable réactivité du réacteur :

$$f_{\text{det}} = \frac{\rho_{\text{KCODE}}}{\rho_{\text{det}}^{\text{sim}}} \quad (5.5)$$

Ces facteurs permettent de pondérer l'erreur commise en considérant que l'équation de la CPI est applicable à tous les détecteurs. Au final, le produit des facteurs de correction avec les réactivités expérimentales brutes $\rho_{\text{det}}^{\text{brut}}$ fournit les réactivités corrigées :

$$\rho_{\text{det}}^{\text{corr}} = f_{\text{det}} \times \rho_{\text{det}}^{\text{brut}} \quad (5.6)$$

La version de MCNP5 à notre disposition ne proposant pas la pondération par le flux adjoint pour évaluer les paramètres cinétiques effectifs, les valeurs de β_{eff} ont été obtenues à l'aide de la relation $\beta_{\text{eff}} = 1 - \frac{k_p}{k_{\text{eff}}}$ [103]. Deux calculs KCODE sont réalisés, l'un avec et l'autre sans neutrons retardés fournissant respectivement les valeurs de k_{eff} et de k_p . Les valeurs de β_{eff} évaluées pour chacune des configurations étudiées sont regroupées dans le tableau 5.1. On constate que les valeurs sont toutes compatibles d'une configuration à l'autre, et en accord avec la valeur de 730(11) pcm obtenue expérimentalement par la méthode Rossi-Alpha pour SC1 [81]. La configuration SC4 se distingue cependant, avec un β_{eff} plus élevé. Cela peut s'expliquer par un cœur plus compact, qui favorise les fuites des neutrons rapides et augmente la contribution des neutrons retardés dont l'énergie est en moyenne plus faible que celle des neutrons prompts.

5.3.2 Commentaire sur la plage en temps de l'analyse

Nous avons vu au chapitre précédent que la méthode intégrale utilisée pour analyser les réponses des détecteurs nécessite de définir une plage en temps. Le choix des valeurs de t_0 et t_f qui limitent cette plage influe fortement sur les réactivités extraites pour les détecteurs impactés par la décroissance intermédiaire. Plus la valeur de t_0 est basse plus la réactivité extraite s'écarte de la valeur de référence. La réactivité issue de l'analyse des taux de comptage simulés $\rho_{\text{det}}^{\text{sim}}$ et donc le facteur de correction f_{det} dépendent également de ce choix de t_0 : si l'écart à la réactivité de la modélisation augmente, le facteur de correction augmente en conséquence. À condition que les allures des taux de comptage des détecteurs soient correctement reproduits, la valeur corrigée de la réactivité expérimentale $\rho_{\text{det}}^{\text{corr}}$ n'évolue donc pas en fonction de t_0 . C'est la raison pour laquelle le choix de $t_0 = 1.7$ ms a peu d'impact sur les résultats corrigés obtenus. En revanche, il est primordial d'utiliser la même plage en temps pour l'analyse des simulations et des données expérimentales.

Comme pour l'analyse des données, les réactivités simulées ont donc été obtenues pour un domaine d'analyse de 1.7 ms à 2 ms pour des interruptions "longues", et de 100 μs à 200 μs pour des interruptions "courtes".

5.4 Réactivités corrigées

L'application des facteurs de correction aux réactivités expérimentales obtenues par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau longues de 2 ms est présentée dans cette section. L'ensemble des résultats est accessible dans l'annexe E.

5.4.1 Configuration SC1

Les facteurs de correction et les réactivités corrigées sont représentés dans le tableau 5.2 pour les détecteurs de la configuration SC1, en considérant des interruptions longues. Le calcul des incertitudes données dans ce tableau sera discutée dans la section suivante (5.4.2).

La correction la plus faible concerne le détecteur CFUF34, comme attendu au vu des résultats bruts discutés dans le chapitre précédent : c'est en effet la seule chambre qui présente des résultats en accord avec l'allure prédite par la cinétique point, et la réactivité brute extraite est, de même, la seule à être compatible avec la méthode MSM de référence. C'est également le seul détecteur dont le facteur de correction est légèrement inférieur à 1. La faible correction apportée à ce détecteur fournit une réactivité corrigée restant toujours en accord avec la méthode MSM.

Pour les détecteurs du réflecteur interne, les corrections à appliquer se situent autour de 5%, sans que l'on puisse distinguer de variation significative d'un détecteur à l'autre compte tenu des incertitudes sur les facteurs de correction. Les réactivités corrigées sont remarquablement similaires, et toutes en accord avec la valeur de la méthode MSM.

Enfin, des corrections bien plus importantes sont observées dans le réflecteur externe, allant jusqu'à 42% pour le détecteur CFUL01-658. Il s'agit des détecteurs les plus impactés par les murs, et leur taux de comptage sont le moins bien reproduits par les simulations MCNP. Cependant, les valeurs corrigées obtenues sont compatibles avec la valeur MSM. Nous rappelons que, bien que les détecteurs CFUL01-658 et CFUL01-653 soient situés symétriquement de part et d'autre du réacteur, les réactivités brutes et les facteurs de correction de ceux-ci sont sensiblement différents en raison de la présence de brides autour du réacteur.

L'effet de la correction apportée est représenté graphiquement sur la figure 5.8. On constate que la dispersion des réactivités brutes expérimentales (triangles noirs) disparaît puisque les réactivités corrigées (triangles bleus) sont toutes compatibles entre elles. On peut également apprécier le bon accord entre les réactivités corrigées et la valeur de la méthode MSM, dont la valeur et les incertitudes sont respectivement symbolisées par un trait pointillé rouge et des traits pleins rouges.

TABLE 5.2 – Facteurs de correction et réactivités corrigées obtenues par les expériences d'interruptions de faisceau pour chacun des détecteurs dans la configuration SC1. On considère ici des interruptions longues.

Position	Détecteur	Facteur de correction	Réactivité corrigée (\$)
Cœur	CFUF34	0.985 ± 0.008	-5.16 ± 0.06
Réflecteur interne	RS-10074	1.046 ± 0.014	-5.24 ± 0.07
	RS-10071	1.052 ± 0.013	-5.27 ± 0.06
	CFUL01-659	1.051 ± 0.013	-5.25 ± 0.07
	CFUM21-668	1.046 ± 0.012	-5.28 ± 0.06
	CFUM21-667	1.044 ± 0.012	-5.23 ± 0.06
	RS-10072	1.051 ± 0.013	-5.23 ± 0.06
Réflecteur externe	RS-10075	1.129 ± 0.024	-5.20 ± 0.11
	CFUL01-653	1.302 ± 0.038	-5.47 ± 0.16
	CFUL01-658	1.416 ± 0.052	-5.34 ± 0.19
Valeur de référence par la méthode MSM		-5.28 ± 0.13 \$	
Valeur moyenne par la méthode d'interruptions de faisceau		-5.24 ± 0.07 \$	

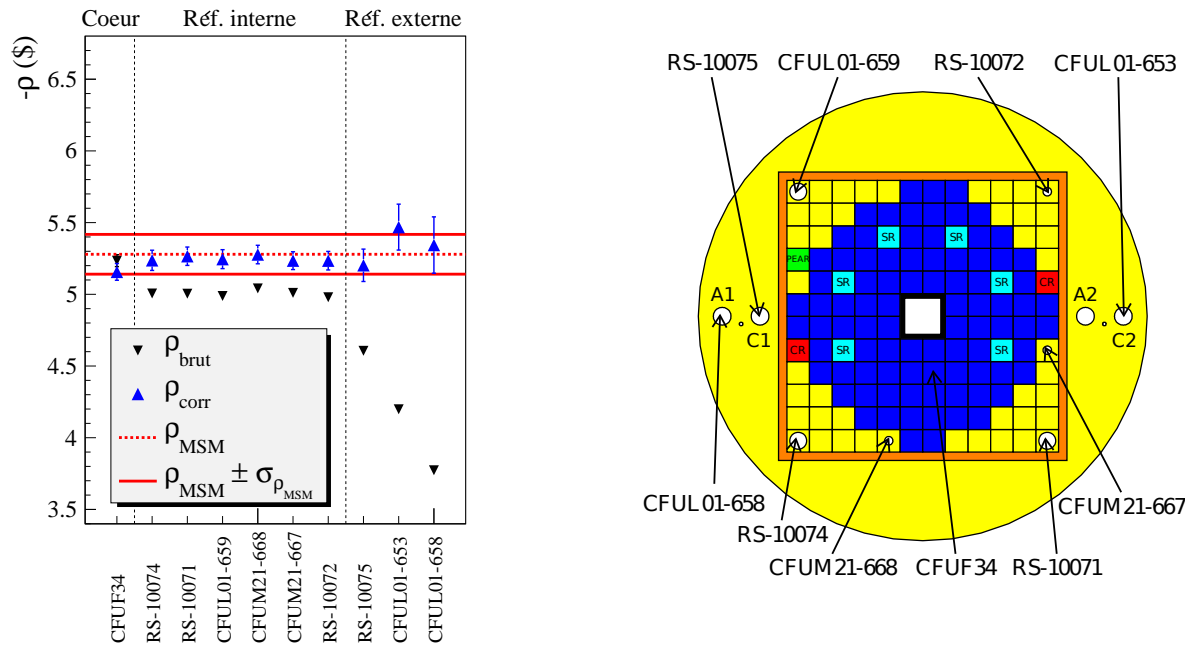


FIGURE 5.8 – À gauche, réactivités expérimentales, brutes et corrigées, obtenues via les expériences d'interruptions du faisceau dans la configuration SC1 pour des interruptions longues. À droite, schéma de la configuration SC1.

5.4.2 Étude de sensibilité des facteurs de correction pour la configuration SC1

Pour s'assurer de la fiabilité de la méthode de correction proposée, il est nécessaire d'évaluer la sensibilité de celle-ci aux incertitudes liées aux simulations. Il est important notamment d'étudier la dépendance des facteurs de corrections à la réactivité du modèle. En effet, la modélisation MCNP ne permet pas de connaître précisément la réactivité réelle du réacteur. Or, les effets spatiaux et énergétiques dans le réacteur, et donc les facteurs de correction, dépendent de la réactivité puisque la cinétique point échoue d'autant plus que l'on s'éloigne de la criticité. Il est donc essentiel de quantifier l'impact du niveau de sous-criticité sur les facteurs de correction calculés. En complément, la dépendance de ces facteurs au niveau de détail de la modélisation du réacteur et aux bases de données de sections efficaces utilisées a également été étudiée.

5.4.2.1 Sensibilité à la réactivité du modèle

La sensibilité des facteurs de correction à la réactivité a été évaluée pour la configuration SC1 à l'aide d'une version modifiée de MCNP5, permettant de changer la valeur du nombre moyen de neutrons émis par fission ν et donc de faire varier la réactivité d'une même modélisation MCNP, qui est directement proportionnelle à ce paramètre. Six simulations supplémentaires ont ainsi été réalisées afin d'obtenir l'évolution des taux de comptage des détecteurs pour des réactivités régulièrement espacées sur une plage d'environ 3000 pcm. Pour toutes ces simulations et pour tous les détecteurs, les facteurs de correction ont été calculés. Ces facteurs sont reportés sur la figure 5.9 pour les trois détecteurs représentatifs de chacune des zones du réacteur. Comme on pouvait s'y attendre, plus la réactivité est basse, plus le facteur de correction est élevé : on vérifie une nouvelle fois que les hypothèses de la cinétique point sont de moins en moins valables au fur et à mesure que la réactivité diminue.

De plus, l'évolution des facteurs de correction en fonction de la réactivité est linéaire, ce qui permet d'évaluer la sensibilité des facteurs de correction à la réactivité $f_{\text{det}}^{\text{sens}}$, qui s'exprime en pcm^{-1} , par :

$$f_{\text{det}}^{\text{sens}} = \frac{\partial f_{\text{det}}}{\partial \rho_{\text{KCODE}}} \quad (5.7)$$

L'incertitude induite par cette sensibilité a été évaluée à partir de 86 benchmarks fournis par le Laboratoire National de Los Alamos, et qui proviennent d'expériences de criticité dédiées à la validation des bibliothèques de section efficaces [104]. Pour la bibliothèque ALEPH-LIB-JEFF3.1 utilisée dans nos simulations, l'écart entre les réactivités évaluées expérimentalement et celles fournis par les simulations présente un écart-type (1σ) de l'ordre de 500 pcm [102]. Au final, l'incertitude sur les facteurs de correction provenant de la réactivité du modèle est donc estimée par :

$$\Delta f_{\text{det}} = f_{\text{det}}^{\text{sens}} \times 500 \quad (5.8)$$

et est reportée pour chaque détecteur dans le tableau 5.3.

Les détecteurs du réflecteur externe sont les plus sensibles à une variation de la réactivité du modèle MCNP, ce qui s'explique par la forte influence des murs sur les taux de comptage de ces détecteurs. Pour les autres, la sensibilité est faible et les incertitudes sur les facteurs de correction sont inférieures à 2%, soulignant la robustesse de la méthode.

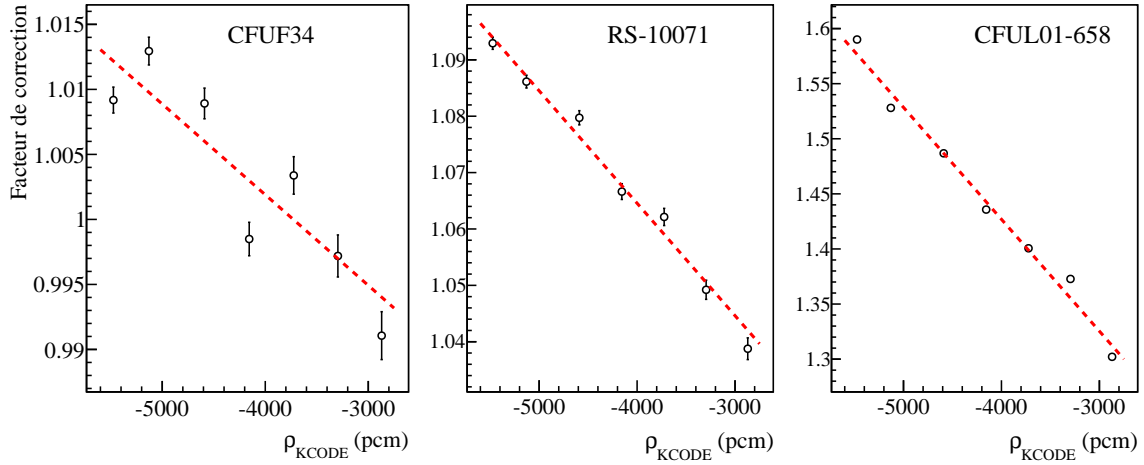


FIGURE 5.9 – Évolution du facteur de correction en fonction de la réactivité pour les détecteurs CFUF34 dans le cœur, RS-10071 dans le réflecteur interne et CFUL01-658 dans le réflecteur externe. L’ajustement linéaire réalisé sur ces valeurs est représenté en pointillés rouges.

TABLE 5.3 – Incertitudes sur les facteurs de correction obtenus pour la configuration SC1.

Détecteur	$\frac{\Delta f_{\text{det}}}{f_{\text{det}}}$ (%)
CFUF34	0.8
RS-10074	1.4
RS-10071	1.3
CFUL01-659	1.3
CFUM21-668	1.2
CFUM21-667	1.2
RS-10072	1.3
CFUL-658	2.5
CFUL01-653	3.8
CFUL01-658	5.2

5.4.2.2 Sensibilité aux bibliothèques de sections efficaces

Pour estimer l’impact de l’évaluation des sections efficaces choisie, de nouvelles simulations ont été effectuées en utilisant la bibliothèque ENDF/B-VI [105] à la place de JEFF-3.1. L’influence de la bibliothèque est clairement visible sur la valeur du facteur de multiplication, qui passe pour la configuration SC1 de 0.96010(4) avec la bibliothèque JEFF-3.1 à 0.96684(4) avec la bibliothèque ENDF/B-VI. Les évolutions des taux de comptage simulés sont toutefois très proches pour les deux bibliothèques utilisées et les variations des facteurs de correction (voir tableau 5.4) sont très faibles.

TABLE 5.4 – Écarts relatifs entre les facteurs de correction obtenus pour les deux bibliothèques JEFF-3.1 et ENDF/B-VI avec le modèle semi-homogène, et entre ceux obtenus pour le modèle semi-homogène et la géométrie détaillée.

Détecteur	$\frac{f_{\text{det}} - f_{\text{det}}^{\text{ENDF/B-VI}}}{f_{\text{det}}} (\%)$	$\frac{f_{\text{det}} - f_{\text{det}}^{\text{détaillé}}}{f_{\text{det}}} (\%)$
CFUF34	0.2	0.8
RS-10074	0.7	0.9
RS-10071	0.2	1.4
CFUL01-659	0.2	1.4
CFUM21-668	0.5	0.6
CFUM21-667	0.6	1.0
RS-10072	0.5	0.4
CFUL-658	1.3	2.6
CFUL01-653	3.0	6.9
CFUL01-658	3.5	9.3

5.4.2.3 Sensibilité à la géométrie de la modélisation

Des taux de comptage ont aussi été simulés avec le modèle détaillé fourni par le SCK•CEN, après inclusion de la géométrie des murs et des brides. Pour ce dernier, la valeur du facteur de multiplication est de 0.97140(7) pour la configuration SC1, soit un écart de plus de 1000 pcm par rapport au modèle simplifié. Malgré cette différence significative de k_{eff} et les simplifications apportées au modèle semi-homogène, les facteurs de correction calculés avec la modélisation détaillée sont en accord avec ceux du modèle simplifié à moins de 2% près pour les détecteurs du réflecteur interne (tableau 5.4). L'écart augmente jusqu'à 10% pour les détecteurs du réflecteur externe.

On peut raisonnablement en conclure que les résultats et donc les facteurs de correction ne sont que peu dépendants de la précision apportée à la modélisation de la géométrie du réacteur. On notera que l'absence des murs en béton et des brides dans le modèle détaillé, éléments indispensables pour reproduire les décroissances intermédiaires pour les détecteurs situés dans le réflecteur, est à considérer comme une erreur de modélisation et ne fait pas à proprement parler partie des "détails" de description de la géométrie.

De manière générale, pour tous les détecteurs et toutes les configurations étudiées, les incertitudes sur les facteurs de correction sont dominées par la sensibilité à la réactivité du modèle, les incertitudes statistiques des taux de comptage simulés par MCNP étant faibles en comparaison. Quant aux réactivités corrigées, c'est l'incertitude sur les facteurs de correction qui est prépondérante hormis pour le détecteur CFUF34, qui souffre d'une faible statistique expérimentale.

L'étude de sensibilité présentée dans cette section a été réalisée pour la configuration SC1, et nécessite un temps de calcul relativement élevé (les 6 simulations qui permettent de déterminer la sensibilité des facteurs de correction nécessitant au total 12 jours de calcul avec les processeurs à notre disposition). Faute de puissance de calcul suffisante, ces incertitudes seront appliquées aux facteurs de correction calculés pour toutes les configurations.

On notera enfin que les facteurs de correction discutés dans cette section correspondent à ceux obtenus pour des analyses d'interruptions longues, mais la démarche et les conclusions sont identiques pour des interruptions courtes.

5.4.3 Impact de la sous-criticité sur les résultats

Des conclusions similaires à celles réalisées pour la configuration SC1 peuvent être tirées pour les différents niveaux de sous-criticité étudiés, qui s'étendent de -3000 pcm jusqu'à -13000 pcm. Les réactivités brutes et corrigées sont représentées graphiquement pour chacune de ces configurations sur la figure 5.11.

Le facteur de correction à appliquer à la réactivité extraite à partir de la CFUF34 reste toujours le plus faible (autour de 1%), et c'est la seule chambre qui permet une évaluation de la réactivité compatible avec la méthode MSM avant et après correction.

Les détecteurs du réflecteur interne présentent de nouveau des facteurs de correction très proches, dont les valeurs dépendent de la sous-criticité de la configuration : plus le niveau de réactivité s'éloigne de la criticité, plus les facteurs de correction augmentent. Ces derniers sont ainsi de l'ordre de 4% pour la configuration SC3, la plus proche de la criticité, et autour de 10% pour la configuration SC4, la plus éloignée. Dans tous les cas, les réactivités corrigées pour ces détecteurs sont compatibles entre elles et en accord avec la méthode MSM.

Il en est de même pour les détecteurs RS-10075, CFUL01-658 et CFUL01-653 du réflecteur externe, malgré des corrections importantes qui atteignent un facteur 2 pour la CFUL01-653 dans la configuration SC4. Les configurations SC2, SC3 et SC4 contiennent de plus la chambre CFUL01-673 à dépôt d' ^{238}U . Pour celle-ci, on constate que la sous-criticité du réacteur influe sur la qualité des résultats : alors que la correction apportée semble adaptée pour la configuration SC3, un écart de plus en plus important avec la valeur MSM est observé pour les configurations SC2 puis SC4. Une erreur sur la composition du dépôt de cette chambre pourrait expliquer ce phénomène. Majoritairement composé d' ^{238}U , le dépôt contient en théorie 0.035% d' ^{235}U , l'incertitude sur cette proportion n'étant pas connue. Bien que faible, cette proportion d' ^{235}U impacte clairement l'allure de l'évolution des taux de comptage simulés (figure 5.10). Or, une sous-estimation de la teneur en ^{235}U entraînerait un facteur de correction moins élevé, ce qui semble être observé. Cet effet est plus marqué pour SC4 car la multiplication des neutrons dans le cœur, de l'ordre de $\frac{1}{1 - k_{\text{eff}}}$, diminue lorsque la sous-criticité augmente, et la sensibilité des résultats aux neutrons thermiques présents dans le réacteur est alors accentuée.

5.4.4 Impact de la position de la source et des perturbations du cœur sur la réactivité

Les résultats obtenus pour les configurations SC1/ShTh, SC1/IPS, SC1/SSIPS et SC1/2SS, vouées à l'étude de l'impact de perturbations introduites dans la configuration SC1, sont représentés sur la figure 5.12. Le nom des détecteurs les plus proches de la perturbation introduite est coloré en rouge.

Pour la configuration SC1/ShTh, la source a été surélevée de 30 cm par rapport au centre du réacteur. Le seul impact observé au chapitre précédent sur les réactivités brutes concerne la CFUF34, dont la réactivité extraite n'est alors plus compatible avec la méthode MSM. L'effet de la position de la source sur les facteurs de correction est similaire : ces derniers sont équivalents à ceux de la configuration SC1 pour tous les détecteurs hormis pour la CFUF34, dont le facteur de correction devient supérieur à 1 et vaut environ 3%. Une fois corrigées,

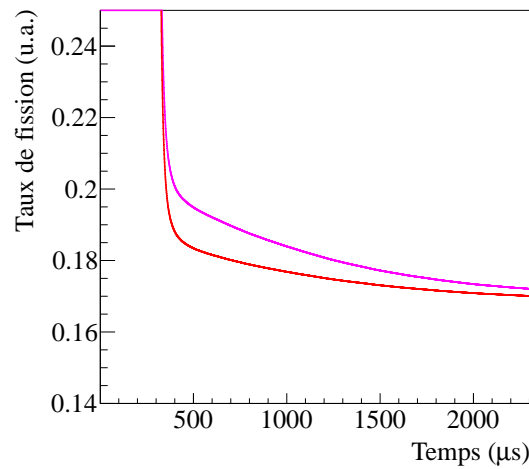


FIGURE 5.10 – En rouge, évolution temporelle simulée du taux de comptage pour un détecteur à dépôt d' ^{238}U pur, situé à l'emplacement du détecteur CFUL01-673. En magenta, la même évolution pour un dépôt pollué par 0.035% d' ^{235}U .

les réactivités fournies par tous les détecteurs sont compatibles entre elles et avec la méthode MSM.

Pour les autres configurations, l'introduction d'éléments perturbatifs n'affecte pas l'homogénéité des résultats. Les réactivités corrigées sont toutes en accord entre elles, et les détecteurs à proximité des perturbations ne présentent pas de déviation particulière. Pour des interruptions longues, il semble donc que les perturbations étudiées n'impactent pas l'extraction de la réactivité. En revanche, les réactivités obtenues sont sous-estimées en valeur absolue par rapport aux valeurs MSM, d'environ 150 à 350 pcm selon la configuration.

Ces écarts sont à nuancer par les doutes qui peuvent être émis quant à la fiabilité des valeurs MSM, discutés dans le chapitre 4. Les évaluations par les simulations MCNP s'avèrent, en effet, compatibles avec les résultats présentés ici. De plus, les résultats obtenus par le CIEMAT pour les configurations SC1/IPS et SC1/2SS, par l'analyse d'expériences en source pulsée à l'aide de la méthode des aires, sont comparables à ceux obtenus par la méthode décrite dans cette thèse [106]. Il semble donc raisonnable d'exclure les valeurs fournies par la méthode MSM pour ces configurations, et nous prendrons à présent comme référence pour ces dernières les valeurs de réactivité recalées obtenues par MCNP.

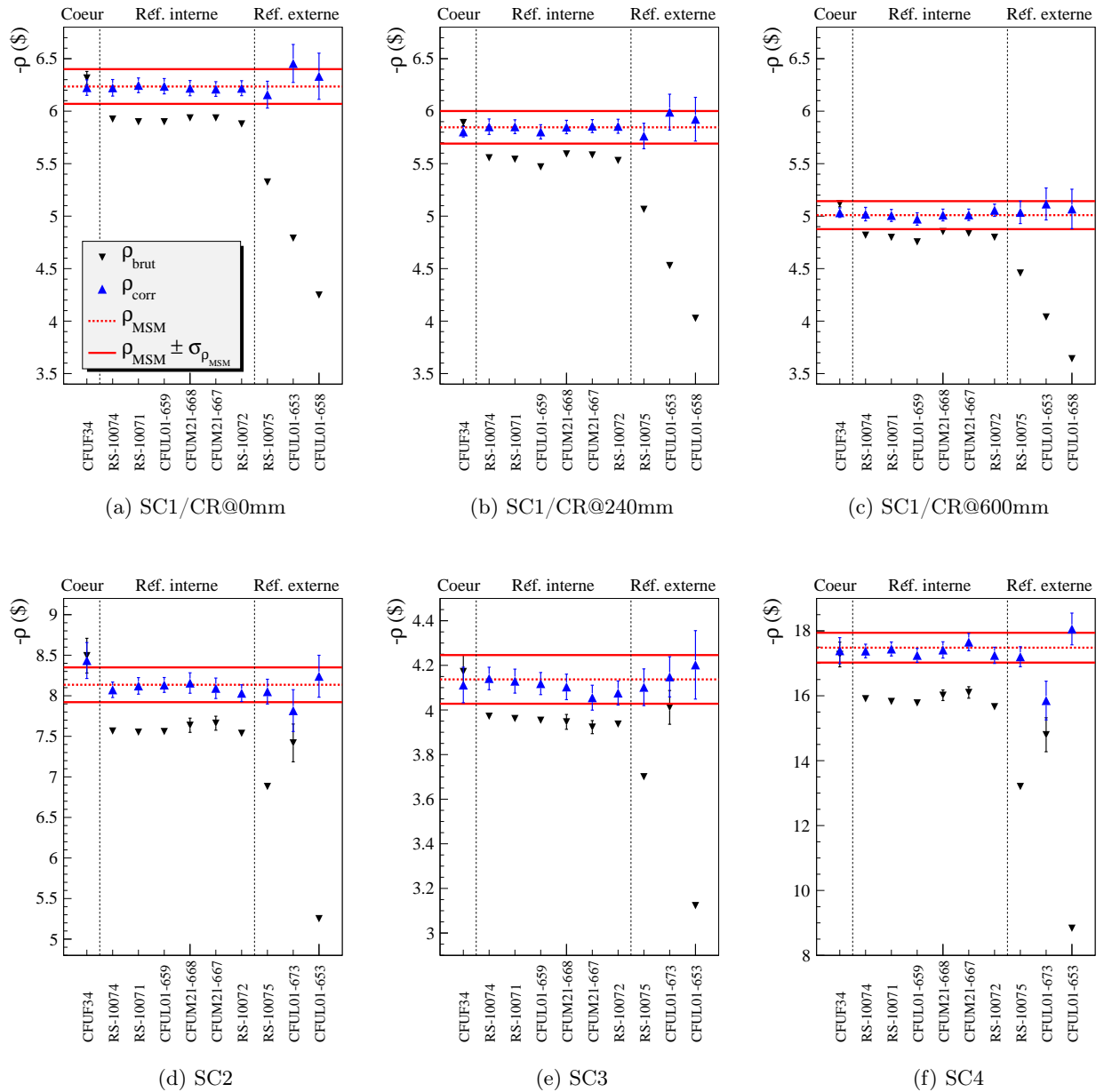


FIGURE 5.11 – Réactivités expérimentales, brutes et corrigées, obtenues via les expériences d'interruptions du faisceau pour différentes configurations étudiées à différents niveaux de sous-criticité.

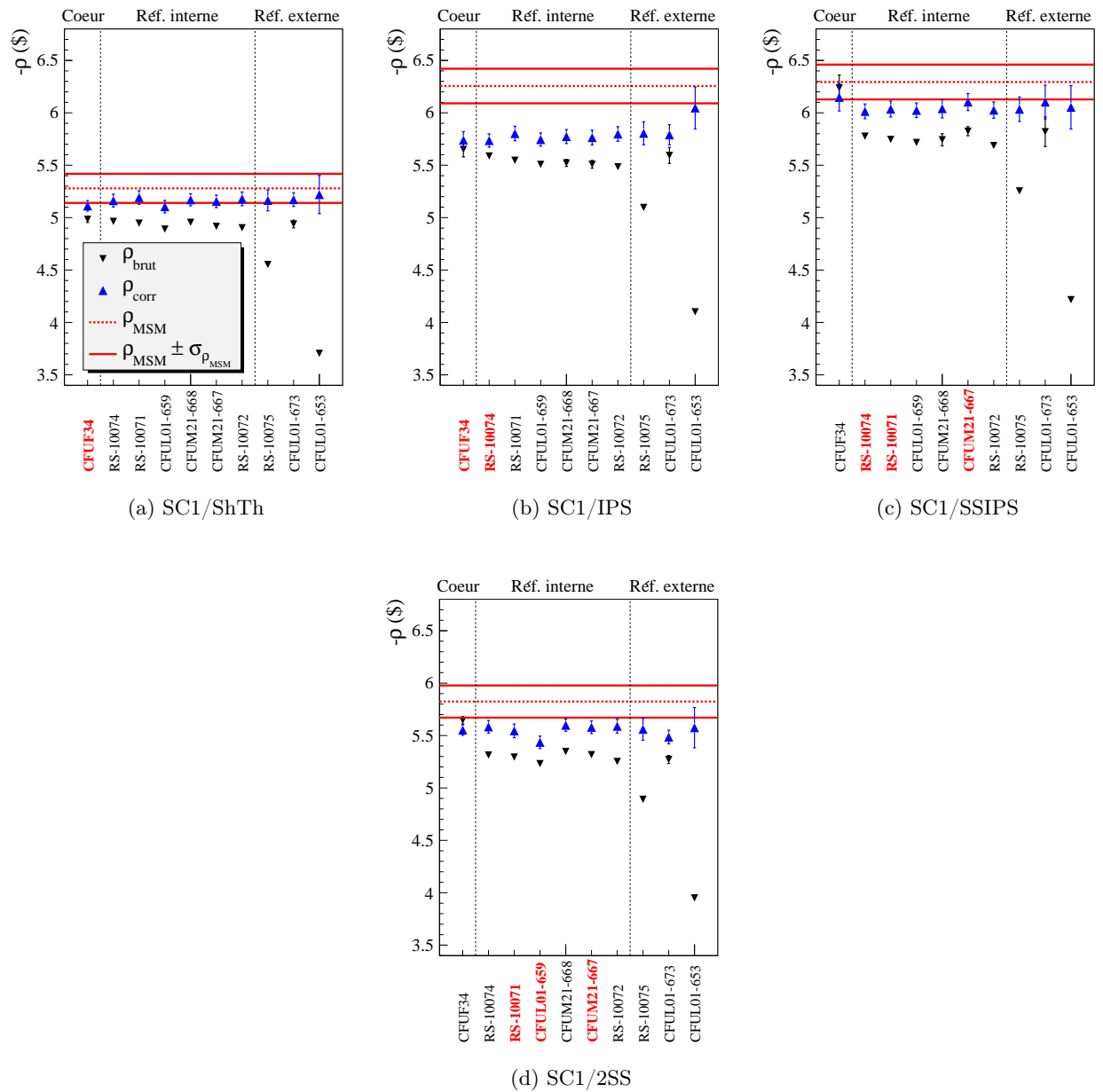


FIGURE 5.12 – Réactivités expérimentales, brutes et corrigées, obtenues via les expériences d’interruptions du faisceau pour différentes configurations étudiées avec des effets perturbatifs.

5.5 Réactivités corrigées - Interruptions courtes

Cette section est dédiée aux résultats de la correction des réactivités expérimentales obtenues par l'analyse d'expériences d'interruptions de faisceau, pour des interruptions courtes dont le domaine d'analyse se limite à 200 μs après l'interruption. L'ensemble des résultats est disponible dans l'annexe F.

5.5.1 Configuration SC1

De manière générale, le niveau induit par les neutrons retardés est rarement atteint au bout de 200 μs (voir par exemple la figure 5.7). Les réactivités brutes sont donc, pour la plupart des détecteurs, plus faibles en valeur absolue que pour les interruptions longues, et les facteurs de correction augmentent en conséquence (voir tableau 5.5). Comme pour les interruptions longues, la CFUF34 présente une correction faible comparé aux autres détecteurs.

Dans le réflecteur interne, les détecteurs CFUM21-668 et CFUM21-667 se distinguent clairement des autres chambres à fission sur la figure 5.13. Leur proximité avec les assemblages combustibles les protège des neutrons de faible énergie revenant des murs en béton, et leur taux de comptage atteint plus rapidement le niveau lié aux neutrons retardés. Les réactivités brutes extraites pour ces détecteurs sont par conséquent proches de celles obtenues pour des interruptions longues. La réponse fournie par la CFUM21-668 est toutefois dégradée par le voisinage d'une chambre à BF₃, visible sur la figure 5.1. Celle-ci est utilisée pour monitorer le flux lors du démarrage du réacteur et est enveloppée d'une couche de polyéthylène qui permet d'en augmenter le comptage. Cette source supplémentaire de neutrons thermiques explique la différence observée avec la CFUM21-667. Pour cette configuration, les simulations MCNP reproduisent néanmoins correctement ces différents effets dans le réflecteur interne, puisque toutes les réactivités corrigées y sont compatibles et en accord avec la méthode MSM.

Sans surprise, les corrections apportées dans le réflecteur externe ne permettent pas d'aboutir à des réactivités corrigées compatibles avec la méthode MSM. Dans cette zone, comme on l'a vu dans la section 5.2.2, les simulations ne parviennent effectivement pas à reproduire précisément l'évolution des taux de comptage des détecteurs sur les premières centaines de microsecondes suivant l'interruption. Les détecteurs en question ont donc été exclus de la valeur moyenne présentée dans le tableau 5.5.

TABLE 5.5 – Facteurs de correction et réactivités corrigées obtenues par les expériences d’interruptions de faisceau pour chacun des détecteurs dans la configuration SC1. On considère ici des interruptions courtes.

Position	Détecteur	Facteur de correction	Réactivité corrigée (\$)
Cœur	CFUF34	0.999 ± 0.006	-5.12 ± 0.08
	RS-10074	1.25 ± 0.03	-5.20 ± 0.13
Réflecteur interne	RS-10071	1.25 ± 0.03	-5.24 ± 0.12
	CFUL01-659	1.25 ± 0.03	-5.27 ± 0.12
	CFUM21-668	1.16 ± 0.02	-5.40 ± 0.10
	CFUM21-667	1.08 ± 0.01	-5.22 ± 0.07
	RS-10072	1.24 ± 0.03	-5.19 ± 0.11
	RS-10075	1.66 ± 0.04	-4.62 ± 0.20
Réflecteur externe	CFUL01-653	2.85 ± 0.19	-4.30 ± 0.30
	CFUL01-658	4.32 ± 0.34	-4.65 ± 0.37
Valeur de référence par la méthode MSM		-5.28 ± 0.13 \$	
Valeur moyenne par la méthode d’interruptions de faisceau (sans les détecteurs du réflecteur externe)		-5.23 ± 0.10 \$	

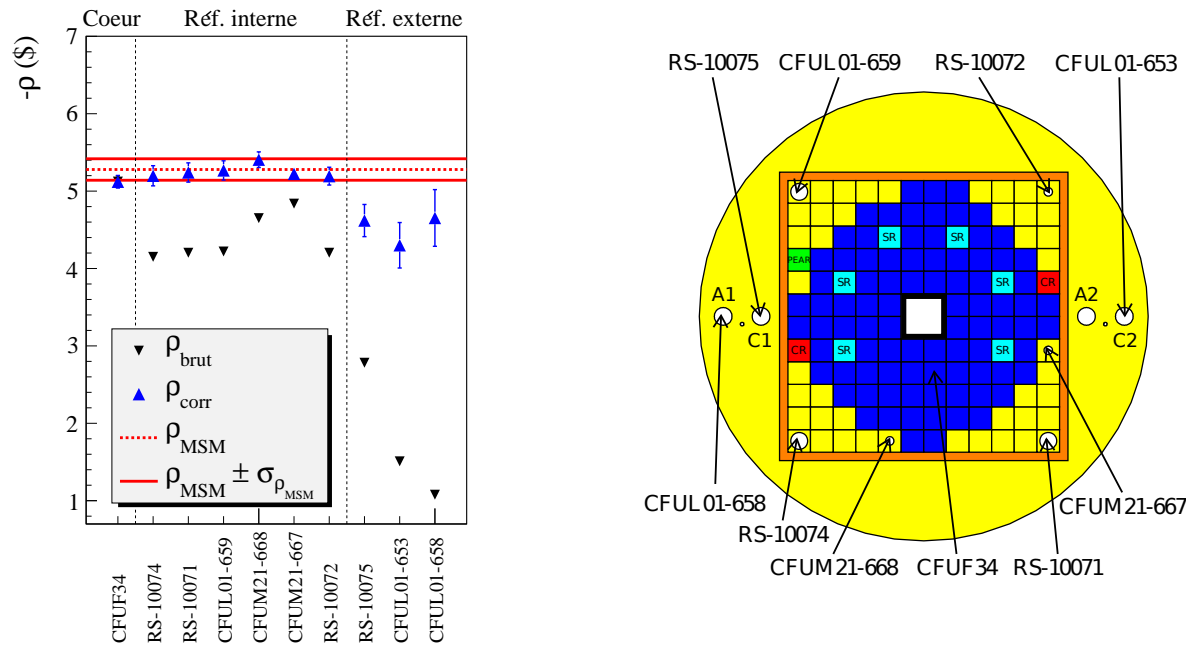


FIGURE 5.13 – Réactivités expérimentales, brutes et corrigées, obtenues via les expériences d’interruptions de faisceau dans la configuration SC1 pour des interruptions courtes.

5.5.2 Impact de la sous-criticité sur les résultats

Les observations effectuées pour SC1 sont également valables pour les différents niveaux de sous-criticité sondés par les configurations présentées sur la figure 5.14. Les corrections apportées aux réactivités brutes permettent d'obtenir des valeurs compatibles pour tous les détecteurs du réflecteur interne et celui du cœur, tandis que les réactivités corrigées sont sous-estimées en valeur absolue pour les détecteurs du réflecteur externe.

Comme pour les interruptions longues, la correction appliquée à la réactivité issue de la chambre à dépôt d' ^{238}U est d'autant plus sous-estimée que la réactivité diminue, ce qui peut s'expliquer comme on l'a vu par une mauvaise description de la proportion d' ^{235}U dans le dépôt. On constate de plus une autre imperfection de la modélisation : le facteur de correction pour la CFUM21-668 à proximité de la chambre de démarrage tend à être sur-estimé. La correction étant trop élevée, il s'agirait ici d'un excès de sensibilité aux neutrons thermiques, laissant penser que l'impact du bloc de polyéthylène est mal reproduit par les simulations MCNP. Comme pour la chambre CFUL-U8, cet effet s'intensifie lorsque la sous-criticité augmente.

5.5.3 Impact de la position de la source et des perturbations du cœur sur la réactivité

De nouveau, la seule différence due à la position de la source dans SC1/ShTh concerne le facteur de correction de la CFUF34, qui atteint 3%.

Pour les autres configurations, et à la différence des résultats obtenus pour les interruptions longues, les perturbations impactent clairement les réactivités brutes et les facteurs de correction des détecteurs du réflecteur interne au voisinage de ces perturbations. Ces dernières ont en effet comme particularité commune d'augmenter l'absorption des neutrons thermiques. Le niveau dû aux neutrons retardés est donc atteint plus rapidement, et les réactivités brutes extraites pour les détecteurs concernés sont plus élevées en valeur absolue que celles des autres détecteurs du réflecteur interne.

Dans tous les cas, les facteurs de correction sont en mesure de tenir compte des perturbations introduites puisque les réactivités évaluées dans le réflecteur interne sont compatibles entre elles. On observe toujours l'écart entre les réactivités corrigées et la méthode MSM discuté dans la section 4.4.

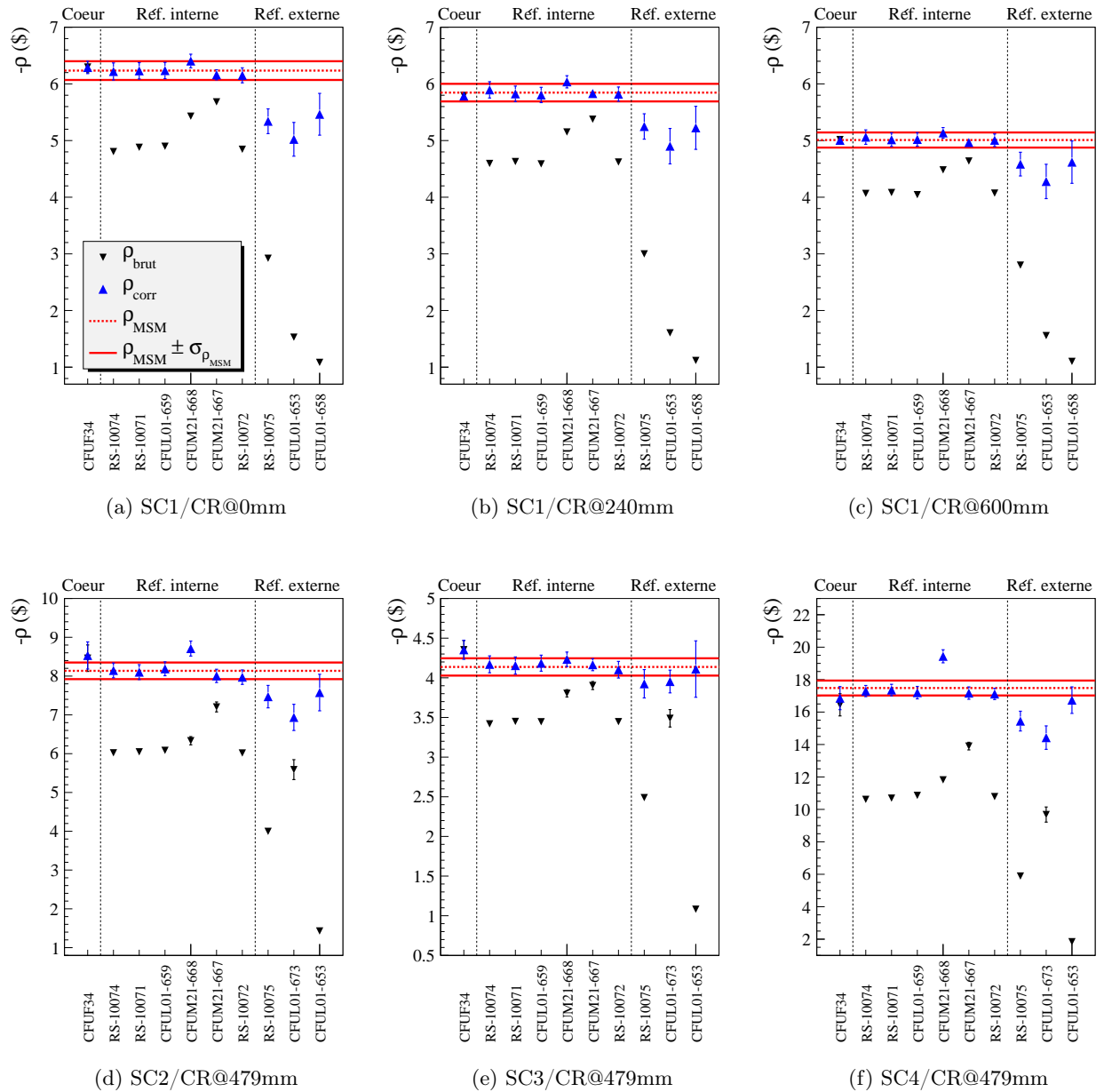


FIGURE 5.14 – Réactivités expérimentales, brutes et corrigées, pour différentes configurations étudiées à différents niveaux de sous-criticité - interruptions courtes.

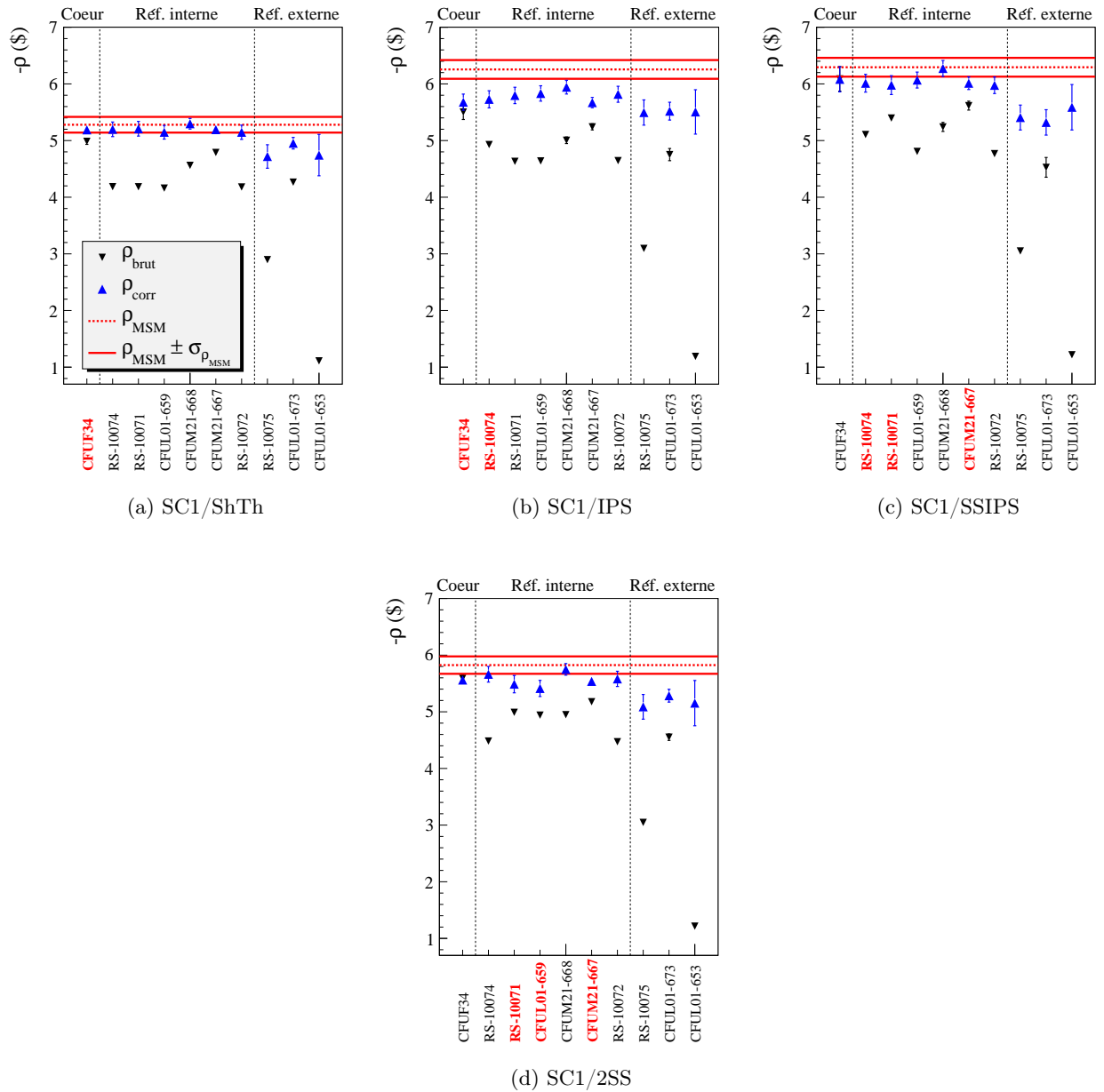


FIGURE 5.15 – Réactivités expérimentales, brutes et corrigées, pour différentes configurations étudiées avec des effets perturbatifs - interruptions courtes.

5.6 Conclusions

Le tableau 5.6 regroupe les estimations de réactivité par interruptions de faisceau pour des interruptions longues et courtes, respectivement $\langle \rho_{IFL} \rangle$ et $\langle \rho_{IFC} \rangle$, pour chacune des configurations étudiées. Les valeurs moyennes présentées tiennent compte de tous les détecteurs pour les interruptions longues. Pour les interruptions courtes, les détecteurs du réflecteur externe sont exclus pour toutes les configurations et le détecteur CFUM21-668 pour les configurations SC2 et SC4 uniquement. Les estimations de réactivité par la méthode MSM et par les simulations MCNP recalées sont également présentées.

TABLE 5.6 – Réactivités évaluées par l’analyse des expériences d’interruptions de faisceau, valeurs MSM et estimations de la réactivité par MCNP des différentes configurations étudiées. Les valeurs entre parenthèses sont peu fiables, pour les raisons évoquées dans la section 4.4.

Configuration	$\langle \rho_{IFC} \rangle$ (\$)	$\langle \rho_{IFL} \rangle$ (\$)	ρ_{MSM} (\$)	ρ_{MCNP} (\$)
SC1	-5.23 ± 0.10	-5.24 ± 0.07	-5.28 ± 0.13	-
SC1/CR@0mm	-6.24 ± 0.13	-6.23 ± 0.08	-6.23 ± 0.17	-6.29 ± 0.04
SC1/CR@240mm	-5.84 ± 0.10	-5.84 ± 0.07	-5.85 ± 0.16	-5.87 ± 0.04
SC1/CR@600mm	-5.02 ± 0.09	-5.02 ± 0.06	-5.01 ± 0.13	-5.04 ± 0.03
SC2	-8.19 ± 0.21	-8.10 ± 0.12	-8.14 ± 0.21	(-7.84 ± 0.05)
SC3	-4.19 ± 0.11	-4.11 ± 0.06	-4.14 ± 0.11	-4.19 ± 0.03
SC4	-17.54 ± 0.43	-17.43 ± 0.24	-17.48 ± 0.46	(-16.62 ± 0.10)
SC1/ShTh	-5.20 ± 0.10	-5.15 ± 0.06	(-5.28 ± 0.13)	-
SC1/IPS	-5.77 ± 0.14	-5.77 ± 0.07	(-6.26 ± 0.17)	-5.86 ± 0.04
SC1/SSIPS	-6.06 ± 0.16	-6.05 ± 0.09	(-6.29 ± 0.17)	-5.97 ± 0.04
SC1/2SS	-5.58 ± 0.11	-5.55 ± 0.06	(-5.82 ± 0.15)	-5.55 ± 0.04

Quelle que soit la durée des interruptions considérées, l’analyse des expériences d’interruptions de faisceau permet d’évaluer correctement la réactivité jusqu’à des niveaux de sous-criticité élevés pour les détecteurs situés dans le cœur et dans le réflecteur interne. Les perturbations locales ne semblent pas empêcher une estimation correcte de la réactivité après correction des effets spatiaux. L’effet de la position de la source n’est, quant à lui, perceptible que pour la chambre à fission la plus proche de celle-ci, et n’altère par non plus la qualité des résultats corrigés. Les estimations présentées dans le tableau 5.6 se font cependant au prix de l’exclusion de certains détecteurs pour les interruptions courtes, et les limites de la méthode présentée dans cette thèse doivent être soulignées.

La sensibilité de la méthode de correction à la précision de la géométrie modélisée est variable. Alors qu’une simplification majeure comme l’homogénéisation des assemblages n’a que peu d’influence sur les résultats, un soin spécial doit être apporté à la modélisation des éléments qui thermalisent les neutrons comme les murs en béton ou les blocs de polyéthylène autour des chambres de démarrage. Ces derniers influent significativement sur les taux de comptage observés pour certains détecteurs, et les corrections calculées par simulation sont particulièrement sensibles à des imprécisions sur ces éléments. Ce constat est valable aussi pour le détecteur à dépôt d’ ^{238}U , dont la faible teneur en ^{235}U suffit à détériorer les résultats.

Globalement, la méthode est plus performante pour des interruptions longues. En effet, plus la durée de l’interruption est longue, plus la distorsion des taux de comptage liés à la présence de neutrons de faible énergie dans le réacteur s’atténue. Les résultats sont donc

moins impactés par d'éventuelles imperfections sur la modélisation des sources de neutrons thermiques.

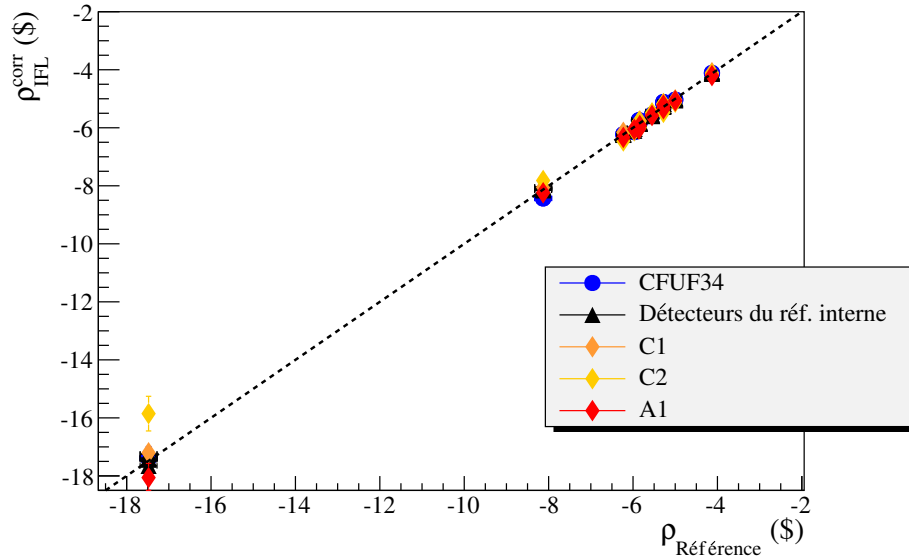


FIGURE 5.16 – Réactivités extraites par les différents détecteurs étudiés, pour toutes les configurations, lors d'interruptions longues.

La figure 5.16 résume les résultats obtenus pour des interruptions longues après correction. Les réactivités corrigées ρ_{IFL}^{corr} par l'analyse des interruptions de faisceau y sont représentées, pour chaque détecteur et pour chacune des configurations étudiées en fonction de la valeur $\rho_{réf\acute{e}rence}$ correspondante. La valeur de référence correspond à la valeur ρ_{MSM} des différentes configurations, sauf pour les configurations perturbées SC1/IPS, SC1/SSIPS et SC1/2SS pour lesquelles on a considéré la valeur obtenue par simulation MCNP recalée (voir la section 5.4.4 pour la justification de ce choix).

La figure 5.16 pourra être comparée à celle obtenue au chapitre précédent pour les réactivités brutes (figure 4.15). On observe ici que :

- la CFUF34 fournit une nouvelle fois, après correction, une bonne estimation de la réactivité sur toute la plage en réactivité étudiée,
- la dispersion des résultats pour les détecteurs du réflecteur interne et externe disparaît de manière flagrante. Une fois corrigées, les estimations de la réactivité fournies par ces détecteurs sont généralement en très bon accord avec les réactivités de référence.

On propose également une représentation alternative de ces résultats sur la figure 5.17. Il s'agit ici, pour chacune des configurations, de la réactivité moyenne $\langle \rho_{IFL} \rangle$ obtenue pour les interruptions longues, et les barres d'erreurs associées correspondent aux estimations de réactivité les plus éloignées de la réactivité de référence parmi toutes celles fournies par les détecteurs dans la configuration considérée (soit presque toujours les détecteurs du réflecteur externe). On retrouve la faible dispersion des réactivités corrigées que l'on a pu observer sur la figure 5.16. Les écarts maximaux en question sont quantifiées dans le tableau 5.7.

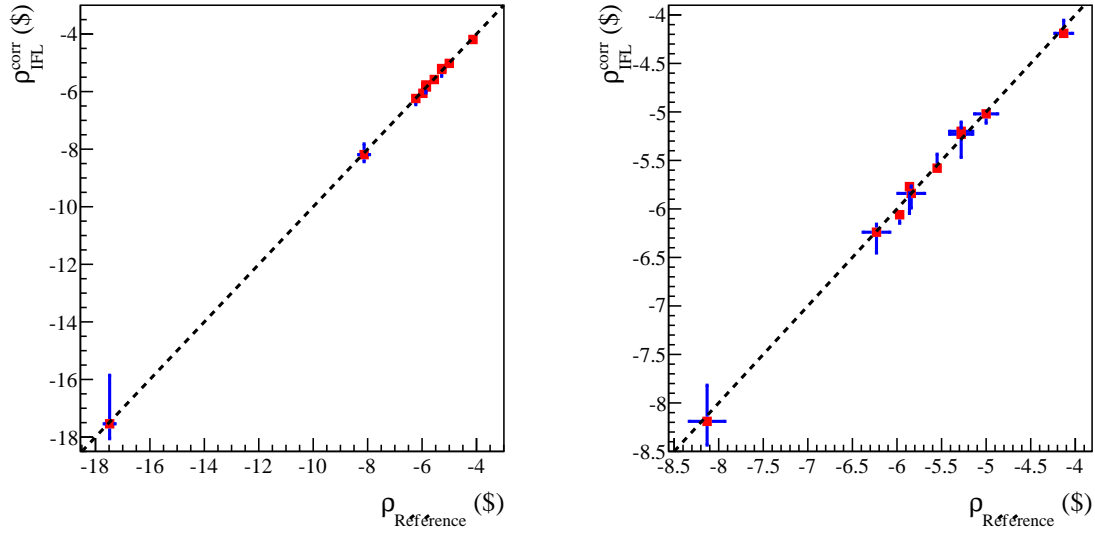


FIGURE 5.17 – Réactivité moyenne et extrema des estimations de réactivité, pour des interruptions longues, obtenus pour toutes les configurations. La figure de droite est un agrandissement de celle de gauche.

TABLE 5.7 – Écart relatif $\frac{|\Delta\rho_{\max}|}{\rho_{\text{référence}}}$ entre la plus mauvaise estimation de la réactivité obtenue pour des interruptions longues et la réactivité de référence $\rho_{\text{référence}}$ pour chacune des configurations.

Configuration	$\frac{ \Delta\rho_{\max} }{\rho_{\text{référence}}}$ %
SC1	3.6
SC1/CR@0mm	2.6
SC1/CR@240mm	3.5
SC1/CR@600mm	2.3
SC2	3.8
SC3	1.7
SC4	9.3
SC1/ShTh	3.3
SC1/IPS	3.2
SC1/SSIPS	2.9
SC1/2SS	2.0

On voit donc que dans le pire des cas, l'erreur commise reste inférieure à 5 % sur une gamme en réactivité de -9 à -4 \$, et demeure raisonnable à 10 % pour la configuration très sous-critique SC4.

Chapitre 6

Calculs Monte-Carlo pour une approche modale des expériences

Nous avons développé dans le chapitre précédent une méthode de correction, basée sur des simulations Monte-Carlo, permettant de prendre en compte les effets spatiaux et énergétiques dans le réacteur lors d'expériences d'interruptions programmées du faisceau. L'objectif de ce chapitre est de proposer une interprétation modale de ces expériences, en découplant les phénomènes physiques à l'œuvre. Notamment, nous étudierons plus précisément l'effet des murs en béton et leur impact sur les réponses fournies par les détecteurs.

6.1 Principe de l'approche modale

6.1.1 Motivations

Bien que les simulations MCNP nous aient permis de prendre en compte les différents effets spatiaux et énergétiques dans le réacteur et de reproduire les taux de comptage des détecteurs afin de corriger les réactivités extraites expérimentalement, ce genre d'approche stochastique ne permet pas de dissocier ces effets : les résultats sont basés sur des tallies, soit des évaluations locales des paramètres d'intérêt, qui résultent de tous les phénomènes physiques à l'œuvre dans le réacteur. À l'inverse, une approche modale, basée sur la décomposition du flux sur une base adéquate, permet a priori une interprétation plus fine en dissociant les effets observés.

Nous avons déjà abordé dans le chapitre 2 de cette thèse l'équation de Boltzmann ainsi que ses versions stationnaires en modes α et λ . On rappelle que cette dernière est basée sur la pondération du nombre de neutrons émis par fission afin d'obtenir une équation stationnaire homogène, ce qui revient à considérer un réacteur critique associé (RCA) au réacteur étudié. L'équation en modes λ sert de base à la définition de la réactivité et des paramètres cinétiques, et est la plus couramment utilisée pour caractériser un réacteur. Toutefois, cette équation n'est rigoureusement valable que lorsque le réacteur est critique, c'est à dire lorsque $\lambda = 1$, et que le RCA correspond au véritable réacteur.

En revanche, de par ses hypothèses de départ, l'équation en modes α est plus à même de caractériser un système loin de la criticité [107] [108]. C'est donc sur la base formée par les solutions de l'équation en modes α que sera développée l'approche modale des expériences d'interruption de faisceau. Le formalisme présenté dans cette section ainsi que la méthode de

résolution permettant l'obtention de la base α proviennent de la référence [109], auxquels le lecteur pourra se reporter pour plus de détails.

6.1.2 Rappels sur l'équation en modes α

Nous rappelons tout d'abord les équations de transport pour le flux ϕ et les concentrations en précurseurs C_j :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \mathbf{F}_p \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \mathbf{M} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ &+ \sum_j^J \frac{\chi_j}{4\pi} \lambda_j C_j + S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t), \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}_{dj} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$$

qui font appel aux différents opérateurs linéaires définis dans le chapitre 2. Nous avons vu qu'en faisant l'hypothèse que la dépendance temporelle peut être séparée des autres variables de l'espace des phases pour ϕ et C_j [62], soit :

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{\alpha t} \\ C_j(\mathbf{r}, t) &= C_j(\mathbf{r}) e^{\alpha t} \end{aligned} \quad (6.2)$$

on aboutit aux équations de Boltzmann en modes α qui s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{v} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) &= (\mathbf{F}_p - \mathbf{M}) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \sum_j \chi_j \lambda_j C_j(\mathbf{r}) \\ \alpha C_j(\mathbf{r}) &= \mathbf{F}_{dj} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) - \lambda_j C_j(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Pour faciliter le développement du formalisme, nous utiliserons la forme matricielle des équations (6.3), soit :

$$\alpha \begin{bmatrix} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{F}_p - \mathbf{M} & \boldsymbol{\chi} \boldsymbol{\lambda} \\ \mathbf{F}_d & -\boldsymbol{\lambda} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

Cette formulation fait apparaître les vecteurs colonne \mathbf{C} et \mathbf{F}_d de taille J égale au nombre de groupes de précurseurs, contenant respectivement les concentrations en précurseurs C_j et les opérateurs de fissions retardés correspondants \mathbf{F}_{dj} , le vecteur ligne $\boldsymbol{\chi} \boldsymbol{\lambda}$ contenant les termes $\chi_j \lambda_j$ et la matrice diagonale $\boldsymbol{\lambda}$ qui contient les constantes de décroissance des précurseurs λ_j .

Les solutions du problème direct (6.4) constituent un ensemble de valeurs propres α_i et de vecteurs propres $[\phi_{\alpha_i}, \mathbf{C}_{\alpha_i}]$, un couple de valeur et vecteur propre formant un mode. Les modes sont généralement classés par valeurs propres croissantes. La plus élevée d'entre elles, α_0 , et le vecteur propre associé, $[\phi_{\alpha_0}, \mathbf{C}_{\alpha_0}]$, forment le mode fondamental. C'est ce mode fondamental qui caractérise l'évolution asymptotique du flux dans le réacteur en l'absence de source externe, et qui permet de définir les modes de fonctionnement d'un réacteur :

- si $\alpha_0 > 0$, le réacteur est sur-critique,
- si $\alpha_0 = 0$, le réacteur est critique,
- si $\alpha_0 < 0$, le réacteur est sous-critique.

En complément des équations de transport, nous utiliserons également les équations adjointes :

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \mathbf{F}_p^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \mathbf{M}^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \sum_j^J \mathbf{F}_{dj}^\dagger C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) \\
-\frac{\partial C_j^\dagger}{\partial t} + \lambda_j C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) &= (\chi_j \lambda_j)^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)
\end{aligned} \tag{6.5}$$

où les différents opérateurs intervenant dans ces équations s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= -\boldsymbol{\Omega} \nabla \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\
&\quad - \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E', \boldsymbol{\Omega} \rightarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' d\Omega' \\
\mathbf{F}_p^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} (1 - \beta) \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_p(E') dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} \\
(\chi_j \lambda_j)^\dagger \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= \int_0^{4\pi} \int_{E'=0}^{\infty} \lambda_j \phi^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) \chi_j(E') dE' \frac{d\Omega'}{4\pi} \\
\mathbf{F}_{dj}^\dagger C_j^\dagger(\mathbf{r}, t) &= \beta_j \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) C_j^\dagger(\mathbf{r}, t)
\end{aligned} \tag{6.6}$$

Les équations (6.5) s'obtiennent à partir des équations directes (6.1) à l'aide des propriétés du flux adjoint [62], notamment $\langle \phi^\dagger, \mathbf{O} \phi \rangle = \langle \phi, \mathbf{O}^\dagger \phi^\dagger \rangle$ où \mathbf{O} désigne un opérateur.

Comme pour le problème direct, on peut écrire le problème adjoint en modes α sous la forme :

$$\alpha^\dagger \begin{bmatrix} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^\dagger(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{F}_p^\dagger - \mathbf{M}^\dagger & \mathbf{F}_d^\dagger \\ (\boldsymbol{\chi} \boldsymbol{\lambda})^\dagger & -\boldsymbol{\lambda} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^\dagger(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \tag{6.7}$$

et la résolution de ces équations permet d'obtenir les valeurs propres et vecteurs propres adjoints α_i^\dagger et $[\phi_{\alpha_i}^\dagger, \mathbf{C}_{\alpha_i}^\dagger]$. Puisque les opérateurs matriciels sont réels, l'adjoint d'un opérateur est sa transposée, soit $\mathbf{O}^\dagger = \mathbf{O}^T$, et on peut montrer que les valeurs propres adjointes et directes sont égales. Ce n'est pas le cas des vecteurs propres.

6.1.3 Décomposition modale du flux

Les solutions du problème direct définissent une base, caractéristique du système étudié, sur laquelle le flux peut être décomposé. L'évolution temporelle du flux peut alors être approximée par [110] :

$$\begin{bmatrix} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} \simeq \sum_i^I T_i(t) \begin{bmatrix} \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}_{\alpha_i}(\mathbf{r}) \end{bmatrix}, \tag{6.8}$$

où les coefficients $T_i(t)$, propres à chaque mode i , dépendent de la source de neutrons externes S et où I correspond au nombre de modes utilisés pour la décomposition. Cette approximation est d'autant plus valable que I est élevé.

En combinant les équations (6.8), (6.1) et (6.4), et en utilisant la condition de bi-orthogonalité du flux adjoint¹, on aboutit à :

$$\frac{dT_i(t)}{dt} = \alpha_i T_i(t) + \frac{\langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \rangle}{\gamma_i} \quad (6.9)$$

où on a noté $\gamma_i = \langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, v^{-1} \phi_{\alpha_i} \rangle + \langle \mathbf{C}_{\alpha_i}^\dagger, \mathbf{C}_{\alpha_i} \rangle$.

6.1.3.1 Décomposition d'un pulse de neutrons

Pour un pulse de neutrons injectés dans le réacteur à $t = 0$, la source S est définie temporellement par $S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = S_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\delta(t)$ où S_0 représente la source à $t = 0$ injectée dans le réacteur. Dans ce cas, d'après l'équation (6.9) les coefficients $T_i(t)$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{pour } t < 0 : \quad T_i(t) &= 0 \\ \text{pour } t \geq 0 : \quad T_i(t) &= \frac{\langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, S_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle}{\gamma_i} e^{\alpha_i t} \end{aligned} \quad (6.10)$$

6.1.3.2 Décomposition d'une source continue

Nous nous intéressons dans cette thèse à des expériences d'interruptions programmées du faisceau. Compte tenu du peu d'influence de la répétition des interruptions du faisceau sur la dynamique du réacteur, qui n'impacte que le niveau de neutrons retardés, nous nous contenterons comme au chapitre 5 de modéliser une source interrompue une unique fois après un temps t_{int} . Le terme source S s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \text{pour } t < 0 : \quad S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= 0 \\ \text{pour } 0 < t < t_{\text{int}} : \quad S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= S_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \text{pour } t > t_{\text{int}} : \quad S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) &= 0 \end{aligned} \quad (6.11)$$

où S_0 représente la source continue injectée dans le réacteur.

La résolution de l'équation différentielle (6.9) peut s'effectuer par variation de la constante pour donner :

$$T_i(t) = \left[\frac{1}{\gamma_i} \int_0^t \langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t') \rangle e^{-\alpha_i t'} dt' + K \right] e^{\alpha_i t}, \quad (6.12)$$

ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} \text{pour } t < 0 : \quad T_i(t) &= 0 \\ \text{pour } 0 < t < t_{\text{int}} : \quad T_i(t) &= \frac{\langle \phi_{\alpha_i}^\dagger, S_0(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle}{\alpha_i \gamma_i} [e^{\alpha_i t} - 1] \\ \text{pour } t > t_{\text{int}} : \quad T_i(t) &= T_i(t_{\text{int}}) e^{\alpha_i (t - t_{\text{int}})} \end{aligned} \quad (6.13)$$

1. Cette condition stipule que l'intégration sur l'espace des phases du produit scalaire des vecteurs propres directs et adjoints, $\langle \phi_{\alpha_n}^\dagger, \phi_{\alpha_i} \rangle + \langle \mathbf{C}_{\alpha_n}^\dagger, \mathbf{C}_{\alpha_i} \rangle$, est égale à zéro sauf pour $i = n$

6.1.3.3 Modes propres complexes

On notera que certains modes de la base α peuvent être complexes et ceux-ci, puisque les opérateurs linéaires sont réels, sont toujours accompagnés de leur mode conjugué. Une interprétation physique de ces modes est donnée dans la référence [109] pour un pulse de neutrons, en partant du constat que l'amplitude des modes réels est caractérisée par une décroissance exponentielle de constante α et ne fait que décroître au cours du temps. Or, dans un réacteur, la quantité de neutrons de haute énergie va à la fois décroître lors de la thermalisation des neutrons mais également augmenter lorsque ces neutrons thermalisés induisent des fissions. Le flux correspondant à ces neutrons de haute énergie ainsi que les modes associés seront donc amenés à diminuer pendant la thermalisation puis à augmenter suite aux fissions. Ce caractère oscillatoire de certains modes peut seulement être décrit par des valeurs et vecteurs propres complexes.

6.2 Calcul de la base α -modes

Les différentes méthodes déterministes ou stochastiques développées pour calculer les modes α sont généralement limitées à des géométries simples [111], à des problèmes mono-énergétiques [112] ou à l'obtention de quelques modes d'ordre élevé [113]. Récemment, Betlzer et collaborateurs [114] ont proposé une méthode Monte-Carlo pour calculer les valeurs et vecteurs propres du problème α ainsi que du problème adjoint associé à l'aide d'une matrice de transition. Cette dernière est basée sur une discrétisation de l'espace des phases et permet de calculer des modes d'ordre élevé, le nombre de modes calculés dépendant de la taille de cette matrice.

6.2.1 Matrice de transition

On peut faire apparaître la matrice de transition \mathbf{Q} (aussi nommée TRM pour Transition Rate Matrix) en réécrivant l'équation (6.7) :

$$\alpha^\dagger \begin{bmatrix} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^\dagger(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \mathbf{Q} \begin{bmatrix} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}^\dagger(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \quad (6.14)$$

soit $\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} v(\mathbf{F}_p^\dagger - \mathbf{M}^\dagger) & v\mathbf{F}_d^\dagger \\ \chi\lambda^\dagger & -\lambda \end{bmatrix}$

La diagonalisation de cette matrice permet donc d'obtenir les valeurs propres et vecteurs propres du problème adjoint. En définissant la matrice vitesse $\mathbf{V} = \begin{bmatrix} v & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix}$ et l'inverse de cette matrice \mathbf{V}^{-1} , on se ramène au problème direct (équation (6.4)) à l'aide de la relation :

$$\alpha \begin{bmatrix} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \mathbf{V}\mathbf{Q}^T\mathbf{V}^{-1} \begin{bmatrix} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ \mathbf{C}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

et la diagonalisation de $\mathbf{V}\mathbf{Q}^T\mathbf{V}^{-1}$ donne accès aux valeurs propres et vecteurs propres du problème direct.

Les termes qui interviennent dans la matrice \mathbf{Q} décrivent les transitions des neutrons dans l'espace des phases traité de manière continue, et la matrice est donc de taille arbitraire. Pour calculer les modes α il nous faut définir une matrice de taille finie, $I \times I$, dont la diagonalisation

fournira I modes, et discrétiser l'espace des phases. La discrétisation de l'espace des phases est donc une approximation des processus continus qui sont à l'œuvre dans le milieu étudié, qui sera d'autant plus valide que la discrétisation est fine.

6.2.1.1 Milieu infini

Dans le cas général, l'espace des phases est discrétisé en N positions, G intervalles en énergie et M directions. Pour ce type de discrétisation, le formalisme qui permet d'aboutir à la matrice de transition est particulièrement lourd, et on se limitera ici à l'étude d'un milieu infini. Dans ce cas, l'espace des phases se réduit à l'énergie : les dépendances angulaire et spatiale disparaissent, ainsi que le terme de fuite. Les équations en α -modes se simplifient :

$$\begin{aligned}\alpha^\dagger \phi^\dagger(E) &= -v\Sigma_t(E)\phi^\dagger(E) + \int_0^\infty v\Sigma_s(E \rightarrow E')\phi^\dagger(E')dE' \\ &+ \int_0^\infty (1-\beta)v\nu\Sigma_f(E)\chi_p(E')\phi^\dagger(E')dE' + \sum_j^J \beta_j\nu v\Sigma_f C_j^\dagger \\ \alpha^\dagger C_j^\dagger &= -\lambda_j C_j^\dagger + \int_0^\infty \chi_j(E')\lambda_j\phi^\dagger(E')dE'\end{aligned}\quad (6.16)$$

Le vecteur $[\phi^\dagger \mathbf{C}^\dagger]$ se décompose en G éléments pour le flux et J éléments pour la concentration en précurseurs, que l'on peut ordonner de la manière suivante :

$$[\phi^\dagger \mathbf{C}^\dagger] = [\phi_1^\dagger \phi_2^\dagger \dots \phi_G^\dagger \ C_1^\dagger \ C_2^\dagger \dots \ C_J^\dagger], \quad (6.17)$$

où $\phi_g^\dagger = \int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi^\dagger(E)dE$ correspond au flux adjoint intégré sur l'intervalle en énergie g , et C_j^\dagger correspond à la concentration en précurseurs adjointe du groupe j .

En intégrant l'équation (6.16) sur l'intervalle en énergie g , le terme de diffusion devient par exemple :

$$\begin{aligned}\int_{E_{g+1}}^{E_g} \int_0^\infty v\Sigma_s(E \rightarrow E')\phi^\dagger(E')dE'dE &= \int_{E_{g+1}}^{E_g} v dE \sum_{g'}^G \int_{E_{g'+1}}^{E_{g'}} \Sigma_s(E \rightarrow E')\phi^\dagger(E')dE' \\ &= \sum_{g'}^G [v\Sigma_{s,g \rightarrow g'}]^\dagger \phi_{g'}^\dagger\end{aligned}\quad (6.18)$$

où la discrétisation induit le remplacement de l'intégrale sur toutes les énergies par une somme sur les groupes, et où on a introduit le taux de transfert de g vers g' :

$$[v\Sigma_{s,g \rightarrow g'}]^\dagger = \frac{1}{\phi_{g'}^\dagger} \int_{E_{g+1}}^{E_g} v dE \int_{E_{g'+1}}^{E_{g'}} \Sigma_s(E \rightarrow E')\phi^\dagger(E')dE' \quad (6.19)$$

De la même manière, les autres termes apparaissant dans l'équation (6.16) peuvent se réécrire en définissant :

— le taux d'interaction total dans g :

$$[v\Sigma_t]_g^\dagger = \frac{1}{\phi_g^\dagger} \int_{E_{g+1}}^{E_g} v\Sigma_t(E)\phi^\dagger(E)dE \quad (6.20)$$

- le taux d'apparition de neutrons prompts par fission, qui correspond au nombre de neutrons émis multiplié par le taux de fission dans g :

$$[\nu_p v \Sigma_f]_g^\dagger = \int_{E_{g+1}}^{E_g} (1 - \beta) \nu v \Sigma_f(E) dE \quad (6.21)$$

- la probabilité d'émission de neutrons prompts dans l'intervalle g' :

$$\chi_{pg'}^\dagger = \frac{1}{\phi_{g'}^\dagger} \int_{E_{g'+1}}^{E_{g'}} \chi_p(E') \phi^\dagger(E') dE' \quad (6.22)$$

- la probabilité d'émission de neutrons retardés, issus du groupe j , dans l'intervalle g' :

$$\chi_{jg'}^\dagger = \frac{1}{\phi_{g'}^\dagger} \int_{E_{g'+1}}^{E_{g'}} \chi_j(E') \phi^\dagger(E') dE' \quad (6.23)$$

- et le terme lié aux précurseurs du groupe j :

$$\int_{E_{g+1}}^{E_g} \beta_j \nu v \Sigma_f C_j^\dagger dE = \beta_j [\nu_d v \Sigma_f]_g^\dagger C_j^\dagger \quad (6.24)$$

Au final, les équations (6.16) prennent la forme discrétisée suivante :

$$\begin{aligned} \alpha^\dagger \phi_g^\dagger &= -[v \Sigma_t]_g^\dagger \phi_g^\dagger + \sum_{g'}^G [v \Sigma_{s,g \rightarrow g'}]^\dagger \phi_{g'}^\dagger + \sum_{g'}^G [\nu_p v \Sigma_f]_g^\dagger \chi_{pg'}^\dagger \phi_{g'}^\dagger + \sum_j^J \beta_j [\nu_d v \Sigma_f]_g^\dagger C_j^\dagger \\ \alpha^\dagger C_j^\dagger &= -\lambda_j C_j^\dagger + \sum_{g'}^G \chi_{jg'}^\dagger \lambda_j \phi_{g'}^\dagger \end{aligned} \quad (6.25)$$

Cette dernière formulation permet d'écrire les différents termes de la matrice \mathbf{Q} , de taille $(G + J) \times (G + J)$. Dans un milieu infini, la sous-matrice supérieure gauche comprend uniquement les termes d'interaction totale, de diffusion et de fission prompte. En utilisant la convention d'agencement du vecteur défini en (6.17), on peut écrire :

$$v(\mathbf{F}_p^\dagger - \mathbf{M}^\dagger) = \begin{bmatrix} -[v \Sigma_t]_1^\dagger + [v \Sigma_{s,1 \rightarrow 1}]^\dagger + [\nu_p v \Sigma_f]_1^\dagger \chi_{p1}^\dagger & [v \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}]^\dagger + [\nu_p v \Sigma_f]_1^\dagger \chi_{p2}^\dagger & \cdots \\ [v \Sigma_{s,2 \rightarrow 1}]^\dagger + [\nu_p v \Sigma_f]_2^\dagger \chi_{p1}^\dagger & -[v \Sigma_t]_2^\dagger + [v \Sigma_{s,2 \rightarrow 2}]^\dagger + [\nu_p v \Sigma_f]_2^\dagger \chi_{p2}^\dagger & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \end{bmatrix} \quad (6.26)$$

La diagonale de cette sous-matrice de taille $G \times G$ contient donc le bilan net du taux de variation des neutrons dans le groupe g , et les termes non-diagonaux les transitions entre les différents groupes.

Le reste de la matrice \mathbf{Q} contient les termes liés aux précurseurs. La sous-matrice $v(\mathbf{F}_d^\dagger)$ de taille $G \times J$ contient les taux d'apparition des précurseurs :

$$v(\mathbf{F}_d^\dagger) = \begin{bmatrix} \beta_1 [\nu_d v \Sigma_f]_1^\dagger & \cdots & \beta_J [\nu_d v \Sigma_f]_1^\dagger \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \beta_1 [\nu_d v \Sigma_f]_G^\dagger & \cdots & \beta_J [\nu_d v \Sigma_f]_G^\dagger \end{bmatrix}, \quad (6.27)$$

la sous-matrice $(\chi\lambda)^\dagger$ de taille $J \times G$ contient les taux d'apparition des neutrons retardés issus de chacun des groupes de précurseurs :

$$(\chi\lambda)^\dagger = \begin{bmatrix} \chi_{11}^\dagger \lambda_1 & \dots & \chi_{1G}^\dagger \lambda_1 \\ \dots & \dots & \dots \\ \chi_{J1}^\dagger \lambda_J & \dots & \chi_{JG}^\dagger \lambda_J \end{bmatrix}, \quad (6.28)$$

et enfin, la sous-matrice inférieure droite de taille $J \times J$ est uniquement peuplée sur sa diagonale par les constantes de décroissance des précurseurs de chacun des groupes :

$$-\lambda = \begin{bmatrix} -\lambda_1 & & \\ & \dots & \\ & & -\lambda_J \end{bmatrix} \quad (6.29)$$

6.2.1.2 Cas général

Lorsque l'espace des phases consiste en les variables de position, d'énergie et de direction, un raisonnement similaire à celui développé pour un milieu infini est applicable. En considérant N positions, G intervalles en énergie et M directions, le vecteur $[\phi^\dagger \mathbf{C}^\dagger]$ se décompose alors en $N \times G \times M$ éléments pour le flux et $N \times J$ éléments pour la concentration en précurseurs :

$$[\phi^\dagger \mathbf{C}^\dagger] = [\phi_{111}^\dagger \phi_{112}^\dagger \dots \phi_{11M}^\dagger \phi_{121}^\dagger \dots \phi_{1GM}^\dagger \phi_{211}^\dagger \dots \phi_{NGM}^\dagger C_{11}^\dagger C_{12}^\dagger \dots C_{JN}^\dagger], \quad (6.30)$$

où $\phi_{ngm}^\dagger = \int_{V_n} \int_{E_{g-1}}^{E_g} \int_{\Omega_{m-1}}^{\Omega_m} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) d\Omega dE d\mathbf{r}$ correspond au flux adjoint intégré sur l'élément de volume discrétisé n , dans l'intervalle en énergie g et se dirigeant dans l'intervalle en direction m , et C_{jn}^\dagger correspond à la concentration en précurseurs du groupe j dans l'élément de volume n .

Les définitions des taux utilisés pour le formalisme du milieu infini évoluent en conséquence, avec par exemple le taux d'interaction total qui devient :

$$\begin{aligned} [v\Sigma_t]_{ngm}^\dagger &= \frac{1}{\phi_{ngm}^\dagger} \int_{\partial V} \int_{E_{g+1}}^{E_g} \int_{\Omega_{m-1}}^{\Omega_{m-1}} v\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) dE d\Omega d\mathbf{r} \\ &= \frac{\langle v\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}}{\langle \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}} \end{aligned} \quad (6.31)$$

La discrétisation en position implique en complément d'évaluer les variations dues au déplacement des neutrons, et donc de définir :

— le taux de fuite hors de l'élément ngm :

$$[v\Sigma_L]_{ngm}^\dagger = \frac{\langle \int_{\partial S_{in}} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n}) v \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) dS_{in} \rangle_{gm}}{\langle \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}} \quad (6.32)$$

— le taux de fuite de l'élément ngm vers l'élément $n'gm$:

$$[v\Sigma_L]_{ngm \rightarrow n'gm}^\dagger = \frac{\langle \int_{\partial S_{out}} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n}) v \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) dS_{out} \rangle_{gm}}{\langle \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{n'gm}} \quad (6.33)$$

où S_{in} et S_{out} correspondent aux surfaces traversées par les neutrons dans la direction m pour, respectivement, entrer et sortir de l'élément n , et \mathbf{n} est la normale à la surface considérée.

La matrice \mathbf{Q} est alors de taille $(NGM + NJ) \times (NGM + NJ)$, et l'interprétation des termes que contient celle-ci reste la même. Les termes diagonaux de la sous-matrice $v(\mathbf{F}_p^\dagger - \mathbf{M}^\dagger)$ contiennent le bilan net des taux de variations dans l'élément ngm , et les termes non-diagonaux correspondent aux transitions de ngm vers $n'g'm'$. La sous-matrice $v(\mathbf{F}_d^\dagger)$ comprend les taux d'apparition des précurseurs, la sous-matrice $(\chi\lambda)^\dagger$ les taux d'émission de neutrons par les précurseurs et la sous-matrice λ les constantes de décroissance des précurseurs.

6.2.2 Calcul Monte-Carlo de la matrice de transition

Rigoureusement, le formalisme décrit ici implique l'utilisation de taux moyennés et pondérés par le flux adjoint. Or, ce dernier n'est pas aisément calculable pour les codes de transport stochastiques, et le calcul de valeurs pondérées par le flux adjoint n'est généralement pas implémentée ou limité à l'obtention des paramètres cinétiques effectifs ([103], [115]).

En conséquence, une approximation supplémentaire est apportée à ce stade en pondérant les termes de la matrice par la concentration neutronique $n(E)$ au lieu du flux adjoint. Dans la mesure où le choix de la fonction de pondération tend à être sans importance au fur et à mesure que le degré de discrétisation de l'espace des phases augmente, cette approximation sera d'autant plus valable que la discrétisation sera fine.

Reprenons l'exemple du taux d'interaction total. Ce dernier s'écrit dans le cas général :

$$\begin{aligned} [v\Sigma_t]_{ngm}^\dagger &= \frac{1}{\phi_{ngm}^\dagger} \int_{\partial V} \int_{E_{g+1}}^{E_g} \int_{\Omega_{m-1}}^{\Omega_m} v\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) dE d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{r} \\ &= \frac{\langle v\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}}{\langle \phi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}} \end{aligned} \quad (6.34)$$

et est alors évalué en faisant l'approximation que l'on peut écrire :

$$[v\Sigma_t]_{ngm}^\dagger = \frac{\langle v\Sigma_t(\mathbf{r}, E) n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}}{\langle n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm}}, \quad (6.35)$$

L'intérêt d'utiliser cette pondération est d'obtenir des quantités calculables lors d'une simulation Monte-Carlo : réécrivons tout d'abord le dénominateur de l'équation (6.35) pour faire apparaître le flux neutronique, soit :

$$\langle n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \rangle_{ngm} = \left\langle \frac{1}{v} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \right\rangle_{ngm} = \frac{1}{N} \left(\sum_i \frac{l_i}{v} \right)_{ngm} = \frac{1}{N} \left(\sum_i t_i \right)_{ngm} \quad (6.36)$$

où l_i et t_i représentent respectivement la distance parcourue et le temps passé par le neutron i dans l'élément ngm , et où les estimateurs sont normalisés par N le nombre de neutrons simulés.

De manière similaire, le numérateur de l'équation (6.35) se réécrit :

$$\begin{aligned} \left\langle v\Sigma_t(\mathbf{r}, E)n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \right\rangle_{ngm} &= \left\langle \Sigma_t(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \right\rangle_{ngm} \\ &= \frac{\text{nombre d'interactions dans } ngm}{N} \\ &= p_{interaction} \end{aligned} \quad (6.37)$$

et correspond au nombre d'interactions dans l'élément ngm par particule simulée avec $p_{interaction}$ la probabilité d'interaction dans ngm .

Au final, le taux d'interaction total (6.35) s'obtient par :

$$[v\Sigma_t]_{ngm}^\dagger = (p_{interaction})_{ngm} \left(\frac{1}{N} \sum_i t_i \right)_{ngm}^{-1} \quad (6.38)$$

En suivant le même raisonnement, toutes les quantités apparaissant dans la matrice de transition peuvent également se réécrire sous forme d'estimateurs calculables lors de simulations Monte-Carlo.

Une fois les termes calculés, il est possible d'utiliser différentes méthodes de diagonalisation pour obtenir les valeurs propres et vecteurs propres de la matrice \mathbf{Q} . Nous avons utilisé dans ce travail de thèse la méthode Arnoldi, décrite dans la référence [116], implémentée dans la bibliothèque SLEPc (Scalable Library for Eigenvalue Problem Computations) [117] qui propose des outils adaptés aux matrices de grande taille comme la matrice \mathbf{Q} .

Comme nous l'avons vu, la discrétisation de l'espace des phases influe sur la validité de l'approximation de pondération par la concentration neutronique. La qualité des résultats se trouve donc a priori améliorée pour une discrétisation fine, qui nécessite en revanche la diagonalisation d'une matrice de transition de grande taille au prix d'un temps de calcul élevé : le choix de la discrétisation pour l'étude d'un problème est donc un compromis entre exactitude des résultats et temps de calcul.

6.3 Implémentation de la méthode dans Serpent 2

Serpent est un code de calcul Monte-Carlo développé au centre VTT (Finlande) [118] depuis 2007. Initialement dédié au calcul de sections efficaces multi-groupes, ses applications s'étendent de la conception de réacteurs au couplage multi-physiques [119]. Serpent 2 est une réécriture du code Serpent initiée en 2010 dans le but d'améliorer la cohérence globale de l'implémentation et d'optimiser la parallélisation et l'utilisation de la mémoire. Au même titre que MCNP, Serpent 2 propose des calculs en source fixe, où les neutrons sont propagés dans le réacteur à partir d'une source définie par l'utilisateur, et des calculs de criticité, similaires au mode de calcul KCODE de MCNP.

Nous avons implémenté la méthode décrite en ce début de chapitre dans Serpent 2, qui présente des avantages en terme de facilité d'implémentation (Serpent 2 étant codé en langage C tandis que MCNP utilise le langage Fortran). Les modifications apportées ont eu pour but de calculer les estimateurs décrits dans la section précédente au cours d'un calcul de criticité, et incluent :

- l'implémentation d'une nouvelle option qui permet à l'utilisateur de calculer les termes de la matrice \mathbf{Q} en spécifiant la discrétisation souhaitée,

- la création de fonctions pour déterminer le groupe en énergie g , l'intervalle en direction m et la position n des neutrons selon la discrétisation entrée en paramètre,
- la création d'une fonction pour déterminer les fuites de n vers n' lors du déplacement des neutrons,
- l'implémentation de nouveaux tallies pour calculer la probabilité des différentes interactions,
- et enfin la création d'un tally pour déterminer le temps passé par les neutrons dans ngm .

Concernant les neutrons retardés, la méthode a été implémentée pour calculer les spectres d'émission χ_{dj} , les constantes de décroissance λ_j et les fractions de neutrons retardés β_j de chacun des J groupes de précurseurs. En complément, il est également possible de calculer les valeurs moyennes χ_d , λ et β pour ne considérer qu'un seul groupe de précurseurs. L'avantage de cette dernière implémentation, que l'on utilisera par la suite, est de réduire la taille de la matrice \mathbf{Q} à $(NGM + N) \times (NGM + N)$. Pour des matrices de taille importante comme c'est le cas dans la section 6.4, cette réduction n'est pas négligeable et permet d'augmenter la discrétisation tout en gardant un temps de calcul raisonnable. Bien que la description temporelle de l'évolution des précurseurs et donc des neutrons retardés s'en trouvent impactées, ce n'est a priori pas un inconvénient pour l'étude d'expériences d'interruption de faisceau où la décroissance des neutrons retardés n'est pas observée sur les échelles de temps considérées.

6.3.1 Validation

Avant d'étudier la géométrie du réacteur VENUS-F, nous proposons ici deux exemples d'application de la méthode qui ont permis de s'assurer de la validité de l'implémentation dans Serpent 2. Ces deux exemples traitent d'un réacteur plaque réfléchi (voir figure 6.1), infini selon deux dimensions. Le cœur de 100 cm selon x est constitué du composant homogène utilisé pour modéliser les assemblages de combustible de VENUS-F [98], et est encadré par deux plaques de plomb de 30 cm chacune.

Pour évaluer la pertinence des résultats fournis par la méthode de décomposition modale, nous discuterons principalement de la valeur prompte fondamentale α_{p0} obtenue par diagonalisation et de l'évolution temporelle du flux.

Cette valeur de α_{p0} peut être comparée à d'autres estimations. En premier lieu, on peut utiliser la formule :

$$\alpha_{p0}^{serpent} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} \quad (6.39)$$

qui relie la réactivité à la valeur propre α prompte fondamentale, et où les paramètres cinétiques effectifs de l'équation sont calculés par Serpent 2 [120].

Une autre manière d'estimer la valeur de α_{p0} est de simuler l'évolution temporelle de la décroissance prompte du flux suivant l'injection de neutrons dans le réacteur, en se rappelant que l'évolution asymptotique de la décroissance prompte est dictée par une exponentielle de coefficient α_{p0} . En réalisant un ajustement de l'évolution temporelle asymptotique, il est alors possible d'obtenir une valeur α_{p0}^{ajust} .

6.3.1.1 Exemple mono-énergétique

Dans un premier temps, nous avons apporté une simplification supplémentaire au problème étudié en fixant l'énergie des neutrons propagés dans Serpent 2 à 1 MeV, ce qui revient à l'étude

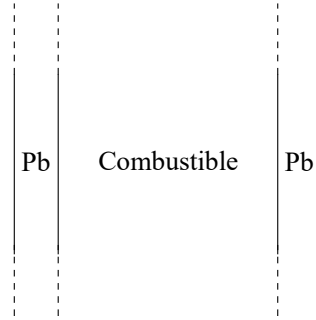


FIGURE 6.1 – Géométrie utilisée pour les deux exemples de validation.

d'un problème mono-énergétique. La discrétisation se résume alors à N intervalles en position selon x et M intervalles en direction. Pour cet exemple, le k_{eff} évalué par Serpent 2 est de 0.96719(9).

Au cours d'un calcul de criticité, les termes de la matrice de transition ont été calculés pour $N = 200$ et $M = 4$ (voir tableau 6.1), puis les matrices \mathbf{Q} et $\mathbf{V}\mathbf{Q}^T\mathbf{V}^{-1}$ diagonalisées en utilisant la bibliothèque SLEPc évoquée plus haut.

Position	$N = 200$ intervalles réguliers selon l'axe x entre -80 cm et 80 cm
Direction	$M = 4$
Energie	-

TABLE 6.1 – Paramètres de la discrétisation considérée pour l'étude de l'exemple mono-énergétique.

La valeur propre fondamentale prompt α_{p0} obtenue par diagonalisation est de -126326 s^{-1} . En deça de cette valeur, d'autres valeurs propres plus faibles en valeur absolue sont obtenues et correspondent aux modes retardés qui caractérisent les précurseurs et l'émission des neutrons retardés dans le réacteur.

Dans cet exemple, les paramètres cinétiques effectifs calculés par Serpent 2 permettent d'évaluer $\alpha_{p0}^{\text{serpent}} = -126465 \pm 38 \text{ s}^{-1}$, soit un très bon accord avec la valeur déterminée par la résolution de la matrice.

Nous avons également simulé dans Serpent 2 une source gaussienne de 3 cm de largeur située au centre du réacteur, et observé l'évolution temporelle du flux dans l'intervalle en position [40 cm ; 40,8 cm]. Cette position, à mi-chemin entre le centre et le bord du réacteur, a été choisie afin de pouvoir observer dans un premier temps l'augmentation de l'amplitude du flux due à la propagation des neutrons source dans le milieu, puis sa décroissance. Nous avons réalisé le même type d'expérience en décomposant le flux sur la base α calculée, en utilisant les formules développées dans la section 6.1.3.1 pour un pulse de neutron. La source gaussienne de 3 cm de largeur reconstituée à l'aide des modes α est présentée sur la gauche de la figure 6.2. L'évolution du flux a été estimée sur l'intervalle en position $n = 150$, soit [40 cm ; 40,8 cm] : on constate un très bon accord entre résultats de la simulation Serpent 2 et la décomposition modale du flux sur la base des modes α .

Comme on peut le voir sur la figure 6.2, dès $1 \mu\text{s}$ l'évolution temporelle du flux peut être décrite par une unique exponentielle, et un ajustement sur l'évolution du flux évalué par Serpent 2 après cette valeur permet d'obtenir α_{p0}^{ajust} . La valeur obtenue par cette méthode est $\alpha_{p0}^{ajust} = -127180 \pm 327 \text{ s}^{-1}$, une nouvelle fois en bon accord avec celle obtenue par la diagonalisation de la matrice.

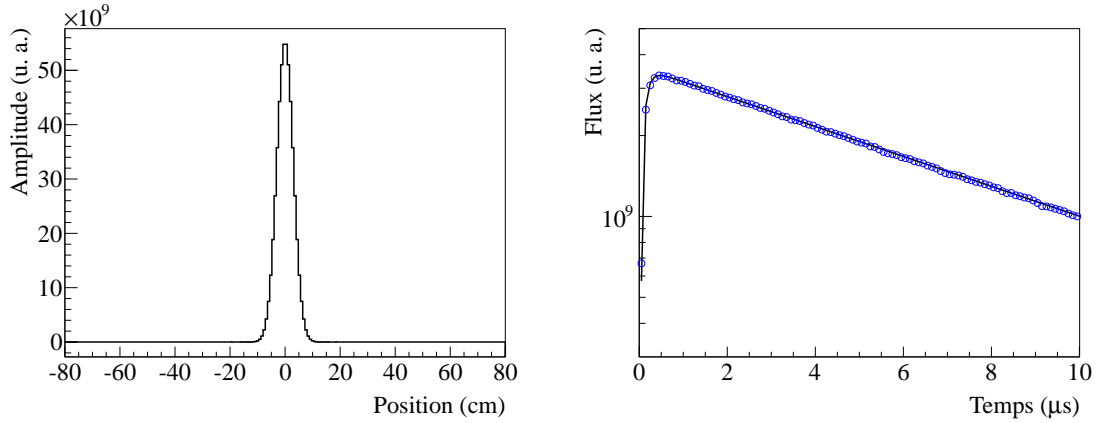


FIGURE 6.2 – À gauche, décomposition modale du flux à $t = 0$, correspondant à la source gaussienne de 3 cm de largeur injectée dans le réacteur. À droite, comparaison de l'évolution temporelle du flux dans l'intervalle en position [40 cm ; 40.8 cm], estimé par la décomposition modale du flux (ligne noire) et par la simulation du parcours des neutrons avec Serpent 2 (ronds bleus).

6.3.1.2 Exemple continu en énergie

Cette fois, nous étudions la même géométrie que précédemment mais en considérant le problème continu en énergie. Il est alors nécessaire de discrétiser l'énergie en G groupes en plus des discrétisations sur la position et la direction effectuées précédemment. Le spectre de la modélisation étudiée étant rapide, nous avons accentué la discrétisation en énergie sur le domaine supérieur à 100 keV comme on peut le voir dans le tableau 6.2.

La valeur propre α_{p0} obtenue par la diagonalisation de la matrice de transition a pour valeur -113562 s^{-1} , à comparer aux valeurs de $\alpha_{p0}^{serpent} = -118430 \pm 41 \text{ s}^{-1}$ et $\alpha_{p0}^{ajust} = -110552 \pm 250 \text{ s}^{-1}$. Cette fois, l'accord entre les différentes estimations est moins bon : on accordera cependant plus de crédit à la valeur donnée par ajustement, puisque c'est celle qui est obtenue directement sur l'évolution du flux dans le réacteur.

On remarque donc ici un écart de l'ordre de quelques % entre α_{p0} et α_{p0}^{ajust} , qui s'explique par une discrétisation en énergie insuffisante, et qui se réduit en augmentant la finesse de la discrétisation².

Le mode fondamental est représenté sur la figure 6.3 pour le groupe de plus basse énergie et celui de plus haute. On retrouve les formes usuelles pour ce type de réacteur réfléchi, avec l'accumulation des neutrons de faible énergie à l'interface cœur-réflécteur qui s'explique par la plus forte probabilité d'absorption dans le combustible par rapport au plomb.

2. Pour une même discrétisation en position et direction, mais avec $G = 8$ groupes, on obtient en effet $\alpha_{p0} = -109873 \text{ s}^{-1}$

Position	$N = 100$ intervalles réguliers selon l'axe x entre -80 cm et 80 cm
Direction	$M = 4$
Energie	$G = 6$: [0 keV; 100 keV], [100 keV; 300 keV], [300 keV; 500 keV], [500 keV; 800 keV]; [800 keV; 1 MeV], [1 MeV; 20 MeV]

TABLE 6.2 – Paramètres de la discrétisation considérée pour l'étude de l'exemple continu en énergie.

On a également représenté sur la figure 6.4 l'évolution temporelle du flux pour les groupes de plus basse énergie, de plus haute énergie et pour le flux total sur les 10 premières μs suivant l'injection d'une source de neutrons. La source est modélisée sous la forme d'une gaussienne de 3 cm de largeur située au centre du réacteur, et émet des neutrons dans le groupe de plus haute énergie. Les courbes présentées sont normalisées par rapport à la valeur maximale du flux total.

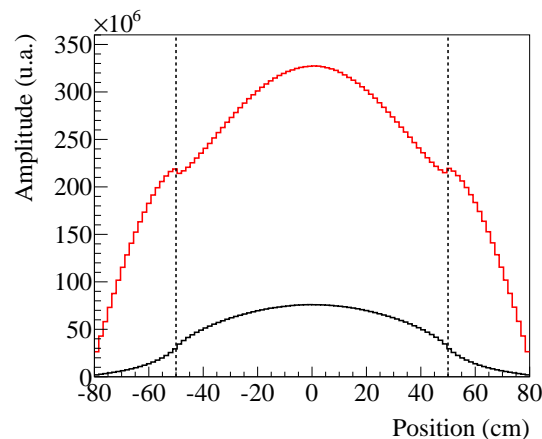


FIGURE 6.3 – Comparaison du flux fondamental α -prompt pour le groupe de plus basse énergie (rouge) et de plus haute (noir). L'interface cœur-réacteur est représentée par les pointillés verticaux noirs.

Malgré un léger écart d'amplitude pour le flux du groupe rapide, on constate globalement qu'ici encore la décomposition modale est à même de reproduire l'évolution temporelle du flux suite à l'injection d'un pulse de neutrons, et ce pour les différents groupes en énergie considérés.

6.4 Expériences d'interruption de faisceau dans VENUS-F

À travers l'étude d'un modèle simplifié de VENUS-F, présenté sur la figure 6.5, nous nous tournons maintenant vers l'étude modale d'expériences d'interruption de faisceau dans le but d'étudier les différents effets physiques à l'œuvre dans les expériences réalisées auprès de GUINEVERE.

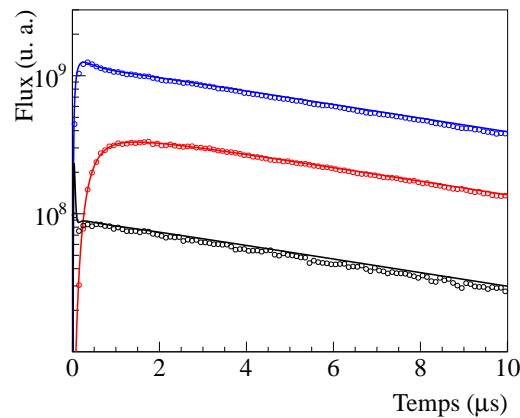


FIGURE 6.4 – Évolution temporelle du flux dans l'intervalle en position [40 cm ; 41.6 cm] ($n = 75$) pour le groupe de plus basse énergie (en rouge), de plus haute (en noir), et pour le flux total (en bleu) suite à l'injection de neutrons à $t = 0$ au centre du réacteur. Les lignes correspondent à l'évaluation par la décomposition modale, et les cercles à la simulation du parcours des neutrons avec Serpent 2.

Le cœur de ce modèle du réacteur VENUS-F est un cylindre de 100 cm de diamètre (bleu) composé du matériau utilisé au chapitre 5 pour le modèle MCNP semi-homogène en homogénéisant les assemblages de combustible (déjà utilisé pour les exemples étudiés dans la section 6.3.1). Un réflecteur en plomb de 160 cm de diamètre (jaune) encadre le cœur, et est séparé en deux parties (réflecteurs interne et externe) par un casier en acier (orange). Le coefficient de multiplication de cette modélisation évalué par Serpent 2 est de 0.97363(7), soit une valeur proche de celles de la plupart des configurations étudiées.

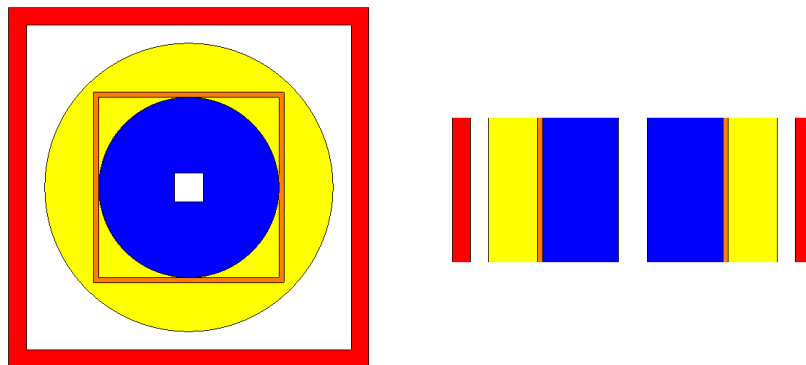


FIGURE 6.5 – Géométrie simplifiée de VENUS-F modélisée dans Serpent 2 (plan x-y sur la gauche et x-z sur la droite).

Ce modèle n'inclut pas les barres de contrôle et de sûreté, ni aucune hétérogénéité axiale, afin de négliger la dimension z et de considérer une discrétisation en position suivant les

seules dimensions x et y . Il s'agit ici d'étudier qualitativement l'effet des murs : l'étude d'une modélisation précise du réacteur nécessiterait une discrétisation qui est pour l'instant hors de portée des moyens de calcul à notre disposition.

6.4.1 Simulation sans les murs

Dans un premier temps, les murs en béton (rouge sur la figure 6.5) n'ont pas été modélisés. Les paramètres de la discrétisation utilisée sont donnés dans le tableau 6.3 : pour cette discrétisation, environ 48 heures de calcul sont nécessaires pour diagonaliser les matrices et obtenir les bases α directes et adjointes.

TABLE 6.3 – Paramètres de la discrétisation considérée pour l'étude du modèle simplifié de VENUS-F sans les murs.

Position	$N = 900$, quadrillage 30×30 du plan (x,y) de -100 cm à 100 cm selon les deux axes
Direction	$M = 4$
Energie	$G = 3$: [0; 100 keV], [100 keV; 1 MeV], [1 MeV; 20 MeV]

La valeur prompte fondamentale obtenue est de $\alpha_{p0} = -153704 \text{ s}^{-1}$, qui peut être comparée à celle obtenue à l'aide des paramètres cinétiques effectifs calculés par Serpent 2 : $\alpha_{p0}^{serpent} = -166217 \pm 34 \text{ s}^{-1}$ et avec l'ajustement de la réponse d'un pulse de neutrons : $\alpha_{p0}^{adjust} = -161242 \pm 113 \text{ s}^{-1}$. Les trois valeurs sont du même ordre de grandeur, mais on observe un écart de l'ordre de quelques % entre celles-ci. On constate une nouvelle fois les limites de la discrétisation. On se contentera néanmoins de ces résultats pour l'étude qualitative que l'on mène ici.

Les trois premiers modes prompts calculés sont présentés sur la figure 6.6, pour le groupe de plus basse énergie et de plus haute énergie. Comme attendu, seul le mode fondamental présente une amplitude positive sur l'ensemble du réacteur. Les modes d'ordres plus élevés présentent des "lobes" positifs et négatifs, caractéristiques d'une géométrie cylindrique. Comme dans la section 6.3.1.2, on observe que le maximum de l'amplitude des modes se décale vers le réflecteur en plomb lorsque l'énergie diminue, ce qui témoigne de la plus forte probabilité d'absorption des neutrons de faible énergie dans le cœur du réacteur que dans le réflecteur.

Nous allons à présent simuler les expériences d'interruptions de faisceau. Pour ce faire, nous avons modélisé une source gaussienne située au centre du réacteur et de largeur $\sigma = 5$ cm, émettant des neutrons, de manière isotrope dans chacun des intervalles en direction, et dans le groupe de plus haute énergie. La source recomposée sur la base α à $t = 0$ ainsi qu'à $t = t_{int} = 1000$ s (soit juste avant l'interruption de la source), obtenues à l'aide des équations (6.8) et (6.13), sont représentées sur la figure 6.7. Nous avons également représenté sur la figure 6.8 l'amplitude $T_i(t_{int})$ de chacun des modes utilisés pour réaliser la décomposition du flux. On peut constater la complexité de la distribution et la nécessité de modes d'ordre élevé pour la décomposition adéquate de la source.

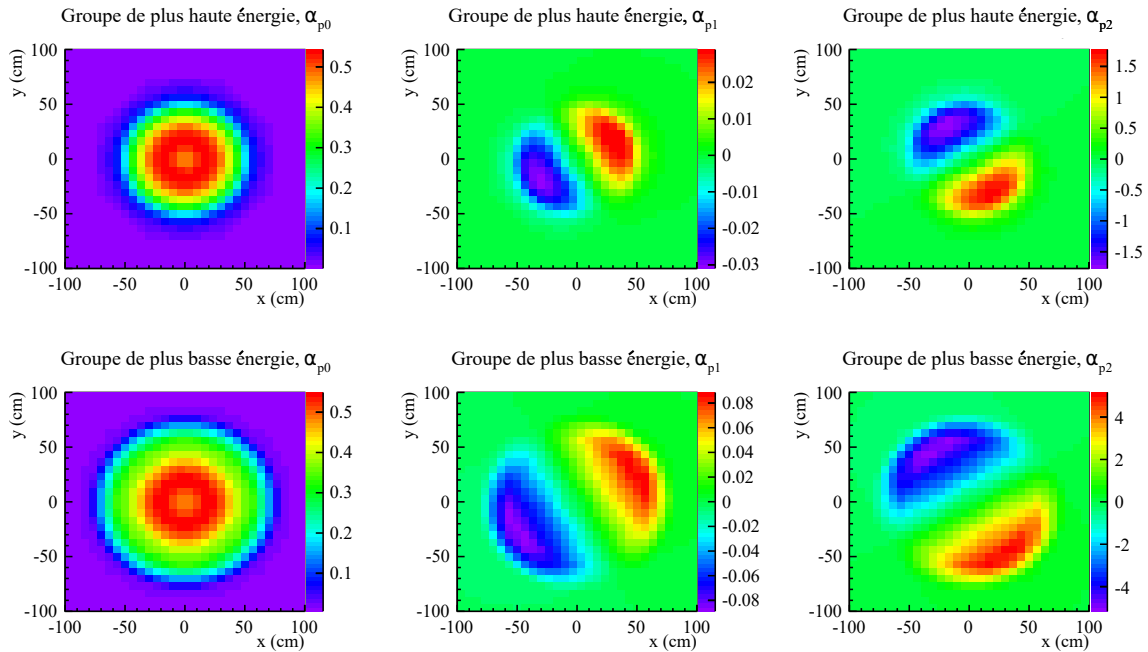


FIGURE 6.6 – Forme spatiale des trois premiers modes prompts obtenus pour la géométrie sans les murs, pour le groupe de plus basse énergie (en bas) et de plus haute (en haut).

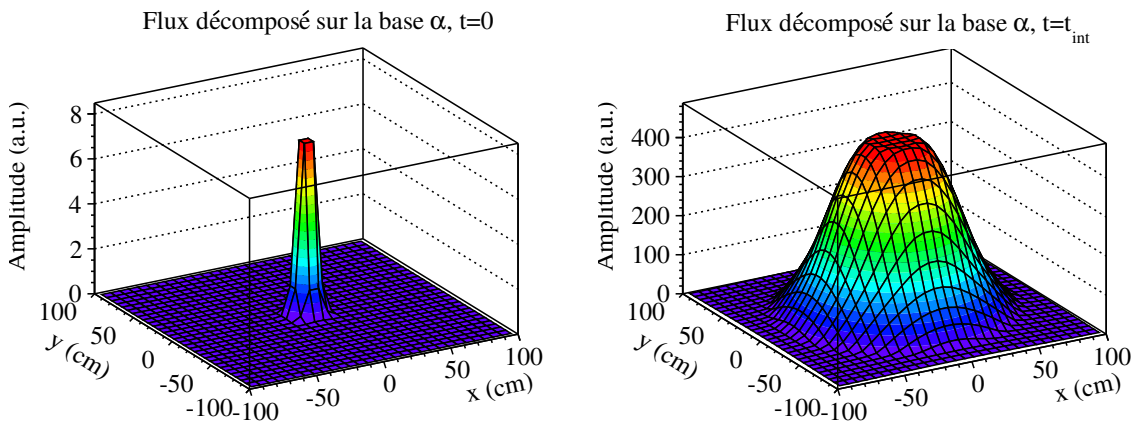


FIGURE 6.7 – Flux décomposé sur la base α à $t=0$ (à gauche) et à $t=t_{int}$ (à droite) pour la simulation d'une source continue interrompue à $t=t_{int}$.

6.4.2 Simulation avec les murs

Dans un deuxième temps, la modélisation fut modifiée pour inclure les murs en béton autour du réacteur (en rouge sur la figure 6.5). Dans l'installation GUINEVERE, les murs d'environ 1 m d'épaisseur sont situés à quelques mètres du réacteur. Modéliser une telle distance nécessiterait une discrétisation spatiale de très grande taille pour obtenir des résultats convenables, et la matrice ne serait pas résolvable en un temps raisonnable. Ainsi, des murs

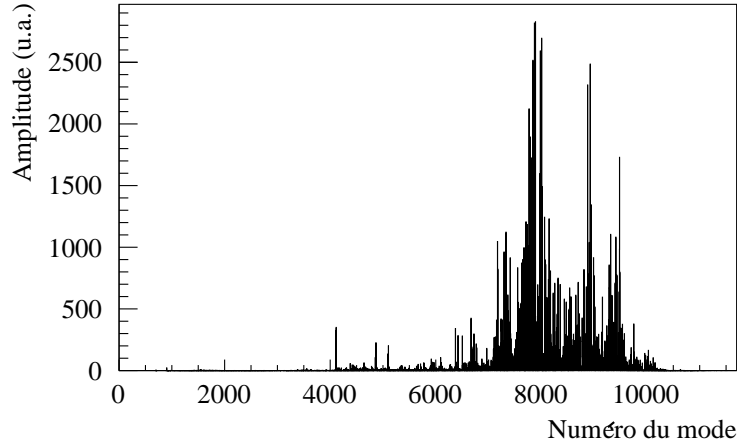


FIGURE 6.8 – Amplitude $T_i(t_{int})$ pour chacun des modes juste avant l’interruption de la source.

de 10 cm ont été modélisés à 10 cm du réacteur. Encore une fois, nous proposons ici une approche plus qualitative que quantitative de l’effet des murs sur les expériences d’interruption programmées de faisceau. Le facteur de multiplication est évalué par Serpent 2 à 0.97557(7), la faible différence par rapport à la modélisation précédente (~ 400 pcm) étant uniquement due à la présence des murs. La valeur fondamentale prompte évaluée par les paramètres cinétiques effectifs calculés par Serpent 2 est $\alpha_{p0}^{serpent} = -130420 \pm 101 \text{ s}^{-1}$, et celle par ajustement de $\alpha_{p0}^{ajust} = -145751 \pm 692 \text{ s}^{-1}$

Position	$N = 529$, quadrillage 23×23 du plan (x,y) de -100 cm à 100 cm selon les deux axes
Direction	$M = 4$
Energie	$G = 6$: [0; 1 eV], [1 eV; 100 eV], [100 eV; 10 keV], [10 keV; 100 keV], [100 keV; 1 MeV], [1 MeV; 20 MeV]

TABLE 6.4 – Paramètres de la discrétisation considérée pour l’étude du modèle simplifié de VENUS-F avec les murs.

Pour tenir compte de la présence des murs et de l’apparition de neutrons de basse énergie, la discrétisation en énergie a été affinée et $G = 6$ groupes ont été considérés (tableau 6.4). La discrétisation spatiale a en revanche due être réduite afin de conserver un temps de calcul raisonnable.

La valeur fondamentale prompte obtenue par la résolution de la matrice est de $\alpha_{p0} = -5572 \text{ s}^{-1}$, une valeur environ 25 fois inférieure à celles mentionnées plus haut. Cette différence est liée à la présence des murs qui génèrent un spectre neutronique légèrement moins dur dans le réacteur : les neutrons d’énergie et donc de vitesse faible présentent des taux de transitions plus faibles dans la matrice et donc des valeurs propres plus faibles (en valeur absolue). On constate également sur la figure 6.9 que les trois premiers modes prompts sont clairement

affectés par les murs. Les modes sont bien entendu décalés vers les murs d'où les neutrons thermiques proviennent.

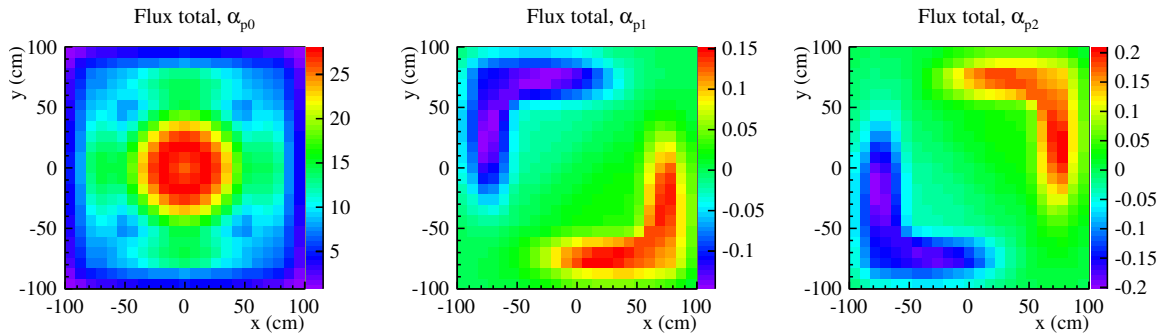


FIGURE 6.9 – Forme spatiale des trois premiers modes α prompts pour la configuration avec les murs, pour le flux total.

Nous avons considéré la même source de neutrons de haute énergie injectée au centre du réacteur et de 5 cm de largeur, décrite dans la section précédente. L'évolution temporelle du flux suite à l'interruption de la source a été calculée pour deux positions représentatives des différentes allures des taux de comptage observés expérimentalement : dans le cœur (dans l'élément n centré sur $x = -26$ cm et $y = 0$ cm) et dans le réflecteur externe (dans l'élément n centré sur $x = -69.5$ cm et $y = 0$ cm). Pour obtenir des taux de comptage similaires à ceux obtenus dans les détecteurs, ce flux doit être convolué par la section efficace de fission sur l' ^{235}U qui compose la majorité des détecteurs. Ces sections efficaces ont été évaluées par Serpent 2 en calculant pour chacun des groupes et chacune des deux positions les valeurs de :

$$\Sigma_{fiss, 235U}^{n,g} = \frac{\int_{n,g} \Sigma_{fiss, 235U}(E) \phi(r, E) dr dE}{\int_{n,g} \phi(r, E) dr dE} \quad (6.40)$$

où l'intégrale porte sur le groupe en énergie g et le domaine spatial défini par l'élément n .

Nous avons ainsi généré les taux de comptage évalués par la décomposition modale dans les deux positions étudiées. Les résultats sont reportés sur la figure 6.10. La différence entre les deux positions est flagrante : malgré la simplicité du modèle, nous parvenons à reproduire l'effet des murs et la distorsion des taux de comptage induite par le retour des neutrons thermiques. On notera que, à la différence des réponses des détecteurs observées expérimentalement, le niveau de neutrons retardés est atteint sur 2 ms, ce qui s'explique par le fait que les murs en béton sont situés beaucoup plus proches du réacteur dans notre modèle simplifié.

Ici encore, le spectre d'amplitude des coefficients utilisés pour la décomposition du flux est complexe. Nous nous intéresserons donc à une représentation alternative des coefficients des modes via la contribution de ceux-ci. La contribution d'un mode correspond à la variation du taux de comptage, obtenu par décomposition modale, observée lorsque ce mode n'est pas inclus dans la décomposition. Une contribution élevée indique donc qu'un mode a un impact majeur sur les taux de comptage. Pour chacune des positions étudiées, nous avons donc représenté l'évolution temporelle des trois modes présentant la contribution la plus élevée sur 1 ms après l'interruption sur la figure 6.11. Il s'agit du mode fondamental retardé α_{d0} , du mode fondamental prompt α_{p0} et du mode prompt d'ordre élevé α_{p818} .

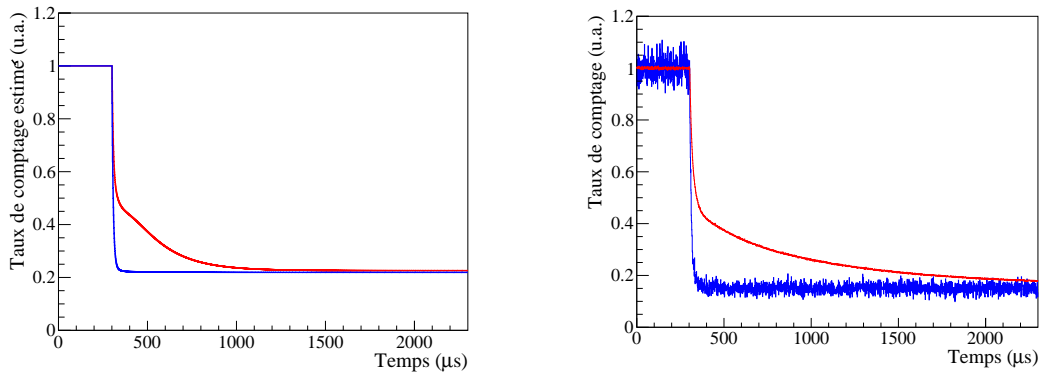


FIGURE 6.10 – À gauche, estimation de l'évolution des taux de comptage obtenus par décomposition modale, dans le cœur (courbe bleue) et dans le réflecteur externe (courbe rouge). À droite, taux de comptage observés dans la configuration SC1 pour le détecteur CFUF34 dans le cœur (courbe bleue) et le détecteur CFUL01-658 dans le réflecteur externe (courbe rouge).

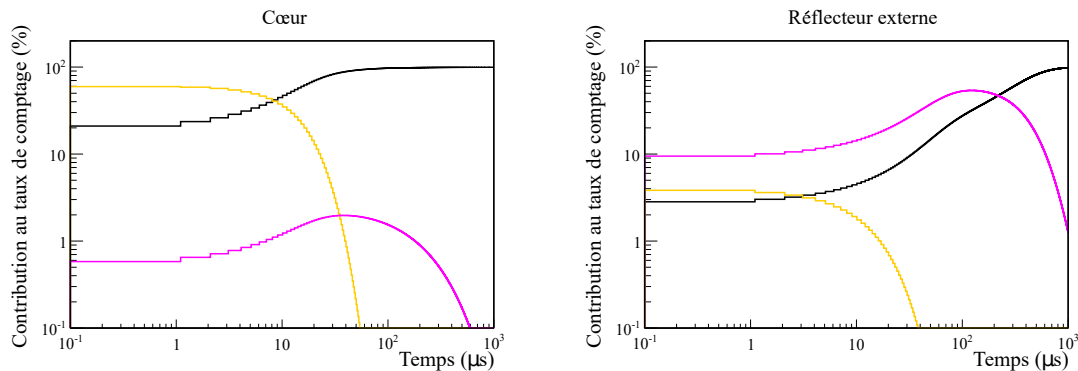


FIGURE 6.11 – Évolution de la contribution des trois modes les plus importants (mode fondamental retardé α_{d0} en noir, mode fondamental prompt α_{p0} en magenta et mode numéro 818 α_{p818} en orange) pour l'estimation des taux de comptage des détecteurs. À gauche dans le cœur et à droite dans le réflecteur externe.

Pour les deux positions, c'est bien entendu le mode fondamental retardé α_{d0} qui domine les taux de comptage une fois la composante prompte atténuée. On observe par contre une différence majeure pendant la décroissance prompte : les taux de comptage dans le cœur sont principalement dictés par un mode d'ordre élevé, α_{p818} , et le mode fondamental α_{p0} ne dépasse pas 2 %. À l'inverse, c'est le mode fondamental qui domine la décroissance dans le réflecteur externe, et le mode α_{p818} ne dépasse pas 4 %.

L'observation du mode 818 révèle une forme de flux presque identique à celle obtenue sans les murs en béton (voir figure 6.12), et la valeur α_{p818} est de -136146 s^{-1} , une valeur proche de celle évaluée avec les paramètres cinétiques $\alpha_{p0}^{serpent}$. Il semblerait donc que ce mode d'ordre élevé corresponde en réalité à la dynamique du réacteur en tant que tel, indépendamment des murs en béton situés tout autour.

Ainsi, une autre interprétation de la figure 6.11 est de dire que les taux de comptage dans le réflecteur externe sont gouvernés par la dynamique associée aux murs en béton. À l'inverse, les taux de comptage dans le cœur sont dictés par la dynamique du réacteur lui-même et les murs en béton n'y ont que très peu d'influence.

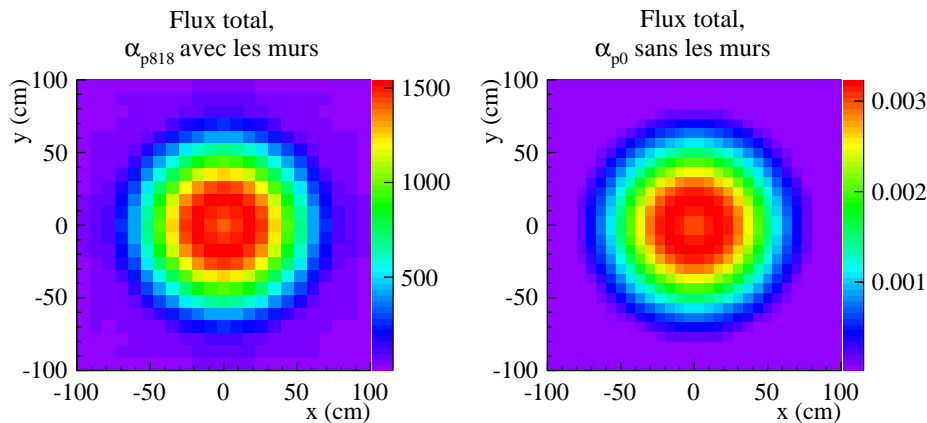


FIGURE 6.12 – Formes spatiales du flux total correspondant au mode numéro 818 de la configuration avec les murs, et du flux total correspondant au mode fondamental sans les murs.

6.5 Conclusions et perspectives

Nous avons proposé dans ce dernier chapitre une interprétation modale des expériences d'interruptions programmées de faisceau réalisées auprès de GUINEVERE.

La méthode Monte-Carlo développée par Betzler et collaborateurs pour calculer la base des modes α à l'aide d'une matrice de transition a été implémentée dans le code de transport Serpent 2. Dans un premier temps, nous avons procédé à une étape de validation succincte à travers l'étude de deux exemples simples. Cette étude a montré la capacité de la méthode à fournir une estimation correcte de la valeur fondamentale prompt α_{p0} et à reproduire l'évolution temporelle du flux suite à l'injection d'un pulse de neutrons dans le réacteur.

Puisqu'il n'est pas envisageable pour le moment d'étudier une modélisation détaillée de VENUS-F, qui nécessiterait une discrétisation trop importante pour les moyens de calcul à notre disposition, nous nous sommes tournés vers l'étude d'un modèle simplifié. Celui-ci contient les paramètres les plus importants pour la reproduction des effets spatiaux et énergétiques dans le réacteur VENUS-F, tels qu'identifiés au chapitre 5, à savoir une description grossière du réacteur et des murs en béton.

Après reconstruction de l'évolution temporelle du flux à partir de la base α calculée à l'aide de Serpent 2, l'effet des murs en béton sur l'évolution des taux de comptage des détecteurs a pu être qualitativement reproduit malgré la simplicité du modèle étudié. L'intérêt de la méthode réside dans l'identification d'un mode α particulier qui peut être associé à la contribution des murs au taux de comptage des détecteurs et qui masque la dynamique du réacteur lui-même. Comparée à une simulation Monte-Carlo directe de l'évolution des taux de comptage, cette approche permet une interprétation plus fine des phénomènes spatiaux et énergétiques observés dans le réacteur.

La discrétisation étant limitée pour le moment par le temps de calcul nécessaire à l'obtention des bases α directes et adjointes à partir des matrices de transition, il semble nécessaire d'examiner les possibilités de parallélisation de la diagonalisation afin d'augmenter significativement la finesse de la discrétisation. L'étude précise de l'influence de détails géométriques tels que les brides, mise en évidence au chapitre 5, ne pourra se faire qu'au prix d'une discrétisation beaucoup plus fine en position. D'autre part, on peut s'attendre à ce que l'augmentation du nombre de groupes en énergie améliore les résultats puisque la multiplication des groupes rend plus pertinente l'approximation qui consiste à remplacer le flux adjoint par la population neutronique dans le calcul des termes de la matrice de transition.

Conclusion et perspectives

Dans le cadre de la gestion des déchets radioactifs et plus précisément de la transmutation des actinides mineurs (AM), les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur (ADS) font l'objet d'études de conception et de faisabilité. Les ADS présentent en effet l'avantage de pouvoir fonctionner avec des combustibles fortement chargés en AM à cause de la sous-criticité du réacteur.

L'un des points clés concernant la faisabilité des ADS est l'établissement d'un protocole de mesure en ligne de la réactivité, pour s'assurer à tout instant de la sous-criticité de l'installation. Parmi les méthodes possibles de mesure de la réactivité, on compte l'analyse de l'évolution temporelle de la population neutronique suite à de brèves interruptions de la source externe de neutrons fournit par l'accélérateur. Ce travail de thèse a porté sur l'application de cette méthode à des données prises lors d'expériences menées auprès de l'installation GUINEVERE, située au centre SCK•CEN de Mol, en Belgique, dans le cadre du projet FREYA. Une dizaine de configurations du réacteur VENUS-F ont été étudiées, afin de couvrir une large gamme en réactivité ($0.88 < k_{\text{eff}} < 0.97$).

En s'appuyant sur la cinétique point, la réactivité a été extraite de l'évolution des taux de comptage d'une dizaine de détecteurs répartis dans tout le réacteur. Pour toutes les configurations, seul le détecteur placé dans le cœur du réacteur fournit une réactivité en accord avec la valeur de référence. Globalement, la dispersion des valeurs de réactivité extraites augmente lorsque la sous-criticité de la configuration étudiée augmente, ou lorsque la durée de l'interruption du faisceau diminue.

Compte tenu des hauts flux attendus dans un ADS de puissance, il apparaît néanmoins important de pouvoir extraire la réactivité à partir de détecteurs placés plus loin du cœur.

Nous nous sommes donc tournés vers des simulations Monte-Carlo des expériences d'interruption de faisceau dans le but de comprendre les distorsions observées par rapport à la cinétique point. Les simulations montrent que les plus grandes distorsions de l'allure des taux de comptage par rapport à celle prédite par la cinétique point, qui sont observées pour les détecteurs du réflecteur externe, proviennent du retour de neutrons ralentis par les murs entourant l'installation. L'adéquation entre les simulations MCNP et les allures observées expérimentalement a ouvert la voie à une méthode de correction des réactivités mesurées, qui permet de prendre en compte les différents effets spatiaux et énergétiques à l'œuvre dans le réacteur. Après correction, dans le cas d'interruptions dites longues (2 ms), la méthode présentée ici permet d'estimer correctement la réactivité à quelques % près, quelle que soit la position du détecteur dans le réacteur, sur une plage de réactivité s'étendant de -18 à -4 \$. Les facteurs de correction calculés s'avèrent assez robustes, et peu dépendants du niveau de détail de la modélisation du réacteur. Ils sont en revanche sensibles à la modélisation de certains éléments externes au réacteur comme les murs en béton.

Enfin, le dernier chapitre étudie les applications potentielles d'une approche modale, implémentée dans le code de transport stochastique Serpent 2, pour caractériser plus finement les effets spatiaux et énergétiques observés dans des systèmes sous-critiques comme les ADS. Les résultats préliminaires ont permis de découpler l'effet des murs en béton de la dynamique du réacteur lui-même, en distinguant un mode qui peut être associé au retour dans le réacteur des neutrons ralentis par les murs.

L'approche modale offre pour le moment des résultats prometteurs, et la contribution de celle-ci pour l'interprétation de la dépendance spatiale des réactivités extraites est à approfondir. Dans tous les cas, la poursuite de cette approche demandera une réduction du temps de diagonalisation afin d'étudier une discrétisation plus fine.

En ce qui concerne l'extraction de la réactivité par la méthode d'interruptions programmées de faisceau, le calcul des incertitudes sur les facteurs de correction effectué dans ce travail est encore préliminaire, et devra être poursuivi de manière plus complète pour chacune des configurations.

Pour améliorer la correction des réactivités obtenues lors d'interruptions plus courtes (quelques centaines de μs), il sera également nécessaire d'investiguer les difficultés des simulations à reproduire les décroissances de la population neutronique pour des temps courts après l'interruption.

D'autre part, les chambres à fission à seuil présentent l'avantage de réduire les distorsions observées pour les détecteurs du réflecteur externe, et constituent une possibilité d'instrumentation à étudier plus minutieusement. Des expériences supplémentaires avec des détecteurs à seuil et des détecteurs sans seuils mais munis de couvertures de cadmium ou de bore sont d'ores et déjà prévues dans le cadre du projet MYRTE, qui débutera en 2017.

Enfin, des études de transposition seront nécessaires pour envisager l'application de la méthode d'extraction de la réactivité à un ADS de puissance tel que MYRRHA, pour tenir compte des hauts flux attendus, de l'évolution du combustible ou encore de la structure temporelle du faisceau délivré par l'accélérateur.

Annexe A

Détermination de la réactivité pour des réacteurs proches de la criticité

Les méthodes présentées dans cette annexe sont issues des équations de la cinétique point (2.41), et donc valables pour des réacteurs proches de la criticité. Il s'agit de méthodes dynamiques qui visent à extraire la réactivité à partir de taux de comptage issus de détecteurs placés dans le réacteur.

A.1 La méthode de la période asymptotique

Couramment utilisée dans les réacteurs critiques, cette méthode consiste à relier la période asymptotique de l'évolution de la population de neutrons à un changement de réactivité, positif ou négatif, via les équations de Nordheim.

En appliquant les transformées de Laplace aux équations de la cinétique point (2.41), on peut écrire la population neutronique comme une somme de $J + 1$ exponentielles [54] :

$$n(t) = \sum_i^{J+1} A_i e^{\omega_i t} \quad (\text{A.1})$$

où les constantes ω_i sont les racines de l'équation de Nordheim :

$$\rho = \Lambda\omega + \omega \sum_j^J \frac{\beta_{\text{jeff}}}{\omega + \lambda_j} \quad (\text{A.2})$$

La période stable du réacteur suivant un changement de réactivité est alors donnée par $T = \frac{1}{\omega_1}$, ω_1 étant la plus grande racine de l'équation (A.2).

Ces équations permettent de déterminer la réactivité ρ à partir de la période T : on peut par exemple montrer que pour $|\rho| \ll \beta_{\text{eff}}$, $T = \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho\lambda}$.

Le domaine d'application de cette méthode est cependant assez restreint ($\sim \pm 0.3$ \$) [55] et n'est donc pas applicable pour un réacteur fortement sous-critique.

A.2 La méthode de chute de barre

Le poids en réactivité d'une barre de contrôle peut être obtenu en insérant rapidement cette dernière à partir d'un état critique.

En utilisant l'équation de la cinétique point inverse [55], obtenue par intégration des équations de la cinétique point (celles-ci sont présentées dans le chapitre 2), qui s'écrit :

$$\rho_{\S}(t) = 1 + \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \frac{1}{n(t)} \frac{dn}{dt} - \frac{1}{n(t)} \left[n_0 \sum_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} + \sum_j \lambda_j \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} e^{-\lambda_j t} \int_0^t n(t') e^{\lambda_j t'} dt' \right] \quad (\text{A.3})$$

on peut en effet relier l'évolution de la population neutronique suivant l'introduction de la barre au poids en réactivité de celle-ci, à condition de connaître au préalable les valeurs des paramètres cinétiques.

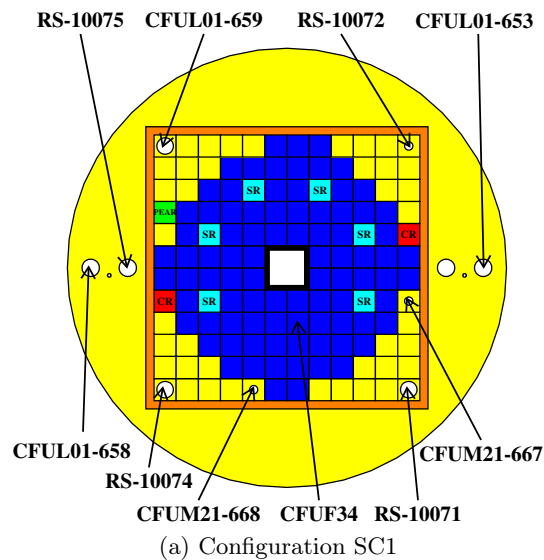
On subit cependant les limitations liées à la cinétique point qui limitent le domaine de validité de la méthode de chute de barre à $\sim \pm 0.5 \text{ \$}$.

Annexe B

Les configurations sous-critiques étudiées

Cette annexe rassemble les différentes configurations sous-critiques du réacteur VENUS-F étudiées.

Les assemblages de combustible sont en bleu foncé, ceux de plomb en jaune, les barres de contrôle en rouge, les barres de sûreté en bleu clair, la barre PEAR en vert et l'acier en orange. Dans toutes les configurations présentées, les barres de sûreté sont en position haute et la barre PEAR est insérée dans le cœur. Les différents détecteurs sont reliés à leur emplacement dans le réacteur par une flèche.



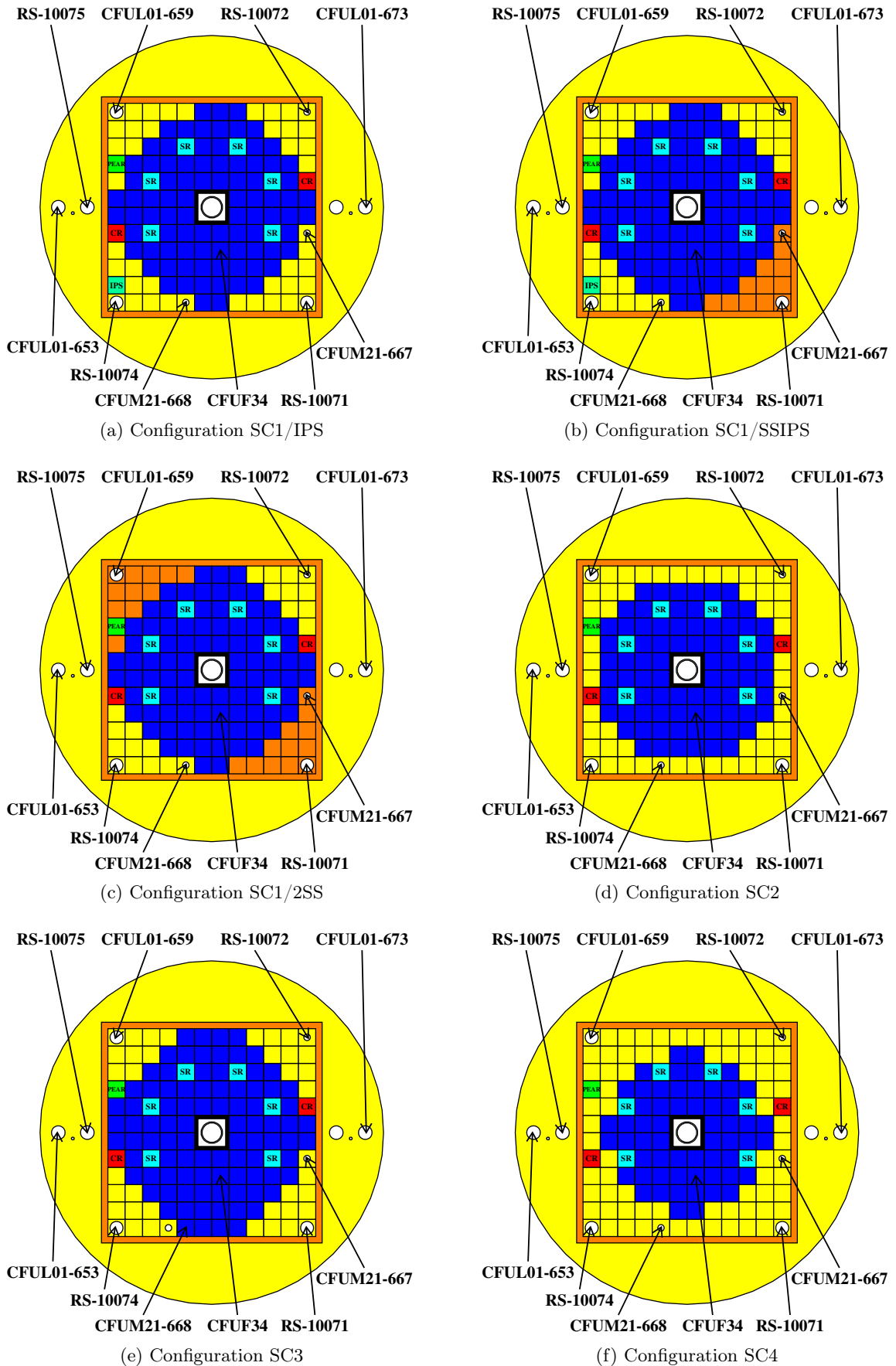


FIGURE B.1 – Schémas des différentes configurations sous-critiques étudiées.

Annexe C

Résolution des équations de la cinétique point par les transformées de Laplace

Cette annexe contient la résolution des équations de la cinétique point par les transformées de Laplace pour l'étude de systèmes sous-critiques en présence d'une source externe de neutrons. Les courbes théoriques utilisées dans le 4^{ème} Chapitre ont été générées à l'aide des équations développées ici. Le déroulement de la résolution provient du document [89].

C.1 Transformées de Laplace des équations de la cinétique point

Considérons les équations de la cinétique point :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) + \sum_{j=1}^J \lambda_j c_j(t) + s(t) \\ \frac{dc_j}{dt} = \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) - \lambda_j c_j(t) \end{cases} \quad j = 1, \dots, J$$

En introduisant $N(p)$, $\Gamma_j(p)$ et $S(p)$ les transformées de Laplace respectives de $n(t)$, $c_j(t)$ et $s(t)$, nous obtenons le jeu d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} pN(p) - n_0 = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} N(p) + \sum_{j=1}^J \lambda_j \Gamma_j(p) + S(p) \\ p\Gamma_j(p) - c_{j0} = \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} N(p) - \lambda_j \Gamma_j(p) \end{cases} \quad j = 1, \dots, J$$

À partir de l'équation des précurseurs, on peut écrire :

$$\Gamma_j(p) = \frac{c_{j0} + \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} N(p)}{p + \lambda_j} \quad (\text{C.1})$$

ce qui, une fois introduit dans l'équation (C.1), donne :

$$N(p) = \frac{\Lambda_{\text{eff}} \left(n_0 + \sum_{j=1}^J \frac{\lambda_j c_{j0}}{p + \lambda_j} + S(p) \right)}{\Lambda_{\text{eff}} p + \beta_{\text{eff}} - \rho - \sum_{j=1}^J \frac{\lambda_j \beta_{j\text{eff}}}{p + \lambda_j}} \quad (\text{C.2})$$

En considérant à présent qu'il n'y a ni neutron ni précurseur dans le réacteur à $t=0$, soit $c_{j0}=n_0=0$:

$$N(p) = \frac{\Lambda_{\text{eff}} S(p)}{\Lambda_{\text{eff}} p + \beta_{\text{eff}} - \rho - \sum_{j=1}^J \frac{\lambda_j \beta_{j\text{eff}}}{p + \lambda_j}} \quad (\text{C.3})$$

$$\Gamma_j(p) = \frac{\beta_{j\text{eff}} N(p)}{\Lambda_{\text{eff}} p + \lambda_j} \quad (\text{C.4})$$

C.2 Inversion des transformées de Laplace

En factorisant $N(p)$ en deux ou trois termes :

$$N(p) = S(p)G(p) = S(p) \frac{P(p)}{Q(p)} \quad (\text{C.5})$$

avec :

$$P(p) = \prod_{j=1}^J (p + \lambda_j) \quad (\text{C.6})$$

$$Q(p) = p \prod_{j=1}^J (p + \lambda_j) + \left(\frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) \prod_{j=1}^J (p + \lambda_j) - \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \left(\lambda_j \beta_{j\text{eff}} \prod_{j \neq i} (p + \lambda_j) \right) \quad (\text{C.7})$$

$$G(p) = \frac{P(p)}{Q(p)} \quad (\text{C.8})$$

et en notant $g(t) = \mathcal{L}^{-1}\{G(p)\}$ la transformée de Laplace inverse de $G(p)$, on peut écrire :

$$n(t) = \mathcal{L}^{-1}\{N(p)\} = (s * g)(t) = H(t) \int_0^t s(u)g(t-u)du \quad (\text{C.9})$$

Puisque $G(p)$ est une fonction rationnelle et que le degré de $P(p)$ est moindre que celui de $Q(p)$, sa transformée de Laplace inverse s'écrit :

$$g(t) = \mathcal{L}^{-1}\{G(p)\} = \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} e^{\alpha_k t} \quad (\text{C.10})$$

où les $J+1$ racines du polynôme $Q(p)$ sont notées α_k , avec k allant de 0 à J . Q' est la dérivée première de $Q(p)$ par rapport à p . Puisque $Q(p)$ peut s'exprimer comme :

$$Q(p) = \prod_{k=0}^J (p - \alpha_k) \quad (\text{C.11})$$

alors :

$$Q'(p) = \sum_{m=0}^J \prod_{k \neq m} (p - \alpha_k) \quad (\text{C.12})$$

C.3 Source continue interrompue

Pour l'interruption d'une source continue, $s(t)$ peut être décrite par deux fonctions de Heaviside : $s(t) = s_1(t) = H(t) - H(t - t_{on})$. En utilisant l'équation (C.9), la population neutronique en fonction du temps devient :

$$\begin{aligned} n(t) &= H(t) \int_0^t (H(u) - H(u - t_{on}))g(t - u)du \\ n(t) &= H(t) \int_0^t H(u)g(t - u)du - H(t) \int_0^t H(u - t_{on})g(t - u)du \end{aligned}$$

Puis, en notant $\Omega(u)$ la primitive de $g(t - u)$ par rapport à u :

$$\int_0^t H(u)g(t - u)du = [\Omega(u)]_{u=0}^t \quad (\text{C.13})$$

$$= \Omega(u = t) - \Omega(u = 0) \quad (\text{C.14})$$

De la même manière :

$$\int_0^t H(u - t_{on})g(t - u)du = H(t - t_{on}) \int_{t_{on}}^t g(t - u)du \quad (\text{C.15})$$

$$= H(t - t_{on})(\Omega(u = t) - \Omega(u = t_{on})) \quad (\text{C.16})$$

En réunissant les deux intégrales :

$$n(t) = H(t) (\Omega(u = t) - \Omega(u = 0)) - H(t - t_{on}) (\Omega(u = t) - \Omega(u = t_{on})) \quad (\text{C.17})$$

Soit :

$$\begin{aligned} \text{pour } t < 0 & \quad n(t) = 0 \\ \text{pour } 0 < t < t_{on} & \quad n(t) = \Omega(u = t) - \Omega(u = 0) \\ \text{pour } t > t_{on} & \quad n(t) = \Omega(u = t_{on}) - \Omega(u = 0) \end{aligned}$$

Le calcul de $\Omega(u)$ est direct :

$$\Omega(u) = \int g(t - u)du = \int \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} e^{\alpha_k(t-u)} du \quad (\text{C.18})$$

$$= \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{-1}{\alpha_k} \right) e^{\alpha_k(t-u)} \quad (\text{C.19})$$

et permet de définir les termes intervenant dans l'équation C.17 :

$$\begin{aligned}\Omega(u = t) &= \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{-1}{\alpha_k} \right) \\ \Omega(u = 0) &= \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{-1}{\alpha_k} \right) e^{\alpha_k t} \\ \Omega(u = t_{on}) &= \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{-1}{\alpha_k} \right) e^{\alpha_k(t-t_{on})}\end{aligned}$$

Au final :

$$\text{pour } t < 0 \quad n(t) = 0 \quad (\text{C.20})$$

$$\text{pour } 0 < t < t_{on} \quad n(t) = \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{1}{\alpha_k} \right) (e^{\alpha_k t} - 1) \quad (\text{C.21})$$

$$\text{pour } t \geq t_{on} \quad n(t) = \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{1}{\alpha_k} \right) (e^{\alpha_k t} - e^{\alpha_k(t-t_{on})}) \quad (\text{C.22})$$

C.4 Source interrompue périodiquement

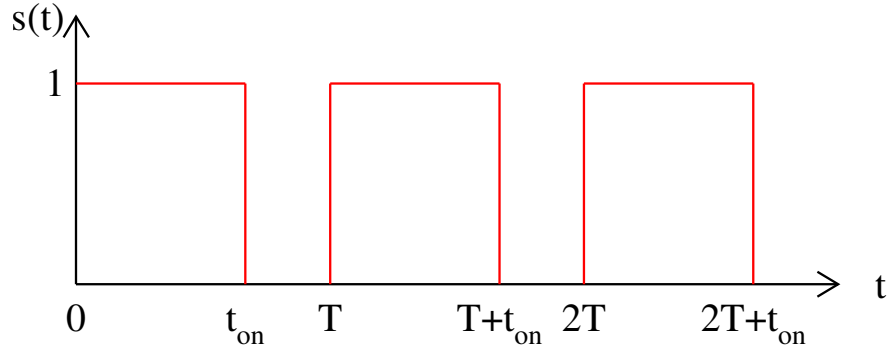


FIGURE C.1 – .

Dans le cas d'une source interrompue périodiquement, la source s'écrit :

$$s(t) = s_1(t) + s_1(t - T) + s_1(t - 2T) + \dots + s_1(t - (n - 1)T) \quad (\text{C.23})$$

$$s(t) = \sum_{j=0}^{n-1} s_1(t - jT) = \sum_{j=0}^{n-1} H(t - jT) - H(t - jT - t_{on}) \quad (\text{C.24})$$

Comme pour l'interruption unique d'une source continue, nous utilisons l'équation (C.9) pour écrire :

$$n(t) = H(t) \int_0^t \left(\sum_{j=0}^{n-1} H(u - jT) - H(u - jT - t_{on}) \right) g(t - u) du \quad (C.25)$$

$$n(t) = H(t) \sum_{j=0}^{n-1} \left(\int_0^t H(u - jT) g(t - u) du - \int_0^t H(u - jT - t_{on}) g(t - u) du \right) \quad (C.26)$$

$$n(t) = H(t) \sum_{j=0}^{n-1} n_j(t) \quad (C.27)$$

où :

$$n_j(t) = \int_0^t H(u - jT) g(t - u) du - \int_0^t H(u - jT - t_{on}) g(t - u) du \quad (C.28)$$

En se rappelant que, lorsque $\tau > 0$:

$$\int_0^t H(u - \tau) g(t - u) du = H(t - \tau) \int_\tau^t g(t - u) du = H(t - \tau) (\Omega(u = t) - \Omega(u = \tau)) \quad (C.29)$$

nous obtenons :

$$n_j(t) = H(t - jT) (\Omega(u = t) - \Omega(u = jT)) - H(t - jT - t_{on}) (\Omega(u = t) - \Omega(u = jT + t_{on})) \quad (C.30)$$

Soit :

$$\begin{aligned} \text{pour } t < jT & \quad n_j(t) = 0 \\ \text{pour } jT < t < jT + t_{on} & \quad n_j(t) = \Omega(u = t) - \Omega(u = jT) \\ \text{pour } t > jT + t_{on} & \quad n_j(t) = \Omega(u = jT + t_{on}) - \Omega(u = jT) \end{aligned}$$

Ce qui peut être réécrit :

$$\text{pour } t < jT \quad n_j(t) = 0 \quad (C.31)$$

$$\text{pour } jT < t < jT + t_{on} \quad n_j(t) = \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \left(\frac{1}{\alpha_k} \right) (e^{\alpha_k(t-jT)} - 1) \quad (C.32)$$

$$\text{pour } t > jT + t_{on} \quad n_j(t) = \sum_{k=0}^J \frac{P(\alpha_k)}{Q'(\alpha_k)} \times \left(\frac{1}{\alpha_k} \right) \times \quad (C.33)$$

$$\left(e^{\alpha_k(t-jT)} - e^{\alpha_k(t-jT-t_{on})} \right) \quad (C.34)$$

C.5 Cas particulier d'un seul groupe de précurseurs

C.5.1 Calculs préliminaires

À un seul groupe de précurseurs, la formule (C.3) se simplifie en :

$$N(p) = \frac{\Lambda_{\text{eff}} S(p)}{\Lambda_{\text{eff}} p + \beta_{\text{eff}} - \rho - \frac{\lambda \beta_{\text{eff}}}{p + \lambda}} \quad (\text{C.35})$$

$$N(p) = \frac{(p + \lambda) S(p)}{p^2 + \left(\lambda + \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) p - \frac{\lambda \rho}{\Lambda_{\text{eff}}}} \quad (\text{C.36})$$

et l'équation (C.1) devient :

$$\Gamma(p) = \frac{\frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} N(p)}{p + \lambda} \quad (\text{C.37})$$

$$\Gamma(p) = \frac{\frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} S(p)}{p^2 + \left(\lambda + \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) p - \frac{\lambda \rho}{\Lambda_{\text{eff}}}} \quad (\text{C.38})$$

Comme pour le cas général, nous factorisons une nouvelle fois la transformée de Laplace de la population neutronique :

$$N(p) = S(p)G(p) = S(p) \frac{P(p)}{Q(p)} \quad (\text{C.39})$$

Les équations de P et de Q sont cependant plus simples :

$$P(p) = p + \lambda \quad (\text{C.40})$$

$$Q(p) = p^2 + \left(\lambda + \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) p - \frac{\lambda \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \quad (\text{C.41})$$

Les deux racines de $Q(p)$ s'écrivent :

$$\alpha_{1,0} = -\frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\lambda + \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right)^2 + 4 \frac{\lambda \rho}{\Lambda_{\text{eff}}}}$$

Pour un réacteur sous-critique, on a généralement $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda_{\text{eff}} \gg \lambda$ et $((\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda_{\text{eff}})^2 \gg \lambda \rho/\Lambda_{\text{eff}}$. En faisant ces approximations, les racines prennent la forme :

$$\alpha_{1,0} \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right)^2 + 4 \frac{\lambda \rho}{\Lambda_{\text{eff}}}} \quad (\text{C.42})$$

$$\approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) \pm \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda \rho \Lambda_{\text{eff}}}{(\beta_{\text{eff}} - \rho)^2}} \quad (\text{C.43})$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$\alpha_0 \approx \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} \quad (\text{C.44})$$

$$\alpha_1 \approx -\frac{\lambda \rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \quad (\text{C.45})$$

En utilisant ces valeurs simplifiées obtenues pour α_0 et α_1 , $Q'(p)$ vaut :

$$Q'(p) = \frac{d}{dp}(p - \alpha_0)(p - \alpha_1) \quad (\text{C.46})$$

$$= (p - \alpha_0) + (p - \alpha_1) \quad (\text{C.47})$$

$$= \left(p - \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} \right) + \left(p + \frac{\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \right) \quad (\text{C.48})$$

Les équations (C.21), (C.22), (C.32) et (C.34) font intervenir les termes $P(\alpha_k)/(\alpha_k Q'(\alpha_k))$. En écrivant tout d'abord les expressions de $P(\alpha_k)/Q'(\alpha_k)$, soit :

$$\frac{P(\alpha_0)}{Q'(\alpha_0)} \approx \frac{\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} + \lambda}{\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} + \frac{\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}}} \quad (\text{C.49})$$

qui, puisque $|\rho - \beta_{\text{eff}}|/\Lambda_{\text{eff}} \gg \lambda$ et $|\rho - \beta_{\text{eff}}|/\Lambda_{\text{eff}} \gg \lambda\rho/(\rho - \beta_{\text{eff}})$, peut également s'écrire :

$$\frac{P(\alpha_0)}{Q'(\alpha_0)} \approx 1 \quad (\text{C.50})$$

et le second terme :

$$\frac{P(\alpha_1)}{Q'(\alpha_1)} \approx \frac{-\frac{\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} + \lambda}{-\frac{\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} - \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}} \approx \frac{\frac{\lambda\beta_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}}}{\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}} \quad (\text{C.51})$$

$$\approx \frac{\lambda\beta_{\text{eff}}\Lambda_{\text{eff}}}{(\rho - \beta_{\text{eff}})^2} \approx -\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \quad (\text{C.52})$$

nous obtenons :

$$\frac{P(\alpha_0)}{\alpha_0 Q'(\alpha_0)} \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \approx \frac{1}{\alpha_0} \quad (\text{C.53})$$

$$\frac{P(\alpha_1)}{\alpha_1 Q'(\alpha_1)} \approx -\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \right) \approx -\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \frac{1}{\alpha_0} \quad (\text{C.54})$$

C.5.2 Source continue interrompue

À l'aide des équations (C.21) et (C.22) obtenues pour une source continue et son interruption, et avec les formules (C.53) et (C.54), on peut écrire :

$$\text{pour } 0 < t < t_{on} \quad n(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(1 - e^{\alpha_0 t} - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} (1 - e^{\alpha_1 t}) \right) \quad (\text{C.55})$$

$$\text{pour } t \geq t_{on} \quad n(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(e^{\alpha_0(t-t_{on})} - e^{\alpha_0 t} - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} (e^{\alpha_1(t-t_{on})} - e^{\alpha_1 t}) \right) \quad (\text{C.56})$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \text{pour } 0 < t < t_{on} \quad n(t) &\approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \left(\exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) - 1 + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(1 - \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} t\right) \right) \right) \\ \text{pour } t \geq t_{on} \quad n(t) &\approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\rho - \beta_{\text{eff}}} \left\{ \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t\right) - \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} (t - t_{on})\right) + \right. \\ &\left. \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(\exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} (t - t_{on})\right) - \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} t\right) \right) \right\} \quad (\text{C.57}) \end{aligned}$$

Enfin, on peut simplifier l'équation pour $t \geq t_{on}$ lorsque t_{on} est élevé : les coefficients $(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}})$ et $(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}})$ des exponentielles étant négatifs, et puisqu'alors $(t - t_{on}) \ll t$:

$$\text{pour } t \geq t_{on} \quad n(t) \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left\{ \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(t - t_{on})\right) - \right. \quad (\text{C.58})$$

$$\left. \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}}(t - t_{on})\right) \right\} \quad (\text{C.59})$$

C.5.3 Source interrompue périodiquement

Pour un nombre n d'interruptions, nous utilisons les équations (C.27), (C.31), (C.32) et (C.34), avec les expressions simplifiées (C.53) et (C.54) :

$$\text{pour } t < jT \quad n_j(t) = 0 \quad (\text{C.60})$$

$$\text{pour } jT < t < jT + t_{on} \quad n_j(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(1 - e^{\alpha_0(t-jT)} - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(1 - e^{\alpha_1(t-jT)} \right) \right) \quad (\text{C.61})$$

$$\begin{aligned} \text{pour } t > jT + t_{on} \quad n_j(t) \approx & \frac{-1}{\alpha_0} \left(e^{\alpha_0(t-jT-t_{on})} - e^{\alpha_0(t-jT)} \right. \\ & \left. - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(e^{\alpha_1(t-jT-t_{on})} - e^{\alpha_1(t-jT)} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{C.62})$$

À partir de ces résultats, étudions à présent la situation où le nombre d'interruptions n est très grand et où $\lambda \ll 1/T$. En se restreignant au domaine temporel entre l'avant dernière et la dernière interruption, c'est à dire $t \geq (n-1)T$, nous devons examiner deux cas :

1. $t \geq (n-1)T + t_{on}$. Dans ce cas, l'équation (C.62) est valable pour tous les $n_j(t)$ de $j = 0$ jusqu'à $j = n-1$.
2. $(n-1)T < t < (n-1)T + t_{on}$. Dans ce cas, l'équation (C.62) est valable pour tous les $n_j(t)$ de $j = 0$ jusqu'à $j = n-2$ et l'équation (C.61) est valable pour $j = n-1$.

Dans le premier cas, l'utilisation de la formule (C.27) permet d'aboutir à :

$$n(t) = \sum_{j=0}^{n-1} n_j(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(\left(e^{\alpha_0(t-t_{on})} - e^{\alpha_0 t} \right) \sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_0 jT} - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(e^{\alpha_1(t-t_{on})} - e^{\alpha_1 t} \right) \sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_1 jT} \right) \quad (\text{C.63})$$

Les sommes sur j sont des séries géométriques :

$$\sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_0 jT} = \frac{e^{-\alpha_0 nT} - 1}{e^{-\alpha_0 T} - 1} \quad (\text{C.64})$$

$$\sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_1 jT} = \frac{e^{-\alpha_1 nT} - 1}{e^{-\alpha_1 T} - 1} \quad (\text{C.65})$$

Puisque $e^{-\alpha_0 T} \gg 1$, la première série peut se réécrire :

$$\sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_0 jT} \approx e^{-\alpha_0(n-1)T} \quad (\text{C.66})$$

Comme nous avons considéré $T \ll 1/\lambda$, $|\alpha_1|T \ll 1$, le dénominateur de l'équation (C.65) devient :

$$e^{-\alpha_1 T} - 1 \approx -\alpha_1 T$$

De plus, n est très grand donc $e^{-\alpha_1 n T} \gg 1$ et la deuxième série s'écrit :

$$\sum_{j=0}^{n-1} e^{-\alpha_1 j T} \approx \frac{e^{-\alpha_1 n T}}{-\alpha_1 T} \quad (\text{C.67})$$

Ainsi :

$$n(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(\left(e^{\alpha_0(t-t_{on})} - e^{\alpha_0 t} \right) e^{-\alpha_0(n-1)T} - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left(e^{\alpha_1(t-t_{on})} - e^{\alpha_1 t} \right) \frac{e^{-\alpha_1 n T}}{-\alpha_1 T} \right) \quad (\text{C.68})$$

$$n(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left(e^{\alpha_0(t-(n-1)T)} (e^{-\alpha_0 t_{on}} - 1) + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho \alpha_1 T} e^{\alpha_1(t-nT)} (e^{-\alpha_1 t_{on}} - 1) \right) \quad (\text{C.69})$$

D'autre part, en se rappelant que $\lambda \ll 1/T$ et que $t_{on} < T$,

$$e^{-\alpha_0 t_{on}} \gg 1 \\ 1 - e^{-\alpha_1 t_{on}} \approx \alpha_1 t_{on}$$

on obtient :

$$n(t) \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left[\exp(\alpha_0(t - (n-1)T - t_{on})) - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \right) \left(\frac{t_{on}}{T} \right) \exp(\alpha_1(t - nT)) \right] \quad (\text{C.70})$$

Dans le second cas, nous utilisons l'équation (C.70) en remplaçant $n-1$ par $n-2$ et la formule (C.61) pour $n_{j=n-1}(t)$:

$$n(t) \approx -\frac{1}{\alpha_0} \left[\exp(\alpha_0(t - (n-2)T - t_{on})) - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \right) \left(\frac{t_{on}}{T} \right) \exp(\alpha_1(t - (n-1)T)) \right] \\ - \frac{1}{\alpha_0} \left[1 - \exp(\alpha_0(t - (n-1)T)) - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} (1 - \exp(\alpha_1(t - (n-1)T))) \right] \quad (\text{C.71})$$

$$n(t) \approx -\frac{1}{\alpha_0} \left\{ 1 - \exp(\alpha_0(t - (n-1)T)) (1 - e^{\alpha_0(T-t_{on})}) \right. \\ \left. + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left[\left(1 - \frac{t_{on}}{T} \right) \exp(\alpha_1(t - (n-1)T)) - 1 \right] \right\} \quad (\text{C.72})$$

Alors, avec $t' = t - (n-1)T$, l'expression de $n(t')$ peut s'écrire :

$$\text{pour } 0 < t' < t_{on} \quad n(t') \approx -\frac{1}{\alpha_0} \left\{ 1 - \exp(\alpha_0 t') (1 - e^{\alpha_0(T-t_{on})}) \right. \\ \left. + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left[\left(1 - \frac{t_{on}}{T} \right) \exp(\alpha_1 t') - 1 \right] \right\} \quad (\text{C.73})$$

$$\text{pour } t' > t_{on} \quad n(t') \approx \frac{-1}{\alpha_0} \left[\exp(\alpha_0(t' - t_{on})) - \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \right) \left(\frac{t_{on}}{T} \right) \exp(\alpha_1(t' - T)) \right] \quad (\text{C.74})$$

ou encore :

$$\begin{aligned}
 \text{pour } 0 < t' < t_{on} \quad n(t') \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left\{ \right. \\
 & 1 - \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} t'\right) \left[1 - \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(T - t_{on})\right) \right] \\
 & \left. + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho} \left[\left(1 - \frac{t_{on}}{T}\right) \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}} t'\right) - 1 \right] \right\} \quad (\text{C.75})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{pour } t' > t_{on} \quad n(t') \approx \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}} - \rho} \left\{ \exp\left(\frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}}(t' - t_{on})\right) - \right. \\
 \left. \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{\rho}\right) \left(\frac{t_{on}}{T}\right) \exp\left(\frac{-\lambda\rho}{\rho - \beta_{\text{eff}}}(t' - T)\right) \right\} \quad (\text{C.76})
 \end{aligned}$$

Annexe D

Formule intégrale pour l'évaluation de la réactivité

D.1 Obtention de l'équation

Considérons les équations de la cinétique point :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) + \sum_j^J \lambda_j c_j(t) + s(t), \quad (\text{D.1})$$

$$\lambda_j c_j(t) = \frac{\beta_{j\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) - \frac{dc_j}{dt} \quad (\text{D.2})$$

En remplaçant (D.2) dans (D.1), on a :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) + \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} n(t) - \sum_j^J \frac{dc_j}{dt} + q(t), \quad (\text{D.3})$$

$$\text{soit } \rho n(t) = \Lambda_{\text{eff}} \sum_j^J \frac{dc_j}{dt} + \Lambda_{\text{eff}} \frac{dn}{dt} - \Lambda_{\text{eff}} s(t) \quad (\text{D.4})$$

Puis, en intégrant entre un temps t_0 et un temps t_f , on a alors :

$$\int_{t_0}^{t_f} \rho n(t) dt = \Lambda_{\text{eff}} \left[\sum_{j=1}^J \Delta c_j + \Delta n - \int_{t_0}^{t_f} s(t) dt \right] \quad (\text{D.5})$$

avec $\Delta c_j = c_j(t_f) - c_j(t_0)$ et $\Delta n = n(t_f) - n(t_0)$.

Enfin, sachant que dans les cas étudiés ρ est une constante et qu'après l'interruption faisceau on a $s(t) = 0$, on peut écrire :

$$\Lambda_{\text{eff}} \left[\sum_j^J \Delta c_j + \Delta n \right] = \rho \int_{t_0}^{t_f} n dt \quad (\text{D.6})$$

ou encore, en divisant par β_{eff} des deux côtés de l'équation précédente :

$$\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \left[\sum_j^J \Delta c_j + \Delta n \right] = \rho_{\text{S}} \int_{t_0}^{t_f} n dt \quad (\text{D.7})$$

D.2 Sensibilité aux paramètres cinétiques

Seul le terme $\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \sum_j^J \Delta c_j$ de l'équation (D.7) inclut les paramètres cinétiques et peut donc être affecté par des incertitudes sur ceux-ci. Pour évaluer l'impact de ces incertitudes, intéressons-nous tout d'abord à la concentration en précurseurs après l'interruption, qui s'écrit selon les équations de la cinétique point :

$$c_j(t) = e^{-\lambda_j t} \left[\frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} + \frac{\beta_{\text{jeff}}}{\Lambda_{\text{eff}}} \int_0^t n(t') e^{\lambda_j t'} dt' \right] \quad (\text{D.8})$$

où le temps $t = 0$ correspond à l'interruption de la source.

Compte tenu des échelles de temps des expériences d'interruption de faisceau, qui sont de l'ordre de la milliseconde, le deuxième terme du crochet de l'équation précédente est toujours très faible devant le premier. On fera donc l'approximation que ce terme est négligeable pour écrire :

$$c_j(t) \simeq e^{-\lambda_j t} \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} \quad (\text{D.9})$$

De plus, le coefficient de l'exponentielle $\lambda_j t$ étant toujours faible devant 1 ¹, un développement limité d'ordre 1 permet d'obtenir ;

$$\begin{aligned} c_j(t) &\simeq (1 - \lambda_j t) \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} \\ &\simeq \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} - \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\Lambda_{\text{eff}}} t \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

et la somme sur les groupes de précurseurs devient :

$$\begin{aligned} \sum_j^J c_j(t) &\simeq \sum_j^J \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} - \sum_j^J \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\Lambda_{\text{eff}}} t \\ &\simeq \sum_j^J \frac{\beta_{\text{jeff}} n_0}{\lambda_j \Lambda_{\text{eff}}} - \frac{\beta_{\text{eff}} n_0}{\Lambda_{\text{eff}}} t \end{aligned} \quad (\text{D.11})$$

Reprenons à présent le terme de l'équation (D.7) mentionné plus haut :

$$\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \sum_j^J \Delta c_j = \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \sum_j^J [c_j(t_f) - c_j(t_0)] \quad (\text{D.12})$$

1. La constante de décroissance la plus élevée est de 3.555 s^{-1} et la durée d'interruption est de 2 ms, soit une valeur maximale possible de $\lambda_j t = 3.555 * 0.002 \simeq 0.007$.

En introduisant l'équation (D.11) dans l'équation précédente, on aboutit au final à :

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \sum_j^J \Delta c_j &\simeq \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} \frac{\beta_{\text{eff}} n_0}{\Lambda_{\text{eff}}} (t_f - t_0) \\ &\simeq n_0 (t_f - t_0) \end{aligned} \tag{D.13}$$

où l'on constate l'absence des paramètres cinétiques, ce qui nous permet de conclure que l'équation D.7 est insensible, au premier ordre, aux incertitudes sur les paramètres cinétiques.

Annexe E

Analyse des expériences d'interruption de faisceau : Interruptions longues

Les tableaux suivants regroupent les réactivités brutes ρ_{IFL}^{brut} , corrigées ρ_{IFL}^{corr} et les facteurs de correction obtenus pour chacun des détecteurs, pour des interruptions longues et pour toutes les différentes configurations étudiées.

TABLE E.1 – Configuration SC1/CR@0mm, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-6.32 ± 0.06	0.99 ± 0.01	6.22 ± 0.07
Réflecteur interne	RS-10074	-5.92 ± 0.01	1.05 ± 0.01	6.22 ± 0.08
	RS-10071	-5.90 ± 0.01	1.06 ± 0.01	6.25 ± 0.07
	CFUL01-659	-5.90 ± 0.01	1.06 ± 0.01	6.24 ± 0.07
	CFUM21-668	-5.94 ± 0.03	1.05 ± 0.01	6.22 ± 0.07
	CFUM21-667	-5.94 ± 0.03	1.05 ± 0.01	6.21 ± 0.07
	RS-10072	-5.88 ± 0.01	1.06 ± 0.01	6.22 ± 0.07
Réflecteur externe	RS-10075	-5.32 ± 0.01	1.16 ± 0.02	6.16 ± 0.13
	CFUL01-653	-4.79 ± 0.01	1.35 ± 0.04	6.45 ± 0.18
	CFUL01-658	-4.25 ± 0.01	1.49 ± 0.05	6.33 ± 0.22
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.23 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-6.29 ± 0.04 \$			

TABLE E.2 – Configuration SC1/CR@240mm, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.89 ± 0.03	0.99 ± 0.01	5.80 ± 0.05
Réflecteur interne	RS-10074	-5.56 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.85 ± 0.07
	RS-10071	-5.54 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.85 ± 0.07
	CFUL01-659	-5.47 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.80 ± 0.07
	CFUM21-668	-5.59 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.85 ± 0.06
	CFUM21-667	-5.58 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.86 ± 0.06
	RS-10072	-5.53 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.86 ± 0.07
Réflecteur externe	RS-10075	-5.06 ± 0.01	1.14 ± 0.02	5.76 ± 0.12
	CFUL01-653	-4.53 ± 0.01	1.32 ± 0.04	5.99 ± 0.17
	CFUL01-658	-4.03 ± 0.01	1.47 ± 0.05	5.92 ± 0.21
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.85 ± 0.16 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.87 ± 0.04 \$			

TABLE E.3 – Configuration SC1, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.23 ± 0.04	0.99 ± 0.01	5.16 ± 0.06
Réflecteur interne	RS-10074	-5.01 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.24 ± 0.07
	RS-10071	-5.00 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.27 ± 0.06
	CFUL01-659	-4.99 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.25 ± 0.07
	CFUM21-668	-5.04 ± 0.02	1.05 ± 0.01	5.28 ± 0.06
	CFUM21-667	-5.01 ± 0.02	1.04 ± 0.01	5.23 ± 0.06
	RS-10072	-4.98 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.23 ± 0.06
Réflecteur externe	RS-10075	-4.61 ± 0.01	1.13 ± 0.02	5.20 ± 0.11
	CFUL01-653	-4.20 ± 0.01	1.30 ± 0.04	5.47 ± 0.16
	CFUL01-658	-3.77 ± 0.01	1.42 ± 0.05	5.34 ± 0.20
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.28 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-			

TABLE E.4 – Configuration SC1/CR@6000mm, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.12 ± 0.03	0.98 ± 0.01	5.03 ± 0.05
Réflecteur interne	RS-10074	-4.82 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.02 ± 0.06
	RS-10071	-4.80 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.01 ± 0.06
	CFUL01-659	-4.75 ± 0.01	1.05 ± 0.01	4.97 ± 0.06
	CFUM21-668	-4.85 ± 0.01	1.03 ± 0.01	5.01 ± 0.06
	CFUM21-667	-4.84 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.01 ± 0.05
	RS-10072	-4.80 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.06 ± 0.06
Réflecteur externe	RS-10075	-4.46 ± 0.01	1.13 ± 0.02	5.04 ± 0.11
	CFUL01-653	-4.04 ± 0.01	1.27 ± 0.04	5.12 ± 0.15
	CFUL01-658	-3.64 ± 0.01	1.39 ± 0.05	5.07 ± 0.19
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.01 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.04 ± 0.03 \$			

TABLE E.5 – Configuration SC2, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-8.49 ± 0.21	0.99 ± 0.01	8.43 ± 0.22
Réflecteur interne	RS-10074	-7.56 ± 0.03	1.07 ± 0.01	8.07 ± 0.10
	RS-10071	-7.55 ± 0.03	1.08 ± 0.01	8.12 ± 0.10
	CFUL01-659	-7.56 ± 0.01	1.08 ± 0.01	8.13 ± 0.09
	CFUM21-668	-7.64 ± 0.09	1.07 ± 0.01	8.16 ± 0.13
	CFUM21-667	-7.66 ± 0.09	1.06 ± 0.01	8.09 ± 0.13
	RS-10072	-7.54 ± 0.03	1.07 ± 0.01	8.03 ± 0.10
Réflecteur externe	RS-10075	-6.88 ± 0.02	1.17 ± 0.02	8.05 ± 0.15
	CFUL01-673	-7.42 ± 0.23	1.05 ± 0.01	7.82 ± 0.26
	CFUL01-653	-5.25 ± 0.01	1.57 ± 0.05	8.24 ± 0.26
Valeur de référence par la méthode MSM	-8.14 ± 0.21 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-7.81 ± 0.05 \$			

TABLE E.6 – Configuration SC3, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-4.17 ± 0.07	0.99 ± 0.01	4.11 ± 0.08
Réflecteur interne	RS-10074	-3.97 ± 0.01	1.04 ± 0.01	4.14 ± 0.05
	RS-10071	-3.96 ± 0.01	1.04 ± 0.01	4.13 ± 0.05
	CFUL01-659	-3.95 ± 0.01	1.04 ± 0.01	4.12 ± 0.05
	CFUM21-668	-3.95 ± 0.03	1.04 ± 0.01	4.10 ± 0.06
	CFUM21-667	-3.92 ± 0.03	1.03 ± 0.01	4.06 ± 0.06
	RS-10072	-3.94 ± 0.01	1.04 ± 0.01	4.08 ± 0.05
Réflecteur externe	RS-10075	-3.70 ± 0.01	1.11 ± 0.02	4.10 ± 0.08
	CFUL01-673	-4.01 ± 0.08	1.03 ± 0.01	4.15 ± 0.09
	CFUL01-653	-3.12 ± 0.01	1.35 ± 0.05	4.20 ± 0.15
Valeur de référence par la méthode MSM	-4.14 ± 0.11 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-4.19 ± 0.03 \$			

TABLE E.7 – Configuration SC4, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-17.27 ± 0.38	1.01 ± 0.01	17.39 ± 0.40
Réflecteur interne	RS-10074	-15.91 ± 0.05	1.11 ± 0.01	17.38 ± 0.21
	RS-10071	-15.82 ± 0.05	1.12 ± 0.01	17.44 ± 0.22
	CFUL01-659	-15.78 ± 0.02	1.10 ± 0.01	17.25 ± 0.22
	CFUM21-668	-16.02 ± 0.16	1.08 ± 0.01	17.41 ± 0.25
	CFUM21-667	-16.10 ± 0.18	1.09 ± 0.01	17.66 ± 0.27
	RS-10072	-15.66 ± 0.05	1.12 ± 0.01	17.25 ± 0.25
Réflecteur externe	RS-10075	-13.20 ± 0.04	1.28 ± 0.02	17.20 ± 0.31
	CFUL01-673	-14.80 ± 0.52	1.10 ± 0.01	15.85 ± 0.60
	CFUL01-653	-8.83 ± 0.01	1.99 ± 0.05	18.06 ± 0.49
Valeur de référence par la méthode MSM	-17.48 ± 0.46 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-16.62 ± 0.10 \$			

TABLE E.8 – Configuration SC1/ShTh, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-4.98 ± 0.03	1.03 ± 0.01	5.11 ± 0.05
Réflecteur interne	RS-10074	-4.96 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.16 ± 0.06
	RS-10071	-4.95 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.19 ± 0.06
	CFUL01-659	-4.89 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.10 ± 0.06
	CFUM21-668	-4.96 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.17 ± 0.06
	CFUM21-667	-4.92 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.16 ± 0.06
	RS-10072	-4.90 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.18 ± 0.07
Réflecteur externe	RS-10075	-4.55 ± 0.01	1.13 ± 0.02	5.16 ± 0.10
	CFUL01-673	-4.94 ± 0.04	1.05 ± 0.01	5.17 ± 0.07
	CFUL01-653	-3.70 ± 0.01	1.41 ± 0.05	5.22 ± 0.18
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.28 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-			

TABLE E.9 – Configuration SC1/IPS, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.65 ± 0.07	1.02 ± 0.01	5.74 ± 0.08
Réflecteur interne	RS-10074	-5.59 ± 0.01	1.03 ± 0.01	5.74 ± 0.06
	RS-10071	-5.55 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.80 ± 0.07
	CFUL01-659	-5.51 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.75 ± 0.06
	CFUM21-668	-5.52 ± 0.03	1.05 ± 0.01	5.77 ± 0.07
	CFUM21-667	-5.51 ± 0.04	1.05 ± 0.01	5.76 ± 0.07
	RS-10072	-5.49 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.80 ± 0.07
Réflecteur externe	RS-10075	-5.10 ± 0.01	1.14 ± 0.02	5.81 ± 0.11
	CFUL01-673	-5.59 ± 0.08	1.04 ± 0.01	5.79 ± 0.10
	CFUL01-653	-4.10 ± 0.01	1.47 ± 0.05	6.05 ± 0.20
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.26 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.86 ± 0.04 \$			

TABLE E.10 – Configuration SC1/SSIPS, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-6.24 ± 0.12	0.99 ± 0.01	6.15 ± 0.13
Réflecteur interne	RS-10074	-5.78 ± 0.01	1.04 ± 0.01	6.01 ± 0.07
	RS-10071	-5.75 ± 0.01	1.05 ± 0.01	6.04 ± 0.08
	CFUL01-659	-5.72 ± 0.01	1.05 ± 0.01	6.02 ± 0.07
	CFUM21-668	-5.74 ± 0.06	1.05 ± 0.01	6.04 ± 0.09
	CFUM21-667	-5.82 ± 0.04	1.05 ± 0.01	6.10 ± 0.08
	RS-10072	-5.69 ± 0.02	1.06 ± 0.01	6.03 ± 0.08
Réflecteur externe	RS-10075	-5.25 ± 0.02	1.15 ± 0.02	6.03 ± 0.12
	CFUL01-673	-5.82 ± 0.14	1.05 ± 0.01	6.10 ± 0.16
	CFUL01-653	-4.22 ± 0.01	1.44 ± 0.05	6.05 ± 0.21
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.29 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.97 ± 0.04 \$			

TABLE E.11 – Configuration SC1/2SS, interruptions longues.

Position	Détecteur	ρ_{IFL}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFL}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.65 ± 0.04	0.98 ± 0.01	5.55 ± 0.05
Réflecteur interne	RS-10074	-5.31 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.58 ± 0.06
	RS-10071	-5.29 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.54 ± 0.07
	CFUL01-659	-5.23 ± 0.01	1.04 ± 0.01	5.44 ± 0.06
	CFUM21-668	-5.35 ± 0.02	1.05 ± 0.01	5.60 ± 0.06
	CFUM21-667	-5.32 ± 0.01	1.05 ± 0.01	5.58 ± 0.06
	RS-10072	-5.25 ± 0.01	1.06 ± 0.01	5.59 ± 0.07
Réflecteur externe	RS-10075	-4.89 ± 0.01	1.14 ± 0.02	5.56 ± 0.10
	CFUL01-673	-5.27 ± 0.04	1.04 ± 0.01	5.49 ± 0.07
	CFUL01-653	-3.95 ± 0.01	1.41 ± 0.05	5.58 ± 0.19
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.82 ± 0.15 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.55 ± 0.04 \$			

Annexe F

Analyse des expériences d'interruption de faisceau : Interruptions courtes

Les tableaux suivants regroupent les réactivités brutes ρ_{IFC}^{brut} , corrigées ρ_{IFC}^{corr} et les facteurs de correction obtenus pour chacun des détecteurs, pour des interruptions courtes et pour toutes les différentes configurations étudiées.

TABLE F.1 – Configuration SC1/CR@0mm, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-6.30 ± 0.10	1.00 ± 0.01	6.29 ± 0.11
Réflecteur interne	RS-10074	-4.81 ± 0.01	1.29 ± 0.03	6.22 ± 0.15
	RS-10071	-4.88 ± 0.01	1.28 ± 0.03	6.23 ± 0.14
	CFUL01-659	-4.90 ± 0.01	1.27 ± 0.03	6.24 ± 0.14
	CFUM21-668	-5.43 ± 0.04	1.18 ± 0.02	6.40 ± 0.12
	CFUM21-667	-5.68 ± 0.05	1.08 ± 0.01	6.16 ± 0.09
	RS-10072	-4.85 ± 0.01	1.27 ± 0.03	6.15 ± 0.13
Réflecteur externe	RS-10075	-2.92 ± 0.01	1.83 ± 0.07	5.34 ± 0.22
	CFUL01-653	-1.53 ± 0.01	3.28 ± 0.19	5.02 ± 0.30
	CFUL01-658	-1.08 ± 0.01	5.04 ± 0.34	5.46 ± 0.37
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.23 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-6.29 ± 0.04 \$			

TABLE F.2 – Configuration SC1/CR@240mm, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.80 ± 0.05	1.00 ± 0.01	5.79 ± 0.06
Réflecteur interne	RS-10074	-4.60 ± 0.01	1.28 ± 0.03	5.90 ± 0.14
	RS-10071	-4.63 ± 0.01	1.26 ± 0.03	5.82 ± 0.14
	CFUL01-659	-4.59 ± 0.01	1.27 ± 0.03	5.80 ± 0.13
	CFUM21-668	-5.15 ± 0.02	1.17 ± 0.02	6.04 ± 0.11
	CFUM21-667	-5.38 ± 0.02	1.08 ± 0.01	5.83 ± 0.07
	RS-10072	-4.62 ± 0.01	1.26 ± 0.03	5.82 ± 0.13
Réflecteur externe	RS-10075	-3.00 ± 0.01	1.75 ± 0.07	5.25 ± 0.22
	CFUL01-653	-1.61 ± 0.01	3.05 ± 0.19	4.90 ± 0.31
	CFUL01-658	-1.12 ± 0.01	4.67 ± 0.34	5.22 ± 0.38
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.85 ± 0.16 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.87 ± 0.04 \$			

TABLE F.3 – Configuration SC1, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.12 ± 0.07	1.00 ± 0.01	5.12 ± 0.08
Réflecteur interne	RS-10074	-4.15 ± 0.01	1.25 ± 0.03	5.20 ± 0.13
	RS-10071	-4.20 ± 0.01	1.25 ± 0.03	5.24 ± 0.12
	CFUL01-659	-4.22 ± 0.01	1.25 ± 0.03	5.27 ± 0.12
	CFUM21-668	-4.65 ± 0.03	1.16 ± 0.02	5.41 ± 0.10
	CFUM21-667	-4.84 ± 0.03	1.08 ± 0.01	5.22 ± 0.07
	RS-10072	-4.20 ± 0.01	1.24 ± 0.03	5.19 ± 0.11
Réflecteur externe	RS-10075	-2.78 ± 0.01	1.66 ± 0.07	4.62 ± 0.21
	CFUL01-653	-1.51 ± 0.01	2.85 ± 0.19	4.30 ± 0.29
	CFUL01-658	-1.08 ± 0.01	4.32 ± 0.34	4.65 ± 0.37
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.28 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-			

TABLE F.4 – Configuration SC1/CR@600mm, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.02 ± 0.05	1.00 ± 0.01	5.00 ± 0.06
Réflecteur interne	RS-10074	-4.07 ± 0.01	1.24 ± 0.03	5.06 ± 0.13
	RS-10071	-4.08 ± 0.01	1.23 ± 0.03	5.02 ± 0.12
	CFUL01-659	-4.04 ± 0.01	1.24 ± 0.03	5.02 ± 0.12
	CFUM21-668	-4.48 ± 0.02	1.15 ± 0.02	5.14 ± 0.09
	CFUM21-667	-4.64 ± 0.02	1.07 ± 0.01	4.97 ± 0.06
	RS-10072	-4.07 ± 0.01	1.23 ± 0.03	5.01 ± 0.11
Réflecteur externe	RS-10075	-2.80 ± 0.01	1.64 ± 0.07	4.58 ± 0.21
	CFUL01-653	-1.56 ± 0.01	2.75 ± 0.19	4.28 ± 0.30
	CFUL01-658	-1.10 ± 0.01	4.19 ± 0.34	4.62 ± 0.37
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.01 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.04 ± 0.03 \$			

TABLE F.5 – Configuration SC2, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-8.46 ± 0.34	1.01 ± 0.01	8.53 ± 0.35
Réflecteur interne	RS-10074	-6.02 ± 0.03	1.35 ± 0.01	8.15 ± 0.19
	RS-10071	-6.05 ± 0.03	1.34 ± 0.01	8.10 ± 0.19
	CFUL01-659	-6.09 ± 0.02	1.35 ± 0.01	8.19 ± 0.18
	CFUM21-668	-6.33 ± 0.11	1.38 ± 0.01	8.71 ± 0.19
	CFUM21-667	-7.20 ± 0.13	1.11 ± 0.01	8.01 ± 0.17
	RS-10072	-6.02 ± 0.04	1.32 ± 0.01	7.97 ± 0.19
Réflecteur externe	RS-10075	-4.00 ± 0.02	1.87 ± 0.01	7.47 ± 0.29
	CFUL01-673	-5.59 ± 0.26	1.24 ± 0.01	6.94 ± 0.34
	CFUL01-653	-1.43 ± 0.01	5.30 ± 0.04	7.58 ± 0.47
Valeur de référence par la méthode MSM	-8.14 ± 0.21 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-7.84 ± 0.05 \$			

TABLE F.6 – Configuration SC3, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-4.35 ± 0.11	1.00 ± 0.01	4.35 ± 0.12
Réflecteur interne	RS-10074	-3.42 ± 0.01	1.22 ± 0.01	4.17 ± 0.11
	RS-10071	-3.45 ± 0.01	1.20 ± 0.01	4.15 ± 0.11
	CFUL01-659	-3.45 ± 0.01	1.21 ± 0.01	4.18 ± 0.10
	CFUM21-668	-3.80 ± 0.05	1.11 ± 0.01	4.23 ± 0.09
	CFUM21-667	-3.90 ± 0.05	1.07 ± 0.01	4.17 ± 0.08
	RS-10072	-3.45 ± 0.01	1.19 ± 0.01	4.10 ± 0.10
Réflecteur externe	RS-10075	-2.49 ± 0.01	1.58 ± 0.01	3.92 ± 0.18
	CFUL01-673	-3.49 ± 0.11	1.13 ± 0.01	3.95 ± 0.14
	CFUL01-653	-1.08 ± 0.01	3.80 ± 0.03	4.11 ± 0.36
Valeur de référence par la méthode MSM	-4.14 ± 0.11 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-4.19 ± 0.03 \$			

TABLE F.7 – Configuration SC4, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-16.45 ± 0.68	1.02 ± 0.01	16.86 ± 0.71
Réflecteur interne	RS-10074	-10.62 ± 0.05	1.66 ± 0.01	17.29 ± 0.34
	RS-10071	-10.69 ± 0.05	1.63 ± 0.01	17.36 ± 0.35
	CFUL01-659	-10.86 ± 0.02	1.63 ± 0.01	17.20 ± 0.38
	CFUM21-668	-11.82 ± 0.18	1.80 ± 0.01	19.44 ± 0.40
	CFUM21-667	-13.90 ± 0.24	1.24 ± 0.01	17.17 ± 0.38
	RS-10072	-10.79 ± 0.05	1.65 ± 0.01	17.12 ± 0.35
Réflecteur externe	RS-10075	-5.89 ± 0.02	2.53 ± 0.02	15.44 ± 0.61
	CFUL01-673	-9.68 ± 0.47	1.50 ± 0.01	14.42 ± 0.72
	CFUL01-653	-1.84 ± 0.01	8.74 ± 0.06	16.73 ± 0.82
Valeur de référence par la méthode MSM	-17.48 ± 0.46 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-16.62 ± 0.10 \$			

TABLE F.8 – Configuration SC1/ShTh, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-4.99 ± 0.05	1.04 ± 0.01	5.19 ± 0.07
Réflecteur interne	RS-10074	-4.19 ± 0.01	1.24 ± 0.01	5.20 ± 0.13
	RS-10071	-4.18 ± 0.01	1.24 ± 0.01	5.21 ± 0.13
	CFUL01-659	-4.16 ± 0.01	1.24 ± 0.01	5.15 ± 0.12
	CFUM21-668	-4.56 ± 0.02	1.16 ± 0.01	5.30 ± 0.09
	CFUM21-667	-4.79 ± 0.02	1.08 ± 0.01	5.19 ± 0.07
	RS-10072	-4.18 ± 0.01	1.23 ± 0.01	5.15 ± 0.13
Réflecteur externe	RS-10075	-2.90 ± 0.01	1.63 ± 0.01	4.72 ± 0.21
	CFUL01-673	-4.27 ± 0.05	1.16 ± 0.01	4.95 ± 0.10
	CFUL01-653	-1.11 ± 0.01	4.27 ± 0.03	4.74 ± 0.37
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.28 ± 0.13 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-			

TABLE F.9 – Configuration SC1/IPS, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.50 ± 0.13	1.03 ± 0.01	5.68 ± 0.14
Réflecteur interne	RS-10074	-4.93 ± 0.01	1.16 ± 0.01	5.73 ± 0.15
	RS-10071	-4.63 ± 0.01	1.25 ± 0.01	5.80 ± 0.14
	CFUL01-659	-4.64 ± 0.01	1.26 ± 0.01	5.83 ± 0.14
	CFUM21-668	-5.01 ± 0.06	1.19 ± 0.01	5.94 ± 0.12
	CFUM21-667	-5.24 ± 0.05	1.08 ± 0.01	5.67 ± 0.09
	RS-10072	-4.65 ± 0.02	1.25 ± 0.01	5.82 ± 0.14
Réflecteur externe	RS-10075	-3.10 ± 0.01	1.77 ± 0.01	5.49 ± 0.22
	CFUL01-673	-4.75 ± 0.11	1.16 ± 0.01	5.52 ± 0.16
	CFUL01-653	-1.19 ± 0.01	4.63 ± 0.04	5.51 ± 0.39
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.26 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.86 ± 0.04 \$			

TABLE F.10 – Configuration SC1/SSIPS, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-6.09 ± 0.22	1.00 ± 0.01	6.08 ± 0.22
Réflecteur interne	RS-10074	-5.11 ± 0.02	1.18 ± 0.01	6.01 ± 0.16
	RS-10071	-5.40 ± 0.02	1.11 ± 0.01	5.98 ± 0.17
	CFUL01-659	-4.81 ± 0.01	1.26 ± 0.01	6.07 ± 0.14
	CFUM21-668	-5.24 ± 0.08	1.20 ± 0.01	6.27 ± 0.14
	CFUM21-667	-5.62 ± 0.08	1.07 ± 0.01	6.01 ± 0.11
	RS-10072	-4.77 ± 0.02	1.25 ± 0.01	5.98 ± 0.15
Réflecteur externe	RS-10075	-3.05 ± 0.01	1.77 ± 0.01	5.41 ± 0.22
	CFUL01-673	-4.53 ± 0.17	1.18 ± 0.01	5.32 ± 0.22
	CFUL01-653	-1.22 ± 0.01	4.58 ± 0.03	5.59 ± 0.40
Valeur de référence par la méthode MSM	-6.29 ± 0.17 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.97 ± 0.04 \$			

TABLE F.11 – Configuration SC1/2SS, interruptions courtes.

Position	Détecteur	ρ_{IFC}^{brut} (\$)	Facteur de correction	ρ_{IFC}^{corr} (\$)
Cœur	CFUF34	-5.59 ± 0.06	0.99 ± 0.01	5.56 ± 0.07
Réflecteur interne	RS-10074	-4.48 ± 0.01	1.26 ± 0.01	5.66 ± 0.14
	RS-10071	-4.99 ± 0.01	1.10 ± 0.01	5.49 ± 0.15
	CFUL01-659	-4.94 ± 0.01	1.10 ± 0.01	5.41 ± 0.14
	CFUM21-668	-4.95 ± 0.03	1.16 ± 0.01	5.75 ± 0.10
	CFUM21-667	-5.18 ± 0.02	1.07 ± 0.01	5.54 ± 0.07
	RS-10072	-4.47 ± 0.01	1.25 ± 0.01	5.58 ± 0.13
Réflecteur externe	RS-10075	-3.05 ± 0.01	1.67 ± 0.01	5.09 ± 0.22
	CFUL01-673	-4.55 ± 0.06	1.16 ± 0.01	5.28 ± 0.11
	CFUL01-653	-1.22 ± 0.01	4.24 ± 0.03	5.15 ± 0.40
Valeur de référence par la méthode MSM	-5.82 ± 0.15 \$			
Valeur par simulation MCNP recalée	-5.55 ± 0.04 \$			

Bibliographie

- [1] IAEA : *Nuclear Power Reactors in the World*. Reference Data Series No. 2 2016 Edition. ISBN : 978-92-0-103716-9, 2016.
- [2] OBSERV'ER, EDF : *La production d'électricité d'origine renouvelable dans le monde - Collection chiffres et statistiques*. Quinzième inventaire - Édition 2013. 2013.
- [3] J. LIGOU : *Introduction au génie nucléaire*. PPUR presses polytechniques, ISBN : 978-28-8-074312-3, 2013.
- [4] S. MARGUET : *La physique des réacteurs nucléaires*. Lavoisier, ISBN : 978-27-4-306540-9, 2013.
- [5] B.S.P. SHEN ET M. MERKER : *Spallation Nuclear Reactions and their Applications*. Springer Science & Business Media, ISBN : 978-9-401-01511-0, 2012.
- [6] S. DAVID : Capacités des réacteurs hybrides au plomb pour la production d'énergie et l'incinération avec multirecyclage des combustibles - Évolution des paramètres physiques - Radiotoxicités induites. Manuscrit de thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1999.
- [7] M. SALVATOIRES ET AL. : The Potential of Accelerator-Driven Systems for Transmutation of Power Production Using Thorium or Uranium Fuel Cycles. *Nuclear Science and Engineering*, 126:333–340, 1997.
- [8] J. MAGILL ET AL. : Impact limits of partitioning and transmutation scenarios on the radiotoxicity of actinides in radioactive waste. *Nuclear Energy*, 42:263–277, 2003.
- [9] CEA : *Tome 2 : Séparation-Transmutation des éléments radioactifs à vie longue*. Rapport sur la gestion durable des matières nucléaires. 2012.
- [10] IRSN : *Thème 1 – La place de Cigéo dans le dispositif de gestion des déchets*. La séparation/transmutation des déchets à vie longue. 2012.
- [11] M. B. CHADWICK ET AL. : ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112:2887–2996, 2011.
- [12] G. R. KEEPIN : *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison Wesley Publishing Company, Reading, MA, USA, 1965.
- [13] Z. CHEN ET AL. : Nuclear waste transmutation performance assessment of an accelerator driven subcritical reactor for waste transmutation (ADS-NWT). *Annals of Nuclear Energy*, 75:723–727, 2015.
- [14] J.-B. CLAVEL : Étude de systèmes et scénarios électronucléaires double strate de transmutation des actinides mineurs en ADS. Manuscrit de thèse, École des Mines de Nantes, 2012.

- [15] J.-P. GROUILLIER ET AL. : Minor actinides transmutation scenario studies with PWRs, FRs and moderated targets. *Proceedings of the 2nd Seminar on European Research on Materials for Transmutation*, Journal of Nuclear Materials, 320:163–169, 2003.
- [16] M. COMETTO, P. WYDLER ET R. CHAWLA : Management of actinide waste inventories in nuclear phase-out scenarios. *Annals of Nuclear Energy*, 35:1447–1460, 2008.
- [17] R. S. KEMP : *Nuclear Proliferation with Particle Accelerators*. Science and Global Security, 13 :183–207. Taylor & Francis Inc., ISSN : 0892-9882, 2005.
- [18] P. LIVDAHL : The Livermore MTA project and its influence on modern linacs. *Proceedings of the 1981 Linear Accelerator Conference, Santa Fe, New Mexico, USA*, 1981.
- [19] B. LEWIS : The significance of the yield of neutrons from heavy nuclei excited to high energies. *Atomic Energy of Canada Limited (AECL) Research and Development Report*, 1952.
- [20] P. GRAND : The use of high energy accelerators in the nuclear fuel cycle. *Nature*, 278:693–696, 1979.
- [21] Ch. D. BOWMAN : Accelerator-driven systems for nuclear waste transmutation. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 48:505–506, 1998.
- [22] C. RUBBIA ET AL. : Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier. *European Organization for Nuclear Research (CERN)*, CERN/AT/95-44 (ET), 1995.
- [23] A. C. MUELLER : Nuclear waste incineration and accelerator aspects from the European PDS-XADS study. *Nuclear Physics A*, 751:453–468, 2005.
- [24] <http://cordis.europa.eu/fp5/>.
- [25] L. MANSANI : EFIT : The European Facility for Industrial Transmutation of Minor Actinides. *Eighth International Topical Meeting on Nuclear Applications and Utilization of Accelerators (AccApp'07)*, 2007.
- [26] P. BAETEN ET AL. : From MYRRHA/XT-ADS to MYRRHA/FASTEF : the FP7 Central Design Team project. *International conference on fast reactors and related fuel cycles (FR09) : Challenges and opportunities*, 2009.
- [27] D. DE BRUYN, H. AÏT ABDERRAHIM, P. BAETEN ET P. LEYSEN : The MYRRHA ADS Project in Belgium enters the front end engineering phase. *Physics Procedia*, 66:75–84, 2015.
- [28] <http://myrrha.sckcen.be/>.
- [29] http://cordis.europa.eu/home_fr.html.
- [30] A. C. MUELLER : The PDS-XADS Reference Accelerator. *International Workshop on Partition, Transmutation and ADS Development*, <in2p3-00020151>, 2003.
- [31] J.L. BIARROTTE ET AL. : Euratom MAX Project : The MYRRHA Accelerator eXperiment R&D Program. *Thorium Energy for the World*, pages 259–264, 2016.
- [32] I. PIORO : *Handbook of Generation IV Nuclear Reactors*. Woodhead Publishing, ISBN : 978-0-081-00162-2, 2016.
- [33] G. S. BAUER ET AL. : MEGAPIE, a 1 MW pilot experiment for a liquid metal spallation target. *Journal of Nuclear Materials*, 296:17–33, 2001.

- [34] A. BILLEBAUD : *Réacteurs hybrides : Avancées récentes pour un démonstrateur*. École Joliot-Curie de Physique Nucléaire - Le cycle électronucléaire : De la fission aux nouvelles filières. 2006.
- [35] J.-M. DE CONTO ET AL. : GENEPI : A high intensity deuteron accelerator for pulsed neutron production. pages 685–687, 1998.
- [36] P. BAETEN, R. BRISSOT, Y. RUGAMA, A. BILLEBAUD, C. LE BRUN, E. LIATARD, J. VOLLAIRE, C. DESTOUCHES : *Progress in Nuclear Energy*, 48:550, 2006.
- [37] G. PERRET : Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, 2003.
- [38] M. PLASCHY : Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [39] A. SOULE ET AL. : Neutronic studies in support of accelerator-driven systems : The MUSE experiments in the MASURCA facility. *Nuclear Science and Engineering*, 148: 124–152, 2004.
- [40] J.-F. LEBRAT, R. SOULE, W. ASSAL, P. CHAUSSONNET, C. DESTOUCHES, C. DOMERGUE, C. JAMMES, J.-M. LAURENS, F. MELLIER, G. PERRET, G. RIMPAULT, H. SERVIÈRE, G. IMEL, G.M. THOMAS, D. VILLAMARIN, E. GONZALEZ-ROMERO, M. PLASCHY, R. CHAWLA, J.L. KLOOSTERMAN, Y. RUGAMA, A. BILLEBAUD, R. BRISSOT, D. HEUER, M. KERVENO, C. LE BRUN, E. LIATARD, J.-M. LOISEAUX, O. MÉPLAN, E. MERLE-LUCOTTE, F. PERDU, J. VOLLAIRE, P. BAETEN : *Nuclear Science and Engineering*, 158:49, 2008.
- [41] D. VILLAMARIN-FERNANDEZ : Análisis dinámico des reactor experimental de fisión nuclear MUSE-4. Manuscrit de thèse, Université Complutense de Madrid, 2004.
- [42] F. PERDU ET AL. : Prompt reactivity determination in a subcritical assembly through the response to a Dirac pulse. *Progress in Nuclear Energy*, 42:107–120, 2003.
- [43] F. PERDU : Contributions aux études de sûreté pour des filières innovantes de réacteurs nucléaires. Manuscrit de thèse, Université Joseph Fourier-Grenoble I, 2003.
- [44] J. VOLLAIRE : L'expérience MUSE-4 : mesure des paramètres cinétiques d'un système sous-critique. Manuscrit de thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [45] F. MELLIER ET AL. : The MUSE experiments for sub-critical neutronics validation. 5th Euratom Framework Programme (contract no. FIKW-CT-2000-00063) deliverable 8 (final report), 2005.
- [46] R. ROSA : Overview of the TRADE project. *Third annual workshop on Accelerator-Driven Subcritical System (ADSS) experiments*, 2005.
- [47] P. BAETEN ET AL. : The GUINEVERE project at the VENUS facility. *In International Conference on the Physics of Reactors - PHYSOR 2008*, pages 14–19, Interlaken, Switzerland, 2008.
- [48] 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)*, Vienna, Austria, 2009. Iaea. Proc. CD Series IAEA-13-CN-173 ISBN 9789201504104.
- [49] Y. GOHAR ET AL. : YALINA Facility : A Sub-Critical Accelerator-Driven System (ADS) for Nuclear-Energy Research Facility - Description and an Overview of the Research Program (1997-2008). *Argonne National Laboratory (United States). Funding organisation : USDOE Office of Nuclear Energy, Science and Technology (United States)*, 2010.

- [50] V. BÉCARES ET AL. : Evaluation of the criticality constant from Pulsed Neutron Source measurements in the Yalina-Booster subcritical assembly. *Annals of Nuclear Energy*, 53:40–49, 2013.
- [51] V. BÉCARES ET AL. : Validation of ADS reactivity monitoring techniques in the Yalina-Booster subcritical assembly. *Annals of Nuclear Energy*, 53:331–341, 2013.
- [52] V. BÉCARES : Evaluation of Reactivity Monitoring Techniques at the YALINA-Booster Sub-critical Facility. Manuscrit de thèse, Université de Madrid, 2014.
- [53] A. HÉBERT : *Applied Reactor Physics*. Presses internationales Polytechnique, ISBN : 978-2-553-01436-9, 2009.
- [54] R. BARJON : *Physique des Réacteurs Nucléaires*. Institut des Sciences Nucléaires, ISBN : 2-7061-0508-91993, 1993.
- [55] K. O. Ott et R. J. NEUHOLD : *Introductory - Nuclear Reactor Dynamics*. American Nuclear Society, ISBN : 0-89448-029-4, 1985.
- [56] CEA - DIRECTION DE L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE : *La neutronique*. CEA Saclay et Groupe Moniteur (Éditions du Moniteur), ISBN : 978-2-281-11371-6, 2013.
- [57] G. R. KEEPIN, T. F. WIMETT, R.K. ZEIGLER : Delayed neutrons from fissionable isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium. *J. Nuclear Energy*, 6:1–21, 1957.
- [58] G. D. SPRIGGS, J. M. CAMPBELL, V. M. PIKSAIKIN : An 8-group delayed neutron model based on a consistent set of half-lives. *Progress in Nuclear Energy*, 41:223–251, 2002.
- [59] A. F. BIELAJEW : Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport. University of Michigan, 2001.
- [60] X-5 MONTE CARLO TEAM, LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY : *MCNP - Version 5, Vol. I : Overview and Theory, LA-UR-03-1987*, 2003.
- [61] P. REUSS : *Précis de Neutronique*. EDP Sciences, ISBN : 2-86883-637-2, 2003.
- [62] G. I. BELL ET S. GLASSTONE : *Nuclear Reactor Theory*. Van Nostrand Reinhold Co., ISBN : 978-0442206840, 1970.
- [63] J. LEWINS : Time dependent importance of neutrons and precursors. *Nuclear Science and Engineering*, 7:268, 1960.
- [64] J. R. LAMARSH : *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. American Nuclear Society, ISBN : 978-0894480409, 2002.
- [65] R.E. UHRIG : *Random noise techniques in nuclear reactor systems*. Ronald Press, New York, ISBN : 978-0826088109, 1956.
- [66] P. BLAISE ET AL. : Application of the Modified Source Multiplication (MSM) technique to subcritical reactivity worth measurements in thermal and fast reactor systems. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58:1166–1176, 2011.
- [67] N. G. SJÖSTRAND : Measurement on a subcritical reactor using a pulsed source. *Arkiv för Fysik Band 11 nr 13*, page 233, 1956.
- [68] G.D. SPRIGGS, R.D. BUSCH ET J.G. WILLIAMS : Two-region kinetic model for reflected reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 24:205, 1997.
- [69] S. CHABOD ET AL. : Reactivity Measurements at GUINEVERE Facility Using the Integral kp Method. In *PHYSOR2014 - The Role of Reactor Physics towards a Sustainable Future*, numéro 1104440, 2014.

- [70] S. CHABOD : Communication privée. 2016.
- [71] 5th EURATOM FP-Contract #FIKW-CT-2000-00063. Deliverable #8 : Final Report, 2005.
- [72] A. BILLEBAUD ET AL. : The GUINEVERE Project for Accelerator Driven System Physics. In *International Conference GLOBAL 2009 "The Nuclear Fuel Cycle : Sustainable Options & Industrial Perspectives"*, pages 1809–1815, 2009.
- [73] FREYA : Euratom FP7 contract FP7-29665.
- [74] GUINEVERE : EUROTRANS Integrated Project contract FI6W-CT-2005-516520.
- [75] BAYLAC, M. ET AL. : The GENEPI-3C Accelerator for the GUINEVERE Project. In *International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators*, 2009.
- [76] BERNHARD WOLF : *Handbook of Ion Sources*. CRC Press, ISBN : 978-0-849-32502-1, 1995.
- [77] C. DESTOUCHES ET AL. : The GENEPI accelerator operation feedback at the MASURCA reactor facility. 562:601–609, 2005.
- [78] BILLEBAUD, A. ET AL. : Expériences de physique et technologie des réacteurs, *Conseil Scientifique de l'IN2P3*. 2013.
- [79] G. BAN ET AL. : A telescope for monitoring fast neutron sources. *Nuclear Instrumentation and Methods*, 577:696–701, 2007.
- [80] W. UYTENHOVE ET AL. : Description of the VENUS-F Reactor for Neutronic Calculations, SCK•CEN Restricted Report R-4914. 2009.
- [81] X. DOLIGEZ ET AL. : Effective delayed neutron fraction measurement in the critical VENUS-F reactor using noise techniques. In *ANIMMA 2015 Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications*, Lisbonne, Portugal, 2015.
- [82] J.L. LECOUEY ET AL. : Estimate of the reactivity of the VENUS-F subcritical configuration using a Monte Carlo MSM method. *Annals of Nuclear Energy*, 83:65–75, 2015.
- [83] A. KOCHETKOV ET AL. : Equipment for the realisation of the GUINEVERE experimental programme, SCK•CEN Restricted Report R-4912. 2010.
- [84] A. LAFUENTE ET AL. : MCNP detector's model description for the calculations in support of the experimental campaign. Document technique, 2009.
- [85] <https://www.photonis.com/nuclear/products/fission-chambers-for-out-of-core-use/>.
- [86] CANBERRA : Manuel d'utilisation - Tiroir Amplificateur Discriminateur d'impulsions 7820-ADS, Document technique.
- [87] BOUVIER, J. ET AL. : GANDDALF : système d'acquisition de données pour le programme expérimental GUINEVERE. Document technique, 2011.
- [88] L. ANSEMI : Aspects in the use of the inverse neutron kinetics technique. *Nucl. Instr. Meth.*, 98:485–491, 1972.
- [89] J.L. LECOUEY ET T. CHEVRET : *Evolution of the neutron population in a subcritical reactor driven by a time-dependent external neutron source within the framework of the Point Kinetics Model*, Document interne, 2013.
- [90] M. CARTA : Communication privée. 2011.

- [91] G. RIMPAULT : The ERANOS code and data system for fast neutronic analysis. *In Proc. Int. Conf. PHYSOR*, pages 7–10, 2002.
- [92] J.L. LECOUEY : Communication privée. 2016.
- [93] M. SAROTTO ET AL. : The MYRRHA-FASTEF cores design for critical and sub-critical operational modes (EU FP7 Central Design Team Project). *Nuclear Engineering and Design*, 265:184–200, 2013.
- [94] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY : *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Code, Version 5*, LA-ORNL, RSICC LA-UR-03-1987, 2003.
- [95] D. J. WHALEN ET AL. : *MCNP : Neutron Benchmark Problems*, LA-12212, 1991.
- [96] N. MESSAOUDI ET AL. : *MUSE-4 Benchmark Calculations Using MCNP-4C and Different Nuclear Data Libraries*, OECD-NEA, 2003.
- [97] W. UYTENHOVE ET AL. : *MCNP VENUS-F Core Model, Version 3.1, October 26, 2010, Based on W. Uyttenhove, P. Baeten, and A. Kochetkov, GUINEVERE : Experimental Programme – Description of the VENUS-F Reactor for Neutronics Calculations*, Technical Report R-4914, SCK•CEN. October 26, 2010.
- [98] J.L. LECOUEY, N. MARIE ET T. CHEVRET : *A simplified semi-homogeneous MCNP model of the VENUS-F reactor*, Document interne, 2015.
- [99] N. MARIE ET AL. : Reactivity Monitoring Using the Area Method for the Subcritical VENUS-F Core within the Framework of the FREYA Project. *In International Workshop on Technology and Components of Accelerator Driven Systems (TCADS) OECD Nuclear Energy Agency*, 7 :88-97, 2013.
- [100] J.L. LECOUEY, A. KOCHETKOV, A. KRÁSA, P. BAETEN, V. BÉCARES, A. BILLEBAUD, S. CHABOD, T. CHEVRET, X. DOLIGEZ, F.R. LECOLLEY, G. LEHAUT, N. MARIE, F. MELLIER, W. UYTENHOVE, D. VILLAMARIN, G. VITTIGLIO et J. WAGEMANS : Monte Carlo MSM Correction Factors for Control Rod Worth Estimates in Subcritical and Near-Critical Fast Neutron Reactors. *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, 1, 2015.
- [101] X-5 MONTE CARLO TEAM, LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY : *MCNP - Version 5, Vol. II : User's Guide, LA-CP-03-0245*, 2003.
- [102] W. HAECK, B. VERBOOMEN : A Validated MCNP(X) Cross Section Library based on JEFF 3.1 . *In SCK•CEN-BLG-1034 Rev. 0*, 2006.
- [103] K. MEULEKAMP ET AL. : Calculating the effective delayed neutron fraction with Monte Carlo. *Nuclear Science and Engineering*, 152:142–148, 2006.
- [104] S. C. FRANKLE : *A Suite of Criticality Benchmarks for Validating Nuclear Data*. LA-13594, Los Alamos National Laboratory, USA, 1999.
- [105] M. HERMAN ET A. TRKOV : *ENDF-6 Formats Manual - Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data Files ENDF/B-VI and ENDF/B-VII*, CSEWG Document ENDF-102 Report BNL-90365-2009 Rev.1, 2009.
- [106] V. BÉCARES ET AL. : Monte Carlo assessment of the reflector & source effects in the reactivity monitoring techniques applied to the GUINEVRE/FREYA experiment. *In FREYA (Contract number 29665) - Deliverable 1.3*, 2014.
- [107] J.E. HOOGENBOOM : Numerical calculation of the delayed-alpha eigenvalue using a standard criticality code. *PHYSOR 2002*, 2012.

- [108] D.E. CULLEN, C.J. CLOUSE, R. PROCASSINI, ET R.C. LITTLE : Static and dynamic criticality : are they different? *Report UCRL-TR- 201506, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore*, 2003.
- [109] B. BETZLER : Calculating alpha eigenvalues and eigenfunctions with a Markov Transition Rate Matrix Monte Carlo Method. Manuscrit de thèse, University of Michigan, 2014.
- [110] Y. CAO : Space-Time Kinetics and Time-Eigenfunctions. Manuscrit de thèse, University of Michigan, 2008.
- [111] R. S. MODAK ET A. GUPTA : A Simple Scheme for the Direct Evaluation of the Time-Eigenvalues of Neutron Transport Equation. *Annals of Nuclear Energy*, 30:211–222, 2003.
- [112] E. B. DAHL, V. PROTOPODESCU, ET N. G. SJÖSTRAND : On the Relation Between Decay Constants and Critical Parameters in Monoenergetic Neutron Transport. *Nuclear Science and Engineering*, 83:374–379, 1983.
- [113] T. YAMAMOTO : Higher Order Mode Eigenvalue Calculation by Monte Carlo Power Iteration. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 2:826–835, 2011.
- [114] B. BETZLER ET AL. : Calculating infinite medium alpha-eigenvalue spectra with a Transition Rate Matrix Method. *International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science & Engineering*, 2013.
- [115] Y. NAUCHI ET T. KAMEYAMA : Proposal of direct calculation of kinetic parameters β_{eff} and Λ based on continuous energy Monte Carlo method. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 42:503–514, 2005.
- [116] V. HERNANDEZ, J. E. ROMAN, A. TOMAS et V. VIDAL : Arnoldi methods in slepc. Rapport technique STR-4, Universitat Politècnica de València, 2009. Disponible sur <http://slepc.upv.es>.
- [117] V. HERNANDEZ, J. E. ROMAN ET V. VIDAL : SLEPc : A scalable and flexible toolkit for the solution of eigenvalue problems. *ACM Trans. Math. Software*, 31(3):351–362, 2005.
- [118] J. LEPPÄNEN : Serpent-a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burn-up Calculation Code. *VTT Technical Research Centre of Finland*, 2015.
- [119] J. LEPPÄNEN ET AL. : The Serpent Monte Carlo code : Status, development and applications in 2013. *Annals of Nuclear Energy*, 82:142–150, 2015.
- [120] J. LEPPÄNEN ET AL. : Calculation of effective point kinetics parameters in the Serpent 2 Monte Carlo code. *Annals of Nuclear Energy*, 65:272–279, 2014.

Résumé

Les déchets radioactifs produits par les centrales nucléaires électrogènes sont une source de préoccupation sociétale majeure. Afin de réduire leur impact sur l'environnement en matière de radiotoxicité, il est envisagé d'incinérer les actinides mineurs en leur faisant subir des réactions nucléaires induites par des neutrons. Ce processus présente cependant des contraintes particulières du point de vue neutronique qui justifient l'intérêt porté aux réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur (Accelerator-Driven Systems ou ADS). Ce type de système hybride, qui couple un réacteur sous-critique à une source externe de neutrons, fait l'objet de nombreuses activités de recherche et développement. Parmi les points étudiés, on compte la mesure en ligne de la réactivité du réacteur, paramètre essentiel à la sûreté de l'installation et qui nécessite la mise en place de méthodes adaptées. Ce travail porte sur la mesure de la réactivité à partir de l'évolution de la population neutronique, mesurée par des chambres à fission placées dans le réacteur, durant de brèves interruptions du faisceau délivré par l'accélérateur qui fournit la source externe de neutrons. Les données issues d'expériences menées auprès de l'installation GUINEVERE au centre SCK•CEN (Mol, Belgique), dans le cadre du projet FREYA du 7ème PCRD Euratom, sont ainsi analysées, puis interprétées et corrigées avec succès à l'aide de codes de transport neutronique. Les résultats obtenus sont discutés et permettent d'apporter des recommandations quant à l'utilisation d'expériences de ce type pour la mesure de la réactivité. Enfin, une interprétation des expériences basée sur une décomposition modale du flux neutronique est proposée.

Mots clés : Neutronique, Simulations Monte-Carlo, Réacteur sous-critique piloté par accélérateur, Transmutation des actinides mineurs, Mesure de la réactivité, Expériences d'interruption de faisceau, Approche modale.

Abstract

Radioactive waste originating from nuclear power plants are a major societal issue. In order to reduce their radiotoxic impact on the environment, it is envisaged to incinerate minor actinides using neutron-induced nuclear reactions. The potential of Accelerator-Driven Systems (or ADS) to burn minor actinides is being investigated. Many studies, both experimental and theoretical, are being carried out to evaluate the feasibility of these hybrid systems which couple a subcritical reactor to an external neutron source. One of the points investigated concerns the reactivity of the reactor, an essential parameter for the safety of the facility, and its online monitoring that requires the evaluation of appropriate methods. This thesis deals with the analysis of the neutron population evolution over time, measured by several fission chambers located in the reactor, during short interruptions of the beam delivered by the accelerator that provides the external neutron source. Data from experiments carried out at the GUINEVERE facility located at the SCK•CEN center (Mol, Belgium) in the framework of the FREYA project (FP7 Euratom), are analyzed, then interpreted and successfully corrected using neutron transport codes. The results are discussed and used to provide recommendations regarding the use of such experiments to measure the reactivity. Finally, an interpretation of the experiments based on a modal decomposition of the neutron flux is proposed.

Keywords : Neutronics, Monte-Carlo simulations, Accelerator-Driven Systems, Minor actinides transmutation, Reactivity monitoring, Beam interruption experiments, Modal decomposition.