HAL
open science

Conception neutronique de configurations expérimentales à forte adaptation spectrale en réacteur de puissance nulle pour des applications multi-filières Gen-II,III & IV

Paul Ros

To cite this version:

Paul Ros. Conception neutronique de configurations expérimentales à forte adaptation spectrale en réacteur de puissance nulle pour des applications multi-filières Gen-II,III & IV. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAI045 . tel-01689821

HAL Id: tel-01689821

https://theses.hal.science/tel-01689821v1

Submitted on 22 Jan 2018

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.

Communauté UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Energétique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Paul ROS

Thèse dirigée par **Patrick BLAISE** et
encadrée par **Pierre LECONTE**

préparée au sein du **Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA/DEN-Cad/DER/SPEx/LPE)**
dans **l'École Doctorale IMEP-2**

Conception neutronique de configurations expérimentales à forte adaptation spectrale en réacteur de puissance nulle pour des applications multi-filières Générations II, III & IV

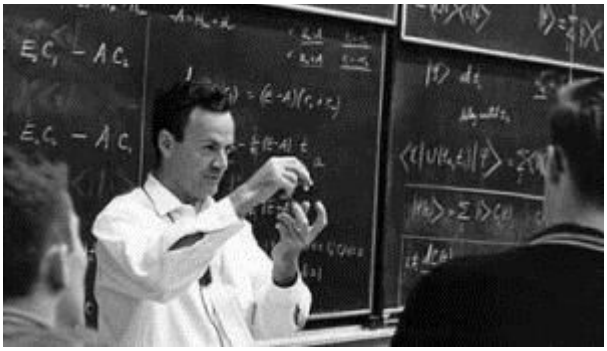
Thèse soutenue publiquement le **25 septembre 2017**,
devant le jury composé de :

Mr. Pablo RUBIOLO
Professeur, Grenoble-INP, Président du jury
Mr. Andreas PAUTZ
Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Rapporteur
Mr. Pierre-Etienne LABEAU
Professeur, Ecole Polytechnique de Bruxelles, Rapporteur
Mr. Massimo SALVATORES
Directeur de recherche, Idaho National Laboratory, Examinateur
Mr. Loick MARTIN-DEIDIER
Conseiller scientifique du Directeur, CEA, Examinateur
Mr. Patrick BLAISE
Directeur de Recherche, CEA, Directeur de Thèse
Mr. Pierre LECONTE
Docteur, CEA, Encadrant de Thèse

Préambule

Je ne pense pas que je pourrais vivre sans enseigner.
Pour une raison bien simple, c'est que quand je ne trouve rien,
il me faut quelque chose à quoi me raccrocher ;
il faut que je puisse me dire :
« Au moins, j'existe, je fais quelque chose, je ne suis pas inutile. »
C'est purement psychologique.
[…]
Voilà pourquoi je trouve que l'enseignement aide à ce que la vie continue.
Pour rien au monde, je n'accepterais une situation dans laquelle on m'aurait aimablement dégagé
de toute obligation d'enseignement.
Non, jamais.

Richard Feynman



Remerciements

Si l'image du chercheur en blouse blanche, reculé dans la tour d'ivoire que représente son laboratoire, persiste encore, elle est mise à mal par la nature essentiellement collaborative de la recherche actuelle. En dépit de journées passées seul face à mon ordinateur, cette aventure de trois ans qu'a représentée la thèse aurait été impossible sans l'appui, le soutien et l'aide de nombreuses personnes. Je leur consacre ainsi ces quelques lignes, probablement les plus lues d'un mémoire[1] !

La soutenance de ces travaux n'aurait été possible sans le regard exigeant mais aussi bienveillant des membres du jury. Je remercie donc messieurs Andreas Pautz et Pierre-Etienne Labeau d'avoir accepté la lourde tâche de rapporteurs, consacrant alors quelques-unes de leurs nuits d'été à cette thèse. Je remercie également messieurs Massimo Salvatores et Loïck Martin-Deidier pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, des discussions qui l'ont sans aucun doute nourri et enrichi, jusqu'à accepter de participer au jury. Enfin, je remercie monsieur Pablo Rubiolo qui, de professeur d'initiation à la physique des réacteurs à président du jury, m'a accompagné pour « boucler la boucle ». J'en profite également pour remercier Elsa Merle, professeure et responsable de la filière GEN de Phelma lors de mes années d'études, pour son soutien et ses conseils, puis pour nos discussions qui ont suivi.

En amont de la soutenance, j'ai passé trois années et demi au CEA de Cadarache, dans les services de physique des réacteurs et du cycle (SPRC) et de physique expérimentale (SPEx) dont je remercie les chefs de services et de laboratoires pour leur accueil. Sans pouvoir être exhaustif je remercie, parmi toutes les personnes rencontrées et qui ont pu m'aider :

Côté cour (et cours au quotidien) : Pierre, encadrant depuis le stage de fin d'études, qui m'a transmis sa connaissance de l'interprétation des programmes expérimentaux, sa science des données nucléaires et sa rigueur de travail. Je remercie également Patrick, directeur de thèse, de recherche et de laboratoire, qui me suivait depuis la plaine de la route des piles avant de m'y accueillir à mi-thèse. Cet accompagnement fut quotidien avec bonne humeur, compétence et expérience, tout en me soutenant et m'encourageant lorsque j'avançais des idées et hypothèses farfelues. Mille mercis.

Bien entendu, je remercie aussi mes collègues « permanents » : les expérimentateurs de la vallée Benoît, Adrien, Fred, Grégoire pour nos discussions enflammées (société, arts, sciences… tout y passe !) et nos rires partagés ; mais également les scientifiques de la colline, trop nombreux pour les citer tous. Je n'oublie surtout pas les secrétaires Alexandra, Claire, Christelle et Leslie pour leur aide très précieuse.

Côté jardin (et rez-de-jardin !), je remercie mes compagnons de labeur, stagiaires et thésards (a.k.a. « Oompas Loompas of science »). Mes premières pensées vont à ceux qui ont eu la patience de partager un bureau avec moi : Jean-Marc, docteur depuis longtemps et « tonton » avant tout, mais qui m'a aidé à entrer en thèse (même si « je ne serais pas étonné qu'on ferme ») ;

[1] Celui-ci est sous-titré *L'imprécis de neutronique*

Maxence, l'homme qui murmure à l'oreille des chevaux (des juments pardon) ; et puis Marat, qui supporta ma période de rédaction. A quelques bureaux, mais en souffrance partagée, se sont tenus pêle-mêle les « anciens » Pierre & Léonie maintenant unis, Guillaume, Edwin, Nans (ça y est je monte à Paris !), Nicholas, David ; mais aussi mes « contemporains » Valentin, Juan-Pablo, Luca ; et enfin nos « successeurs » Paul, Virginie, Axel, Bastien et Daniella, futurs confrères et consoeurs. Je remercie aussi les nombreux stagiaires du SPRC, notamment Hugo Doger de Spéville pour nos échanges au cours de son stage de 2A que j'ai eu la chance d'encadrer.

Je remercie également mes amis d'école, présents jusqu'à la soutenance, pour leur soutien, leur amitié et juste pour ce (et ceux) qu'ils sont (pour le meilleur et …).

Vient maintenant le plus important… Je remercie profondément ma famille qui, depuis que je suis tout petit, répond à mes multiples questions, me donne de l'attention, du temps et de l'amour. Je remercie plus particulièrement mes grands–parents et bien évidemment mes parents qui m'ont toujours soutenu, accompagné et donné les moyens de grandir et d'étudier. Bref, ils m'ont permis de trouver ma voie (et même mes voies !) et d'être heureux. Bien sûr, je pense aussi à Louise, ma petite sœur, à qui je ne peux pas toujours consacrer le temps nécessaire mais à qui je pense tous les jours.

Enfin, je remercie Mélanie… pour ce qu'elle est, sa présence à mes côtés, dans les bonheurs comme dans les doutes. C'est une chance de partager nos vies.

Sommaire

INTRODUCTION 1

PARTIE I Neutronique « adaptée » 5

CHAPITRE 1 : Eléments de physique 7

I – Dans l'infiniment petit 7

II – Physique nucléaire : caractéristiques et interactions entre noyaux 8

III – Décrire la vie des neutrons : l'équation de Boltzmann 12

IV – Vers une vision « macroscopique » de la neutronique 15

CHAPITRE 2 : Neutronique expérimentale 19

I – Présentation des réacteurs nucléaires expérimentaux 19

II – Expériences intégrales et différentielles 21

III – Instrumentation et mesures associées 23

IV – Variabilité spectrale dans les réacteurs de puissance nulle 26

CHAPITRE 3 : Théories des perturbations 29

I – S'éloigner de l'état critique : la théorie des perturbations standard 29

II – Sensibilité d'un paramètre à une donnée d'entrée : théorie des perturbations généralisée 32

III – L'incertitude des données nucléaires : propagation et représentativité 36

CHAPITRE 4 : Coupler différentes zones – théorie d'Avery et développements ultérieurs . 39

I – Théorie d'Avery : échanges de neutrons 39

II – Vers les matrices de fission 43

PARTIE II Spécificités physiques et optimisations de conception neutronique des cœurs couplés thermique-rapides 47

CHAPITRE 5 : Historique des programmes expérimentaux : identification des forces et faiblesses 49

I – RB Fast-Thermal core (ex-Yougoslavie) 49

II – Programmes dans MINERVE (France) 52

III - Programmes SEG dans Rossendorf Ringzonen-Reaktor (Allemagne) 55

IV - Conséquences sur l'orientation des travaux de thèse 58

CHAPITRE 6 : Optimisation des configurations couplées thermique-rapides 59
I – Modélisation numérique et indicateurs de performance 59
II – Les conditions neutroniques cibles 61
III – Convertir un spectre thermique en spectre rapide 65
IV – Modeler la "dureté" de spectre : impact de la zone de transition (ZT) 73
V – Présentation d'une configuration optimisée 77
VI – Validation de la configuration optimisée par calcul Monte-Carlo 81
CHAPITRE 7 : Evaluer la dépendance aux zones périphériques 85
I – Une première idée : modifications de la zone nourricière 85
II – Représentativité des indices de spectre 87
III - Décomposition des effets en réactivité par perturbation exacte 89
IV – Perspective : utilisation de l'approche TFM pour une étude qualitative du couplage ...96
CHAPITRE 8 : Etudes support à la définition d'un programme expérimental.....103
I – Comportement en cas d'inondation de la zone en air 103
II – Pré-dimensionnement d'échantillons 113
III – Séparation des effets en réactivité par la méthode d'emphase spectrale.....115

PARTIE III Conception de configurations « épi-thermiques » et application à la fabrication de poudres MOx 123
CHAPITRE 9 : Présentation d'une configuration ciblant le domaine énergétique 10 eV – 10 keV 125
I – Présentation des outils : schéma de calcul et indicateurs de performance.....125
II – Optimisation progressive et choix des matériaux 127
III – Présentation d'une configuration efficace 133
IV – Comparaison code à code : éléments de validation 139
CHAPITRE 10 : Application à la sûreté/criticité.....147
I – Présentation du *benchmark* de référence 147
II – L'utilisation des mesures par oscillation comme source d'information.....152
III – Vers une assimilation des données nucléaires.....157

CHAPITRE 11 : Sensibilité des petits effets en réactivité.....165
I – Mise en évidence d'incohérences sur la méthode EGPT vis-à-vis des petits effets en réactivité.....165
II – Réflexions sur la formulation théorique des sensibilités.....169

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 177

Bibliographie 183

ANNEXES 189

Annexe A : Equation de Boltzmann : Description et résolution numérique 191

A.1. L'équation de Boltzmann : présentation et application à la neutronique 191

A.2. Résolution numérique 195

Annexe B : Réacteurs nucléaires expérimentaux de « puissance » 199

B.1. Réacteurs d'essais et prototypes 199

B.2. Réacteurs d'essais de sûreté 199

B.3. Réacteurs d'irradiation technologique 200

Annexe C : Publications 201

Sommaire

INTRODUCTION

L'ensemble des sociétés actuelles est essentiellement fondé sur une utilisation intensive de l'énergie. Sans énergie, pas de transport, pas d'électricité, pas de chauffage ni de refroidissement, pas d'activité industrielle. Ainsi, la production d'énergie apparaît comme un enjeu majeur, si ce n'est l'enjeu principal du XXIième siècle. En outre, il semble fondamental de penser cette question en deux temps : à court et moyen termes d'une part afin de satisfaire la demande croissante en énergie due à la croissance démographique mondiale et à l'évolution vers des sociétés de plus en plus énergivores ; à long terme d'autre part, afin de permettre aux générations futures de se développer et d'exploiter à leur tour des ressources de la Terre.

Dès lors, la question de la nature des sources d'énergie et de leur mode d'exploitation demeure centrale afin de garantir la réalisation de ces deux objectifs. Naturellement, il convient de définir ce qu'est l'énergie. **L'énergie c'est la transformation de la matière**. L'ébullition de l'eau, une réaction chimique ou encore la mise en mouvement d'un corps, c'est de l'énergie. Produire de l'énergie signifie donc transformer de la matière, souvent de manière irréversible, c'est donc transformer notre monde. Or, ce monde est fini et possède de fait des ressources finies. L'enjeu réside alors dans les transformations à réaliser : quelle matière peut-on transformer et avec quel gain ? A titre d'exemple, les réserves fossiles actuelles, héritées de millions d'années de travail biologique et géologique, permettraient de fournir les besoins pendant deux ou trois siècles tout au plus.

Sans même parler de l'acheminement de l'énergie, c'est-à-dire des flux, étudions les stocks, c'est-à-dire les réserves disponibles. Il s'agit alors bien évidemment d'étudier la matière disponible mais aussi les processus de transformation permettant de récupérer de l'énergie ainsi que leur rentabilité énergétique : pour une quantité donnée de matière transformable, quelle quantité d'énergie peut-on récupérer ? De l'intensité relative des interactions fondamentales régissant les lois de la Nature (gravitationnelle, électromagnétique, faible et forte), découle le « potentiel énergétique » de chaque transformation de matière. Ainsi, pour produire 1 kilo Watt-heure (kWh), plusieurs tonnes de matières doivent être mises en jeu lorsqu'elles sont mécaniquement transformées (pesanteur, cinétique) contre quelques kilogrammes lorsqu'elles sont chimiquement transformées (combustion, électrochimie), ou encore quelques mg lorsque les réactions sont d'origine nucléaire.

Par unité de matière, les réactions de fusion sont les plus performantes et représentent ainsi aujourd'hui un objectif scientifique de long terme, dans lequel s'inscrit par exemple le projet ITER *(International Thermonuclear Experimental Reactor)*. Les réactions de fission nucléaire sont quant à elles maîtrisées depuis maintenant plus de 70 ans. La France a été, avec les Etats-Unis et le Royaume-Uni, pionnière dans l'utilisation industrielle de cette source d'énergie très condensée au sortir de la Seconde Guerre Mondiale. L'utilisation de l'énergie issue des transformations nucléaires a par exemple permis le développement de nouvelles générations de sous-marins, dits à propulsion nucléaire, augmentant considérablement les possibilités de ces bâtiments militaires.

Plusieurs générations de réacteurs nucléaires électrogènes se sont alors succédé, témoins des avancées scientifiques, du retour d'expérience d'exploitation et des évolutions sociétales. A titre

d'exemple, le développement des techniques d'enrichissement de l'uranium a permis la conception des réacteurs industriels à eau légère et pressurisée. De même, les accidents de Three Mile Island, Tchernobyl ou encore Fukushima ont élevé les exigences de sûreté et de transparence.

Aujourd'hui, compris au sens nucléaire c'est-à-dire depuis une décennie et pour la prochaine décennie également, nous sommes à un tournant stratégique, notamment dû à la durée de vie des réacteurs. Dans les pays pionniers en termes de réacteurs électrogènes, les réacteurs de la génération I sont à l'arrêt et en cours de démantèlement; et les premiers réacteurs à eau sont progressivement mis à l'arrêt. Leur renouvellement concentre donc un intérêt de première importance. En France, les 58 réacteurs actuellement en fonctionnement (en 2017) fournissent près de 80% de l'électricité. On compte également de nombreux pays « nouveaux arrivants », dans lesquels des réacteurs vont être installés à l'échelle industrielle (ou leur nombre croître grandement), le choix de la technologie est donc au cœur des préoccupations. De ce fait, la recherche sur les réacteurs tend à répondre à ces besoins en permettant :

- une exploitation plus sûre ; c'est notamment l'objectif de l'EPR *(Evolutionary Power Reactor)*, plutôt conservateur vis-à-vis de la physique des réacteurs en reprenant la technologie bien maîtrisée des REP mais révolutionnaire du point de vue de la sûreté ;
- le développement de réacteurs optimaux au sens de la physique des réacteurs, et notamment plus indépendants vis-à-vis des stocks d'Uranium afin d'inscrire l'énergie nucléaire dans une dynamique de développement durable.

C'est pour satisfaire ce dernier point que fut créé le Forum Génération IV au début des années 2000 (www.gen-4.org). Cette coopération internationale de Recherche & Développement (R&D) vise au développement d'une nouvelle génération de réacteurs nucléaires, industriellement déployables et économiquement compétitifs, à l'horizon 2030-2040. En France, la loi du 28 juin 2006 sur la gestion des déchets nucléaires apporte des directives ainsi qu'un support juridique, ce qui assoit le lancement d'un prototype de réacteur de quatrième génération. Cette loi est appuyée par le Grand Emprunt de 2009 (où plus de 600M€ sont dédiés uniquement à la R&D) puis inscrite au rang d'Investissement d'Avenir en 2010. Privilégiant l'expérience acquise à travers l'exploitation de RAPSODIE, PHENIX et SUPERPHENIX et donc le degré de maturité industrielle, c'est la technologie des réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium qui a été retenue à cette occasion parmi les six réacteurs présentés au Forum GEN IV. C'est donc le lancement du projet ASTRID, pour *Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*. Dimensionné pour une puissance thermique de 1500 MW, le réacteur devra démontrer sa capacité à être *a minima* isogénérateur (produire autant de matière fissile que consommée), y compris avec de l'uranium appauvri et de l'uranium naturel issus de l'enrichissement et du multi-recyclage. Il s'agira également d'utiliser les capacités expérimentales du réacteur pour des irradiations élevées mais aussi pour la réalisation d'études de transmutation des déchets.

Au cœur de cette dynamique de recherche en physique des réacteurs sur les concepts d'aujourd'hui, GEN II, de demain, GEN III, et d'après-demain, GEN IV, les réacteurs expérimentaux, et plus spécialement les réacteurs de puissance nulle, trouvent une place primordiale. En effet, il s'avère indispensable de démontrer expérimentalement la pertinence des innovations, c'est-à-dire dans le prolongement et au-delà des seuls calculs numériques, aussi

puissants soient-ils. En effet, les simulations numériques actuelles, notamment celles fondées sur la méthode Monte-Carlo, peuvent atteindre des précisions extrêmes. Cependant, une précision, aussi grande soit-elle, n'est pertinente et utilisable en pratique que lorsqu'elle est vérifiée puis validée expérimentalement. En France, les trois maquettes critiques EOLE, MINERVE et MASURCA ont permis, depuis plus de 40 ans, de fournir les données nécessaires à la validation expérimentale des codes neutroniques et des mesures fondamentales pour l'amélioration de la connaissance des données nucléaires. Si MASURCA est actuellement en rénovation, EOLE et MINERVE vont cesser toute activité à la fin de l'année 2017.

Afin de poursuivre dans le futur de telles activités de recherche, il a été décidé de construire à l'horizon 2028 un nouveau réacteur, nommé ZEPHYR (*Zero power Experimental PHYsics Reactor*), qui sera un outil expérimental unique. En soutien aux réacteurs à eau des générations II et III (développement à venir du parc de réacteurs à eau dans le monde), il devra également permettre des études relatives à la génération IV pour les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium ou autres concepts de réacteurs innovants. Si des expériences d'un nouveau genre sont à l'étude, telles que des configurations dégradées simulant un accident de fonte partielle d'assamblage, ou des mesures dynamiques de cinétique 3D, les expériences « originelles » de type maquette et données nucléaires seront majoritaires, notamment en complément de MASURCA pour la Génération IV.

Les travaux menés au cours de cette thèse et présentés dans ce document s'intègrent dans la Recherche & Développement du projet ZEPHYR, en amont de sa réalisation. Les objectifs sont multiples mais convergent vers une **contribution innovante à la conception de programmes expérimentaux futurs, tant sur les configurations neutroniques que sur l'analyse des résultats expérimentaux**. Fondée sur une synthèse approfondie des programmes expérimentaux précédents, **la thèse s'articule autour de la notion d'adaptation spectrale.** Il s'agit en effet de concevoir des programmes expérimentaux destinés à mesurer des paramètres neutroniques intégraux mais ciblant un macrodomaine énergétique.

La thèse se décline en trois parties recouvrant elles-mêmes plusieurs chapitres selon le plan suivant:

- La **Partie I** est consacrée aux fondements physiques mis en jeu et des outils utilisés. Après une description sommaire des bases de physique nucléaire présentées sous un aspect historique, une présentation des outils de calculs utilisés est réalisée. L'application de ces outils se faisant dans les réacteurs de recherche, ces derniers sont présentés, notamment au travers de mesures et des programmes mis en place et de l'instrumentation qui leur est associée. Un chapitre consacré aux théories relatives à l'échange des neutrons entre plusieurs zones d'espace présente les enjeux des cœurs couplés.

- La **Partie II** présente les configurations couplées thermique-rapides destinées à la mesure de grandeurs nucléaires et neutroniques intégrales dans le domaine rapide. Une présentation approfondie, bien que non exhaustive, de telles configurations ayant été réalisées par le passé permet d'orienter les travaux de thèse en mettant en lumière le manque de travaux dédiés à la conception et à l'étude de la zone d'adaptation spectrale. Il

en découle une optimisation paramétrique et progressive décrivant les spécificités neutroniques de la zone d'adaptation entre la zone nourricière thermique et la zone centrale rapide. Cette démarche itérative permet d'aboutir à une configuration optimisée, validée par calculs Monte-Carlo. La question centrale de l'influence des caractéristiques de la zone thermique sur les mesures en zone rapide est traitée dans un chapitre dédié. Enfin, des études « support » permettent de valider la faisabilité et la pertinence pratique de tels cœurs dans des réacteurs de recherche sont présentées : comportement en cas d'inondation de la zone rapide, pré-dimensionnement d'échantillons d'oscillation comparés à une configuration entièrement rapide, séparation des effets absorbants et diffusifs.

- La **Partie III** présente une configuration couplée ciblant le domaine des énergies épi-thermiques entre 10 eV et 10 keV. Ce domaine en énergie souffre aujourd'hui d'incertitudes plus importantes que dans les autres groupes d'énergie malgré un intérêt pour la sûreté-criticité ou encore les cœurs de réacteurs à eau à combustibles mixtes uranium-plutonium (MOx). Utilisant les principes de conception issus des cœurs couplés thermique-rapides, une configuration optimisée est obtenue ; ses résultats sont analysés au travers d'observables expérimentalement accessibles. Une recherche de tendance sur les données nucléaires à partir de mesures dans cette configuration est réalisée, ainsi qu'une étude de sensibilité comparée au benchmark international de l'OCDE UACSA Phase V.

Un chapitre consacré à l'étude des sensibilités des petits effets en réactivité est présenté avant la conclusion générale. Cette thématique a en effet été nourrie tout au long de la thèse. Plusieurs pistes sont explorées et présentées ici en guise d'ouverture sur de potentiels futurs travaux.

PARTIE I

Neutronique « adaptée »

Cette partie n'a pas la prétention de faire un cours de neutronique. Elle entend seulement présenter des notions fondamentales, utilisées tout au long de la thèse, tant sur les savoirs fondamentaux que sur les méthodes utilisées. C'est en ce sens qu'elle est appelée *Neutronique « adaptée »*.

Le **Chapitre 1** introduit, par une approche historique, la constitution de l'atome et des noyaux puis leurs interactions, éléments élémentaires de l'étude d'un réacteur nucléaire. Cette connaissance permet d'étudier la propagation des neutrons dans la matière, c'est-à-dire la neutronique.

Le **Chapitre 2** présente les applications expérimentales, support de la thèse. Les réacteurs nucléaires expérimentaux dans leur ensemble tout d'abord ainsi que les mesures réalisées et l'instrumentation associée. Une attention particulière est portée aux réacteurs de puissance nulle.

Le **Chapitre 3** présente l'application de la théorie des perturbations aux problématiques de la neutronique. Grâce aux outils développés, il est possible de traiter et de propager formellement les incertitudes, notamment dues aux données nucléaires.

Le **Chapitre 4** constitue une introduction au couplage neutronique. Il vise à présenter différentes méthodes d'étude du couplage entre deux zones d'un même réacteur.

PARTIE I

CHAPITRE 1 : Eléments de physique

Le navigateur italien a atterri dans le nouveau monde
2 décembre 1942

I – Dans l'infiniment petit

Si l'on demande à un biologiste de quoi est constituée la matière, il répondra probablement d'eau. A la même question un physicien ayant la fâcheuse tendance à voir les verres à demi vides dira que la matière est faite… de vide ! Quant au physicien voyant plutôt le verre à demi-plein, il répondra probablement avec enthousiasme que la matière est principalement constituée de neutrons … et le physicien nucléaire est optimiste !
Dans les paragraphes suivants, nous présentons brièvement la découverte de la nature de la matière et notamment des neutrons.

1 – La longue découverte de l'atome

Si l'idée d'atome fut très tôt suggérée par Démocrite, désignant par ce terme la partie la plus petite de la matière - ἄτομος, littéralement "ce qui ne peut être cassé" - ce n'est qu'à la fin du XIXième siècle que la notion d'atome put s'installer durablement, en ayant notamment permis le succès de la physique statistique, de la chimie ou encore de la cristallographie.

Puis en 1911, Ernest Rutherford, qui tente à ce moment-là d'établir une modèle précis de la matière et donc de l'atome, réalise une expérience désormais célèbre : une fine feuille d'or est bombardée par des particules α (positivement chargées). Les résultats sont inattendus, pour deux raisons:

- Très peu de particules sont déviées, indiquant que la très grande majorité des noyaux α traversent la feuille d'or sans interaction. Il est alors légitime d'en conclure que les atomes sont essentiellement constitués de vide !
- Quelques particules α sont rétrodiffusées, en assez grand nombre pour que cette donnée ne soit pas une erreur expérimentale.

Rutherford en conclut que les atomes sont constitués d'un noyau de toute petite taille, chargé positivement, autour duquel les électrons gravitent. On sait aujourd'hui que ce modèle, bien que précis, souffre d'approximations voire de lacunes comme de l'absence des neutrons. En effet, l'atome décrit par Rutherford dans ces années 1910 ne peut être stable à cause de la trop grande proximité des protons au sein du noyau. C'est pourquoi, dès 1920, il postula l'existence d'une particule neutre dont la masse serait approximativement égale à celle du proton. L'idée du neutron émerge alors, sans pour autant que ce mot n'apparaisse encore dans les écrits.

2 – Mise en évidence et caractérisation progressive du neutron

Rutherford s'attache à montrer expérimentalement l'existence de cette particule neutre similaire au proton à la fin des années 1920 dans son laboratoire de Cambridge, notamment entouré par James Chadwick. Malheureusement l'utilisation de la réaction $p + e \rightarrow n$ s'avère infructueuse. Mais l'utilisation par les Allemands W. Bothe et H. Becker en 1930 de la réaction d'un faisceau de particules α sur des noyaux de Béryllium (Be) met en évidence un rayonnement intense, neutre, et beaucoup plus pénétrant que le rayonnement γ. Puis en 1932, les Français F. Joliot et I. Joliot-Curie ajoutent un écran de paraffine entre le Béryllium et le détecteur. Ils identifient alors un flux de protons de 5.3 MeV, qui étonna la communauté scientifique. Ne croyant pas à l'hypothèse du rayonnement γ, Chadwick réitère cette expérience en hâte et montre que les particules constituant ce rayonnement ont une masse très proche de celle des protons. Il en conclut alors que ce rayonnement est constitué d'une particule nouvelle, électriquement neutre, qu'il nomma **neutron**. Dans son expérience, les particules α ont effectivement arraché des neutrons aux noyaux de Béryllium par la réaction nucléaire ${}^{13}_{4}Be + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{12}_{6}C$. Ces résultats furent publiés dans la revue *Nature* [Chadwick, 1932].

Aujourd'hui la connaissance des neutrons a dépassé l'échelle nucléaire pour atteindre le monde subatomique. La physique des particules nous apprend ainsi que le neutron n'est pas une particule élémentaire, contrairement à l'électron par exemple. Il est en effet constitué de trois quarks (un *up* et deux *down*) le classant de fait dans le groupe des baryons. Comme le proton, il possède un spin demi-entier ($\frac{1}{2}$), faisant de lui un fermion.

II – Physique nucléaire : caractéristiques et interactions entre noyaux

1 – Découverte de la fission

La découverte de la radioactivité artificielle grâce à des particules α du polonium sur différents matériaux valut en 1934 le prix Nobel à Frédéric Joliot-Curie. Enrico Fermi comprit alors que l'on pouvait aussi produire de la radioactivité artificielle à partir des neutrons. Puis, il fut surpris que la réaction de neutrons sur des noyaux d'uranium ou de thorium conduise à l'apparition de plusieurs éléments. Otto Hahn, Fritz Strassmann et Lise Meitner mirent expérimentalement en évidence qu'il s'agissait d'une scission du noyau initial. La fission était alors découverte !

Puis au début de l'année 1939, Frédéric Joliot découvre avec Halban et Kowarski que la fission d'un noyau d'uranium est toujours accompagnée de l'émission de deux à trois neutrons. Immédiatement, les scientifiques comprennent que si l'on parvient à orienter ces neutrons produits vers de nouveaux noyaux d'uranium, d'autres fissions surviendront. C'est la naissance du principe de réaction nucléaire en chaîne :

neutrons → fissions → neutrons → fissions → neutrons → …

La fission nucléaire est une réaction fortement exothermique, libérant autour de 200 MeV par noyau fissionné [James, 1969]. L'entretenir permet alors de récupérer une quantité très

importante d'énergie dans un volume fort réduit comparé aux autres sources d'énergie (mécanique ou chimique par exemple).

Pour entretenir la réaction en chaîne il convient alors d'orienter de manière efficiente le parcours des neutrons dans la matière. On peut alors dès à présent **définir la neutronique comme « l'étude du cheminement des neutrons dans la matière »** [*La neutronique,* 2012].

2 – La fission ? Pas uniquement…

Si la réaction de fission est à la source de l'entretien de la réaction, de nombreuses autres réactions peuvent se produire à partir d'un même neutron incident. En effet, il peut interagir de différentes façons, y compris pour un même noyau cible. On distingue deux grandes familles de réaction : les réactions de diffusion et les réactions d'absorption.

1. *Réactions de diffusion*

On dénombre deux types de réactions de **diffusion** :

- diffusion *potentielle* où il n'y a pas formation d'un noyau composé : le neutron incident reste « à distance » du noyau, la diffusion du neutron est réalisée par la barrière de potentiel du noyau.
- diffusion *résonante*, le neutron entre dans le noyau formant alors un noyau composé excité. Il peut se désexciter en émettant un neutron : après réaction un nouveau système noyau-neutron est ainsi obtenu justifiant la notion de diffusion. L'unique différence entre le système initial et final réside dans la répartition d'énergie à l'intérieur du système, entre le neutron et le noyau. Ainsi, si la répartition en énergie du système neutron-noyau est conservée, la diffusion résonante est dite élastique et est notée (n,n). Si la répartition en énergie du système neutron-noyau est modifiée, la diffusion résonante est dite inélastique, et est notée (n,n'). Ce dernier cas apparaît principalement avec des neutrons incidents fortement énergétiques, laissant le noyau dans un état excité.

2. *Réactions d'absorption*

Suite à la formation du noyau composé, ce dernier peut aboutir à la création d'un système différent du couple neutron-noyau initial. Dans ce cas, le neutron incident est dit absorbé. La désexcitation du noyau composé peut prendre des formes très distinctes aboutissant à des systèmes fort différents :

- **Fission**, notée (n,f) : le noyau composé est scindé en deux (ou trois) fragments de fission accompagnés de l'émission d'un ou plusieurs neutrons, généralement deux à trois, ainsi que de rayonnements γ.
- **Capture radiative**, notée (n,γ) : le noyau composé retrouve un état fondamental en émettant un ou plusieurs photons, aussi appelés rayons gamma. Le noyau ^{A}X devient ^{A+1}X
- D'autres réactions émettant diverses particules : plusieurs neutrons sans fission, notée (n, xn) (un cas classique est 2, réaction notée (n,2n)), des particules chargées comme

l'émission d'un proton par une réaction (n,p) ou d'une particule alpha (réaction (n,α))… Ces réactions sont dites « à seuil » c'est-à-dire qu'un apport conséquent d'énergie est nécessaire pour que la réaction ait lieu. Elles n'interviennent donc que pour des neutrons de haute énergie

3 – Notion de section efficace

Une fois ces différentes réactions définies, la question naturelle qui apparaît est : quelle réaction choisir ? La réponse n'est pas directe et n'est surtout pas de nature déterminée. En effet, pour un neutron incident d'énergie E déterminée réagissant sur un noyau X, toutes les réactions précédemment citées sont possibles, mais avec des probabilités différentes. C'est la notion de **section efficace**.

1. *Section efficace microscopique*

Une section efficace microscopique désigne une probabilité, proportionnelle à la taille du noyau, raison pour laquelle elle est homogène à une surface. Très grossièrement, tout se passe comme si le noyau « paraissait » plus ou moins gros en fonction de l'énergie et la direction du neutron incident. Ces probabilités sont directement liées à la nature quantique des noyaux, des neutrons et de leur interaction, notamment par l'intermédiaire de leurs longueurs d'onde.

A titre d'exemple, la section efficace microscopique de capture radiative (n,γ) du noyau d'Uranium 238 en fonction de l'énergie du noyau incident est représentée ci-dessous:

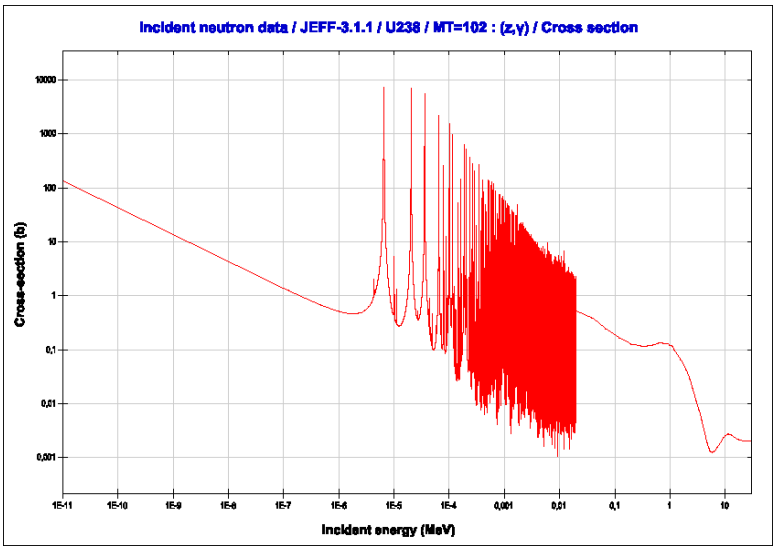


Figure 1.1 : Section efficace de capture de l'^{238}U

On constate alors que cette section efficace présente plusieurs comportements, en fonction de l'énergie du neutron incident :

- Domaine thermique lorsque $E < 1\ eV$: les sections efficaces varient linéairement en échelle logarithmique.
- Domaine des résonances résolues lorsque $1\ eV < E <$ *quelques keV* : des variations brutales de grande amplitude sont observées, ce sont les résonances dites résolues car bien distinctes les unes des autres.

- Domaine des résonances non résolues jusqu'à quelques centaines de keV : la largeur des résonances est souvent supérieure à leur espacement limitant leur identification individuelle. Des traitements statistiques sont alors utilisés.
- Domaine du continuum au-dessus de quelques centaines de keV : les sections efficaces ne présentent plus de résonances.

La théorie relative au comportement des sections efficaces dans ces différents domaines énergétiques est présentée dans [Archier, 2011 ; Privas, 2015].

2. *Interprétation macroscopique*

Il est cependant possible de donner une illustration macroscopique de la notion de section efficace. Elle permet de caractériser l'atténuation d'un faisceau de particules (neutrons dans notre cas, mais cette notion est adaptable à d'autres particules) :

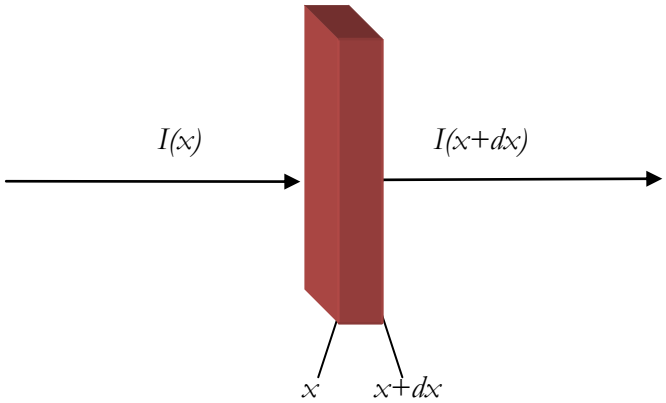


Figure 1.2 : Illustration de l'atténuation d'un faisceau de neutrons traversant une épaisseur dx

Considérons qu'un faisceau de neutrons mono-énergétiques d'intensité I traverse un volume V de surface S sur une épaisseur dx. En notant N la densité volumique des noyaux dans le volume et σ la section efficace microscopique, on peut écrire la variation de l'intensité du faisceau au sein de $V = S.dx$: $dI(x) = I(x+dx) - I(x) = -N.\sigma.dx..I(x) = -N.dx.\sigma.I(x)$.

Ainsi, $\frac{dI(x)}{dx} = -N.\sigma.I(x)$. Donc, dans le volume V, $I(x) = \alpha e^{-N\sigma x}$. En notant $\Sigma = N\sigma$, on obtient une vision macroscopique de la section efficace microscopique σ. Cette grandeur est donc appelée **section efficace macroscopique**.

4 – Les concepts de réacteur par les sections efficaces

Grâce à la notion de section efficace, on parvient à expliquer en quelques mots le choix des concepts de réacteurs : réacteurs à neutrons rapides ou réacteurs à neutrons thermiques. Afin d'entretenir la réaction en chaîne, c'est le ratio des sections efficaces de fission et de capture qui importe. Les deux zones d'énergie où ce ratio prédomine sont situées de part et d'autre des résonances. Elles conduisent à deux types de spectres neutroniques:

- **Spectre thermique :** une proportion conséquente des neutrons est ralentie par une série de chocs diffusifs sur un matériau dit modérateur, constitué de noyaux légers (eau légère ou eau lourde, graphite…). Initialement émis autour de 2MeV, les neutrons sont ralentis jusqu'à une énergie inférieure à 1eV où la probabilité de fission est élevée. Néanmoins, l'appellation « thermique » est légèrement excessive puisque les neutrons atteignent rarement l'énergie d'agitation thermique donnée par la physique statistique ($E_{thermique} = k_B T \approx 0.05$ eV à 300°C).

- **Spectre rapide :** les neutrons très faiblement ralentis. La plupart des réactions ont lieu à des énergies supérieures à quelques centaines de keV, avant la zone des résonances. En conséquence, des réacteurs à spectre rapide n'ont pas de matériau modérateur constitués de noyaux légers.

III – Décrire la vie des neutrons : l'équation de Boltzmann

La description de la population des neutrons dans un réacteur - leur répartition en espace, en énergie, dans le temps - représente le Saint-Graal de la physique des réacteurs. Sans elle, on ne pourrait concevoir des cœurs et exploiter l'énergie nucléaire. Le développement rapide de la neutronique (rappelons que dix années suffirent entre la découverte du neutron et le démarrage du premier réacteur nucléaire, la *Chicago Pile 1* d'Enrico Fermi) fut permis grâce à la connaissance déjà très avancée de la physique mathématique relative aux gaz. C'est grâce aux travaux de Clark Maxwell et surtout de Ludwig Boltzmann que le comportement de la population de neutrons a pu être théoriquement modélisé. L'Annexe A détaille cette équation, « la plus belle équation du monde » selon Cédric Villani [Villani, 2012], et son application à la neutronique. Son expression est rappelée puis les approximations utilisées pour sa résolution sont explicitées dans cette section. Une description sommaire de la résolution numérique par les codes de calcul est présentée en fin de paragraphe.

1 – Une équation sur le flux neutronique

Le raisonnement présenté en Annexe A (Section A.1) permet d'obtenir l'application à la population neutronique de l'équation de Boltzmann grâce à plusieurs hypothèses caractéristiques relatives aux conditions physiques présentes dans un réacteur. On en retiendra principalement que **la neutronique, c'est l'étude de l'opérateur de collision de l'équation de Boltzmann.** Finalement, l'équation mathématique suivante est obtenue:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)}{\partial t} + \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) = \\
&-\left(\Sigma_{tot}\Phi\right)(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) + \frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'} \nu\Sigma_f(\vec{r},E',t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}' \\
&+\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'} \Sigma_S(\vec{r},E'\rightarrow E,\vec{\Omega}'\rightarrow\vec{\Omega},t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}' + S_{ext}(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)
\end{aligned}$$

Sous cette forme, l'équation complète est en soi quasiment insolvable. Plusieurs simplifications supplémentaires sont réalisées, sur les variables temporelle *t* et angulaire $\vec{\Omega}$.

2 – Equation stationnaire

1. *Dépendance temporelle*

La première hypothèse suppose que les sections efficaces sont **indépendantes de la variable *t***. En réalité, elles sont modifiées au cours du cycle du combustible mais en dehors des régimes transitoires brefs, ces phénomènes se déroulent sur des échelles de temps très supérieures à la durée de vie moyenne des neutrons dans un réacteur (plusieurs heures contre quelques millisecondes). Ainsi, les sections efficaces et le flux sont considérés comme indépendants de *t*. Le terme de dérivation du flux par rapport à *t* est aussi annulé. On obtient alors :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \text{ et } \Sigma_k\left(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t\right) = \Sigma_k\left(\vec{r}, E, \vec{\Omega}\right) \text{ désignant toutes les sections efficaces}$$

Afin de calculer l'évolution complète du système cœur au cours du temps, il est nécessaire de recalculer l'équation de Boltzmann simplifiée avec des sections efficaces "évoluées" c'est-à-dire tenant compte de l'irradiation des corps ; ce sont des calculs d'évolution.

2. *Isotropie des milieux*

La deuxième hypothèse postule que les réactions, et par conséquent les sections efficaces relatives aux différentes réactions, sont isotropes. Concernant les sections efficaces de diffusion, l'isotropie n'est pas une hypothèse plausible; néanmoins, seul l'angle entre les directions d'arrivée et de départ du neutron importe, une simplification est alors aussi possible:

$$\Sigma_k\left(\vec{r}, E, \vec{\Omega}\right) = \Sigma_k\left(\vec{r}, E\right) \text{ et } \Sigma_S(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \Sigma_S(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}'.\vec{\Omega})$$

3. *Mise en équation*

Par ces deux hypothèses, l'équation de Boltzmann devient une équation stationnaire, traduisant un équilibre entre la production et l'absorption des neutrons. Cet équilibre n'étant pas toujours parfait, la constante k_{eff} est ajoutée ; elle est appelée **facteur de multiplication effectif**. C'est en divisant le terme de production des neutrons par fission par cette constante k_{eff} que le bilan neutronique entre production et absorption est maintenu. D'où la nouvelle équation :

$$-\frac{1}{k_{eff}}\frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r}, E')\Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' + \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tot}(\vec{r}, E)\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$
$$-\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}'.\vec{\Omega})\Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' = S_{ext}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

3 – Ecriture sous forme d'opérateurs

Dans le but de compacter l'écriture de l'équation obtenue au 2.3, on introduit des opérateurs. Un opérateur général, appelé opérateur de Boltzmann *H*, permet de simplifier grandement la notation puisqu'il contient l'ensemble des réactions liées au flux. D'où $H\Phi = S_{ext}$. Cet opérateur peut lui-même être séparé en trois opérateurs traduisant les grands types de phénomènes physiques distincts:

- production *P* correspondant aux sources de fission c'est-à-dire à l'ensemble des neutrons produits par fission

$$P\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'} \nu\Sigma_f(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$$

- transfert *T* correspondant au transport spatial des neutrons selon $\vec{r}$ par la vitesse et aux diffusions « entrantes »

$$T\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) - \int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'} \Sigma_S(\vec{r},E'\rightarrow E,\vec{\Omega}'.\vec{\Omega})\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$$

- disparition *D* correspondant aux réactions « sortantes » au point $(\vec{r},E,\vec{\Omega})$

$$D\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Par conséquent, l'équation du transport neutronique s'écrit à l'aide des opérateurs sous la forme:

$$H\Phi = \left(T + D - \frac{1}{k_{eff}}P\right)\Phi = S_{ext}$$

4 – Résolution numérique

Les outils numériques apparaissent indispensables à la résolution de cette équation. Dès lors, deux techniques sont utilisables, correspondant à deux familles de codes de simulation neutronique. D'une part, le flux et toutes les grandeurs d'intérêt sont discrétisées sur chacune des variables selon plusieurs approximations successives induisant des biais de calcul. La résolution s'appuie sur les méthodes numériques déterministes usuelles telles que les différences finies ou les éléments finis. D'autre part, les neutrons sont individuellement traités par une méthode probabiliste ; le théorème central limite permet de converger vers les grandeurs neutroniques les plus probables.
On trouve ainsi des **calculs déterministes** et des **calculs Monte-Carlo** dont quelques caractéristiques sont schématiquement rassemblées dans le Tableau 1.1.

Tableau 1.1 : Avantages et inconvénients comparés des codes déterministes et stochastiques

	Avantages	Inconvénients
Codes Monte-Carlo	- Géométrie 3D - Sections efficaces continues	- Temps de calcul
Codes déterministes	- Temps de calcul	- Biais de calcul

L'Annexe A détaille les principes sur lesquels sont fondés ces deux systèmes de calcul.
La complémentarité des deux familles de codes est grande et le choix d'utilisation de l'une ou de l'autre découle des objectifs fixés vus par le prisme de la balance précision / temps de calcul.

IV – Vers une vision « macroscopique » de la neutronique

1 – Notion de taux de réaction : une image réaliste du flux

En pratique, il est impossible de mesurer directement le flux neutronique, y compris le flux intégré sur l'espace des phases. Néanmoins, par l'intermédiaire de détecteurs (chambres à fission par exemple), on peut mesurer le nombre de réactions produites par unité de temps c'est-à-dire un taux de réaction (voir Chapitre 2 sur la neutronique expérimentale pour la description des chambres à fission).
Décrivons plus en détails le concept de taux de réaction :

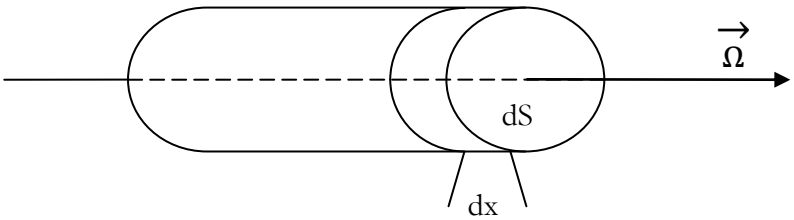


Figure 1.3: Illustration du taux de réaction

Le nombre de neutrons passant à travers S par seconde est $N = n.v.dS = \Phi.dS$ où *n* est la densité neutronique précédemment définie. Dans *dx*, la probabilité de collisions est $\Sigma.dx$. Ainsi, le nombre de collisions par seconde dans le volume $dV = dS.dx$ est $\Delta\tau = N.\Sigma dx = n.v.dS.dx.\Sigma$.

Donc on définit un taux de réaction (par cm^3, par seconde pour une direction donnée) :

$$\tau = \Sigma(r,\vec{v}).\Phi(\vec{r},v,\vec{\Omega},t) = \Sigma(r,E).\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t).$$

Par intégration sur les directions, on peut également définir un taux de réaction total

$$\tau = \Sigma(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)$$

En considérant les différentes réactions et donc les différentes sections efficaces associées, on distingue des taux de fission, taux de capture, taux de réaction total etc.

2 – Bilan neutronique

Ce paragraphe donne une première image de l'évolution de la population de neutrons. Par un bilan de neutrons, il est possible de relier le facteur de multiplication effectif défini en III et des taux de réactions tels que mentionnés dans le paragraphe précédent.

A l'équilibre, on obtient : *Productions* = *Absorptions* + *Fuites*

La production concerne, en l'absence de sources extérieures, tous les neutrons produits par fission sur l'ensemble des isotopes c'est-à-dire la somme des taux de fission individuels sur les isotopes fissiles et fertiles dans tout le réacteur : $\sum_{\substack{\text{isotopes } k \\ \text{fissiles+fertiles}}} \iint_{\vec{r},E} \nu_k \Sigma_f^k(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE$.

Il en est de même pour l'absorption (qui comprend, pour chaque isotope, les contributions des réactions de capture et de fission). Dans ce terme, tous les isotopes contribuent : $\sum_{\text{isotopes } m} \iint_{\vec{r},E} \Sigma_a^m(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE$ avec pour tout isotope *m,* $\Sigma_a^m = \Sigma_C^m + \Sigma_f^m$. La contribution de la fission est ici exprimée sans le terme ν, symbolisant le nombre de neutrons produits par fission, car la fission correspond ici à un terme de disparition de neutrons et non plus de productions: lorsque la fission a lieu, 1 neutron est absorbé pour donner ν neutrons.

Le terme de fuites est plus délicat à exprimer et ne peut se mettre sous la forme d'un taux de réaction. On continuera ainsi à le noter *Fuites.* Il vient donc :

$$\frac{\sum_{\substack{\text{isotopes } k \\ \text{fissiles+fertiles}}} \iint_{\vec{r},E} \nu_k \Sigma_f^k(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE}{\sum_{\text{isotopes} m} \iint_{\vec{r},E} \Sigma_a^m(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE + \text{Fuites}} = 1$$

Remarque : Pour plus de précisions sur le terme de fuites et son traitement dans les codes de calcul déterministes, se référer à [Faure, 2016].

L'égalité à 1 correspond à un parfait équilibre entre productions et disparitions. En pratique, cet équilibre n'existe que très rarement; on corrige alors le bilan grâce au facteur de multiplication effectif noté k_{eff} :

$$\frac{\sum_{\substack{\text{isotopes } k \\ \text{fissiles+fertiles}}} \iint_{\vec{r},E} \nu_k \Sigma_f^k(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE}{\sum_{\text{isotopes} m} \iint_{\vec{r},E} \Sigma_a^m(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE + \text{Fuites}} = k_{\text{eff}}$$

On remarque que l'équilibre, traduit par une égalité à 1, est maintenu en divisant le terme de fission par k_{eff} comme dans l'équation de Boltzmann.

Afin d'étudier les propriétés intrinsèques du milieu neutronique, on utilise également le cas idéal où aucun neutron ne fuit, c'est-à-dire en considérant un cœur de dimension infinie. Le facteur de multiplication n'est alors plus appelé effectif mais infini et on a ainsi :

$$\frac{\sum_{\substack{\text{isotopes } k \\ \text{fissiles+fertiles}}} \iint_{\vec{r},E} \nu_k \Sigma_f^k(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE}{\sum_{\text{isotopes} m} \iint_{\vec{r},E} \Sigma_a^m(r,E).\Phi(\vec{r},E,t)d\vec{r}dE} = k_\infty$$

Ces deux facteurs de multiplication sont intimement liés, et diffèrent par la probabilité de non fuite. En notant cette dernière P_{NL} (en référence à *no leakage*), on a : $k_{eff} = k_{\infty} P_{NL}$. Dans un réacteur, la valeur de k_{∞} est bien évidemment supérieure à 1, de manière à obtenir $k_{eff} = 1$.

Remarque : Contrairement à l'équation de Boltzmann, le bilan est ici purement numérique en ce sens que l'on considère un nombre de neutrons, et non pas un bilan dans l'espace des phases. Il est donc normal que les termes de diffusion n'apparaissent pas de manière directe. En effet, ces derniers traduisent uniquement une modification de trajectoire et d'énergie des neutrons, mais pas des phénomènes de production/disparition. Ils n'apparaissent donc qu'indirectement au travers de la valeur du flux de neutrons, qui est dépendant de l'énergie.

3 – Le bilan comme image de l'évolution de la population neutronique

Grâce au facteur de multiplication il est possible d'établir la tendance de l'évolution du nombre de neutrons dans un réacteur. Traduisant le rapport entre la production et la disparition, on conclut rapidement qu'il existe trois cas d'intérêt :

- $k_{eff} = 1$. Le réacteur est dit ***critique*** : à chaque neutron disparu correspond un neutron produit. La population s'auto-entretient de manière stabilisée. C'est vers cette valeur que tend toute population neutronique dans un réacteur.
- $k_{eff} < 1$. Le réacteur est dit ***sous-critique*** : à chaque génération, plus de neutrons disparaissent que sont produits. La population globale diminue alors.
- $k_{eff} > 1$. Le réacteur est dit ***sur-critique*** : on compte à chaque génération plus de neutrons produits que de neutrons disparus. La population globale augmente.

On définit également la **réactivité** $\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} = 1 - \frac{1}{k_{eff}}$. Par simples opérations algébriques on voit immédiatement qu'une réactivité négative correspond à un réacteur sous-critique, une réactivité nulle correspond à la criticité et une réactivité positive à un réacteur sur-critique. Elle représente ainsi l'écart à la criticité et s'exprime couramment en **pcm** *(pour cent mille)* c'est-à-dire en 10^{-5}. On trouve également une autre unité, notamment dans les pays anglophones : le dollar $. Elle fait appel à une notion importante pour le pilotage des réacteurs et leur sûreté : la fraction de neutrons retardés.

4 – Fraction de neutrons retardés

Parmi les neutrons produits à une génération, tous ne proviennent pas directement de la fission. Les produits de la fission étant émis dans un état nucléaire excité, ils sont fortement radioactifs. Certains décroissent par radioactivité (β^-, n) ou (β^-, 2n) afin d'équilibrer le surplus de neutrons. Certes, ces neutrons sont en petit nombre face à ceux issus de la fission, mais leur rôle est primordial. En effet, si les neutrons issus de la fissions sont émis environ 1ns après la rencontre du neutron avec le noyau fissile, les neutrons issus de la désintégration des produits de fission

sont émis de 1ms à plusieurs dizaines de secondes après la fission en moyenne. C'est la raison pour laquelle on les appelle **neutrons retardés**, par opposition aux **neutrons prompts**, directement issus de la fission. Ainsi, ce "retard", mesurable [Gilad, 2015], permet de réagir en cas de variation de réactivité.
La fraction de neutrons retardés est fonction du combustible utilisé créant préférentiellement certains produits de fission. On peut alors définir une fraction de neutrons retardés effective, notée β_{eff}, représentant la proportion moyenne de neutrons retardés parmi les neutrons créés. Cette valeur se situe généralement entre 300 et 800 pcm soit une proportion de 0,3 et 0,8% du nombre total de neutrons.

La réactivité, exprimée en dollar, correspond au ratio de la réactivité par le β_{eff}: $\rho_{\$} = \frac{\rho}{\beta_{eff}}$. Son intérêt réside dans une "vision pragmatique" de la réactivité, qui devient alors une image de la marge existante vis à vis de la valeur β_{eff}.

Nous ne présentons pas ici l'évolution temporelle de la population de neutrons à proprement parler. Néanmoins, il existe bien évidemment une théorie de la cinétique avec des équations associées [Reuss, 2003 ; Barjon, 1993 ; *La neutronique*, 2012]. Elle permet de traiter des situations accidentelles, comme les injections brutales de réactivité, et des déformations de nappe de puissance (cinétique des temps courts) mais aussi des calculs d'évolution (compositions isotopiques principalement) par l'intermédiaire de l'équation de Bateman.

CHAPITRE 2 : Neutronique expérimentale

If it disagrees with experiment, it's wrong. In that simple statement is the key to science.
Richard Feynman

Ce chapitre propose une brève introduction aux réacteurs expérimentaux. Leur rôle central dans le développement et l'exploitation de l'énergie nucléaire tient à ce qu'ils représentent de véritables testeurs des théories élaborées par les calculs. Par leur multiplicité, ils recouvrent à la fois les fonctions de gage de faisabilité technique, de démonstrateur de sûreté ou encore de supports clés d'une connaissance toujours plus fine des données microscopiques en amont des réacteurs.
Bien que cet aspect ne soit pas développé ici, il convient de noter qu'en tant qu'instruments de recherche, les réacteurs nucléaires expérimentaux sont utilisés en dehors de la filière nucléaire comme par exemple pour la recherche médicale (production de radio-éléments), ou encore pour la recherche fondamentale où les neutrons produits servent dans des disciplines variées : physique quantique (neutrons ultra-froids), physique du solide, magnétisme...

I – Présentation des réacteurs nucléaires expérimentaux

Les réacteurs nucléaires expérimentaux ont pour but de produire une réaction de fission en chaîne afin de caractériser avec précision les propriétés qui y sont associées. La répartition en énergie des neutrons, aussi appelée spectre, ainsi que le flux neutronique, en sont les deux principales caractéristiques permettant alors d'orienter les différentes installations sur des fonctionnalités distinctes. Au regard du sujet de thèse, seuls les réacteurs de puissance nulle seront décrits par la suite, auxquels s'ajoute une rapide présentation du réacteur ZEPHYR (en projet).
Remarque : le lecteur trouvera dans l'Annexe B quelques précisions sur les réacteurs nucléaires expérimentaux de « puissance ».

1 – Réacteurs de puissance nulle

Les contraintes liées à un réacteur produisant de la puissance thermique rendent son exploitation contraignante. Or, plusieurs données scientifiques sont disponibles dès lors que la réaction en chaîne est présente, indépendamment de la puissance. Des réacteurs dits à puissance nulle sont ainsi construits, et représentent un soutien fondamental à l'exploitation du nucléaire de puissance depuis ses débuts. Leur puissance n'est bien évidemment pas exactement nulle mais limitée, de quelques dizaines de Watts (100W pour MINERVE et EOLE) à quelques kW (5kW pour MASURCA). L'exploitation et la manutention est alors grandement facilitée puisque la radioactivité induite par l'irradiation des matériaux est très faible, tout en garantissant des niveaux de flux neutroniques suffisants pour bénéficier d'incertitudes expérimentales faibles. Ces réacteurs répondent aux besoins d'étude neutronique, toujours renouvelés par les besoins accrus en précision (dossier de sûreté, maîtrise des coûts et donc des durées d'irradiation, …) à la fois en soutien aux nouveaux concepts de réacteurs et à la validation des codes de calcul en

développement. Leurs principaux atouts résident dans la précision des mesures obtenues ainsi que dans la flexibilité en termes de spectres neutroniques et d'instrumentation.

Il convient de distinguer deux utilisations des réacteurs à puissance nulle :

- les **maquettes critiques** visent à reproduire fidèlement les conditions neutroniques d'un réacteur de puissance au travers d'un maquettage d'une portion de cœur (géométries et combustibles identiques) afin de valider les codes de calcul utilisés, notamment dans le but de quantifier les biais. C'est notamment le cas des réacteurs français EOLE pour les réseaux en eau [Cathalau, 2014] et MASURCA pour les réseaux rapides [Assal, 2012].
- les **réacteurs de mesure des données nucléaires de base**, tels que MINERVE [Cathalau, 2014]. S'ils reproduisent souvent des spectres neutroniques similaires à ceux des réacteurs de puissance, l'objectif est de mesurer des paramètres neutroniques intégraux tels que des sections efficaces d'isotopes isolés ou bien de quantifier la perte de réactivité après un certain *burn-up* par exemple. Outre la flexibilité spectrale, c'est surtout dans la grande précision des mesures que réside l'atout principal de ces réacteurs. Cette précision est notamment rendue possible dans MINERVE par la technique d'oscillation (voir II-2. du présent chapitre).

2 – Le projet de réacteur ZEPHYR

Les activités des maquettes critiques EOLE et MINERVE, actuellement en fonctionnement sur le centre du CEA de Cadarache, cesseront à la fin de l'année 2017. Afin de poursuivre à terme les activités de recherche, il a été décidé de construire à l'horizon 2028 un nouveau réacteur, nommé ZEPHYR, qui sera un outil expérimental unique. Sa flexibilité, similaire à celle de MINERVE dans ses premières années sur le site de Fontenay-aux-Roses, en fera un soutien d'importance aux réacteurs à eau des générations II et III (développement à venir du parc de réacteurs à eau dans le monde). Il permettra également la réalisation d'études relatives à la génération IV notamment pour les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium, en particulier dédiées aux données nucléaires en complément de MASURCA, dédié quant à lui aux expériences de type maquette.
De nouvelles fonctionnalités seront possibles et la flexibilité du réacteur sera améliorée par le retour d'expérience de plus de 50 ans d'exploitation et de mesures sur EOLE et MINERVE [Cathalau, 2014]. La référence [Blaise, 2016] présente quelques-unes des pistes de recherche et propositions scientifiques innovantes pour le projet ZEPHYR. Certaines d'entre elles, directement portées par cette thèse, seront développées en détails dans les différentes parties de ce document.

II – Expériences intégrales et différentielles

Bien que les sections efficaces représentent les briques élémentaires des calculs de neutronique, elles ne sont pas mesurables directement ! Et il en est de même pour le flux ! Les sections efficaces doivent cependant être évaluées pour être regroupées en "bibliothèques" selon des formats compacts définis précisément, puis utilisées comme données d'entrée des codes de calcul. L'évaluation des données nucléaires est fondée sur deux grands types d'expériences. Il s'agit d'une part des expériences microscopiques (ou différentielles) permettant d'évaluer des paramètres nucléaires autour d'une énergie donnée, et d'autre part des expériences intégrales qui donnent une image des paramètres nucléaires intégrés en énergie.

1 – Expériences différentielles : la forme des sections efficaces

Les mesures microscopiques permettent de cibler une énergie. Si des sources mono-énergétiques ne sont pas disponibles, on utilise régulièrement des accélérateurs linéaires. Des **mesures de temps de vol** permettent de déterminer avec précision l'énergie des neutrons incidents : on mesure « simplement » la durée mise pour parcourir une distance connue, c'est-à-dire une vitesse donc une énergie cinétique. De telles mesures sont par exemple réalisées au JRC Geel en Belgique [Noguère, 2003]. Il est également possible de doubler la mesure en énergie d'une mesure en angle, d'utilité pour les réactions de diffusion ; dans ce cas les mesures sont dites **doublement différentielles**, nécessitant de nombreux détecteurs autour des cibles afin de couvrir l'ensemble des 4π stéradians autour de l'échantillon.

La mesure la plus simple à réaliser est une mesure de section efficace totale grâce au coefficient de transmission au travers de la cible, constituée du matériau à étudier. En effet, lorsqu'un neutron interagit dans la cible, il n'atteint pas le détecteur placé de l'opposé du faisceau incident par rapport à la cible. En caractérisant le flux incident φ_{in} obtenu sans la cible et le flux sortant φ_{out}, après la cible, on peut obtenir la section totale d'interaction σ_T. En notant E_n l'énergie des neutrons incidents et N la densité du matériau étudié, les différentes grandeurs précédemment mentionnées sont liées entre elles par la définition du coefficient de transmission :

$$T(E_n) = \frac{\varphi_{in}(E_n)}{\varphi_{out}(E_n)} = e^{-N\sigma_T(E_n)} = e^{-\Sigma_T(E_n)}$$

Remarque : on notera que cette technique de transmission a implicitement été utilisée au Chapitre 1 afin de donner une interprétation macroscopique d'une section efficace.

Les sections efficaces partielles peuvent aussi être mesurées par détection de leurs produits de réaction : les rayonnements γ pour les réactions de capture radiative (n, γ) et les fragments de fission pour les réactions de fission, pour lesquelles les γ de désexcitation peuvent également être utilisés. Quant aux réactions (n, *x*n) et les diffusions inélastiques, ce sont également les γ de désexcitation du noyau composé qui sont utilisés.

2 – Expériences intégrales : le niveau des sections efficaces

A la différence des expériences différentielles pour lesquelles la distribution en énergie des neutrons est très réduite et centrée autour d'une valeur cible, les expériences intégrales incluent l'ensemble du spectre énergétique. Elles tirent leur nom de cette propriété en ce sens que les résultats obtenus correspondent à une intégration sur l'ensemble du domaine énergétique (doublée d'une intégration en espace et en angle). Cela concerne notamment le k_{eff} ou les taux de réaction (et par conséquent les mesures d'indice de spectre). C'est également le cas des mesures par oscillation, qui à l'instar des mesures différentielles, portent sur les sections efficaces.

1. *Mesures par oscillation*

Pratiquée dans plusieurs réacteurs par le passé, cette technique dite des oscillations repose sur le principe suivant [Foell, 1972]: lorsque l'on insère un corps A donné dans un cœur critique, ce dernier interagit et modifie localement le flux neutronique (structure fine du flux) en fonction des sections efficaces du corps A. Globalement, cette perturbation est également observable puisque la présence du corps A modifie *de facto* la réactivité du cœur. En effet, ses sections efficaces modifient les opérateurs de transport + collision et/ou de production. C'est cette variation de réactivité que l'on mesure et qui permet d'évaluer la section efficace totale du corps A, modulée par le spectre neutronique. Aujourd'hui cette technique n'est employée que dans un nombre réduit de réacteurs dont MINERVE, mais elle le sera dans ZEPHYR.
Une description plus « pratique » de la technique d'oscillation est réalisée dans la section « Instrumentations et mesures associées ».

2. *Mesures par activation et par irradiation*

Les expériences d'activation consistent à placer un échantillon dans un flux neutronique. L'isotope cible présent dans l'échantillon s'active, et cette activation est mesurée *a posteriori* par des techniques de mesures non destructives telles que la spectrométrie γ [Leconte, 2006 ; Lyoussi, 2010]. Dans les cœurs de puissance, des dosimètres placés dans la cuve permettent par exemple d'obtenir des informations précieuses sur le niveau du flux à haute énergie (au-delà de quelques MeV). Couramment, les isotopes cibles sont soumis à un flux suffisamment faible afin de négliger leur consommation lors de l'activation. Ce dernier point permet de différencier les mesures par activation des mesures par irradiation où l'isotope cible est placé dans un flux intense comme par exemple dans le réacteur Phénix (expériences PROFIL [Tommasi, 2008]). C'est alors l'évolution de son bilan matière qui est la source d'information au travers d'expériences destructives, telles que les analyses chimiques ou non destructives, comme les analyses spectroscopiques sur les produits de la réaction. Les niveaux de flux requis excluent l'utilisation de cette technique dans les réacteurs à puissance nulle.

Il convient de remarquer que les **expériences différentielles et intégrales sont complémentaires** dans le processus d'amélioration de connaissance des données nucléaires. En résumé, on peut retenir que les expériences différentielles permettent d'affiner la connaissance à des points énergétiques précis, pour des résonances par exemple, tandis que les expériences intégrales permettent de fixer le niveau général, l'intégrale en énergie, des sections efficaces.

III – Instrumentation et mesures associées

Les réactions nucléaires n'étant évidemment pas directement visibles à l'œil nu, toute expérience s'appuie sur des instruments de mesure dédiés permettant d'obtenir une image des phénomènes mis en jeu et de leur intensité. En outre, un suivi de précision en direct est nécessaire vis-à-vis de la sûreté de l'installation, émanant de l'Autorité de Sûreté Nucléaire.
L'instrumentation est donc par essence indissociable de l'exploitation d'un réacteur nucléaire, notamment lorsque celui-ci est dédié à l'expérimentation.

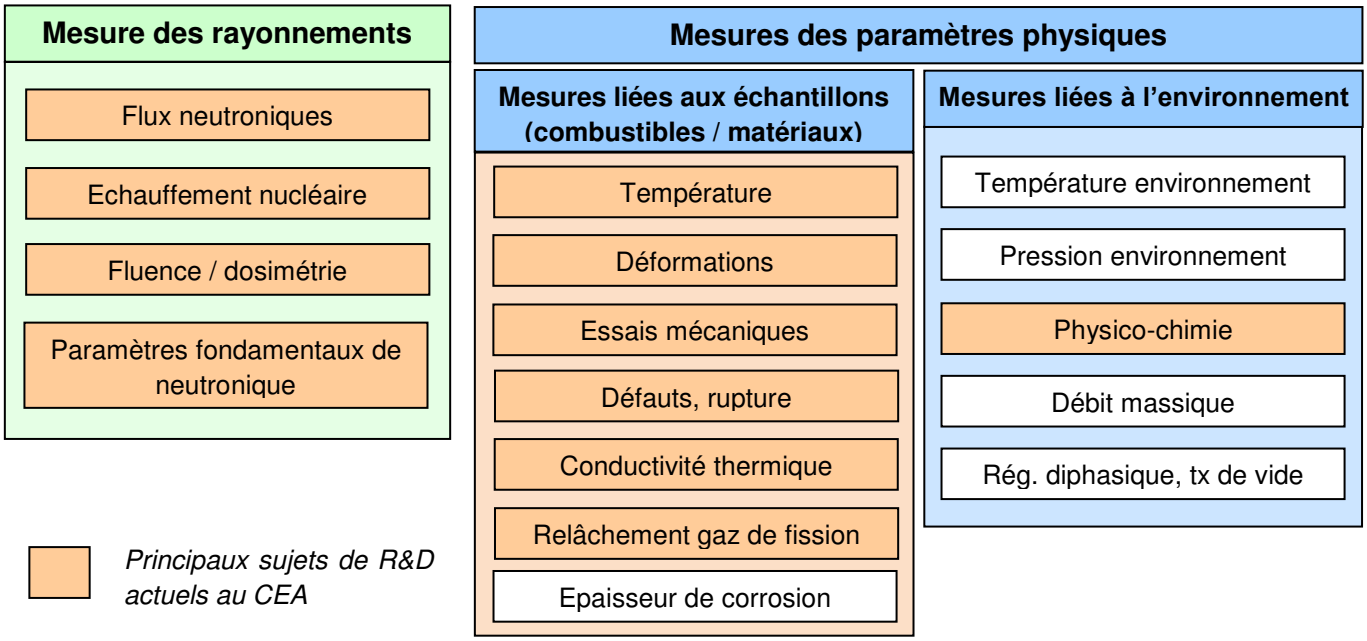
1 – Caractéristiques générales, différents types de mesure

S'il existe une instrumentation externe au cœur, appelée *ex-core*, nous présentons ici l'instrumentation et les mesures associées à l'intérieur du cœur, appelées *in-core*. Celle-ci doit être précise et fiable, y compris au cours des irradiations de neutrons souvent intenses. En effet, même dans les réacteurs dits de puissance nulle, les flux neutroniques sont de l'ordre de 10^9n.cm^{-2}.s^{-1}. Outre la résistance aux flux (neutrons et gamma), des critères additionnels interviennent :

- **Miniaturisation** à cause du peu de place disponible dans les réseaux ;
- **Fiabilité** car les durées et puissance d'irradiation peuvent rendre difficile la maintenance et/ou réparation des matériels ;
- **Précision** afin d'apporter une connaissance scientifique toujours améliorée et de répondre aux exigences de sûreté (incertitudes sur les grandeurs d'exploitation) ;
- **Résistance aux hautes températures** parfois rencontrées pouvant dépasser les 300°C. Cependant, cette condition n'est que très rarement rencontrée dans les réacteurs expérimentaux de puissance nulle ;
- **Résistance à la corrosion** car la quasi-totalité des expériences en réacteur sont réalisées sous eau, parfois pressurisée.

Les besoins de mesure en réacteur sont donc multiples, comme le montre le Tableau 2.1 ci-dessous:

Tableau 2.1 : Besoins en mesures dans les réacteurs



2 – Mesures neutroniques du flux

Plusieurs techniques complémentaires de mesure indirecte du flux neutronique sont couramment utilisées tant en réacteur de recherche qu'en réacteur de puissance [Lyoussi, 2010].
Nous en présentons quatre.

1. *Dosimètres d'activation*

Ils constituent la mesure de référence la plus précise des flux et fluences. Un métal connu est placé à l'endroit souhaité, produisant une capture radiative clairement identifiée. Une fois irradié, l'échantillon est analysé par spectroscopie gamma. On peut ainsi calculer avec précision l'intégrale en énergie du flux reçu au cours de l'irradiation ce qui en fait une mesure intégrale. Pour les réacteurs de puissance, les dosimètres d'activation à haute énergie sont une source d'information très précieuse afin de déterminer expérimentalement la fluence cuve, facteur limitant principal de l'exploitation des réacteurs de puissance dans la durée.

Malgré sa précision, cette mesure présente une lacune majeure: il s'agit d'une mesure hors ligne, réalisée *a posteriori* de l'irradiation. Elle ne peut ainsi en aucun cas servir de contrôle en temps réel pour l'exploitation. D'autres techniques sont alors employées, de manière complémentaire aux dosimètres d'activation, afin de réaliser des mesures en direct. La plupart sont des détecteurs gazeux: une chambre appelée d'ionisation, est remplie d'un gaz s'ionisant sous l'action d'une particule chargée. Leur résistance à l'irradiation les fait être préférés aux détecteurs à semi-conducteurs et leur plus grande stabilité face aux rayonnements gamma les rendent plus performants que les scintillateurs.

2. *Collectrons*

Au sein du détecteur se trouve un matériau qui, suite à une capture radiative, produit un élément radioactif. Ainsi, un courant est créé puis mesuré grâce à un détecteur coaxial. Les collectrons permettent alors une mesure fiable et simple du flux de neutrons. La sensibilité énergétique du détecteur dépend de la section efficace de capture du matériau utilisé dans le détecteur. Il s'agit d'une mesure en ligne en ce sens que les informations sont lisibles pendant l'irradiation. Néanmoins, il existe un léger décalage temporel, lié à la période de décroissance de l'élément créé.

3. *Chambres à fission*

A la différence du collectron, c'est le dépôt d'un élément fissile (ou fertile) qui se trouve au centre des chambres à fission, déposé sur une électrode. Les neutrons induisent des fissions et des produits de fission, électriquement chargés, sont alors émis et ionisent le gaz environnant (souvent de l'Argon). Il s'agit donc d'une mesure en ligne du taux de fission sans retard qui est réalisée. L'efficacité des chambres à fission est supérieure à celle des collectrons. Cependant, placée dans des hauts flux, les dépôts fissiles sont fortement consommés, ce qui doit être pris en compte tout comme la modification locale du flux due au dépôt et aux matériaux de structure.

Si les isotopes fissiles ont des sections de fission importantes sur l'ensemble du spectre énergétique des neutrons, il n'en est pas de même pour les isotopes fertiles, présentant des sections efficaces de fission dites à seuil. Des chambres à fission sont aussi réalisées avec de tels isotopes de manière à obtenir l'intégrale du flux dans le domaine rapide uniquement.

Pour les applications des réacteurs de recherche, des chambres à fission miniatures ont été développées par plusieurs laboratoires. Leur diamètre extérieur peut être inférieur à 1,5 mm, ce qui permet de les placer n'importe où, y compris parfois dans des pastilles de combustible trouées en leur centre.

4. *Chambre à dépôt de bore*

Dans un flux de neutrons thermiques, des chambres à dépôt de bore sont souvent utilisées. Elles sont constituées d'un dépôt de bore au centre, et ce sont les particules α et les noyaux de ^{7}Li qui sont détectés, suite à leur création par absorption par le bore selon la réaction ^{10}B(n,α) ^{7}Li, ce qui donne également une mesure en direct. Le profil linéaire et les grandes valeurs de la section efficace de cette réaction permettent en effet d'obtenir un signal précis sur le flux de neutrons. Du fait de leur grande sensibilité, cette instrumentation est souvent placée en périphérie du cœur. Les détecteurs à Hélium-3, basés sur la réaction ^{3}He(n,t) ^{1}H, sont également très usités.

Outre ces mesures purement neutroniques, d'autres mesures sont réalisées comme le décrit le Tableau 2.1. Parmi celles-ci, on note des mesures thermiques permettant de contrôler la température du cœur en plusieurs endroits, donnée fondamentale, notamment dans les réacteurs à eau pour le contrôle de l'ébullition. Pour cela, des thermocouples sont généralement utilisés. Néanmoins, dans les réacteurs de recherche, plusieurs alternatives ont pu être essayées comme par exemple des mesures ultrasonores, pyrométriques ou encore à fibre optique. On peut aussi citer des mesures du relâchement des gaz de fission, non seulement sur la pression qu'ils génèrent dans les crayons de combustible, mais aussi sur leur nature même afin de suivre les modifications subies par le combustible au cours de son irradiation. Des capteurs acoustiques permettent ainsi une mesure de la masse molaire et de la pression du gaz contenu dans les crayons.

Présentons enfin quelques éléments de mesure la méthode des oscillations précédemment citée.

3 – Mesures par oscillations

Fondée sur la mesure d'une perturbation de réactivité volontairement insérée dans le cœur, l'instrumentation utilisée dépend de la technique d'oscillation employée, dite en boucle ouverte ou boucle fermée. La plupart des expériences dans MINERVE sont réalisées en boucle fermée, c'est pourquoi nous détaillons principalement cette méthode.
Initialement le cœur est critique avec l'échantillon à mesurer situé au-dessus du cœur, dans un tube appelé canne d'oscillation. Puis, l'échantillon est inséré; la variation de réactivité produite est immédiatement détectée par une chambre à dépôt de bore située dans le réflecteur en eau. Elle est alors compensée par une barre de commande rotative plus ou moins recouverte de cadmium (secteurs mobiles pouvant être découverts ou recouverts suivant la mesure de la chambre à dépôt

de bore) *via* une boucle d'asservissement électronique afin que le cœur reste critique. C'est cette compensation de l'effet en réactivité qui est mesurée, avec une grande précision : on atteint dans MINERVE des précisions de l'ordre du centième de pcm. Ainsi, sur des effets en réactivité de quelques pcm (généralement entre 1 et 10 pcm, valeur maximale en absolu), on obtient une incertitude expérimentale inférieure au pour cent pour une mesure type de 5 cycles de 10 oscillations à 50W [Antony, 2009].

La Figure 2.1 illustre la barre de commande rotative partiellement recouverte de secteurs de Cadmium.

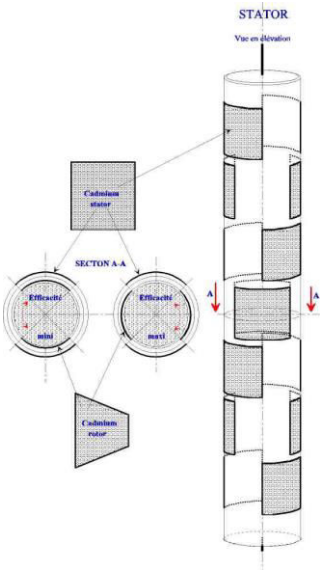


Figure 2.1 : Schéma de la barre à secteurs de Cadmium

Dans le cas d'un isotope fissile, on mesure alors la somme des contributions de la capture et de la fission principalement, mais pour certains matériaux tels que la plupart des produits de fission qui sont très majoritairement capturants, on mesure principalement leur section efficace de capture.
Les oscillations peuvent être rapides (quelques Hz) ou plus lentes (quelques dizaines de secondes de période). De même, la forme des oscillations peut varier, décrivant un signal sinusoïdal ou en créneau. Comme mentionné précédemment, des oscillations sans compensation de la réactivité peuvent également être réalisées. On parle alors de fonctionnement en « boucle ouverte ».
Des compléments sur la technique d'oscillation sont disponibles dans les références [Foell, 1972 ; Anthony, 2009 ; Baker, 2014].

IV – Variabilité spectrale dans les réacteurs de puissance nulle

1 – Des expériences intégrales « orientées »

En premier lieu rappelons que dans les réacteurs de puissance nulle sont le siège d'expériences de type maquette, dont l'objectif premier est souvent la qualification des schémas de calcul des codes déterministes, et des expériences plus fondamentales, dédiées à l'amélioration des données nucléaires de base. On rappelle que ces deux grandes familles d'expériences sont toutes deux des

expériences de type intégrale. Néanmoins, l'intégration sur l'ensemble du spectre diffère fortement suivant un réacteur à eau ou un réacteur à neutrons rapides par exemple. Ainsi, les cœurs expérimentaux dédiés aux expériences intégrales en réacteur à puissance nulle doivent être spécifiques vis-à-vis des cœurs de puissance pour lesquels ils sont en soutien.
Si les programmes de type maquette, dédiés à la qualification des schémas de calcul numériques, réalisés dans des réacteurs tels que EOLE ou MASURCA occupent une place centrale dans le bon fonctionnement du nucléaire industriel, MINERVE tient une place particulière, plus orientée sur la R&D. En effet, l'originalité et la qualité de ses mesures en font un outil de choix au niveau international. Fort de sa flexibilité, le réacteur a pu répondre aux besoins de la recherche sur tout type de spectre. Cette qualité, améliorée par plus de 50 ans d'expérimentation, sera également un des socles du réacteur ZEPHYR. Illustrons-la.

2 – Illustration de la multiplicité de spectres dans le réacteur MINERVE

Outre les classiques spectres thermiques des REP ou les spectres rapides des réacteurs iso ou surgénérateurs, le cycle nucléaire utilise des spectres dont les énergies clés diffèrent des spectres de réacteurs "usuels". Les REP eux-mêmes ont des spectres différents suivant qu'ils utilisent uniquement du combustible à base d'UO_2 ou du MOx. La présence des isotopes du plutonium, fortement capturants dans les énergies thermiques, tend en effet à durcir les spectres thermiques. Autre exemple, les Réacteurs à Eau Bouillante qui utilisent un rapport de modération inhomogène et globalement un spectre plus dur, proche des énergies épi-thermiques. En dehors des réacteurs, les usines de traitement des combustibles irradiés (à La Hague pour la France) utilisent des zones très riches en eau, sous-critiques bien évidemment, dont le spectre neutronique est par conséquent très thermalisé.

Afin de répondre à plusieurs de ces besoins, les programmes qui se sont déroulés dans MINERVE depuis sa mise en fonctionnement ont couvert des zones énergétiques très distinctes. La Figure 2.2 illustre plusieurs des spectres reproduits dans différents réseaux expérimentaux :

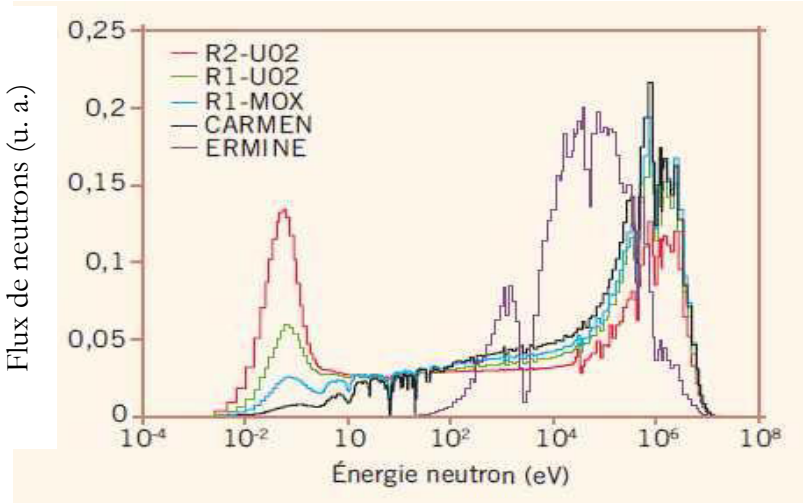


Figure 2.2 : Illustration de la flexibilité spectrale de MINERVE

Les expériences intégrales s'adaptent ainsi aux spectres rencontrés au cours des différentes étapes du cycle du nucléaire industriel et s'avèrent être un support important y compris pour des applications hors réacteur.

3 – Etat de l'art des expériences passées mis en relief par les besoins actuels et futurs

Le développement des réacteurs à spectre thermique, sous la forme des UNGG (Uranium Naturel Graphite Gaz) puis des REL (Réacteurs à Eau Légère, regroupant les réacteurs à eau pressurisée et les réacteurs à eau bouillante), a conduit à des expériences fortement axées sur le domaine d'énergie de la bosse thermique, entre l'énergie thermique statistique et quelques eV [Cathalau, 2014]. Le développement souhaité, réalisé mais contrarié des réacteurs régénérateurs et surgénérateurs à neutrons rapides ainsi que la connaissance des spectres de fission ont mené à un certain nombre d'expériences dans le domaine des énergies rapides. Aujourd'hui, cette filière de réacteurs est relancée par les réacteurs dits de quatrième génération [Forum Génération IV]. On rappelle que le choix français se porte sur la poursuite de la filière des réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium, au travers d'ASTRID [*Les réacteurs nucléaires à caloporteur sodium,* 2014 ; Convention PIA, 2010]. Néanmoins, la qualité des données nucléaires présentes actuellement dans cette zone d'énergie (incertitudes, nombre de noyaux traités, ...) ne permet pas en l'état de satisfaire aux exigences de sûreté et aux marges demandées pour démarrer un tel réacteur en 2025.

Des expériences intégrales représentatives des spectres de cœurs de RNR-Na représentent ainsi un enjeu actuel important pour ZEPHYR. Dans une installation multi-filières de ce type, à zone nourricière thermique, la conduite de programmes expérimentaux dédiés RNR-Na nécessite la conception de cœurs couplés thermique-rapides. Cela permet de limiter la taille des cœurs par rapport à des maquettes critiques entièrement rapides, et donc d'utiliser une quantité réduite de matière fissile tout en conservant les paramètres de sûreté des cœurs thermiques.

La première contribution de la thèse est consacrée à l'étude des cœurs couplés thermique-rapides, et notamment aux caractéristiques physiques de la zone d'adaptation entre ces spectres fort distincts.

Entre ces deux "extrêmes" que sont les spectres thermique et rapide, se trouve la zone des énergies épi-thermiques. Peuplée de résonances pour la quasi-totalité des réactions tant pour les matériaux de structure que les actinides ou encore les produits de fission, cette zone fut fortement délaissée dans les expériences intégrales. Evidemment, elle ne contribue pas directement à la fission, mais elle est le siège principal du ralentissement des neutrons et intervient ainsi dans le facteur anti-trappes p. En outre, cette zone d'énergie est fondamentale dans les applications de sûreté-criticité. Les usines de fabrication des combustibles, notamment ceux à base de plutonium, doivent démontrer un certain niveau de sous-criticité dans des zones de manutentions où les spectres neutroniques sont sensibles à des énergies de 1 à 100 keV. Une meilleure connaissance des données nucléaires d'intérêt dans cette zone d'énergie permet alors d'optimiser la fabrication de tels combustibles, sans détériorer la sûreté.

La seconde contribution de la thèse porte également sur l'adaptation spectrale, avec pour domaine d'énergie cible l'intervalle entre 10 eV et 10 keV.

CHAPITRE 3 : Théories des perturbations

La logique mène à tout, à condition d'en sortir.
Alphonse Allais

Les Chapitres précédents ont mis en lumière le lien étroit entre les expériences intégrales réalisées dans les réacteurs expérimentaux, principalement dans les réacteurs de puissance nulle, et les besoins industriels, notamment pour les données nucléaires de base que sont les sections efficaces. Afin de répondre au mieux au besoin et constituer un véritable soutien à l'application industrielle, il convient d'évaluer avec précision la similitude des caractéristiques neutroniques. Ainsi, on cherche à identifier et à quantifier avec précision les grandeurs d'influence d'une mesure.
Ce Chapitre présente les fondements théoriques et la formalisation mathématique des théories des perturbations. Celles-ci permettent de calculer formellement un effet en réactivité lors d'une mesure par oscillation par exemple (théorie des perturbations standard) mais aussi de d'identifier et de quantifier les paramètres d'influence lors d'une mesure à travers l'expression de coefficients de sensibilité (théorie des perturbations généralisée). Enfin, les coefficients de sensibilité ainsi définis sont utilisés pour propager des incertitudes dues aux données nucléaires issues des bibliothèques sur une mesure et quantifier la corrélation entre deux expériences distinctes au travers de la théorie de la représentativité.

I – S'éloigner de l'état critique : la théorie des perturbations standard

Le calcul d'un cœur dans l'état critique est certes capital mais pas suffisant en soi. Le calcul des parades de sûreté par insertion des barres absorbantes est par exemple tout aussi important de manière à connaître le poids en réactivité de chacune de ces barres. Afin de répondre à de tels besoins, les physiciens des réacteurs utilisent la théorie des perturbations, dont les premières utilisations datent du début du XVIIIième siècle avec l'étude des problèmes gravitationnels à plus de trois corps. Wigner, dans le cadre du projet Manhattan, puis Usachev appliquèrent les premiers la théorie des perturbations aux réacteurs nucléaires [Usachev, 1955].
Par la suite, l'appellation théorie des perturbations standard désignera les perturbations relatives au facteur de multiplication, permettant de calculer un effet en réactivité.
Avant de détailler les calculs des perturbations, nous présentons deux outils fondamentaux pour la suite, empruntés aux mathématiques: un produit scalaire adapté aux fonctions flux et les opérateurs adjoints de l'équation de Boltzmann.

1 – Produit scalaire et flux adjoint

Considérons des flux définis dans « l'espace des phases stationnaire », c'est-à-dire l'espace à 6 dimensions $\left(\vec{r}, E, \vec{\Omega}\right)$, noté F. Un flux est ainsi une application de classe C^{∞} de F dans F.

Il est alors possible de définir un **produit scalaire** sur $C^{\infty}(F,F)$. Soit l'application

$$\mathcal{P} : \langle \Phi, \Psi \rangle \mapsto \int_{\vec{r}} \int_{E} \int_{\vec{\Omega}} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d^3\vec{r} dE d^2\vec{\Omega} \ .$$

Cette intégration se fait dans l'absolu sur un ensemble ouvert. En pratique, il est ramené à un compact puisque seul le réacteur est calculé et que seules les énergies inférieures à 20 MeV sont prises en compte par considération physique : la probabilité d'avoir des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV dans un réacteur de fission est négligeable.

Il est alors vérifiable que $\mathcal{P}$ définit un produit scalaire sur $C^{\infty}(F,F)$:

a. $\mathcal{P}$ est symétrique par commutativité de la multiplication.
b. $\mathcal{P}$ est linéaire par rapport à la première variable par linéarité de l'intégrale sur un compact.

De a et b, il peut être déduit que $\mathcal{P}$ est une forme bilinéaire symétrique.

c. Positivité

$$\langle \Phi, \Phi \rangle = \int_{\vec{r}} \int_{E} \int_{\vec{\Omega}} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d^3\vec{r} dE d^2\vec{\Omega} = \int_{\vec{r}} \int_{E} \int_{\vec{\Omega}} \Phi^2(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d^3\vec{r} dE d^2\vec{\Omega}$$

L'intégrande est positive car c'est un carré réel, donc $(\Phi, \Phi) \geq 0$: $\mathcal{P}$ est positif.

d. Caractère défini :

Soit $\Phi \in C^{\infty}(F,F)$ tel que $\langle \Phi, \Phi \rangle = \int_{\vec{r}} \int_{E} \int_{\vec{\Omega}} \Phi^2(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d^3\vec{r} dE d^2\vec{\Omega} = 0$. On montre alors que Φ est nul sur l'espace des phases F.

Pour tout compact K inclus dans $F, \Phi \in C^{\infty}(F,F)$ donc est *a fortiori* continue sur K. Par conséquent, comme $\langle \Phi, \Phi \rangle = 0$, on en déduit que pour tout $\vec{X} = (\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \in K, \Phi^2(\vec{X}) = 0$. Donc Φ est nulle sur tout compact inclus dans F donc Φ est nulle sur F.

On déduit des points a, b, c et d que **$\mathcal{P}$ définit un produit scalaire sur $C^{\infty}(F,F)$.**

Remarque : Les flux neutroniques sont bien évidemment positifs, mais leur décomposition en harmoniques spatiales par exemple fait apparaître des valeurs négatives correspondant à des antisymétries. La définition théorique proposée ici permet donc d'inclure l'ensemble de ces cas.

Une fois ce produit scalaire défini, il est possible de définir la notion de **flux adjoint.**

Les opérateurs définis au Chapitre 2 permettent d'écrire l'équation de Boltzmann en l'absence de sources externes sous la forme $H\Phi = \left(A - \frac{1}{k_{eff}} P \right) \Phi = 0$ (Eq) où $A = T + D$. Les différents opérateurs mis en jeu - H, P et A - sont des opérateurs linéaires (par rapport au flux). Pour chacun d'entre eux, il existe donc un unique opérateur adjoint; on dispose de trois opérateurs supplémentaires notés H^+, P^+ et A^+ respectivement opérateurs adjoints de H, P et A. Ainsi, pour deux fonctions flux $C^{\infty}(F,F)$ quelconques Φ_1 et Φ_2, et en notant K un des trois opérateurs précédents, il vient par définition:

$$\langle \Phi_1 ; K\Phi_2 \rangle = \langle K^+ \Phi_1 ; \Phi_2 \rangle$$

En outre, on obtient une **équation de Boltzmann adjointe**, en changeant les opérateurs par leur opérateur adjoint dans l'équation (Eq). La solution obtenue diffère du flux Φ, elle est appelée **flux adjoint** et est notée Φ^+.

2 – La théorie des perturbations standard : expression d'une variation de réactivité

La théorie des perturbations standard permet de calculer une variation de réactivité entre deux états stationnaires dans réacteur sans source externe.

Soit un état initial repéré par l'indice 0, on a alors la relation $H_0\Phi_0 = \left(A_0 - \frac{1}{k_{eff,0}}P_0\right)\Phi_0 = 0$.

Supposons qu'il se produise une perturbation de toutes les grandeurs du système (variations de sections efficaces suite à une variation de température par exemple) laissant le réacteur en état stationnaire. Les opérateurs, le flux et le facteur de multiplication se retrouvent perturbés.

On obtient alors : $\begin{cases} \Phi = \Phi_0 + \delta\Phi \\ P = P_0 + \delta P \\ A = A_0 + \delta A \\ k_{eff} = k_{eff,0} + \delta k_{eff} \end{cases}$ et $H\Phi = \left(A - \frac{1}{k_{eff}}P\right)\Phi = 0$

En posant $\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$ et $\lambda_0 = \frac{1}{k_{eff,0}}$, il vient $A\Phi = \lambda P\Phi$ et $A_0\Phi_0 = \lambda_0 P_0 \Phi_0$.

Développons l'équation perturbée afin de retrouver l'équation bilan de l'état initial:

$$(A_0 + \delta A)(\Phi_0 + \delta\Phi) = (\lambda_0 + \delta\lambda)(P_0 + \delta P)(\Phi_0 + \delta\Phi)$$

En utilisant la relation $A_0\Phi_0 = \lambda_0 P_0 \Phi_0$, et en regroupant les termes on obtient :

$$(A_0 - \lambda_0 P_0)\delta\Phi = [\lambda_0\delta P - \delta A + \delta\lambda(P_0 + \delta P)](\Phi_0 + \delta\Phi) \quad (\&)$$

En multipliant par Φ_0^+ et en intégrant sur l'espace des phases, le terme de gauche devient

$$\left\langle \Phi_0^+ ; (A_0 - \lambda_0 P_0)\delta\Phi \right\rangle = \left\langle \left(A_0^+ - \lambda_0 P_0^+\right)\Phi_0^+ ; \delta\Phi \right\rangle = 0 \text{ par définition du flux adjoint.}$$

On obtient alors $\delta\lambda \left\langle \Phi_0^+ ; P\Phi \right\rangle = -\left\langle \Phi_0^+ ; (\lambda_0\delta P - \delta A)\Phi \right\rangle$. Finalement, on arrive à la variation exacte de réactivité $\delta\rho = -\delta\lambda = \frac{1}{k_{eff,0}} - \frac{1}{k_{eff}}$: $\boxed{\delta\rho = \frac{\left\langle \Phi_0^+ ; \left(\frac{1}{k_{eff,0}}\delta P - \delta A\right)\Phi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+ ; P\Phi \right\rangle}}$.

Remarques :

1 - En écrivant dans (&) $\lambda_0\delta P = (\lambda - \delta\lambda)\delta P$ on aboutit à $\delta\rho = \frac{\left\langle \Phi_0^+ ; (\lambda\delta P - \delta A)\Phi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+ ; P_0\Phi \right\rangle}$.

2 - En ne considérant qu'une perturbation au 1er ordre, il vient $\delta\rho \approx \frac{\left\langle \Phi_0^+ ; (\lambda_0\delta P - \delta A)\Phi_0 \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+ ; P_0\Phi_0 \right\rangle}$.

II – Sensibilité d'un paramètre à une donnée d'entrée : théorie des perturbations généralisée

Au-delà des effets en réactivité, Gandini et Usachev développèrent la théorie des perturbations généralisée permettant d'évaluer des perturbations de taux linéaires et bilinéaires [Gandini, 1967]. Les paramètres d'influence d'une mesure sont alors identifiés et quantifiés au travers de la notion de sensibilité. Avant de détailler les développements mathématiques, précisons cette notion.

1 – Coefficient de sensibilité

Soit un paramètre P que l'on souhaite calculer ou mesurer, comme par exemple un taux de réaction, un indice de spectre ou le facteur de multiplication effectif. Comme précisé dans l'introduction du présent Chapitre, il importe, en plus de connaître la valeur de P, de connaître quels sont les paramètres d'influence sur la valeur P. On cherche à évaluer de combien est modifiée la valeur de P lorsque l'on modifie une « donnée d'entrée » E. Par exemple, comment évolue le facteur de multiplication effectif si l'on augmente la section efficace de diffusion de l'hydrogène ? Le coefficient reliant la réponse de P à une variation d'une donnée E est alors appelé sensibilité de P à la donnée E.
Ces coefficients de sensibilité peuvent être mathématiquement calculés. En effet, ils s'expriment par des dérivées telles que $S_E^P = \frac{\partial P}{\partial E}$. On peut également calculer des sensibilités relatives par la formule $\tilde{S}_E^P = \frac{\partial P / P}{\partial E / E}$. Ces dernières sont d'ailleurs plus souvent utilisées.

A présent, on étudie la sensibilité d'une fonctionnelle f à ses différentes variables d'entrée. En neutronique, il s'agit des différentes sections efficaces présentes dans le ou les milieux d'étude notées σ de manière générique, ainsi que les flux Φ et Φ^+ traduisant indirectement l'influence des sections efficaces périphériques.
La variation de la fonctionnelle $f(\sigma, \Phi, \Phi^+)$ s'écrit donc :

$$\mathrm{d}f = \left\langle \frac{\partial f}{\partial \sigma}, \mathrm{d}\sigma \right\rangle + \left\langle \frac{\partial f}{\partial \Phi}, \mathrm{d}\Phi \right\rangle + \left\langle \frac{\partial f}{\partial \Phi^+}, \mathrm{d}\Phi^+ \right\rangle$$

Avant d'étudier cette perturbation généralisée quelconque, nous développons l'exemple d'un indice de spectre, souvent utilisé en physique des réacteurs $R = \frac{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle}$. Puis nous développerons une formulation plus générale.

Remarques:
1 – Le calcul des coefficients de sensibilité par méthode Monte-Carlo représente un enjeu réel [Truchet, 2015 ; Aufiero, 2015].

2 – La notion de sensibilité n'est pas propre à la physique des réacteurs. Elle existe également en économie par exemple, sous le nom d'élasticité.

2 – L'exemple d'un indice de spectre $R = \dfrac{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle}$

Comme pour le facteur de multiplication effectif, on suppose une perturbation de l'ensemble des variables du système. A la suite de la perturbation, on obtient :

$$R_{pert} = R + \delta R = \frac{\langle (\Sigma_{num} + \delta\Sigma_{num})(\Phi + \delta\Phi) \rangle}{\langle (\Sigma_{den} + \delta\Sigma_{den})(\Phi + \delta\Phi) \rangle} \text{ noté } \frac{\langle \Sigma_{num} + \delta\Sigma_{num} ; \Phi + \delta\Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} + \delta\Sigma_{den} ; \Phi + \delta\Phi \rangle}$$

Dans le but de calculer une sensibilité relative, on s'intéresse au ratio $\dfrac{\delta R}{R} = \dfrac{R_{pert} - R}{R}$.

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} \left(\frac{\langle \Sigma_{num} + \delta\Sigma_{num} ; \Phi + \delta\Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} + \delta\Sigma_{den} ; \Phi + \delta\Phi \rangle} - \frac{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle} \right)$$

Par réduction au même dominateur et simplification par $\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle$:

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{1}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} \left(\frac{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle \langle \Sigma_{num} + \delta\Sigma_{num} ; \Phi + \delta\Phi \rangle - \langle \Sigma_{num} \Phi \rangle \langle \Sigma_{den} + \delta\Sigma_{den} ; \Phi + \delta\Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} + \delta\Sigma_{den} ; \Phi + \delta\Phi \rangle} \right)$$

En ne conservant que les perturbations au premier ordre on obtient :

$$\frac{\delta R}{R} \underset{1^{er}\text{ ordre}}{\approx} \frac{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle \{ \langle \Sigma_{num} \Phi \rangle + \langle \delta\Sigma_{num} \Phi \rangle + \langle \Sigma_{num} \delta\Phi \rangle \} - \langle \Sigma_{num} \Phi \rangle \{ \langle \Sigma_{den} \Phi \rangle + \langle \delta\Sigma_{den} \Phi \rangle + \langle \Sigma_{den} \delta\Phi \rangle \}}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle \langle \Sigma_{den} \Phi \rangle}$$

Finalement, il vient :

$$\frac{\delta R}{R} \underset{1^{er}\text{ ordre}}{\approx} \frac{\langle \delta\Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} - \frac{\langle \delta\Sigma_{den} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle} + \left\langle \frac{\Sigma_{num}}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} - \frac{\Sigma_{den}}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle} ; \delta\Phi \right\rangle$$

Les deux premiers termes concernent des variations des sections efficaces dont dépendent linéairement l'indice de spectre R. C'est pourquoi cette contribution est appelée **effet direct.** Généralement, ces coefficients sont donc très proches de ± 1% par % : R varie de 1% (respectivement –1%) lorsque Σ_{num} (resp. Σ_{den}) varie de 1%.

Le troisième terme correspond à l'impact de la variation du flux sur l'indice de spectre. Celle-ci est induite par la variation de données nucléaires périphériques, extérieures aux détecteurs comme par exemple les sections efficaces de diffusion du modérateur. C'est pourquoi ce terme est appelé **effet indirect.**

A présent, on étudie le résultat pour une fonctionnelle *f* quelconque en détaillant la méthode des importances généralisées pour calculer les effets indirects (ou termes indirects).

3 - Cas général de la fonctionnelle $f(\Phi,\Phi^+,\sigma)$

Formellement, la variation de f s'écrit $\mathrm{d}f = \left\langle \frac{\partial f}{\partial \sigma}, \mathrm{d}\sigma \right\rangle + \left\langle \frac{\partial f}{\partial \Phi}, \mathrm{d}\Phi \right\rangle + \left\langle \frac{\partial f}{\partial \Phi^+}, \mathrm{d}\Phi^+ \right\rangle$. Cependant, les termes de dérivées par rapport aux flux ne peuvent être calculés. Le recours aux multiplicateurs de Lagrange permet de contourner cette difficulté.
Deux fonctionnelles Ψ et Ψ^+ sont introduites en tant que multiplicateurs de Lagrange afin d'annuler les termes de dérivées par rapport aux flux. On pose donc :

$$L = f(\Phi,\Phi^+,\sigma) - \left\langle \Psi^+, \left(\mathrm{A} - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}\right)\Phi \right\rangle - \left\langle \Psi, \left(\mathrm{A}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}^+\right)\Phi^+ \right\rangle$$

Les contraintes du problème sont liées aux équations vérifiées par les flux direct et adjoint :

$$\left(\mathrm{A} - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}\right)\Phi = 0 \text{ et } \left(\mathrm{A}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}^+\right)\Phi^+ = 0.$$

En différentiant L, et après factorisation, l'annulation des termes en $\mathrm{d}\Phi$ et $\mathrm{d}\Phi^+$ impose :

$$\left(\mathrm{A}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}^+\right)\Psi^+ = \frac{\partial f}{\partial \Phi} \text{ et } \left(\mathrm{A} - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}\right)\Psi = \frac{\partial f}{\partial \Phi^+}$$

Ces équations ne permettent cependant pas de définir Ψ et Ψ^+ de manière unique. En effet, pour tout scalaire α et α^+, (Ψ- $\alpha\Phi$) et (Ψ^+- $\alpha^+\Phi^+$) sont également solutions. L'unicité est obtenue en annulant les termes de la différentiation de L en dk, c'est à dire les intégrales $\langle \Psi^+, \mathrm{P}\Phi \rangle$ et $\langle \Psi, \mathrm{P}^+\Phi^+ \rangle$. Les scalaires α et α^+ sont par la même occasion définis de manière univoque.
Finalement, on obtient :

$$\mathrm{d}f = \left\langle \frac{\partial f}{\partial \sigma}, \mathrm{d}\sigma \right\rangle - \left\langle \Psi^+, \left(\mathrm{dA} - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{dP}\right)\Phi \right\rangle - \left\langle \Psi, \left(\mathrm{dA}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{dP}^+\right)\Phi^+ \right\rangle$$

Avec
$$\left(\mathrm{A}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}^+\right)\Psi^+ = \frac{\partial f}{\partial \Phi} \quad \text{et} \quad \langle \Psi^+, \mathrm{P}\Phi \rangle = 0$$
$$\left(\mathrm{A} - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}\right)\Psi = \frac{\partial f}{\partial \Phi^+} \quad \text{et} \quad \langle \Psi, \mathrm{P}^+\Phi^+ \rangle = 0$$

Les fonctionnelles Ψ et Ψ^+ sont calculées comme des flux, avec des termes source $\frac{\partial f}{\partial \Phi}$ et $\frac{\partial f}{\partial \Phi^+}$.
Elles sont appelées **importances généralisées.**
Dans le cas des indices de spectre présenté au paragraphe précédent, une seule importance généralisée Ψ^+ est calculée en résolvant l'équation :

$$\left(\mathrm{A}^+ - \frac{1}{\mathrm{k}}\mathrm{P}^+\right)\Psi^+ = \frac{\Sigma_{\mathrm{num}}}{\langle \Sigma_{\mathrm{num}}\Phi \rangle} - \frac{\Sigma_{\mathrm{den}}}{\langle \Sigma_{\mathrm{den}}\Phi \rangle} \quad \text{et} \quad \langle \Psi^+, \mathrm{P}\Phi \rangle = 0$$

4 – Sensibilité des effets en réactivité : théorie équivalente

Dans le cadre des mesures par oscillations, le calcul de sensibilités des effets en réactivité aux données nucléaires est nécessaire. L'expression de l'effet en réactivité étant plus compliqué qu'un simple ratio linéaire et même bilinéaire, la théorie des perturbations généralisée présentée au paragraphe 3 n'est généralement pas employée. En effet, il lui est classiquement préféré la **théorie des perturbations équivalente** appelée EGPT relativement à son acronyme anglais (*Equivalent Generalized Perturbation Theory*) [Gandini, 1986]. Détaillons-la.

Soit un effet en réactivité $\Delta\rho = \rho_{PERT} - \rho_{REF}$ qui devient $\Delta\rho' = \rho'_{PERT} - \rho'_{REF}$ suite à une perturbation des données nucléaires (comme précédemment, une perturbation générique d'un paramètre noté *p* est considérée). Par définition, la sensibilité relative de $\Delta\rho$ au paramètre *p* est alors donnée par: $S(\Delta\rho, p) = \frac{p}{\Delta\rho}.\frac{\partial\Delta\rho}{\partial p} = \frac{p}{\Delta\rho}.\left(\frac{\partial\rho_{PERT}}{\partial p} - \frac{\partial\rho_{REF}}{\partial p}\right)$.

Cette expression peut s'écrire $S(\Delta\rho, p) = \frac{\rho_{PERT}S(\rho_{PERT}, p) - \rho_{REF}S(\rho_{REF}, p)}{\Delta\rho}$.

Alors, en notant que $\rho = \frac{k-1}{k} = 1 - \frac{1}{k}$ et donc $\frac{\partial\rho}{\partial p} = \frac{1}{k^2}.\frac{\partial k}{\partial p}$, il vient $S(\rho, p) = \frac{S(k, p)}{k-1}$.

Finalement, on obtient : $S(\Delta\rho, p) = \frac{1}{\Delta\rho}\left(\frac{S(k_{PERT}, p)}{k_{PERT}} - \frac{S(k_{REF}, p)}{k_{REF}}\right)$.

La sensibilité d'un effet en réactivité peut alors se calculer à partir des sensibilités des facteurs de multiplication effectifs des configurations de référence et perturbée.

Cette formulation, implémentée dans ERANOS, est actuellement la seule manière de calculer la sensibilité d'un effet en réactivité aux données nucléaires. Néanmoins, elle a initialement été développée pour calculer des sensibilités à de grands effets en réactivité, tels qu'une vidange sodium ou des chutes de barre de contrôle, pour lesquels elle a été validée. Sa validité pour des petits effets en réactivité telles que ceux rencontrés dans des oscillations n'est pas assurée puisque l'on rappelle que l'amplitude est de 10 pcm maximum dans des mesures par oscillations telles que celles réalisées dans MINERVE. Cette question ayant fait l'objet d'une attention particulière et de travaux spécifiques durant la thèse, elle sera abordée plus en détails dans la suite du document (Chapitre 11).

Outre l'identification des données nucléaires d'influence sur un paramètre neutronique d'intérêt pour un calcul ou une mesure, les sensibilités aux données nucléaires permettent d'estimer l'incertitude totale sur un paramètre neutronique à partir des incertitudes sur les sections efficaces individuelles. Le paragraphe suivant présente la méthodologie employée.

III – L'incertitude des données nucléaires : propagation et représentativité

Lors de la conception d'un cœur, nombre de données portent nécessairement une incertitude. Il peut s'agir des données dites technologiques, à savoir l'enrichissement exact des combustibles, leur composition, leur positionnement… Ceci est inhérent à toute réalisation industrielle. Mais on peut aussi identifier des incertitudes similaires sur les sections efficaces, données d'entrée fondamentales dans l'équation de Boltzmann car porteuses de l'information sur les réactions nucléaires ayant lieu dans le cœur. Afin de concevoir des réacteurs sûrs, il convient d'évaluer ces incertitudes.

1 – Définitions, matrices de variance-covariance

Les mesures de sections efficaces, différentielles et intégrales (cf Chapitre 2), sont associées à une incertitude expérimentale. Ainsi, l'ensemble des calculs neutroniques réalisés (facteur de multiplication, indices de spectre, nappe de puissance,…) utilisent des données nucléaires entachées d'une méconnaissance propre à chaque réaction, quel que soit l'isotope considéré. Ces incertitudes sont régulièrement réduites grâce à de nouvelles mesures et des modèles théoriques plus précis.

L'ensemble des incertitudes est regroupé dans une matrice, appelée matrice de variance-covariance. De taille fortement variable, elle regroupe pour une évaluation donnée les incertitudes sur toutes les sections efficaces de l'ensemble des isotopes choisis à l'aide du formalisme multi-groupe. Chaque ligne (et colonne) représente un groupe d'énergie donné pour une réaction précise sur un isotope choisi. Les termes diagonaux représentent les incertitudes à proprement parler. Les termes hors diagonales couvrent quant à eux les corrélations entre les groupes d'énergie, mais aussi entre les réactions et les isotopes c'est-à-dire entre les sections efficaces multi-groupes. Ces corrélations sont le reflet des modèles théoriques employés pour les calculs des sections efficaces, notamment dans le domaine des résonances. Elles résultent des ajustements réalisés lors des différentes assimilations des expériences intégrales et différentielles.

Mathématiquement, la matrice de variance-covariance est carrée et symétrique ; en outre, elle est définie positive, propriété d'importance dans le formalisme de la propagation des incertitudes.
Néanmoins en pratique toutes les incertitudes sur les données nucléaires de base n'ont pas le même impact sur le calcul final suivant la grandeur neutronique calculée et le type de cœur. Il convient alors d'utiliser ces matrices dans des calculs appliqués à la configuration étudiée *via* les vecteurs de sensibilité.

2 – Application et propagation de l'incertitude

Par un simple raisonnement physique, il est aisé de comprendre que plus la sensibilité de la grandeur mesurée à une certaine donnée nucléaire est élevée, plus l'incertitude sur cette donnée d'entrée influera sur l'incertitude finale. Plus formellement, si l'on considère un unique paramètre

d'entrée *E*, l'incertitude relative sur *P* est donnée par : $\frac{\Delta P}{P} = \tilde{S}_E^P \times \left(\frac{\Delta E}{E}\right)$. L'incertitude quadratique sur le paramètre P est ainsi donnée par $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 = \tilde{S}_E^P \times \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \times \tilde{S}_E^P$.

Lorsque l'on calcule l'incertitude quadratique issue de plusieurs données d'entrée $E_1, \ldots, E_N$, celle-ci est obtenue en tenant compte des corrélations entre les données d'entrées :

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 = \sum_{k=1}^{N} \tilde{S}_{E_k}^P \times \left(\frac{\Delta E_k}{E_k}\right)^2 \times \tilde{S}_{E_k}^P + \sum_{l \neq k} \tilde{S}_{E_k}^P \times \left(\frac{\Delta E_k}{E_k}\right)\left(\frac{\Delta E_l}{E_l}\right) \times \tilde{S}_{E_l}^P$$

On voit alors apparaître une écriture matricielle, à l'aide de la matrice de variance-covariance, notée *M*. En notant $\vec{\tilde{S}}_E^P$ est le vecteur sensibilité relative du paramètre *P* à l'ensemble des données d'entrée *E,* on réalise un calcul de propagation d'incertitude, que l'on pourrait également appeler incertitude appliquée : $\varepsilon_P = \sqrt{{}^t\vec{\tilde{S}}_E^P M \vec{\tilde{S}}_E^P}$. Par sa forme, cette méthode est aussi appelée « méthode du sandwich ».

Remarque : La matrice M étant définie positive, ${}^t\vec{\tilde{S}}_E^P M \vec{\tilde{S}}_E^P$ est toujours positif, permettant l'application de la racine carrée pour tout vecteur sensibilité.

3 – Représentativité

Orlov a défini en 1980 le coefficient de représentativité [Orlov, 1980]. Il quantifie la similitude des vecteurs sensibilités entre une application industrielle et une expérience pour un paramètre *P* d'intérêt. Ainsi il n'évalue pas la proximité directe du paramètre *P* entre les cas industriel et expérimental mais la proximité des données influentes sur *P* dans les deux cas. En indiçant par *I* les grandeurs se rapportant au réacteur industriel et par *R* celles se rapportant au réacteur expérimental, on définit le coefficient de représentativité :

$$r_P = \frac{{}^t\left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_R M \left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_I}{\sqrt{{}^t\left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_I M \left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_I}\sqrt{{}^t\left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_R M \left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_R}}$$

Formellement, ce coefficient est un coefficient de corrélation linéaire entre les vecteurs de sensibilité $\left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_R$ et $\left(\vec{\tilde{S}}_E^P\right)_I$.

Ce coefficient permet de transposer l'interprétation d'une mesure dans un réacteur à puissance nulle à une application industrielle [Dos Santos, 2013 ; Blaise, 2011].

On trouve également une utilisation de ce coefficient de représentativité dans le cadre général de l'ajustement des données nucléaires [Noguère, 2011].

Remarque : Il est intéressant de noter que dans l'article original, Orlov développe sa théorie sous l'hypothèse que seules les incertitudes des données nucléaires sont à considérer puisqu'en comparaison, les incertitudes technologiques étaient négligeables. Aujourd'hui, cette hypothèse peut être contestée car les travaux d'évaluation menés depuis près de 40 ans ont permis de réduire grandement les incertitudes sur les sections efficaces. Dans le cas de l'utilisation du coefficient de représentativité pour l'ajustement de sections efficaces multigroupes, la prise en compte des incertitudes technologiques peut influer sur le résultat de l'ajustement en diminuant la portée d'une mesure dans le processus de transposition. Cependant, il semble possible d'élargir le formalisme développé en y intégrant les incertitudes technologiques en associant des sensibilités aux données technologiques et ainsi disposer d'un ajustement plus complet et précis.
L'amélioration de l'utilisation du coefficient de représentativité est actuellement au cœur de certaines recherches [Umano, 2014 ; Umano, 2017].

CHAPITRE 4 : Coupler différentes zones – théorie d'Avery et développements ultérieurs

Ils ont tous les deux une certaine valeur, mais additionnés, comme en chimie…
Prenez deux produits relativement dangereux, disons du nitrate et de la glycérine.
Mêlez ces deux produits et vous allez obtenir une combinaison explosive !
Juge Fulton dans *Amicalement Votre*

Rarement homogènes, les cœurs des réacteurs de puissance nulle voient se juxtaposer des zones aux caractéristiques spectrales fortement distinctes dans des volumes réduits. L'exemple de la variabilité spectrale dans MINERVE présentée au Chapitre 2 illustre la diversité des conditions neutroniques obtenues en centre cœur. Pourtant la zone périphérique, appelée nourricière puisqu'elle apporte la majorité des neutrons de fissions nécessaires à l'entretien de la fission en chaîne, est spectralement identique quelles que soient les conditions neutroniques cibles au centre. Cette particularité mise en lumière n'est que renforcée par les notions présentées au Chapitre 3. En effet, le couplage de zones très différentes peut mettre en jeu des dépendances mutuelles non souhaitées. Cette caractéristique de cœur couplé est fondamentale dans ZEPHYR, car elle est l'option de référence pour la flexibilité et l'adaptation spectrale attendue par cette nouvelle machine. Outre l'adaptation spectrale, ces caractéristiques des cœurs couplés ouvrent des perspectives pour les études de transitoires de cinétique, qui représentent une des avancées majeures dans les prochaines décennies pour la nouvelle génération de codes déterministes et stochastiques.
Ce Chapitre est consacré à l'étude des couplages entre différentes zones. La théorie d'Avery, héritée des premiers développements de la neutronique, est présentée et appliquée au travers d'un raisonnement simple à un groupe pour un couplage thermique-rapide. Puis nous présentons les matrices de fission, pour lesquelles un intérêt semble renaître ces dernières années notamment grâce à de récents développements des codes Monte-Carlo.

I – Théorie d'Avery : échanges de neutrons

Le couplage met en jeu deux zones aux caractéristiques neutroniques quelconques (les deux zones peuvent être similaires ou au contraire fort distinctes) mais nécessairement dépendantes. En effet, les deux zones – thermique et rapide – sont sous critiques si elles sont prises séparément mais critiques lorsqu'elles sont en contact. Des neutrons sont échangés d'une zone à l'autre, modifiant *ipso facto* la notion de fuite que l'on a dans le concept de réacteur homogène. Ainsi convient-il de traiter de tels cœurs de manière spécifique afin de tenir compte de ces interactions entre zones neutroniques distinctes et d'intégrer leurs caractéristiques dans les conditions de criticité et les équations de la cinétique.
La théorie dite d'Avery, du nom de Robert Avery qui l'a développée au cours des années 1950 est la première théorie permettant d'expliquer les échanges neutroniques et leurs implications sur la cinétique de tels systèmes [Avery, 1958]. Il s'agit d'une théorie mettant clairement en jeu les couplages des zones au travers de **paramètres intégraux**.

1 – Définition des coefficients de couplages et condition de criticité

Soit un réacteur divisé en *N* zones, pas nécessairement identiques; on note *i* et *j* deux indices allant de *1* à *N*.

1. *Coefficient de couplage k_{ij} et de sous-criticité individuelle Δ_i*

Le coefficient de couplage k_{ij} représente la probabilité qu'un neutron de fission issu de la zone *j* produise un nouveau neutron de fission dans la zone *i*.

Généralement, les coefficients k_{ij} et k_{ji} sont distincts. Si le réacteur est critique, chacune des *N* zones est sous-critique. Le coefficient de sous-criticité individuelle de la zone *i* est noté Δ_i et est défini par la relation $\Delta_i = 1 - k_{ii}$.

2. *Des sources de fission partielles à la condition de criticité*

La définition des coefficients de couplage par Avery introduit la notion de sources de fission. Afin d'écrire la condition de criticité on définit les sources de fission partielles :

- $\mathbf{S_i}$ désigne la source totale de neutrons de fission dans la zone *i,* on peut alors parler de source partielle ;
- $\mathbf{S_{ij}}$ désigne la source de neutrons de fission dans *i* issus de fissions dans *j*.

Par définition, on obtient alors le lien entre les définitions précédentes suivant : $S_i = \sum_{j=1}^{N} S_{ij}$. De plus, les sources partielles sont liées aux coefficients de couplage par la relation $S_{ij} = k_{ij} S_j$.

On recherche à présent l'expression de la condition de criticité.
Dans un système à *N* zones, de coefficient de multiplication effectif *k*, on obtient le système matriciel suivant $KS = kS$ avec $K = (k_{ij})_{i,j\in\{1,\dots,N\}}$ et $S = {}^t(S_1 \dots S_N)$.
La criticité implique $k = 1$ et une solution non triviale est obtenue par annulation du déterminant de la matrice $(K - I_N)$ c'est-à-dire :

$$\det(K - I_N) = \begin{vmatrix} -\Delta_1 & k_{12} & \cdots & k_{1N} \\ k_{21} & -\Delta_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & k_{N-1\,N} \\ k_{N1} & \cdots & k_{N\,N-1} & -\Delta_N \end{vmatrix} = 0$$

Dans le cas d'un cœur à deux zones, repérées par les indices 1 et 2, on obtient la condition de criticité suivante : $\Delta_1 \Delta_2 = k_{12} k_{21}$.

Des précisions et approfondissements, notamment vis-à-vis des équations de la cinétique, sont disponibles dans la référence [Avery, 1958].

2 – Application sommaire aux cœurs couplés thermique-rapides

Dans cette section, on considère une configuration thermique-rapide dont les zones caractéristiques sont repérées par les indices *F* et *S* pour *Fast* et *Slow*. Ainsi, la condition de criticité s'écrit $k_{FS}k_{SF} = \Delta_F\Delta_S$.

Afin de mieux saisir le sens de cette formule de criticité, développons-la un peu au travers d'un raisonnement sur les paramètres intégraux. L'équation obtenue comme condition de criticité n'est en soi pas très "parlante" puisque les probabilités exprimées ne sont pas des paramètres de travail usuels. Détaillons-les.

1. *Les termes de couplage k_{FS} et k_{SF}*

Les termes k_{FS} et k_{SF} présentent tous deux le transport d'une zone à une autre et leur expression est donc similaire bien que leurs valeurs diffèrent. Travaillons par exemple sur k_{FS}.

On peut l'exprimer comme la probabilité qu'un neutron produit dans la zone S parvienne à la traverser sans être absorbé (1), sans fuir vers l'extérieur de S sans compter volontairement les fuites vers la zone F (2), puis qu'une fois en zone F il induise une fission.

- (1) traverser S sans être absorbé peut s'écrire $e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S}$ où Σ_a^S est la section efficace macroscopique d'absorption moyennée en énergie et en espace dans le milieu S et $\bar{x}_S$ une distance caractéristique moyenne de la zone S, permettant de joindre la zone F.
- (2) les non-fuites vers l'extérieur sont notées $P_{NL}^{ext,S}$ lorsque l'on considère la zone S. Elles représentent ici principalement des fuites radiales.
- (3) la probabilité d'induire une fission une fois dans F s'exprime par le coefficient $\frac{\Sigma_f^F}{\Sigma_a^F} = \frac{k_\infty^F}{\nu_F}$.

Remarque : On peut raisonnablement considérer qu'un neutron arrivant de la zone S dans la zone F ne fuira pas : il est déjà thermalisé donc son libre parcours moyen sera très faible dans F d'où un terme $P_{NL}^{ext,F}$ ici très proche de 1. Finalement on obtient :

$$k_{FS} = e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S} P_{NL}^{ext,S} \frac{k_\infty^F}{\nu_F} = e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S} P_{NL}^{ext,S} \frac{\Sigma_f^F}{\Sigma_a^F}$$

De même on peut expliciter le terme k_{SF}. Ici, le terme $P_{NL}^{ext,F}$ concerne uniquement des fuites axiales car la zone rapide, notée F, est entourée de la zone thermique S.

Remarque : Là encore, on néglige les fuites une fois le neutron arrivé dans la zone thermique. Cela peut être contestable ici mais on considérera que même si lors de l'entrée en zone S le neutron est assez énergétique, il est assez vite thermalisé et donc la probabilité de fuites hors de cette zone reste très faible.

2. *Les termes des zones individuelles Δ_S et Δ_F*

De manière analogue, on peut développer les termes de droite de la condition de criticité. La différence de k_{SS} et k_{FF} avec un k_{eff} classique est ici la possibilité de transfert vers l'autre zone. C'est pourquoi le terme de fuite est séparé en un terme de probabilité de transfert vers l'autre zone et un terme de fuite vers l'extérieur. Ainsi, k_{SS} peut par exemple s'écrire $k_{SS} = \frac{\Sigma_f^S}{\Sigma_a^S} P_{NT}^{S\to F} P_{NL}^{ext,S}$. « Transfert » et « non transfert » sont des événements complémentaires donc la probabilité de non transfert $P_{NT}^{S\to F} = 1 - P_T^{S\to F}$ donc $P_{NT}^{S\to F} = 1 - e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S}$.

On peut alors écrire $k_{SS} = \frac{\Sigma_f^S}{\Sigma_a^S}\left(1 - e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S}\right) P_{NL}^{ext,S}$.

Concernant k_{FF} la même formule est obtenue, simplement en remplaçant les S par des F.

3. *Condition de criticité*

La condition de criticité $k_{FS} k_{SF} = \Delta_F \Delta_S$ s'exprime donc par la formule :

$$\left\{1 - \frac{\Sigma_f^S}{\Sigma_a^S}\left(1 - e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S}\right) P_{NL}^{ext,S}\right\}\left\{1 - \frac{\Sigma_f^F}{\Sigma_a^F}\left(1 - e^{-\Sigma_a^F \bar{x}_F}\right) P_{NL}^{ext,F}\right\} = e^{-\Sigma_a^F \bar{x}_F} P_{NL}^{ext,F} \frac{\Sigma_f^F}{\Sigma_a^F} e^{-\Sigma_a^S \bar{x}_S} P_{NL}^{ext,S} \frac{\Sigma_f^S}{\Sigma_a^S}$$

En simplifiant par les termes de droites, on obtient :

$$\boxed{\left\{1 + e^{\Sigma_a^S \bar{x}_S}\left(\frac{\Sigma_a^S}{\Sigma_f^S P_{NL}^{ext,S}} - 1\right)\right\}\left\{1 + e^{\Sigma_a^F \bar{x}_F}\left(\frac{\Sigma_a^F}{\Sigma_f^F P_{NL}^{ext,F}} - 1\right)\right\} = 1}$$

Cette formule peut alors s'apparenter à $k_{eff} = 1 = K_S K_F$ où K_S désigne la première accolade, fonction uniquement de données de la zone thermique et K_F désigne la seconde accolade, composée de termes de la zone rapide. Cela revêt donc l'avantage d'être un produit de deux termes très symétriques.

3 – Approfondissements et autres définitions

Les coefficients de couplage peuvent être calculés en théorie multigroupe dans un calcul de transport. Des développements récents ont même permis leur calcul par simulation Monte-Carlo, incluant l'évaluation des sensibilités des coefficients de couplage aux données nucléaires [Aufiero, 2016].

Il convient aussi de noter que les coefficients de couplage ont été souvent employés, avec des définitions parfois légèrement différentes de celle initialement proposée par Avery. A titre d'exemple, nous présentons la méthode de K. Kobayashi qui l'utilisa entre autres pour lier les coefficients de couplage à la séparation des valeurs propres [Kobayashi, 1998].

A partir de l'équation de la diffusion écrite dans le groupe d'énergie *g* $A\Phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{k} P\Phi_g(\vec{r})$, une fonction *G* de type fonction de Green est définie de sorte que $A^+ G_m(\vec{r}, g) = \nu\Sigma_{f\,g}\delta_m(\vec{r})$ où *m* désigne une des *N* zones du réacteur (de volume V_m) et A^+ l'opérateur adjoint de A. La fonction δ est quant à elle définie comme une fonction seuil valant 1 si $\vec{r} \in V_m$ et 0 sinon. En notant $S(\vec{r}) = \sum_g \nu\Sigma_{f\,g}\Phi_g(\vec{r})$, l'expression pour le coefficient k_{mn} est alors la suivante :

$$k_{mn} = \frac{\int_{V_n} \sum_g G_m(\vec{r}, g)\chi_g S(\vec{r})d\vec{r}}{\int_{V_n} S(\vec{r})d\vec{r}}$$

Cette formulation a récemment été reprise afin de traiter les distributions spatiales des nappes de puissance ainsi que de réaliser des propagations d'incertitudes associées [Maillot, 2016].

II – Vers les matrices de fission

L'expression des coefficients de couplage de K. Kobayashi fait apparaître la fonction G_m de type fonction de Green. Ce résultat est logique puisque les fonctions de Green sont particulièrement adaptées aux problématiques de transport d'une zone vers une autre. De plus, leur définition s'appuie sur des sources individuelles à partir desquelles est reconstruite une fonction recherchée. Dans le cadre des études de neutronique, cette définition est entièrement applicable si l'on raisonne en termes de sources de neutrons afin de construire en tout point la fonction flux.
La littérature fait état de plusieurs utilisations des matrices de fission [Carney, 2014], qui sont une discrétisation de la matrice K des coefficients de couplage d'Avery exprimée précédemment. Des travaux récents utilisent même de telles matrices pour des calculs de cinétique [Laureau, 2015].
Ce Chapitre présente la définition courante des fonctions de Green pour construire le flux neutronique puis l'utilisation des matrices de fission pour la propagation neutronique entre différentes zones.

1 – Construction du flux neutronique à partir des fonctions de Green

Dans cette section, nous cherchons à exprimer le flux neutronique (et le flux adjoint) à partir de fonctions de Green. Dans un premier temps, on s'intéresse alors à l'équation du transport écrite sous forme de source que l'on transformera en une intégrale de sources infinitésimales.

Soit l'équation du transport vérifiée par le flux Φ : $\left(A - \frac{1}{k_{eff}} P\right)\Phi = 0$. En détaillant l'opérateur de production P, elle peut également s'écrire sous la forme $A\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}} \frac{\chi(E)}{4\pi} S(\vec{r})$.

L'opérateur A contient les termes de transport, d'absorption et de diffusion :

$$A\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) - \int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' + \Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Tandis que S désigne le terme **source de neutrons de fissions :**

$$S(\vec{r}) = \int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$$

En tant qu'équation à source, cette équation permet de définir une fonction de Green associée notée G par une « discrétisation infinitésimale » de S grâce à des fonctions de Dirac.

Soit $(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0)$ un point « initial » de l'espace des phases. Pour $(\vec{r},E,\vec{\Omega})$ quelconque on définit

$$AG(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0\to\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\delta(\vec{\Omega}-\vec{\Omega}_0)\delta(E-E_0)$$

L'équation du transport étant linéaire, on applique le principe de superposition qui consiste à sommer toutes les contributions $(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0)$ de l'espace des phases pour obtenir $\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$:

$$\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}}\iiint_{\vec{r}_0;E_0;\vec{\Omega}_0}\frac{\chi(E_0)}{4\pi}S(\vec{r}_0)G(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0\to\vec{r},E,\vec{\Omega})d\vec{r}_0dE_0d\vec{\Omega}_0$$

Un raisonnement analogue sur l'équation adjointe permet d'obtenir une expression du flux adjoint en fonction d'une fonction de Green, notée G^+.

On écrit l'équation adjointe $A^+\Phi^+(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}}\nu\Sigma_f(\vec{r},E)S^+(\vec{r})$ où A^+ est défini par :

$$A^+\Phi^+(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = -\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi^+(\vec{r},E,\vec{\Omega}) - \int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E\to E',\vec{\Omega}\to\vec{\Omega}')\Phi^+(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' + \Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi^+(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Et la source adjointe S^+ : $S^+(\vec{r}) = \int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\frac{\chi(E')}{4\pi}\Phi^+(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$

Finalement, $\Phi^+(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}}\iiint_{\vec{r}_0;E_0;\vec{\Omega}_0}\nu\Sigma_f(\vec{r}_0,E_0)S^+(\vec{r}_0)G^+(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0\to\vec{r},E,\vec{\Omega})d\vec{r}_0dE_0d\vec{\Omega}_0$

2 – Discrétisation spatiale : utilisation des matrices de fission

La discrétisation spatiale du réacteur en *N* zones du réacteur permet d'utiliser les fonctions de Green précédemment définies et d'obtenir ainsi des coefficients de couplage. La matrice regroupant ces coefficients est appelée matrice de fission en ce sens qu'elle contient les informations nécessaires à la propagation des neutrons de fission de génération en génération.
Nous présentons ici deux définitions de la matrice de fission, issues des références [Carney, 2014] et [Laureau, 2015] dont les expressions diffèrent légèrement malgré une interprétation physique similaire.

La première définition de la matrice de fission est issue de [Carney, 2014] et dérive directement de la définition des coefficients de couplage d'Avery. Le coefficient F_{ij} désigne ainsi le nombre de

neutrons produits dans la zone *i* pour un neutron de fission dû à un neutron source produit dans la zone *j*.
Cette définition se traduit mathématiquement par l'intégrale suivante :

$$F_{ij} = \int_{\vec{r}\in i}\int_{\vec{r}_0\in j} \frac{S(\vec{r}_0)}{S_j} \iint_{E_0;\vec{\Omega}_0} \iint_{E;\vec{\Omega}} \nu\Sigma_f(\vec{r},E)\frac{\chi(E_0)}{4\pi} G(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0 \to \vec{r},E,\vec{\Omega})\, dE_0 d\vec{\Omega}_0 dE d\vec{\Omega}\, d\vec{r}_0 d\vec{r}$$

Où S_j désigne la source de fission dans la zone *j*: $S_j = \int_{\vec{r}\in j} S(\vec{r})d\vec{r}$.

La définition des sources adjointes S^+ permet de définir une matrice de fission adjointe, remplie de coefficients F_{ij}^+.
Lorsque le maillage spatiale est assez fin, les coefficients directs et adjoints sont liés par la relation $F_{ij} = F_{ij}^+$: la matrice de fission adjointe est la transposée de la matrice de fission directe : $F^+ = {}^tF$.

Ici, la matrice de fission contient l'information de la propagation des neutrons de fissions d'une zone à l'autre tandis que la fonction de Green représente uniquement le transport neutronique.
La référence [Laureau, 2015] présente le problème de manière sensiblement différente.
Une matrice de fission notée $\tilde{G}$ est définie, montrant la similitude avec une fonction de Green.
Cependant, il est important de noter que cette fonction $\tilde{G}$ est légèrement différente de la fonction G précédemment usitée. En effet, $\tilde{G}$ comptabilise directement la production de neutrons fils en $\vec{r}$ à partir de neutrons pères en $\vec{r}_0$. Le coefficient $g_{i\leftarrow j}$ représente alors la « probabilité qu'un neutron père émis dans le volume *j* produise un neutron de fission dans le volume *i* ». Formellement, le calcul de $g_{i\leftarrow j}$ se fait par les formulations équivalentes :

- $g_{i\leftarrow j} = \int_{\vec{r}_0\in j}\int_{\vec{r}\in i} \tilde{G}(\vec{r}_0 \to \vec{r})\frac{d\vec{r}_0}{V_j} d\vec{r}$ où V_j représente le volume de la maille *j*.
- $g_{i\leftarrow j} = \dfrac{\sum_{evt\in ori_j \to vol_i} \text{production}}{\sum_{evt\in ori_j} \text{absorption} + \text{fuite} - \text{production}_{(n,xn)}}$ où $evt \in ori_j$ désigne les événements des neutrons simulés créés dans le volume *j*, parmi lesquels certains interagissent dans le volume *i* $evt \in ori_j \to vol_i$.

De cette manière, les neutrons sont propagés d'une génération de fission à l'autre par la relation $S_{n+1}{}^i = \sum_j g_{i\leftarrow j} S_n{}^j$ où n désigne une génération de neutrons ; *i* et *j* deux zones du cœur.

Vectoriellement, il vient la propagation suivante : $\vec{S}_{n+1} = \tilde{G}\,\vec{S}_n$.

Dans les deux cas, les matrices de fission permettent une accélération du calcul des nappes spatiales de flux et de puissance. Considérant des cœurs couplés dans les configurations expérimentales, de tels outils mathématiques et numériques peuvent avoir un intérêt considérable

afin de quantifier l'évolution de la population neutronique. Ainsi, en « traçant » les neutrons depuis leur origine, on cible en détails les dépendances relatives des zones entre elles. Une application de ces matrices est présentée sur les cœurs couplés thermique-rapides en Partie II.

De récents développements ont permis de coupler les matrices de fission à la cinétique *via* les *Transient Fission Matrix* [Laureau, 2015] et d'étendre l'application aux études d'accidents graves par exemple [Laureau, 2017].

Cependant, des zones « tampons » peuvent exister, aux propriétés purement diffusives par exemple. Les matrices de fission telles que définies ne permettent donc pas de visualiser les interactions potentielles d'une telle zone avec une zone périphérique fissile.
En préambule à de futurs potentiels futurs travaux, on propose alors une définition plus générale des coefficients de couplage en utilisant une matrice dite de propagation.

3 – Matrices de propagation

En revenant à l'expression première de l'équation de Boltzmann en régime stationnaire, les sources externes sont « sur le même plan » que l'opérateur de collision. Ainsi, l'équation s'écrit :

$$\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}}\frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' - \Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$
$$+\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega},)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}' + S_{ext}(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Sans source extérieure et avec des notations adaptées se rapprochant de l'expression du paragraphe précédent :

$$\Theta\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{eff}}\frac{\chi(E)}{4\pi}S_F(\vec{r}) - S_{TOT}(\vec{r},E) + S_S(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \overline{S}_F(\vec{r}) - S_{TOT}(\vec{r},E) + S_S(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Finalement, on peut écrire : $\Theta\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \hat{S}(\vec{r},E,\vec{\Omega})$.

Une nouvelle fonction de Green est alors définissable, notée $\hat{G}$ définie également par la relation usuelle $\Theta\hat{G}\left(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0 \to \vec{r},E,\vec{\Omega}\right) = \delta\left(\vec{r}-\vec{r}_0\right)\delta\left(E-E_0\right)\delta\left(\vec{\Omega}-\vec{\Omega}_0\right)$. Les indices 0 font ainsi référence au point « source » et les variables non indicées au point « d'observation ».

Par superposition, et grâce à la linéarité de l'opérateur Θ, il vient :

$$\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \iiint_{\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0}\hat{S}\left(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0\right)\hat{G}\left(\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0 \to \vec{r},E,\vec{\Omega}\right)d\vec{r}_0dE_0d\vec{\Omega}_0$$

La matrice de propagation $\hat{G}$ utiliserait la même définition que dans le paragraphe 2 mais à partir de la fonction de Green $\hat{G}$ comptabilisant l'ensemble des réactions et non pas uniquement les réactions de fission.

PARTIE II

Spécificités physiques et optimisations de conception neutronique des cœurs couplés thermique-rapides

L'adaptation spectrale concerne ici la transformation d'un spectre thermique en un spectre rapide : ce sont les cœurs couplés thermique-rapides. Le couplage concerne deux zones, aux propriétés et aux caractéristiques différentes si ce n'est opposées. Une zone centrale en spectre rapide tout d'abord. Spatialement réduite afin notamment de limiter la quantité de combustible nécessaire, c'est la zone d'intérêt dans laquelle les mesures sont réalisées. Puis cette zone est couplée à une zone périphérique en spectre thermique. Celle-ci permet d'apporter la majorité des neutrons et des fissions nécessaires à l'entretien de la réaction en chaîne, pilotant ainsi le réacteur.

Si la littérature présente plusieurs applications de telles configurations, leurs spécificités physiques en tant que configurations neutroniques sont couramment passées sous silence. Les enjeux de l'adaptation spectrale, les moyens utilisés pour l'optimiser ainsi que les spécificités neutroniques de cette adaptation sont absentes (**Chapitre 5**). Une démarche d'optimisation progressive est ainsi mise en place. Depuis des configurations simplifiées, l'adaptation spectrale est peu à peu améliorée afin de la rendre plus efficiente. Chacune de ces étapes constitue ainsi un élément de compréhension supplémentaire de la physique spécifique de ces cœurs permettant d'aboutir à une configuration optimisée (**Chapitre 6**). L'utilisation de mesures en spectre rapide issues de configurations couplées nécessite caractéristiques neutroniques dans la zone rapide indépendantes vis-à-vis de celles de la zone thermique. Plusieurs indicateurs de cette indépendance sont étudiés afin de confirmer ou d'infirmer l'influence de la zone thermique sur les mesures en spectre rapide (**Chapitre 7**). Enfin, la configuration optimisée est testée dans sa robustesse pratique : sûreté, pré-dimensionnement d'échantillons de mesure ou encore possibilité d'amélioration des techniques de mesure (**Chapitre 8**).

Publications associées :

- Fast-thermal coupled cores in ZPRs: a demonstration of feasibility and pertinence for the ZEPHYR project

  Annals of Nuclear Energy 110, pp. 290-305, 2017

- Fast-thermal coupled cores in ZPR revisited – Physical specificities and potentialities for ZEPHYR

  PHYSOR 2016, Sun Valley Idaho, United States of America

- Re-interpretation of the fast-thermal ERMINE-V experiment – From core analysis to nuclear data assimilation

  Prochainement soumis dans Annals of Nuclear Energy

- Re-interpretation of the fast-thermal ERMINE-V experiment – Validation of the fission product integral cross-section in the fast energy range

  Nuclear Data Conference 2016, Bruges, Belgique

CHAPITRE 5 : Historique des programmes expérimentaux : identification des forces et faiblesses

La culture ne s'hérite pas, elle se conquiert.
André Malraux

Très en vogue dans les années 1970, on trouve dans la littérature plusieurs exemples de cœurs couplés thermique-rapides. Les caractéristiques neutroniques varient notamment sur la conception de la zone d'adaptation. Celle-ci peut être assez simple avec des combustibles classiques ou bien finement optimisée dans le but d'obtenir des flux représentatifs de réacteurs rapides.
Sans poursuivre un objectif d'exhaustivité, un bref historique des programmes expérimentaux dédiés à l'étude de paramètres neutroniques intégraux dans le domaine des énergies rapides au travers de cœurs couplés thermique-rapides est présenté ici. Trois réacteurs emblématiques sont ainsi étudiés : RB, MINERVE et RRR. Outre l'intérêt que présente l'illustration de configurations ainsi que les applications ciblées, une analyse critique de ces cœurs est réalisée et les manques de la littérature sur la conception des cœurs couplés thermique-rapide sont mis en lumière. On note également que parallèlement à leur étude pour les réacteurs de puissance nulle, des projets de réacteurs d'irradiation couplés thermique-rapides [Youniou, 2016].

I – RB Fast-Thermal core (ex-Yougoslavie)

Le réacteur RB a la particularité d'être modéré à l'eau lourde. En outre, la criticité est atteinte par hauteur d'eau critique, comme le réacteur DIMPLE au Royaume-Uni ou VENUS en Belgique. RB possède 3 barres de sûreté et une barre de contrôle dans la zone nourricière, à la différence de DIMPLE qui ne possède aucune barre de sûreté/contrôle mais un système de vidange rapide permettant l'arrêt de la réaction en chaîne.
Dans cette section, les cœurs CFTS 1 et HERBE sont présentés, en respectant la chronologie de leur réalisation.

1 – CFTS 1

Il s'agit du premier cœur permettant d'obtenir un spectre rapide dans le réacteur RB [Pesic, 1987]. Il a donc servi de premier support au développement des études sur les réacteurs rapides en Yougoslavie, tant du point de vue des codes de calcul que des méthodes expérimentales. Par conséquent, l'objectif était simple et « modeste » : obtenir la meilleure proportion de neutrons rapides possible.

Quelques contraintes de réalisation étaient formulées pour la réalisation de cette configuration :

- utiliser uniquement le combustible issu de RB (disponible sur place) et minimiser le nombre de modifications par rapport aux configurations RB « habituelles » ;
- la sûreté doit être assurée par les systèmes déjà en place ;

- les paramètres cinétiques de la partie thermique doivent être prépondérants afin que l'ensemble du cœur conserve un comportement cinétique analogue à celui d'un réacteur thermique.

Concrètement, la **zone nourricière thermique**, d'un diamètre extérieur légèrement supérieur à 120 cm, est constituée d'uranium métallique enrichi à 2% en ^{235}U à l'extérieur puis d'oxyde d'uranium enrichi à 80% à proximité de la zone centrale. La modération est réalisée par de l'eau lourde ce qui explique le pas du réseau carré de 12 cm. Une couronne réflectrice en eau lourde de 7 cm d'épaisseur isole la zone expérimentale de la zone nourricière.

La **zone rapide** est constituée de trois parties :

- uranium naturel métallique à l'extérieur sur une épaisseur d'environ 3 - 4 cm sous forme de crayons de 2.54 cm de diamètre (2 rangées) ;
- oxyde d'uranium hautement enrichi (80%) dans une couronne de 6-7 cm d'épaisseur ;
- trou d'air central, de 20 cm de diamètre, pensé afin de limiter l'impact neutronique du manque de crayons très enrichis.

La Figure 5.1 illustre schématiquement une coupe axiale du cœur CFTS 1

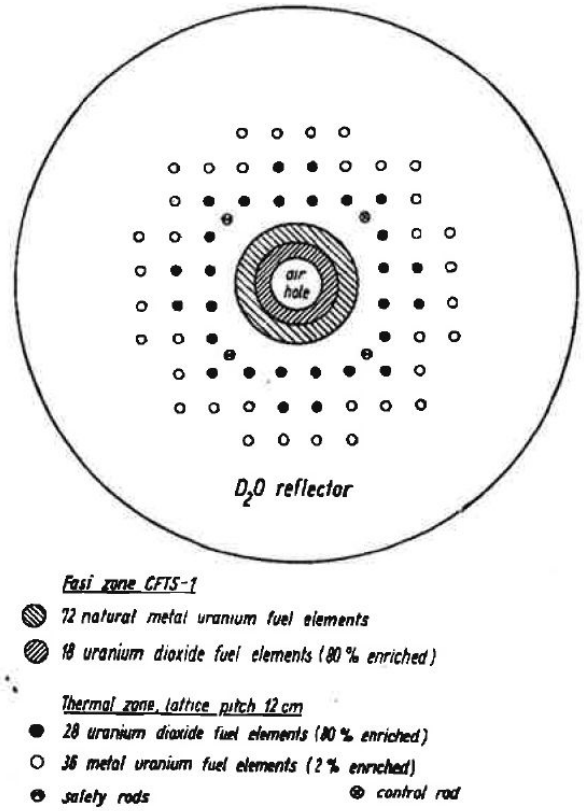


Figure 5.1 : Plan de CFTS – 1

L'**adaptation spectrale** est alors réalisée par fissions dans les combustibles enrichis. Néanmoins, aucun absorbant thermique n'étant mentionné, une partie des neutrons thermiques de la zone nourricière devait être présente. En effet, la zone de conversion reste de taille réduite ce qui

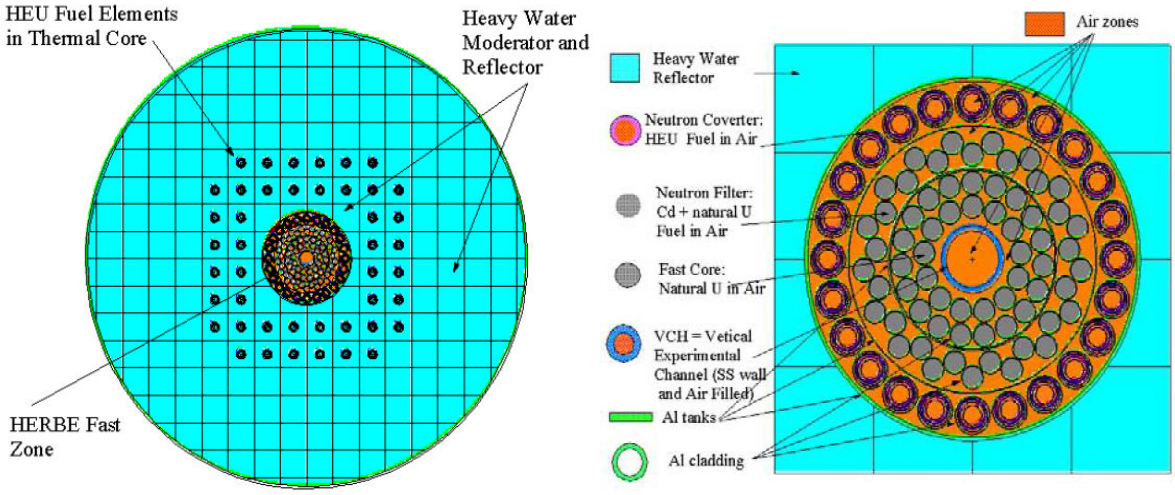
amène également à penser que l'influence de la zone nourricière était importante, tant sur les termes directs qu'indirects des sensibilités.

2 – HERBE

Face aux limites du cœur CFTS 1, notamment par la proportion de neutrons rapides obtenue au centre, cette configuration est améliorée par HERBE. L'objectif affiché est d'obtenir une plus grande représentativité de la filière rapide : le flux au centre du cœur doit être proche du spectre de mode fondamental d'un réseau entièrement rapide. Cependant, les mêmes contraintes techniques et pratiques que pour CFTS-1 sont imposées.

Le design du cœur HERBE est illustré sur les Figures 5.2 [Pesic, 2003]. Le combustible fissile de la zone nourricière est de l'oxyde d'uranium enrichi à 80% en ^{235}U, appelé *HEU Fuel* pour *High Enriched Uranium* sur les figures. On remarque aussi la présence d'une fine couche de Cadmium à proximité du centre, au milieu de crayons en uranium naturel, afin de supprimer les potentiels neutrons thermiques résiduels.

La zone rapide est entourée d'une cheminée en aluminium et seul de l'air sépare les éléments à l'intérieur de la cheminée. L'accident le plus craint s'avère alors être la rupture d'étanchéité de la zone rapide et donc l'inondation de la cheminée centrale, conduisant à une forte thermalisation et donc à une excursion de puissance. De nombreuses parades à cette situation sont mises en place et détaillées dans la référence [Pesic, 1991]. Notons par exemple la mise en place d'une étanchéité renforcée des éléments de combustible grâce à des canaux en Al ou encore l'utilisation d'une barre de contrôle plus absorbante que celle habituellement utilisée. Des études relatives à l'inondation de la zone centrale rapide ont également été réalisées pour ZEPHYR, elles sont présentées dans le Chapitre 8 du présent document.



Figures 5.2 : Images de RB - Chargement HERBE

De nombreuses expériences ont pu être réalisées dans les cœurs couplés de RB parmi lesquelles on compte de nombreuses mesures de flux neutroniques (dont distributions spatiales et énergétiques ainsi que leurs évolutions temporelles), des expériences de cinétique ($\varrho(z)$ des barres, mesures générales de réactivité [Pesic, 2002]) et de statique (protection contre les

rayonnements, calibrations de sources…). De nombreuses mesures de fraction de neutrons retardés y ont également été réalisées [Milosevic, 1995].

II – Programmes dans MINERVE (France)

Entre 1966 et 1986, l'installation MINERVE a été utilisée pour des études relatives à la filière des réacteurs à neutrons rapides, initiée par les réacteurs HARMONIE et RAPSODIE sur le site de Cadarache puis à PHENIX (en fonctionnement de 1973 à 2010 sur le site de Marcoule) et enfin à SUPERPHENIX (de 1985 à 1996 à Creys-Malville). Six programmes expérimentaux, baptisés ERMINE I à VI, ont pu être alors réalisés en support à PHENIX et SUPERPHENIX, réacteurs électrogènes. D'objectifs distincts, ils ont mis en jeu des cœurs différents. Sont ici uniquement présentées des configurations relatives aux programmes ERMINE I & II afin de montrer des configurations couplées « simples », sans objectif précis de représentativité spectrale d'un cœur rapide et ERMINE – V dont la conversion spectrale approfondie permet de représenter fidèlement les caractéristiques neutroniques de PHENIX. En ce sens, l'évolution de la démarche de conception est identique à celle réalisée dans le réacteur RB présenté précédemment.

1 – ERMINE I & II

Les assemblages ERMINE I & II ont été les premiers réseaux rapides à être testés dans la pile MINERVE, située sur le site de Fontenay-aux-Roses à cette époque. Ces expériences ont permis d'approfondir la connaissance des sections efficaces dans le domaine rapide, plage énergétique assez méconnue dans les années 1960. De manière plus appliquée, ces réseaux ont permis de qualifier de manière intégrale l'effet Doppler en spectre rapide (20 à 400°C pour ERMINE I et 20 à 800°C dans ERMINE II) [Guyader, 1970].

Le programme ERMINE I a principalement permis de valider les hypothèses physiques proposées et mettre au point une instrumentation et des méthodes expérimentales alors qu'ERMINE II a vraiment été dédié à des mesures d'intérêt.

1. *Réalisation de ERMINE I*

Comme CFTS 1 dans RB, la configuration ERMINE I présente une conception épurée. En effet, la zone nourricière de MINERVE demeure classique (plaques U-Al entourées de graphite et modérées à l'eau légère) et le cœur rapide est un réseau carré de barreaux cylindriques d'uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U dans une matrice en graphite. Le couplage à la zone nourricière est assuré par un convertisseur en uranium naturel permettant d'opérer la transition thermique - rapide. La zone expérimentale représente alors un carré de côté d'environ 30 cm.
Cette configuration est illustrée par la Figure 5.3.

On note que les zones nourricière et expérimentale sont proches grâce au système de déplacement des blocs réflecteurs de graphique, encore utilisé lors d'ERMINE I. Lors de la délocalisation de la pile MINERVE de Fontenay-aux-Roses au centre de Cadarache au milieu des années 1970, cette flexibilité fut condamnée, figeant alors la taille de la zone centrale.

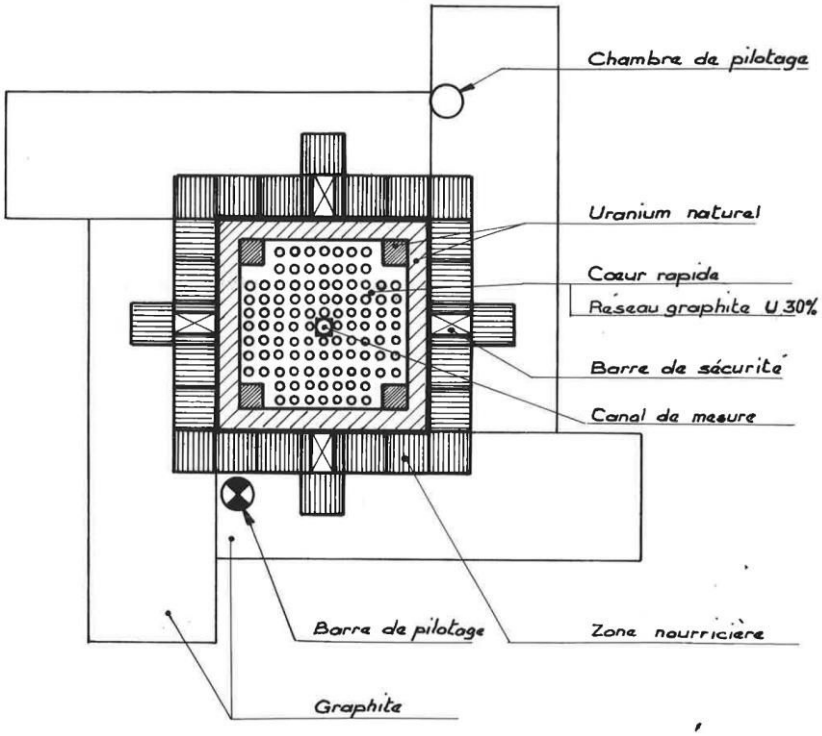


Figure 5.3 : Schéma de ERMINE I

2. *Adaptations pour ERMINE II*

La cuve contenant le cœur est plus grande que celle d'ERMINE I, la zone rapide passe de 30 à 35 cm permettant de fait de mieux « isoler » le centre des neutrons thermiques. La zone rapide est constituée, comme ERMINE I, de crayons en uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U dans une matrice graphite. Par contre, la zone d'adaptation est plus efficace puisqu'elle est faite avec de l'oxyde d'uranium enrichi à 3.5% en ^{235}U avec adjonction de bore. Un bloc de graphite sépare les zones rapides + adaptation (représentées par la figure 5.4) de la zone nourricière.

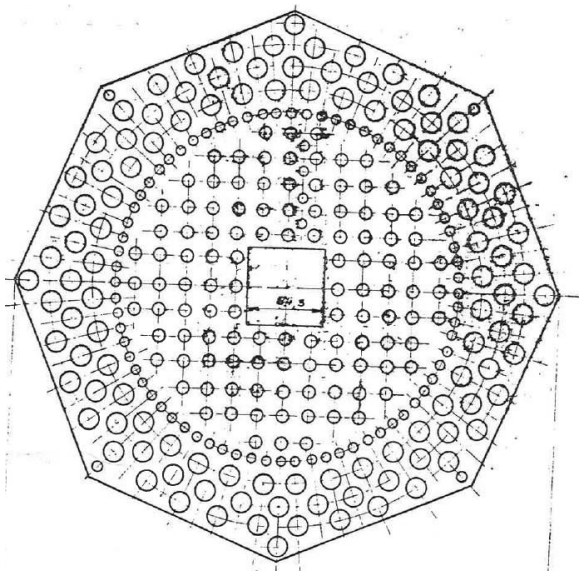


Figure 5.4 : Schéma de ERMINE II

Outre les mesures d'effet Doppler, ont été réalisées des mesures de taux de réaction par activation ou chambre à fission, ou encore des mesures par oscillation. Ces dernières ont été enrichies par l'étude de la réponse locale d'une chambre placée au voisinage de l'échantillon oscillé, technique récemment revisitée [Geslot, 2017].

2 - ERMINE V

Le programme ERMINE V a eu lieu entre 1976 et 1980, en support au réacteur PHENIX et en amont du lancement de SUPERPHENIX, mis en service en 1984 [Martin-Deidier, 1979]. Un des objectifs principaux était l'amélioration des données nucléaires de base d'importance dans les réacteurs à neutrons rapides refroidis au Sodium, notamment les sections de capture des produits de fission majoritaires. Afin d'avoir des données les plus "appliquées" possibles, les spectres directs et adjoints devaient être très proches de ceux des cœurs industriels. Le cas du réseau ZONA1 d'ERMINE V en est un très bon exemple puisqu'il est neutroniquement intermédiaire aux spectres des deux réacteurs de puissance.

La zone interne à la cuve en aluminium contient la zone de transition/conversion ainsi que la zone rapide représentative, faite de cellules dites ZONA1, mélangeant du sodium avec de l'oxyde d'uranium et du combustible oxyde mixte.
La zone d'adaptation est optimisée par des couronnes concentriques permettant de convertir au mieux les neutrons thermiques issus de la zone nourricière puisqu'ils sont transformés en neutrons rapides par des fissions plutôt que capturés de manière stérile. Cette zone permet de reproduire au centre du réseau des spectres direct et adjoint proches de ceux qui auraient été obtenus dans un réseau critique fait uniquement de cellules ZONA1.

Cette configuration a fait l'objet d'études approfondies au cours de cette thèse puisqu'elle a servi à valider la faisabilité et la pertinence des configurations couplées pour les besoins actuels. Un travail de caractérisation du cœur et de ses performances neutroniques a été mené (avec le cœur ZONA3) suivi d'une ré-interprétation des mesures par oscillation réalisées lors du programme. Enfin, une première assimilation des résultats permettant une recherche de tendance pour l'évaluation des sections efficaces multigroupes des isotopes oscillés a été réalisée.
Les résultats relatifs à ces travaux ont été synthétisés dans des notes techniques internes CEA ainsi que dans un ensemble de deux publications (une en conférence et une prévue en revue) présentées en Annexe C.

III - Programmes SEG dans Rossendorf Ringzonen-Reaktor (Allemagne)

Dernier exemple présenté : le réacteur allemand RRR, pour *Rossendorf Ringzonen-Reaktor*. Réacteur expérimental de faible puissance, il était composé d'une zone nourricière annulaire ainsi que d'une zone expérimentale cylindrique comme illustré Figure 5.5 ci-dessous :

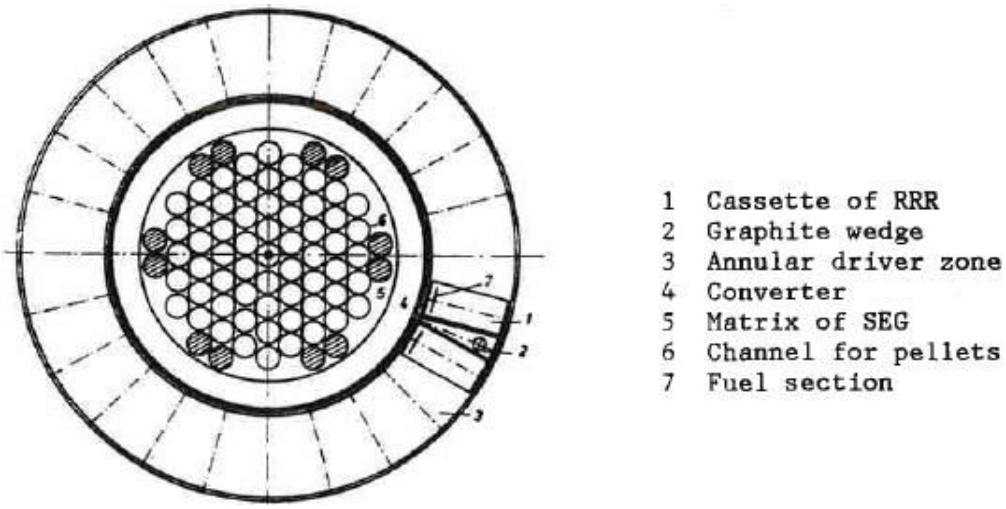


Figure 5.5 : Représentation de RRR

Parmi l'ensemble des programmes réalisés dans RRR, on s'intéresse particulièrement à certaines des configurations des programmes SEG (Schnelles Einsatz-Gitter). Ce sont des cœurs couplés thermique - rapides dédiées à la qualification de codes de calcul neutronique et à l'amélioration de la connaissance des données nucléaires en spectre rapide.
Mais avant de les présenter plus en détails, la conception générale du cœur est présentée.

1 - Architecture générale du réacteur

La zone nourricière est constituée par les cassettes RRR: des tubes en aluminium remplis de poudre Uranium – Aluminium enrichi à 20%. Le modérateur est de l'eau légère.

Le convertisseur est contenu dans un cylindre en graphite (comme dans MINERVE pour ERMINE V – ZONA1) parfois complété par de l'uranium naturel. La matrice de SEG (intérieur de la Zone Expérimentale, repérée par 5 sur la Figure 5.5) est en aluminium, matériau de structure presque transparent aux neutrons.

Le choix présent de restriction aux réseaux IV – V et VI vient de leur particularité vis-à-vis des mesures possibles de sections efficaces. En effet, ces réseaux ont été conçus sur la notion d'**emphase spectrale**. Cette technique expérimentale, qui sera utilisée dans la suite de cette thèse est présentée ci-dessous.

2 – Présentation de la technique d'emphase spectrale

Une présentation succincte de la méthode d'emphase spectrale est réalisée afin de proposer une méthode expérimentale de séparation des contributions d'absorption et de diffusion lors de la mesure d'un effet en réactivité $\Delta\rho$ où $\Delta\rho = \Delta\rho_C + \Delta\rho_F + \Delta\rho_S$.

1. *Approximation de la diffusion pour $\Delta\rho_C$ et $\Delta\rho_S$*

La théorie des perturbations standard complétée à l'aide de l'approximation de la diffusion multigroupe permet d'exprimer les termes $\Delta\rho_C$ et $\Delta\rho_S$. L'état de référence est repéré par l'indice REF tandis que l'état perturbé lié à une variation des sections efficaces repérée par Δ est indicé PERT. Ainsi, il vient :

$$\Delta\rho_C = -\sum_g \Phi^+_{REF,g} \Delta\Sigma_{C,g} \Phi_{PERT,g}$$

$$\Delta\rho_S = \sum_g \sum_{g'} \left\{ \Phi^+_{REF,g'} - \Phi^+_{REF,g} \right\} \Delta\Sigma_S^{g\to g'} \Phi_{PERT,g}$$

Ces expressions permettent d'envisager une séparation expérimentale des effets en réactivité grâce à la dépendance en énergie du flux adjoint.

2. *Quels effets mesurés ?*

Classiquement, dans un spectre rapide, les effets de diffusion sont du même ordre de grandeur que les effets de capture [Lehmann, 1991]. Cela provient de la compensation entre la différence $\Phi^+_{REF,g'} - \Phi^+_{REF,g}$ plus faible que $\Phi^+_{REF,g}$ et $\Delta\Sigma_S$ plus élevé que $\Delta\Sigma_C$. Cependant, lors d'une mesure de variation de réactivité, comme par exemple une mesure par oscillation, c'est bien l'ensemble de la variation qui est mesurée et non pas seulement un des effets. Il faut donc trouver des moyens de séparer ces effets; c'est le but de la **méthode d'emphase spectrale**.

Au vu des expressions précédentes, on comprend aisément que si l'on parvient à obtenir un profil de flux adjoint indépendant de l'énergie (donc des groupes d'énergie) alors l'effet en réactivité dû à la diffusion tend à s'annuler et l'effet de capture devient directement proportionnel à Σ_C. A l'inverse, si le flux adjoint présente de fortes variations (telles que dans les résonances ou par un profil monotone assez fort) les sections efficaces de diffusion font que cet effet devient prédominant par rapport à la capture.
Ainsi, une réflexion vis-à-vis du flux adjoint sur le réseau expérimental dans lequel on réalise la mesure de réactivité s'avère capitale afin de bien séparer les différents termes de la variation de réactivité. Pour un même échantillon, un produit de fission par exemple, on peut alors connaître l'ensemble de ses effets séparés en réalisant une première mesure dans un massif à spectre adjoint constant puis une seconde mesure dans un massif à spectre adjoint fortement variable. Les flux directs doivent cependant être les plus proches possibles dans ces deux configurations.
Cette technique fut par exemple utilisée dans les programmes SEG dans RRR.

3 - Conception des configurations expérimentales SEG

1. *SEG IV et V*

Très similaires, les réseaux IV et V sont tous deux réalisés dans le but d'avoir un spectre de flux adjoint indépendant de l'énergie. Les Figures 5.6 ci-dessous montrent les cellules élémentaires de la zone centrale rapide insérées dans la matrice SEG faite en aluminium.

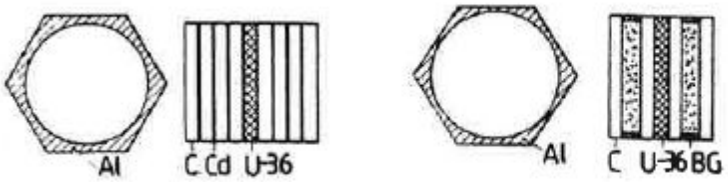


Figure 5.6 : Cellules élémentaires de SEG IV & V

Les résultats sont disponibles dans les références [Lehmann, 1986 ; Fahrmann, 1981]. Ces travaux ont par ailleurs fait récemment l'objet d'une ré-interprétation [Hummel, 2016].

2. *SEG VI*

A l'inverse de SEG IV et V, SEG VI est destiné à fournir un spectre direct rapide avec un spectre adjoint pentu, croissant avec l'énergie des neutrons. C'est pourquoi la zone rapide n'a plus sa structure en cellules individuelles mais une structure annulaire d'ensemble, sur toute la zone rapide comme le montre la Figure 5.7 :

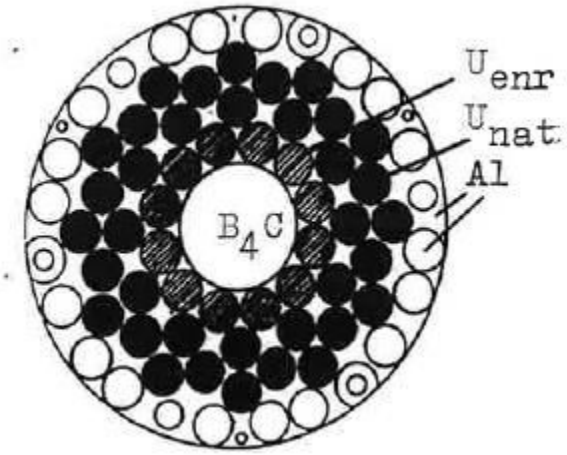


Figure 5.7 : Représentation de la zone expérimentale de SEG VI

Pareillement, les résultats sont disponibles dans la référence [Lehmann, 1991].

Cette présentation historique des cœurs couplés thermique-rapide n'est bien évidemment pas exhaustive, d'autres assemblages ont été étudiés, avec des objectifs parfois différents. Notons par exemple le réacteur STEK à *Petten* [Bustraan ; Dalfes], DIMPLE à *Winfrith* [Fox, 1967] ou encore le réacteur STARK à Karlsruhe [Meister, 1971], en support au réacteur de recherche SNEAK.

IV - Conséquences sur l'orientation des travaux de thèse

L'étude de la littérature relative aux configurations couplées thermique-rapides a permis de mettre en lumière des principes généraux de conception :

- la transition de la zone nourricière à la zone centrale rapide peut être réalisée sur un espace réduit d'une vingtaine à une trentaine de centimètres ;
- la disponibilité des matières a fortement influencé la conception des cœurs ;
- des neutrons thermiques restaient au centre de la zone rapide dans les premières configurations. Des absorbants thermiques placés à des endroits stratégiques ont permis de s'en affranchir dans les configurations plus abouties ;
- des matières fissiles enrichies ont un impact favorable sur la conversion spectrale.

Cependant, des manques subsistent et des questions restent en suspens :

- la zone d'adaptation spectrale entre les zones thermique et rapide n'est pas traitée dans ses particularités neutroniques ;

- un flux rapide semble être convenablement reproduit. Mais quelle est la part de neutrons thermiques et épi-thermiques évaluée avec les moyens de calcul contemporains ? Qu'en est-il du profil en énergie du flux adjoint ?

- dans le cas de configurations ayant pour but de reproduire les caractéristiques neutroniques de cœurs industriels, pour des mesures par oscillation notamment, quelle représentativité des effets en réactivité peut être obtenue ? Quelle est l'influence des zones périphériques sur la zone de mesure sur les résultats obtenus ?

C'est à ces questions que tente de répondre la première partie de mes travaux de thèse, afin de mieux comprendre la physique des cœurs couplés thermique-rapides. Il s'agit également d'améliorer, si possible, la conception de telles configurations dans le but d'en réaliser de nouvelles dans le futur réacteur expérimental ZEPHYR. Cette application pratique a conduit à n'utiliser que le combustible disponible dans les référentiels de MASURCA, EOLE et MINERVE pour les études qui seront détaillées par la suite.

CHAPITRE 6 : Optimisation des configurations couplées thermique-rapides

Une progression est une sorte d'escalier que l'on franchit marche par marche vers son objectif final.
Chaque marche consiste en un objectif et si celui-ci est lointain, ce n'est pas motivant.
Il faut le définir en plus petits objectifs plus rapprochés.
Maurice Houvion

Les configurations couplées thermique-rapides permettent de limiter la taille des cœurs par rapport à des maquettes critiques entièrement rapides, et d'utiliser de fait une quantité réduite de matière fissile. Aussi, les paramètres de sûreté des cœurs thermiques sont conservés puisque la majeure partie des fissions se trouve dans la zone nourricière thermique. Une souplesse d'utilisation importante est également apportée.

En conséquence de ce couplage bénéfique, une attention particulière doit être portée sur l'adaptation entre les zones thermique et rapide afin d'avoir au centre du réacteur une bonne représentativité du mode fondamental du flux d'une configuration entièrement rapide. Il est important de préciser dès à présent que **l'enjeu de ces configurations couplées thermique-rapides réside dans le fait que l'ensemble {zone rapide + zone d'adaptation} doit permettre d'isoler le centre du cœur rapide de la zone nourricière thermique du point de vue des caractéristiques neutroniques**.

Ce chapitre est ainsi dédié à la physique de ce type de cœurs couplés, peu détaillée dans la littérature comme cela a été identifié au Chapitre précédent. Puis, grâce aux précisions apportées et à l'aide d'une démarche itérative, une configuration optimisée utilisant le combustible existant sur le centre de Cadarache est présentée.

Remarque : les études d'optimisation sont ici réalisée avec une cellule de type ZONA1 au centre, représentative des caractéristiques neutroniques de PHENIX, identique à celle utilisée au cours du programme ERMINE V. Plus que les valeurs numériques dans l'absolu, ce sont les comparaisons relatives qui nous intéressent. En effet, on cherche à évaluer les performances d'adaptation par rapport à une référence entièrement rapide et donc par essence transférables à différents spectres de réacteurs à neutrons rapides.

I – Modélisation numérique et indicateurs de performance

La démarche générale retenue pour ces études réside dans l'enchaînement de deux types de calculs complémentaires, utilisant les forces et les faiblesses des outils décrits dans le Chapitre 2. Ainsi, des premiers calculs d'optimisation sont réalisés à l'aide d'un code déterministe. Lorsqu'une configuration optimale est obtenue, elle est validée par un calcul en géométrie complète avec un calcul Monte-Carlo.
Pour tous les calculs, la bibliothèque JEFF 3.1.1. est utilisée [Santamarina *et al.*, 2009].

1 – Modélisation numériques déterministes: choix du schéma de calcul

Les calculs en géométries simplifiées ont été réalisés à l'aide du code déterministe ECCO/ERANOS. Destiné aux réseaux rapides, ce code a été choisi pour représenter au mieux les caractéristiques de la zone d'intérêt neutronique, à savoir la zone centrale de spectre rapide. Les calculs sont réalisés en transport, par la méthode S_N à l'ordre 4, à l'aide du solveur BISTRO [Rimpault et al., 2002].
Il a été choisi de réaliser des modélisations R-Z afin de pouvoir traiter convenablement les hétérogénéités axiales présentes dans les cœurs couplés : réflecteurs, différentes hauteurs de combustibles etc.

2 – Indicateurs de la qualité de l'adaptation spectrale

La recherche d'une bonne adaptation spectrale nécessite en premier lieu, un flux direct au centre de la configuration le plus proche possible de celui obtenu au centre de la configuration rapide de référence dont on cherche à reproduire les caractéristiques neutroniques. L'objectif réside en effet dans la reproduction du mode fondamental et les caractéristiques neutroniques du réseau entièrement rapide. Cependant, comme les écarts sur le flux direct sont parfois faibles, il convient de compléter la comparaison des flux directs par le calcul d'indices de spectre judicieusement choisis. On calcule ainsi des rapports de taux de réaction ciblés, seules véritables données expérimentales accessibles par des chambres à fission. La référence de ces rapports est le taux de fission de l' ^{235}U. Quatre indices de spectre peuvent être ici utilisés pour les études d'adaptation spectrale afin d'obtenir une image des proportions suivantes :

- **les neutrons au-delà du MeV** : le rapport des taux de fission de l' ^{238}U par rapport à l' ^{235}U est directement lié au caractère "à seuil" de la section efficace de fission de l' ^{238}U. En effet, cette dernière présente des valeurs non négligeables seulement pour des énergies supérieures au MeV, à la différence de celle de l' ^{235}U, considérée comme référence.

  Le rapport calculé est donc un rapport d'intégrales : $\dfrac{\int_E \sigma_f^{U-238}(E)\Phi(E)dE}{\int_E \sigma_f^{U-235}(E)\Phi(E)dE} = \dfrac{\tau_f\left(^{238}U\right)}{\tau_f\left(^{235}U\right)}$.

  Il quantifie la proportion de neutrons d'énergie supérieure au MeV.

- **les neutrons à partir de 500 keV** : dans les réseaux rapides subsiste une composante de diffusion décalant l'énergie moyenne autour de 500 keV. Ainsi, la seule donnée issue du taux de fission de l' ^{238}U ne permet pas de cibler l'ensemble de la population neutronique caractéristique des configurations rapides. L'utilisation du ^{237}Np s'avère ainsi intéressante puisque cet isotope présente également une section efficace à seuil mais celui-ci est centré autour de 500 keV.

  La donnée du rapport : $\dfrac{\int_E \sigma_f^{Np-237}(E)\Phi(E)dE}{\int_E \sigma_f^{U-235}(E)\Phi(E)dE} = \dfrac{\tau_f\left(^{237}Np\right)}{\tau_f\left(^{235}U\right)}$ permet d'accéder à la proportion de neutrons rapides, à partir de 500 keV. A noter que l'on peut également utiliser le ^{242}Pu dont la fission présente un seuil quasi identique à celui du ^{237}Np.

- **les neutrons épi-thermiques** : le domaine d'énergie dit épi-thermique est particulièrement important pour les configurations couplées puisqu'il représente la zone de ralentissement. C'est pourquoi un indice de spectre caractéristique de cette zone d'énergie est une donnée intéressante. Il est d'usage d'étudier le rapport des taux de capture de l' ^{238}U sur la fission de l' ^{235}U, $\frac{\int_E \sigma_C^{U-238}(E)\Phi(E)dE}{\int_E \sigma_f^{U-235}(E)\Phi(E)dE} = \frac{\tau_C(^{238}U)}{\tau_f(^{235}U)}$, puisque la section efficace de capture de l' ^{238}U est élevée dans le domaine épithermique (au-delà de quelques eV et jusqu'à quelques dizaines de keV), seul domaine d'énergie où elle "domine" la section efficace de fission de l' ^{235}U.

- **les neutrons thermiques** : même si les proportions de neutrons sont très faibles, on peut calculer l'impact des neutrons thermiques mal convertis présents dans les configurations couplées. Un bon indicateur de cette zone est la réaction (n,α) sur le ^{10}B, transparente aux neutrons rapides et proportionnelle à $\frac{1}{v}$ en dessous du keV, pour devenir vraiment significative (> 10 barns) autour de 100-200 eV. Cette réaction sera par la suite appelée réaction de capture. On pourra alors s'intéresser au rapport $\frac{\int_E \sigma_C^{B-10}(E)\Phi(E)dE}{\int_E \sigma_f^{U-235}(E)\Phi(E)dE} = \frac{\tau_C(^{10}B)}{\tau_f(^{235}U)}$. Il quantifie la proportion de neutrons en dessous de 100-200 eV.

On utilise également un découpage du flux à sept groupes, recommandé par [Palmiotti, 2011] permettant de traiter aisément des spectres rapides, épi-thermiques et thermiques. Il est de ce fait particulièrement adapté pour les études relatives aux cœurs couplés thermique – rapides :

Tableau 6.1 : Maillage énergétique à 7 groupes

Groupe	Borne supérieure d'énergie (en eV)
1	1.96403E+07
2	2.23130E+06
3	4.97871E+05
4	6.73795E+04
5	2.03468E+03
6	2.26033E+01
7	5.40000E-01

II – Les conditions neutroniques cibles

Dans le cadre des études de conception de configurations couplées thermique-rapides, il convient de caractériser avec précision le spectre rapide que l'on souhaite reproduire au sein de la configuration couplée. C'est pourquoi l'on étudie une configuration entièrement rapide, représentative en son centre du mode fondamental, non perturbé, que l'on cherche à approcher.

1 – Description de la cellule de base

La configuration rapide de référence a été établie à partir de la cellule de base de la zone expérimentale de la configuration ERMINE V - ZONA1, réalisée dans MINERVE à la fin des années 1970 [Martin-Deidier, 1979]. Elle permet d'avoir un spectre rapide intermédiaire, représentatif des cœurs de PHENIX.
La cellule de base, appelée par la suite cellule ZONA1, est constituée d'une alternance régulière de huit réglettes carrées de sodium de 12.7 mm de côté ainsi que de 2 réglettes d'UO_2 naturel et 6 billettes d'oxyde mixte uranium plutonium, à 26,6 % en Pu avec le vecteur isotopique de Pu suivant : 0.8% de ^{238}Pu, 70.8% de ^{239}Pu, 18.3% de ^{240}Pu, 8.2% de ^{241}Pu et 1.9% de ^{242}Pu.
Cette cellule a une hauteur de 30.48cm (12 pouces), un côté de 52.6mm (maintien latéral en acier inox compris) et le réseau construit à partir de cette cellule a un pas de 53mm.

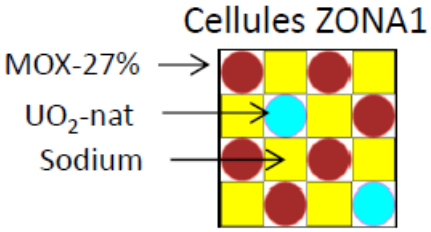


Figure 6.1 : Modélisation TRIPOLI de la cellule de base ZONA 1

La configuration très simple étudiée ici est composée d'un cœur nu c'est-à-dire complètement homogène et sans réflecteur. Haut de 94 cm, une réactivité de 130 pcm est atteinte pour un rayon de 92 cm, dans un calcul mené à 33 groupes d'énergie.

2 – Caractérisation neutronique

Le flux direct de neutrons à 33 groupes d'énergie au centre de la configuration est illustré Figure 6.2 (par léthargie par groupe, normalisé à la somme).

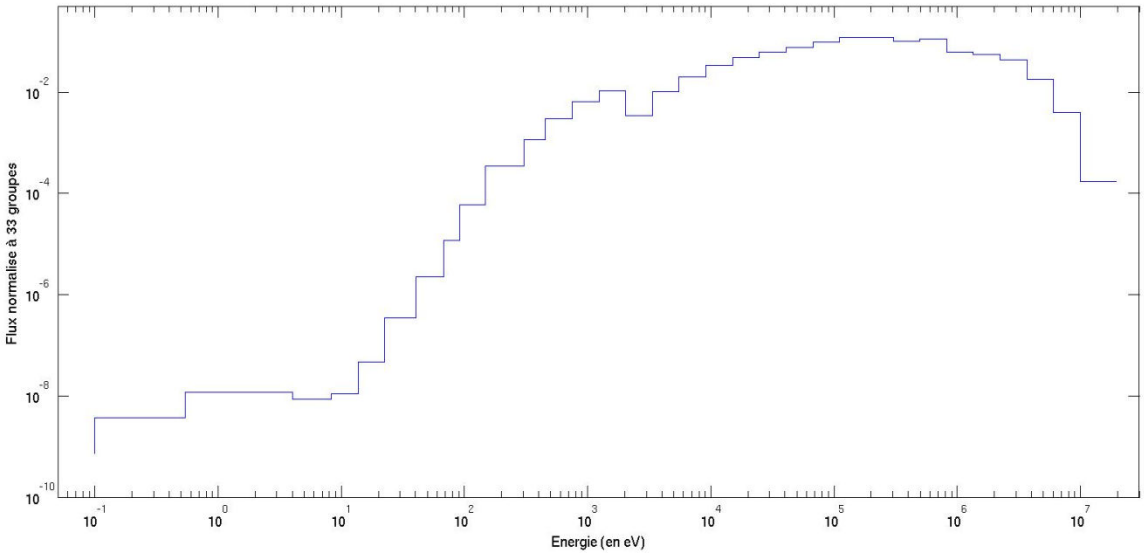


Figure 6.2 : Flux direct à 33 groupes – Configuration rapide ZONA1 homogène

Le découpage du flux à 7 groupes se décompose comme suit :

Tableau 6.2 : Fraction du flux à 7 groupes – Configuration rapide

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

L'allure du flux est bien celle attendue pour un flux rapide, avec une proportion très faible de neutrons en dessous de quelques centaines d'eV. Il est intéressant de noter également que le maximum de flux est situé autour de 200-300 keV, et non autour du MeV. Ces tendances sont également observées avec les indices de spectre au centre du cœur (Tableau 6.3) :

Tableau 6.3 : Indices de spectre - Configuration rapide

Indice de spectre	Valeur
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.60E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.37E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.28E-01
$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.29

Les niveaux des sections efficaces mises en jeu ne permettent pas de conclure directement sur les proportions de neutrons dans les différents domaines énergétiques contrairement au découpage du flux par groupe. Ces indices de spectre sont utilisés par la suite pour des comparaisons.

Les traverses axiales des indices de spectre présentent des résultats intéressants. Elles sont tracées ci-dessous (Figures 6.3 à 6.5). Les indices de spectre de référence du Tableau 6.3 sont au plan médian cœur, à z=47cm.

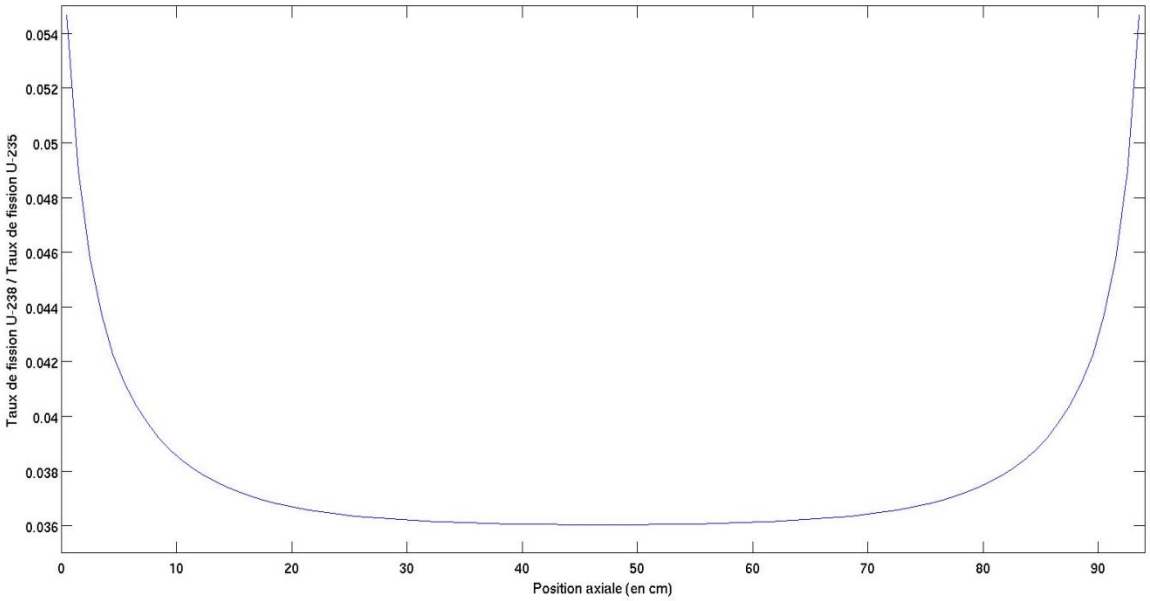


Figure 6.3 : Traverse axiale du ratio taux de fission ^{238}U sur fission ^{235}U - Configuration rapide

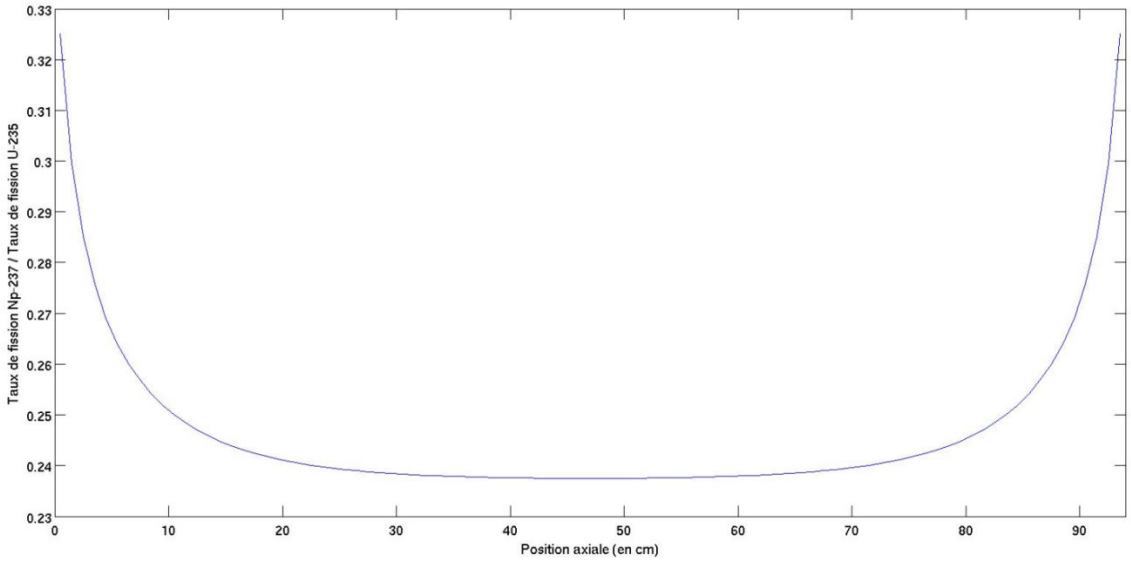


Figure 6.4 : Traverse axiale du ratio taux de fission ^{237}Np sur fission ^{235}U - Configuration rapide

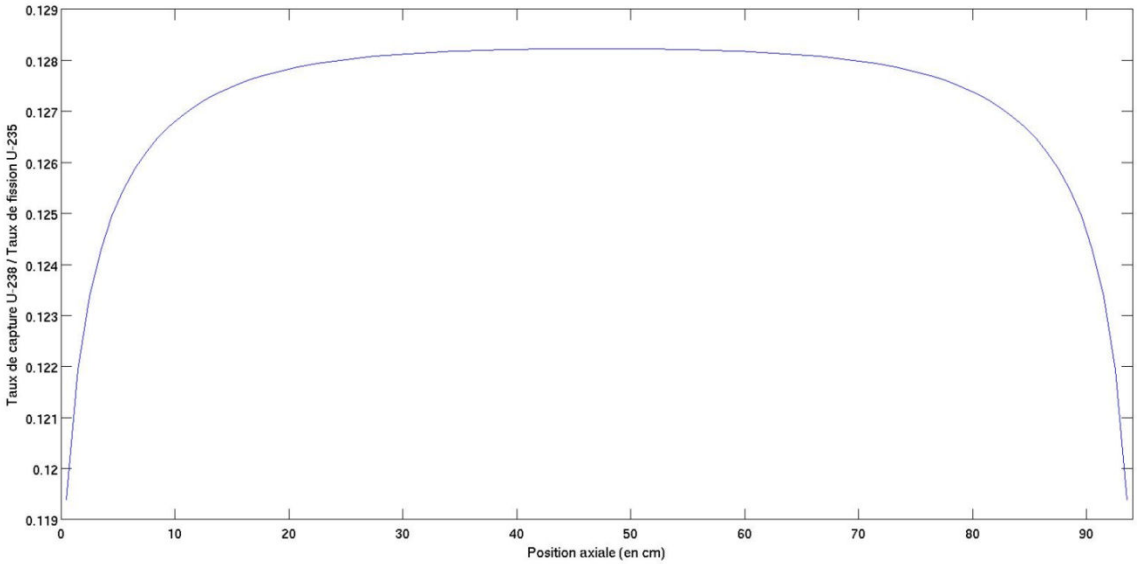


Figure 6.5 : Traverse axiale du ratio taux de capture ^{238}U sur fission ^{235}U - Configuration rapide

En dépit des fuites, concernant majoritairement les neutrons rapides, la remontée des indices de spectre rapide sur les bords est conséquente. Ainsi, la diffusion, principalement sur le sodium, permet d'atténuer la composante rapide du flux au centre de la configuration. Simultanément, la composante épi-thermique augmente depuis les bords vers le centre, comme cela est montré par la traverse axiale de l'indice de spectre $\tau_C\left(^{238}\mathrm{U}\right)/\tau_f\left(^{235}\mathrm{U}\right)$. On remarque néanmoins qu'une zone de 20 à 30 cm, correspondant approximativement au libre parcours moyen des neutrons d'un réseau rapide, suffit à atteindre les valeurs du mode fondamental.
Si les résultats rapportés ici se concentrent sur des traverses axiales au centre du cœur, on observe des résultats analogues pour des traverses radiales réalisées au plan médian cœur.

La configuration de référence étudiée ici permet de fixer des ordres de grandeur cibles pour les indices de spectre caractéristiques des différents domaines d'énergie.

III – Convertir un spectre thermique en spectre rapide

Nous présentons dans cette partie une démarche itérative d'optimisation de la conversion du spectre thermique de la zone nourricière en spectre rapide. Après des études de configurations simples obtenues par juxtaposition des zones thermique et rapide, nous comparons l'apport d'un filtre d'absorbant thermique par rapport à une couronne de matière fissile fortement enrichie.

1 – Conversion simple : juxtaposition de zones

1. *Première configuration*

La zone rapide centrale est constituée à partir de la même cellule de base ZONA 1 et prend la forme d'un cylindre de même hauteur que la configuration rapide de référence (94 cm) pour un rayon arbitrairement choisi à 25 cm. Il est alors légitime de penser approcher les caractéristiques neutroniques de la configuration rapide de référence. Cette zone est entourée d'une zone à spectre thermique, dont la composition est la suivante: crayons de 80 cm en UO_2 enrichi à 3.7% en ^{235}U, organisés avec un pas carré de 1.26 cm. Les 80 cm sont centrés par rapport au plan médian, les zones inférieure et supérieure sont remplies d'air, de manière à atteindre les 94 cm de la zone rapide. Partout autour, on trouve du vide. La taille de la zone thermique a été ajustée de manière à obtenir une configuration proche de la criticité. Avec un rayon extérieur de 42.5 cm, on atteint une réactivité de -25 pcm. Ce rayon est à comparer à celui de la configuration de référence de l'ordre de 90cm.
On retiendra que cette première donnée **corrobore un des intérêts principaux de l'utilisation des cœurs couplés thermique - rapides à savoir une importante réduction de la quantité de matière fissile nécessaire.**

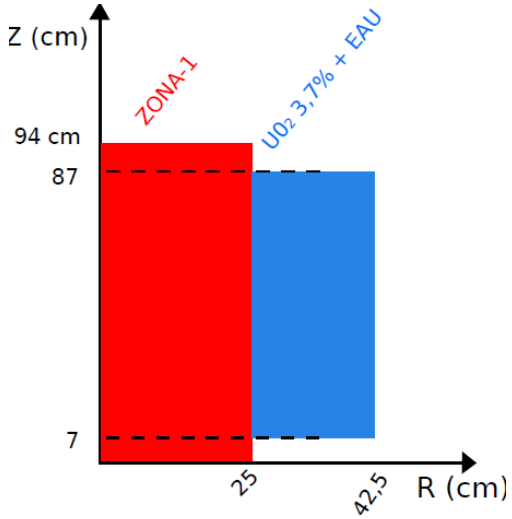


Figure 6.6 : Représentation 2D d'une configuration couplée simplifiée

Le flux direct au centre de cette configuration (en bleu) est comparé à celui au centre de la configuration rapide de référence (en rouge) dans les Figures 6.7 et 6.8.

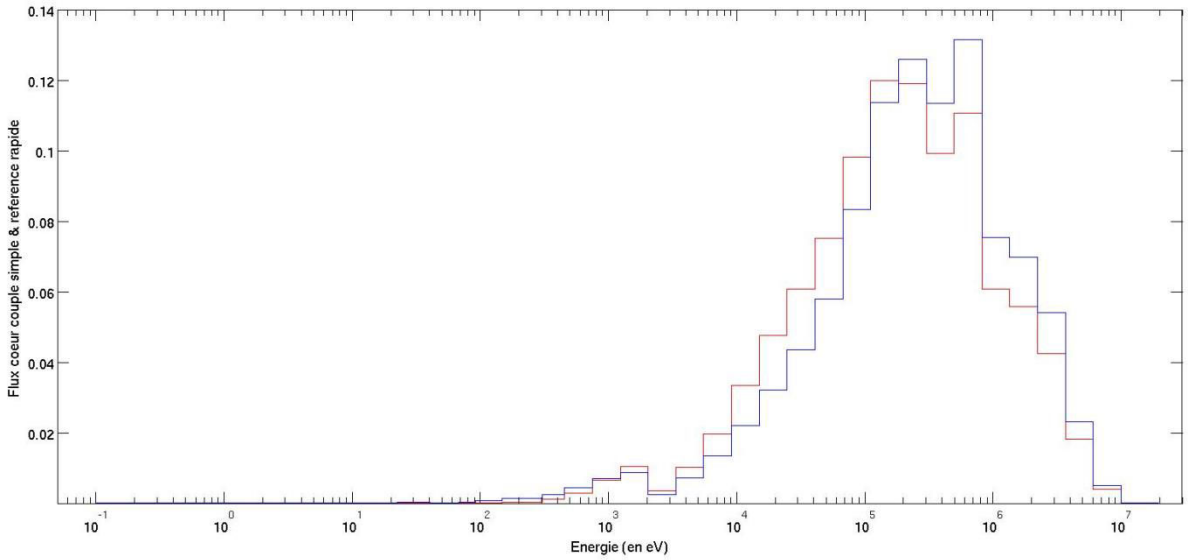


Figure 6.7 : Comparaison des flux directs - Configurations couplée simplifiée (en bleu) et de référence (en rouge)
Echelle log / linéaire

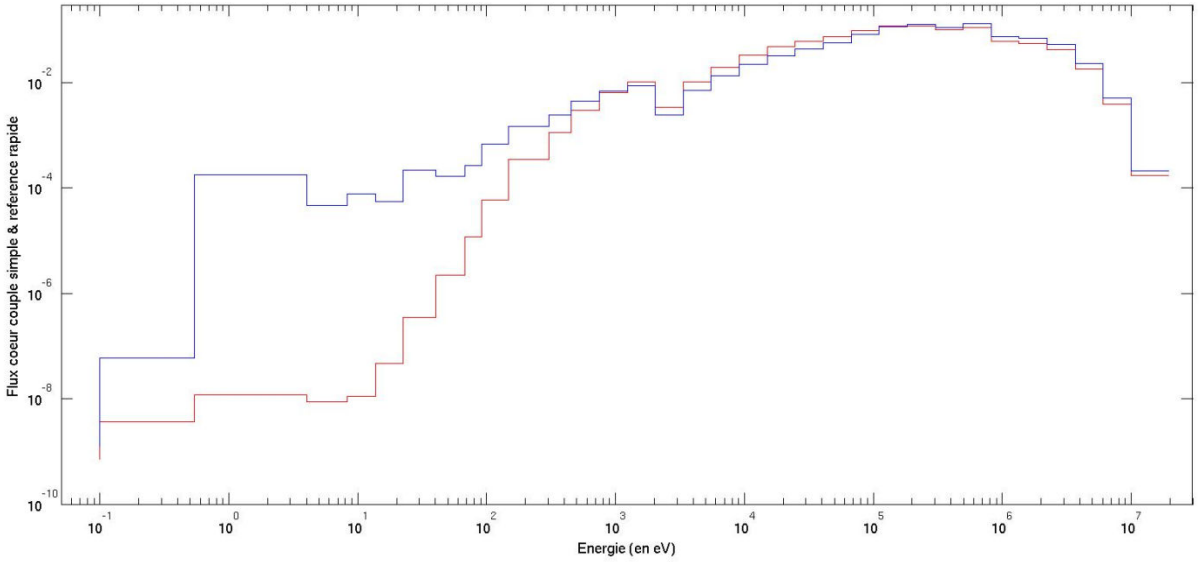


Figure 6.8 : Comparaison des flux directs - Configurations couplée simplifiée (en bleu) et de référence (en rouge)
Echelle log / log

Le Tableau 6.4 présente les fractions de flux à 7 groupes :

Tableau 6.4 : Fraction du flux 7 groupes - Configurations de référence et couplée simple

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons couplage simple (en %)	8.2	27.7	43.6	17.9	2.6	9.2E-02	2.3E-05
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

On constate que la partie rapide est assez bien adaptée, malgré un flux légèrement supérieur pour les neutrons les plus rapides (au-delà de 500 keV). Aux énergies intermédiaires (notamment dans le groupe 6), un surplus conséquent de neutrons subsiste par rapport à la référence (cf Figure 6.7). Ces premières observations sont confirmées par l'étude des indices de spectre au centre :

Tableau 6.5 : Indices de spectre - Configurations de référence et couplée simple

Indice de spectre	Référence	Couplage simple
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.60E-02	4.51E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.37E-01	2.89E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.28E-01	1.15E-01
$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.29	1.41

Les indices de spectre caractéristiques des énergies rapides sont plus élevés au centre de la configuration couplée qu'au centre de la configuration rapide. On constate alors que ce n'est pas seulement la différence dans le domaine thermique qui est à prendre en compte dans la conversion spectrale. Ces conclusions sont en lien avec la bascule des neutrons du groupe 4 vers les groupes 1 et 2 entre la configuration de référence et la configuration couplée simple.

Ces observations paraissent à première vue contradictoires avec la présence d'une zone nourricière thermique. Développons alors les analyses par l'étude d'une seconde configuration couplée simple différant de celle étudiée précédemment par la taille de la zone rapide.

2. *Seconde configuration : effet de l'augmentation de la taille de la zone centrale rapide*

La zone rapide est étendue, passant de 25 cm à 45 cm de rayon. La taille de la zone nourricière périphérique est adaptée en conséquence afin d'avoir un réseau critique : -60 pcm pour un rayon extérieur de la zone thermique de 58.5 cm.

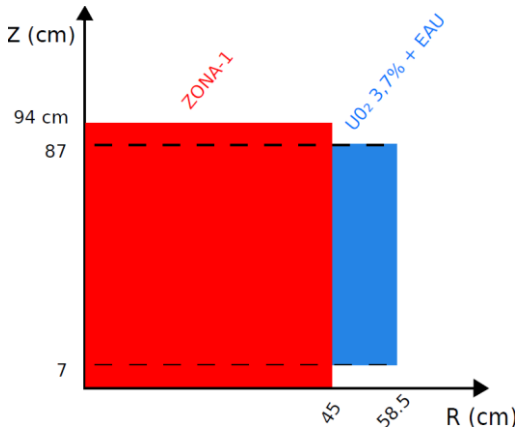


Figure 6.9 : Représentation 2D d'une configuration couplée simplifiée avec zone rapide étendue

Les flux au centre de la configuration couplée avec zone rapide étendue et au centre de la configuration rapide de référence, calculés à 33 groupes, sont donnés dans les Figures 6.10 et 6.11 ci-dessous :

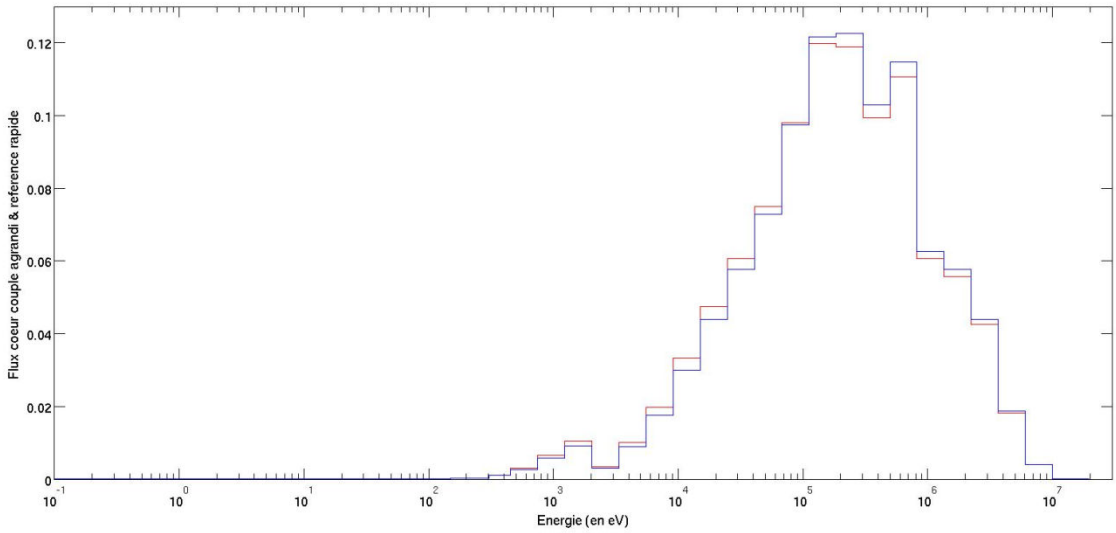


Figure 6.10 : Comparaison des flux directs - Configurations couplée agrandie (en bleu) et de référence (en rouge)
Echelle lin / log

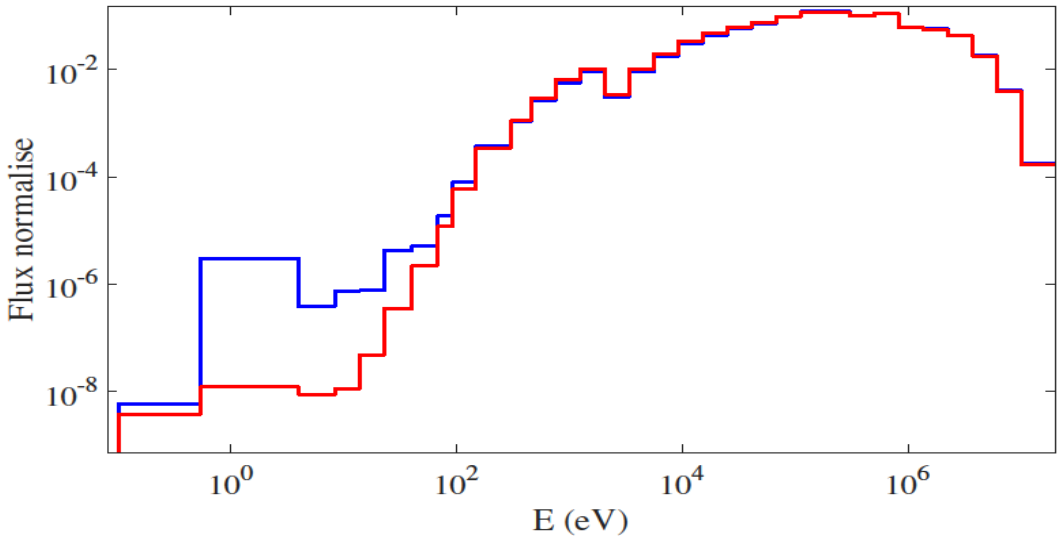


Figure 6.11 : Comparaison des flux directs - Configurations couplée agrandie (en bleu) et de référence (en rouge)
Echelle log / log

Le flux direct semble relativement bien adapté malgré une légère surévaluation des zones rapide et thermique et une sous-estimation du domaine épi-thermique. Ces décalages sont cohérents avec le flux à 7 groupes ainsi que les valeurs des indices de spectre qui se rapprochent des valeurs obtenues dans la configuration de référence :

Tableau 6.6 : Fraction de flux 7 groupes – Configurations couplées simples et référence

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons couplage simple (en %)	8.2	27.7	43.6	17.9	2.6	9.2E-02	2.3E-05
Proportion de neutrons couplage agrandi (en %)	6.7	23.5	44.5	23.4	1.9	1.4E-03	3.6E-06
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.7 : Indices de spectre - Configurations de référence et couplées avec deux tailles distinctes pour la zone rapide

Indice de spectre	Référence	Couplé R_{rap} = 25cm	Couplé R_{rap} = 45cm
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.60E-02	4.51E-02	3.81E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.37E-01	2.89E-01	2.51E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.28E-01	1.15E-01	1.26E-01
$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.29	1.41	1.26

Ces valeurs plus faibles que dans la configuration couplée précédente tendent donc à mieux approcher le spectre de la configuration rapide de référence. Cette meilleure adaptation se comprend à l'aide des traverses radiales des indices de spectre, au plan médian cœur :

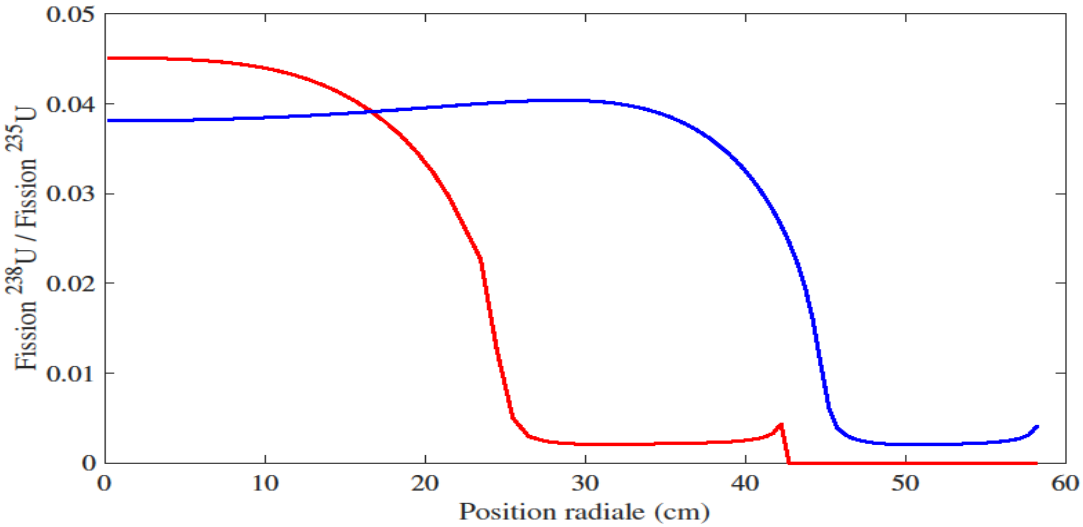


Figure 6.12 : Traverse radiale du ratio taux de fission ^{235}U sur fission ^{235}U – Configurations couplées R_{rap} = 25cm (en rouge) et R_{rap} = 45cm (en bleu)

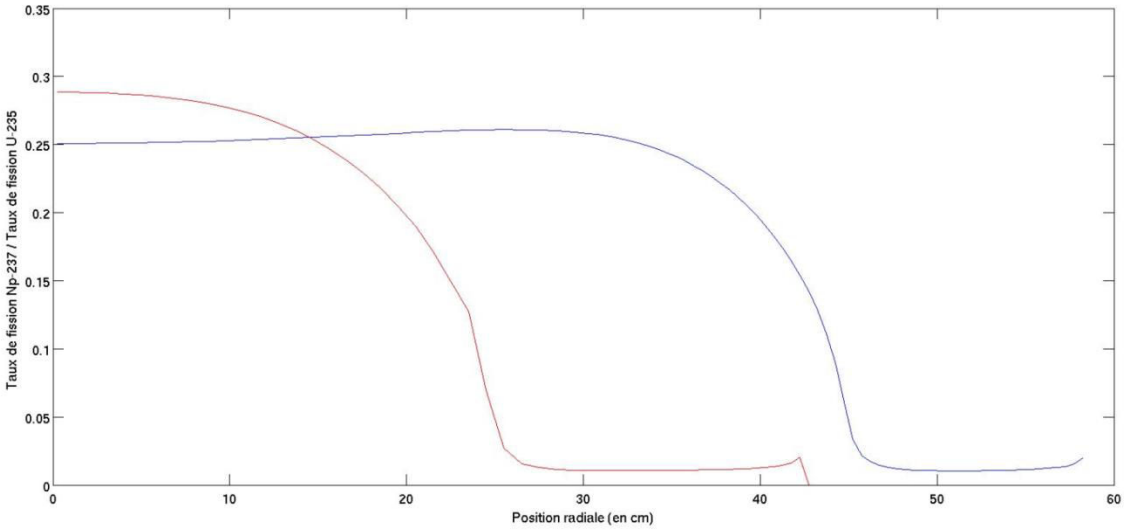


Figure 6.13 : Traverse radiale du ratio taux de fission ^{237}Np sur fission ^{235}U – Configurations couplées R_{rap} = 25cm (en rouge) et R_{rap} = 45cm (en bleu)

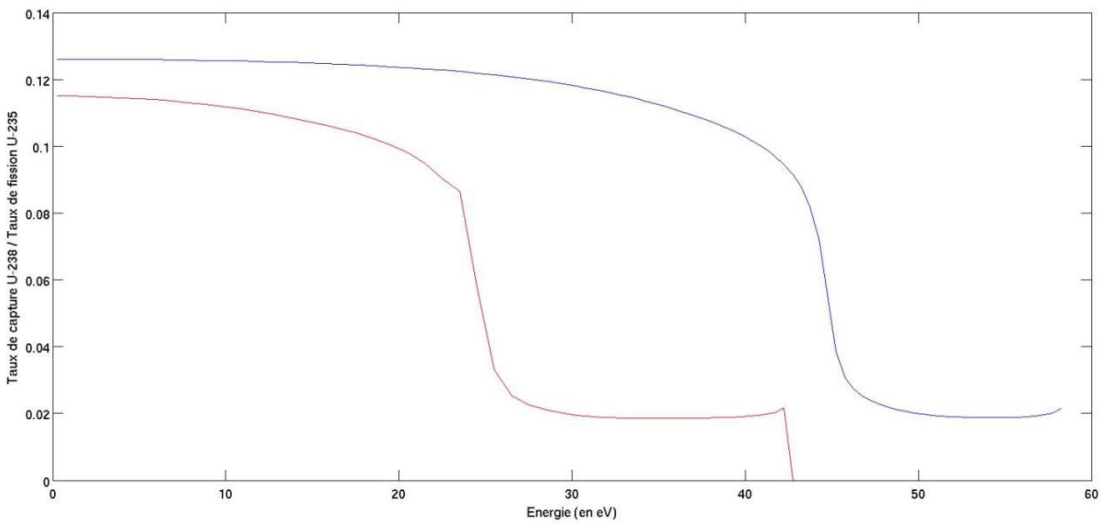


Figure 6.14 : Traverse radiale du ratio taux de capture ^{238}U sur fission ^{235}U – Configurations couplées R_{rap} = 25cm (en rouge) et R_{rap} = 45cm (en bleu)

Ces graphiques sont particulièrement intéressants puisqu'ils démontrent que l'adaptation spectrale se déroule en deux parties, ce qui n'est pas observable dans la précédente configuration couplée. En effet, une première partie de la zone rapide, à proximité de la zone nourricière, permet de convertir par fissions des neutrons thermiques en neutrons rapides. L'accroissement local de la population de neutrons rapides donne alors des indices de spectre rapides élevés. La matière fissile présente dans la zone rapide est enrichie en isotopes à fortes sections efficaces de fission, dominantes dans le domaine d'énergie thermique. Ces neutrons rapides sont ensuite progressivement diffusés par les réglettes en sodium à mesure que l'on se rapproche du centre du massif, entraînant alors une diminution des indices de spectre rapides et une élévation de l'indice de spectre épi-thermique.

Les premières configurations couplées thermique-rapides, très simples dans leur conception puisqu'elles ne mettent en jeu que deux zones homogènes, ont souligné la nécessité de prendre en compte les phénomènes diffusifs ainsi que les interfaces. Grâce à ces premières études, on a montré que la reproduction du mode fondamental d'une configuration entièrement rapide dans un cœur couplé nécessite de juxtaposer des zones aux caractéristiques neutroniques différentes. On retiendra qu'une petite zone rapide homogène ne permet pas d'atteindre un spectre rapide satisfaisant, non seulement à cause des neutrons épi-thermiques mais aussi à cause des neutrons purement rapides, ne permettant pas l'établissement du mode fondamental. En effet, les effets de diffusion tendent à abaisser l'énergie moyenne des neutrons.

L'adaptation spectrale est alors réalisée en deux temps :

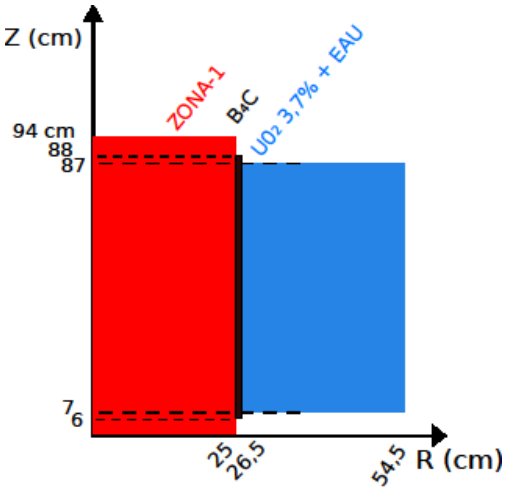
- Transformation des neutrons fortement ralentis en neutrons rapides. C'est le rôle de la première zone, au contact de la zone nourricière, appelée **zone de conversion**. L'optimisation de cette zone est présentée dans les deux paragraphes suivants.

- Répartition énergétique des neutrons convertis afin de se rapprocher au mieux du spectre fondamental cible. C'est la **zone de transition**, située entre la zone de conversion et le centre. La conception de cette zone est détaillée dans le paragraphe IV.

2 – Conversion en spectre rapide par absorptions thermiques

Afin d'obtenir un spectre rapide au centre d'une configuration à zone nourricière thermique on peut en premier lieu penser à l'utilisation d'un absorbant thermique tel que du cadmium. Les neutrons de basse énergie seront supprimés. Afin de traiter aussi les neutrons d'énergie intermédiaire, on utilise du carbure de bore naturel. La section efficace de la réaction (n, α) en $1/v$ permet d'envisager un spectre de réseau thermique convenablement converti en spectre de réseau rapide.

Une configuration avec carbure de bore (B_4C) est présentée ci-dessous (Figure 6.15).



Indice de spectre	Référence	Avec B_4C
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.60E-02	4,47E-02
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.37E-01	2,86E-01
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.28E-01	1,18E-01

Figure 6.15 & Tableau 6.8 : Configuration couplée - Couronne B_4C

Cette configuration permet d'obtenir au centre la répartition énergétique du flux suivante :

Tableau 6.9 : Fraction de flux 7 groupes - Configurations de référence et zones de conversion par absorption

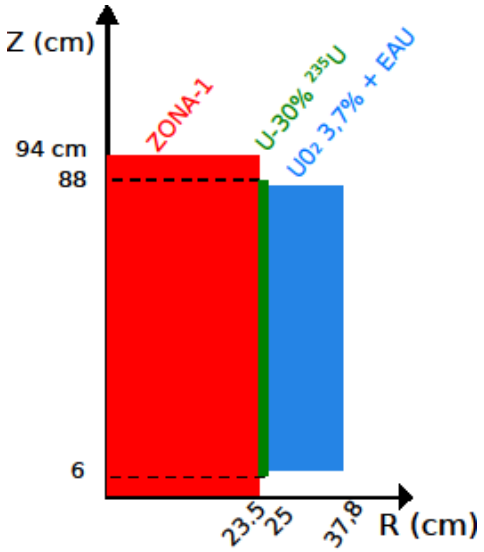
Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons conversion B_4C (en %)	8.1	26.9	43.5	19.0	2.5	1.2E-02	4.7E-06
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Mis à part sur le groupe 7, les performances de cette configuration sont légèrement meilleures que précédemment, sans la couronne de bore. Cependant, la zone nourricière doit être fortement agrandie afin de conserver une configuration critique. L'inconvénient majeur relatif à l'utilisation du bore pour les configurations couplées thermique-rapides réside dans la nature des absorptions réalisées. Il s'agit uniquement de **captures neutroniques stériles** : les neutrons épi-thermiques et thermiques absorbés ne contribuent plus à la réaction en chaîne et ne permettent donc pas un apport de réactivité dans le cœur. Or, cela constitue un **paradoxe de conception** puisque les neutrons de la zone nourricière, censés apporter une réactivité suffisante à la zone centrale pour atteindre la criticité, se retrouvent supprimés à proximité de la zone centrale. En outre, la présence de carbure de bore tend à augmenter l'importance des neutrons de haute énergie et peut alors perturber le profil énergétique du flux adjoint.

En utilisant des combustibles riches en isotopes fissiles à la périphérie de la zone centrale, les neutrons thermiques de la zone nourricière se retrouvent convertis en neutrons rapides. Ainsi, un tel **« recyclage neutronique »** permet de réduire les quantités de matière fissile utilisées par une utilisation optimisée des caractéristiques des zones nourricière et expérimentale.

3 – Conversion en spectre rapide par fissions

La configuration détaillée dans ce paragraphe présente une zone de conversion en matière fissile enrichie. L'utilisation des stocks de combustible tend à orienter le choix vers des réglettes d'uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U (la très faible puissance utilisée ainsi que la régulation de la température permet en effet d'utiliser des combustibles métalliques). La configuration est illustrée en Figure 6.16:



Indice de spectre	Référence	Avec U métal 30%
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.60E-02	4.55E-02
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.37E-01	2.95E-01
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.28E-01	1.17E-01

Figure 6.16 & Tableau 6.10 : Configuration couplée - Conversion U-30%

Au centre, la répartition énergétique du flux est la suivante :

Tableau 6.11 : Fraction de flux 7 groupes - Configurations de référence et zones de conversion par absorption ou fissions

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons conversion B_4C (en %)	8.1	26.9	43.5	19.0	2.5	1.2E-02	4.7E-06
Proportion de neutrons conversion U métal. 30% (en %)	7.9	27.1	44.7	18.2	2.0	4.3E-02	1.3E-05
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Les indices de spectre et la répartition énergétique du flux varient peu entre les deux configurations testées. La différence majeure réside donc dans la taille des zones nourricières : une couronne d'épaisseur 12.8 cm pour la configuration contenant de l'Uranium métallique enrichi, contre 28.0 cm pour celle contenant du B_4C.

On a donc montré que **l'utilisation de combustible fortement enrichi dans la zone de conversion s'avère être une solution plus pertinente et économique que l'utilisation d'absorbants thermique et épi-thermique** quant à la quantité de matière totale utilisée.

Remarque : De la matière fissile enrichie à base d'isotopes de plutonium pourrait être plus efficace, tant du point de vue de l'efficacité dans le domaine thermique que du point de vue de la propagation des incertitudes puisque les incertitudes des isotopes du Pu interviendrait majoritairement, comme pour les cellules ZONA1.

A partir de cette optimisation de la zone de conversion, la zone de transition peut être étudiée avec précision à son tour.

IV – Modeler la "dureté" de spectre : impact de la zone de transition (ZT)

La seule utilisation d'Uranium métallique enrichi à 30% à l'interface des zones centrale et nourricière ne permet pas de résoudre le problème d'adaptation spectrale dans les configurations couplées simplifiées puisque le spectre au centre du cœur est trop « dur », comme le montrent les comparaisons d'indices de spectre et la répartition énergétique du flux à sept groupes. En effet, une part trop importante de neutrons rapide demeure. L'optimisation de l'adaptation spectrale nécessite donc une conception plus complexe. C'est la raison pour laquelle on utilise une zone de transition, aux caractéristiques principalement « diffusantes ».

Plusieurs matériaux sont testés : le graphite, le sodium et l'oxyde d'uranium naturel. Pour chacun, deux configurations sont testées, différant par l'épaisseur de la couronne « diffusante » : 2 ou 7 cm. Elles sont illustrées par les Figures 6.17 ci-dessous :

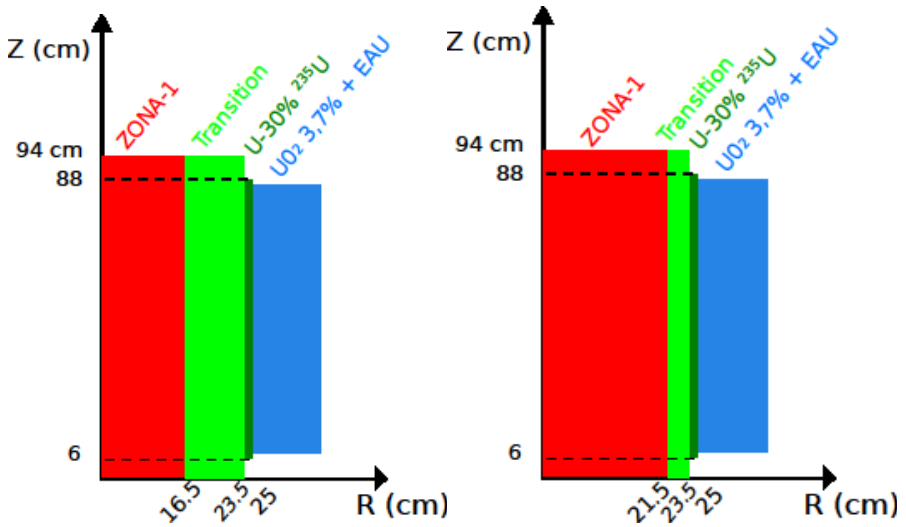


Figure 6.17 : Représentation 2D des configurations avec taille variable de la zone de transition

Ces différentes configurations permettent d'obtenir en leur centre les proportions de neutrons à sept groupes suivantes :

Tableau 6.12 : Flux 7 groupes – Comparaisons des performances des zones de transition

Configuration		Proportions de neutrons par groupe (en %)						
Diffusant	**Epaisseur**	**Gr 1**	**Gr 2**	**Gr 3**	**Gr 4**	**Gr 5**	**Gr 6**	**Gr 7**
Sodium	**2 cm**	8.1	27.6	44.4	17.7	2.1	6.3E-02	1.6E-05
	7 cm	8.7	28.9	43.1	16.3	2.7	1.6E-01	3.7E-05
Graphite	**2 cm**	7.8	26.7	43.5	19.6	2.4	4.7E-02	1.3E-05
	7 cm	7.8	26.1	39.2	22.0	4.8	1.1E-01	2.6E-05
UO_2 naturel	**2 cm**	7.6	26.3	44.8	19.2	2.0	4.6E-02	1.3E-05
	7 cm	6.9	24.2	44.4	22.1	2.4	6.7E-02	1.8E-05
Acier	**2 cm**	7.4	26.9	45.0	18.7	2.0	3.4E-02	9.8E-06
	7 cm	6.2	25.8	45.5	19.8	2.7	3.8E-02	9.8E-06
ZONA 1 - 25 cm		8.2	27.7	43.6	17.9	2.6	9.2E-02	2.3E-05
ZONA 1 - 45 cm		6.7	23.5	44.5	23.4	1.9	1.4E-03	3.6E-06
Référence rapide		**6.5**	**22.7**	**43.6**	**25.0**	**2.1**	**1.2E-05**	**2.6E-06**

Les résultats du Tableau 6.12 permettent de constater qu'en dehors de la configuration couplée simplifiée avec zone rapide étendue (rayon de 45 cm), le flux le mieux adapté est celui de la configuration avec de l'oxyde d'uranium naturel sur 7 cm d'épaisseur. La répartition des neutrons au centre de la configuration avec 7 cm d'acier est également intéressante.
L'étude des indices de spectre (Tableau 6.13) confirme cette observation et met en lumière des valeurs satisfaisantes pour la configuration avec du graphite sur 7 cm également :

Tableau 6.13 : Indices de spectre - Comparaisons des performances des zones de transition

Configuration		Indices de spectre		
Diffusant	**Epaisseur**	$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$
Sodium	**2 cm**	4.62E-02	2.96E-01	1.16E-01
	7 cm	4.71E-02	2.96E-01	1.12E-01
Graphite	**2 cm**	4.36E-02	2.81E-01	1.19E-01
	7 cm	3.71E-02	2.35E-01	1.18E-01
UO_2 naturel	**2 cm**	4.33E-02	2.83E-01	1.19E-01
	7 cm	3.75E-02	2.48E-01	1.22E-01
Acier	**2 cm**	4.33E-02	2.85E-01	1.18E-01
	7 cm	3.55E-02	2.51E-01	1.20E-01
ZONA 1 - 25 cm		4.51E-02	2.89E-01	1.15E-01
ZONA 1 - 45 cm		3.81E-02	2.51E-01	1.26E-01
Référence rapide		3.60E-02	2.37E-01	1.28E-01

La comparaison des seuls indices de spectre vis-à-vis de la référence tend à conclure que l'adaptation avec le graphite est meilleure qu'avec l'UO_2 naturel. Néanmoins, l'étude de la répartition énergétique du flux à sept groupes infirme cette conclusion, notamment à cause des proportions de neutrons d'énergie élevée (groupes 1 - 2) et de faible énergie (groupes 5 à 7). La proportion de neutrons de faible énergie dans la configuration graphite compense la proportion de neutrons d'énergie élevée dans les indices de spectre. Cela est notamment dû à la multiplication du flux par les sections efficaces, en particulier la section de fission de l'^{235}U, qui

augmente lorsque l'énergie des neutrons diminue. Il convient alors de faire la recommandation suivante :

Si les indices de spectre sont des indicateurs utiles pour la caractérisation d'un spectre, leur utilisation dans le cadre des cœurs couplés thermique - rapides est délicate. Les résidus parfois importants de neutrons thermiques peuvent masquer un spectre en réalité plus dur si l'on ne compare que les indices rapides. Ainsi, il est recommandé de doubler leur comparaison avec celle du flux multi-groupe.

Afin de comprendre le comportement des différentes configurations étudiées, quelques rappels et précisions sont utiles.
On rappelle que pour un noyau de masse atomique A, le gain moyen de léthargie par choc est $\xi_A = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha}\ln\alpha$ où $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$. Un calcul simplifié du pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_S$ avec les compositions utilisées donne en première approximation une valeur environ deux fois plus élevée pour le graphite que pour l'UO_2 naturel, laquelle est deux fois plus élevée que pour l'acier, elle-même deux fois plus élevée que dans le cas du sodium. Cette classification entre les pouvoirs de ralentissement est globalement celle observée dans les tableaux 6.12 et 6.13.

Les résultats sur les flux à sept groupes et les indices de spectre montrent que l'adaptation spectrale nécessite une composante importante de diffusion afin de diminuer la proportion de neutrons rapides, notamment pour les groupes 1 et 2 c'est-à-dire pour les énergies supérieures à 500 keV. Néanmoins, afin de conserver la proportion cible de neutrons d'énergie intermédiaire, il convient d'utiliser des isotopes avec une section efficace d'absorption non négligeable, en particulier en dessous du keV, ce qui est le cas de l'Uranium naturel, grâce à la capture de l'^{238}U. Si cette composante n'est pas assez forte, les neutrons ralentis augmenteront la proportion de neutrons thermiques et épi-thermiques ou seront absorbés, induisant principalement des fissions dans le combustible rapide ZONA1 créant de ce fait une augmentation non souhaitable de la proportion de neutrons rapides.
L'évolution du flux dans les matériaux diffusants s'avère alors être une donnée d'intérêt. Les calculs des flux à sept groupes au plan médian cœur en différents points des zones diffusantes confirment les analyses précédentes. Ces résultats sont présentés dans les Tableaux 6.14 à 6.17.

Tableau 6.14 : Evolution radiale du flux 7 groupes pour diffusant Sodium

Position (en cm)	Proportions de neutrons par groupe (en %)						
	Gr 1	**Gr 2**	**Gr 3**	**Gr 4**	**Gr 5**	**Gr 6**	**Gr 7**
23.1	11.7	32.2	33.2	14.6	6.4	1.8	5.0E-02
21.1	11.1	31.0	34.4	14.7	6.9	1.9	6.1E-02
19.75	10.6	30.4	35.2	14.8	7.0	1.9	6.1E-02
17.75	10.3	30.1	36.2	15.0	6.7	1.7	5.0E-02
0.25	8.7	28.9	43.1	16.3	2.7	1.6E-01	3.7E-05
Référence rapide	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.15 : Evolution radiale du flux 7 groupes pour diffusant Graphite

Position (en cm)	Proportions de neutrons par groupe (en %)						
	Gr 1	**Gr 2**	**Gr 3**	**Gr 4**	**Gr 5**	**Gr 6**	**Gr 7**
23.1	10.0	28.5	27.9	21.9	9.0	2.4	3.5E-01
21.1	7.8	24.2	28.2	26.0	10.9	2.4	5.5E-01
19.75	7.1	22.8	28.8	27.4	11.2	2.2	5.4E-01
17.75	6.8	22.4	30.5	27.8	10.5	1.6	3.7E-01
0.25	7.8	26.1	39.2	22.0	4.8	1.1E-01	2.6E-05
Référence rapide	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.16 : Evolution radiale du flux 7 groupes pour diffusant UO_2 naturel

Position (en cm)	Proportions de neutrons par groupe (en %)						
	Gr 1	**Gr 2**	**Gr 3**	**Gr 4**	**Gr 5**	**Gr 6**	**Gr 7**
23.1	9.7	29.9	35.4	18.2	5.1	1.7	4.3E-02
21.1	7.6	26.8	39.3	20.2	4.7	1.4	3.9E-02
19.75	6.9	25.5	41.1	21.1	4.3	1.1	3.1E-02
17.75	6.5	24.5	42.7	21.8	3.7	7.9E-01	1.8E-02
0.25	6.9	24.2	44.4	22.1	2.4	6.7E-02	1.8E-05
Référence rapide	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.17 : Evolution radiale du flux 7 groupes pour diffusant Acier

Position (en cm)	Proportions de neutrons par groupe (en %)						
	Gr 1	**Gr 2**	**Gr 3**	**Gr 4**	**Gr 5**	**Gr 6**	**Gr 7**
23.1	8.4	31.9	34.3	16.3	6.6	2.2	6.2E-02
21.1	5.6	29.9	37.7	17.7	7.3	1.7	5.3E-02
19.75	4.8	29.0	39.5	18.4	6.9	1.3	3.9E-02
17.75	4.6	28.1	41.6	19.1	5.8	7.5E-01	2.0E-02
0.25	6.2	25.8	45.5	19.8	2.7	3.8E-02	1.0E-05
Référence rapide	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Les traverses radiales comparées des cas sodium et graphite montrent nettement que la diffusion est plus efficace dans le cas du graphite ce qui permet de diminuer la proportion des neutrons des groupes 1 et 2, tout en augmentant fortement la proportion de neutrons dans les groupes 5, 6 et 7. L'oxyde d'uranium naturel permet quant à lui de diminuer la proportion de neutrons des groupes 1 et 2 tout en diminuant également, par la composante d'absorption, la proportion de neutrons des groupes 5, 6 et 7. L'acier a également un bon pouvoir de ralentissement mais la répartition selon les sept groupes est moins bonne que celle obtenue avec de l'UO_2 naturel, notamment sur les groupes principaux d'intérêt, à savoir les groupes 2, 3 et 4. Plus que le seul pouvoir de ralentissement, c'est donc le pouvoir de ralentissement spécifique $\xi\Sigma_S/\Sigma_a$ grâce notamment à l'absorption thermique et épi-thermique de l'^{238}U qui semble significatif.

Une configuration supplémentaire a été réalisée, augmentant encore la taille de la zone en UO_2 naturel à 10 cm d'épaisseur pour la couronne cylindrique réduisant donc la zone cylindrique de

cellules ZONA 1 à un rayon de 13.5 cm. Les caractéristiques du flux sont encore améliorées par rapport à la configuration avec une épaisseur de 7cm.

L'exploitation de ces résultats permet, outre la connaissance sur la physique de la zone d'adaptation, de présenter une configuration optimisée, à partir des matières fissiles disponibles pour ZEPHYR selon les règles de conception précédemment définies et synthétisées ci-dessous.

L'adaptation spectrale se compose donc :

- D'une **zone de conversion** en matière fissile fortement enrichie de manière à engendrer des neutrons rapides de fission à partir des neutrons thermiques.
- D'une **zone de transition** en UO_2 naturel pour son pouvoir de ralentissement spécifique.

V – Présentation d'une configuration optimisée

1 – Optimisation du flux direct

Tenant compte des résultats précédents, il semble opportun de laisser une zone en cellules ZONA1 relativement conséquente et de la coupler à une zone en matériau diffusant (UO_2 naturel ou acier). Sans contrainte spécifiée sur la taille de la zone centrale, il est possible de l'étendre plus encore que ce qui a été testé auparavant dans ERMINE V. La zone de cellules ZONA1 a été étendue à un rayon de 24 cm, afin d'avoir un ensemble cylindrisé de 9 cellules ZONA1 diamétralement, constituant la zone centrale. On y juxtapose une zone de 8.5 cm d'UO_2 naturel puis 1.5 cm d'uranium métallique enrichi à 30 % en ^{235}U et enfin une zone nourricière faite de crayons UO_2 enrichi à 3.7 % en ^{235}U, adaptée afin d'obtenir un cœur critique. La figure 6.18 donne une représentation des différentes zones (en présence d'un réflecteur en eau ici, mais non modélisé dans les calculs pour le moment – son influence sera étudiée par la suite) :

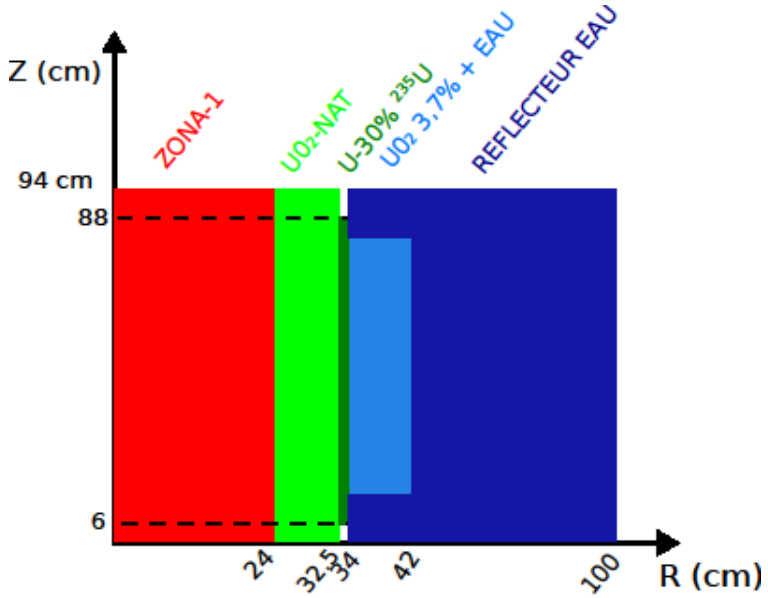


Figure 6.18 : Représentation (R-Z) de la configuration couplée optimisée

Le flux à sept groupes ainsi que les indices de spectre sont indiqués ci-dessous :

Tableau 6.18 : Fraction de flux 7 groupes - Configurations couplées optimisée et référence

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons Conf. optimisée (en %)	6.5	22.9	44.0	24.4	2.2	1.3E-02	5.6E-06
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.19 : Indices de spectre - Configurations couplées optimisée et référence

Indice de spectre	Référence	Conf. optimisée
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.604E-02	3.601E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.375E-01	2.379E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.282E-01	1.269E-01
$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.292	1.313

Le spectre thermique est encore trop élevé par rapport à la configuration de référence. Malgré d'excellents accords sur les indices de spectre rapide, on constate que les valeurs plus élevées dans les groupes 2 et 3, sont compensée par celles dans les groupes 6 et 7 où la proportion de neutrons est beaucoup plus faible. Cela corrobore numériquement de nouveau la remarque faite en section IV sur l'utilisation des indices de spectre.

Une couronne de 1.5 cm de mélange d'absorbant thermique est ajoutée pour diminuer la proportion des groupes 6&7. Elle est de même composition que celui utilisé lors des campagnes ERMINE V [Martin-Deidier, 1979]. Afin de ne pas apporter une trop forte anti-réactivité à la configuration, il convient de la placer assez éloignée de la zone nourricière. La figure 6.19 donne une représentation des différentes zones (l'influence du réflecteur en eau est estimée par la suite).

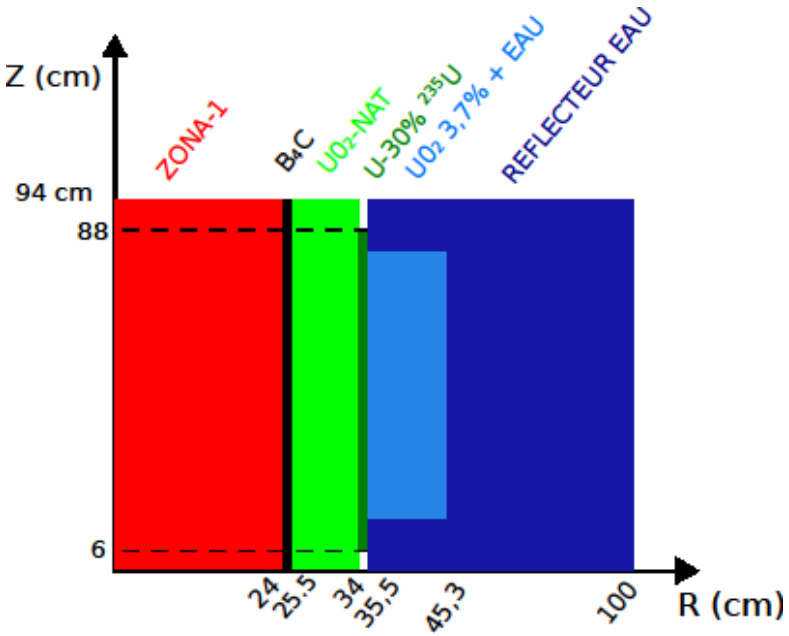


Figure 6.19 : Représentation (R-Z) de la configuration couplée optimisée avec B_4C

Les résultats sont présentés ci-dessous :

Tableau 6.20 : Fraction de flux 7 groupes - Configurations couplées optimisées avec et sans B_4C et référence

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons Conf. optimisée (en %)	6.5	22.9	44.0	24.4	2.2	1.3E-02	5.6E-06
Proportion de neutrons Conf. optimisée avec B_4C (en %)	6.6	22.9	43.5	24.7	2.3	9.1E-04	2.8E-06
Proportion de neutrons référence (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 6.21 : Indices de spectre - Configurations couplées optimisées avec et sans B_4C et référence

Indice de spectre	Référence	Conf. optimisée	Conf. Optimisée B_4C
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.604E-02	3.601E-02	3.594E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.375E-01	2.379E-01	2.372E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.282E-01	1.269E-01	1.275E-01
$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.292	1.313	1.300

Le spectre se retrouve amélioré avec un flux à 7 groupes plus proche de la référence. Une composante de neutrons ralentis dans le groupe 6 reste présente et il semble très difficile de s'en défaire sans dégrader d'autres caractéristiques neutroniques. Cela était déjà le cas pour le réseau ERMINE V – ZONA1. Cependant, la proportion reste très faible et a visiblement peu d'impacts sur les indices de spectre thermique et épi thermique.

En outre, il est intéressant de noter que dans les deux configurations optimisées proposées (avec et sans absorbant thermique), la proportion de fissions dans la zone nourricière se situe autour de 55-60 % ce qui donne une forte importance à la zone rapide, dont 10 à 15 % des fissions ont lieu dans les cellules ZONA1.

2 – Evaluation du flux adjoint

Un des objectifs poursuivi est de réaliser des mesures d'effets en réactivité de haute précision grâce à la technique des oscillations. Il est donc important d'évaluer la ressemblance du flux direct mais également du flux adjoint par rapport à une configuration de référence entièrement rapide. En effet, comme cela est détaillé dans la Partie I, l'expression d'un effet en réactivité fait directement intervenir le flux adjoint.
Les Figures 6.20 et 6.21 ci-dessous présentent les comparaisons des flux adjoints :

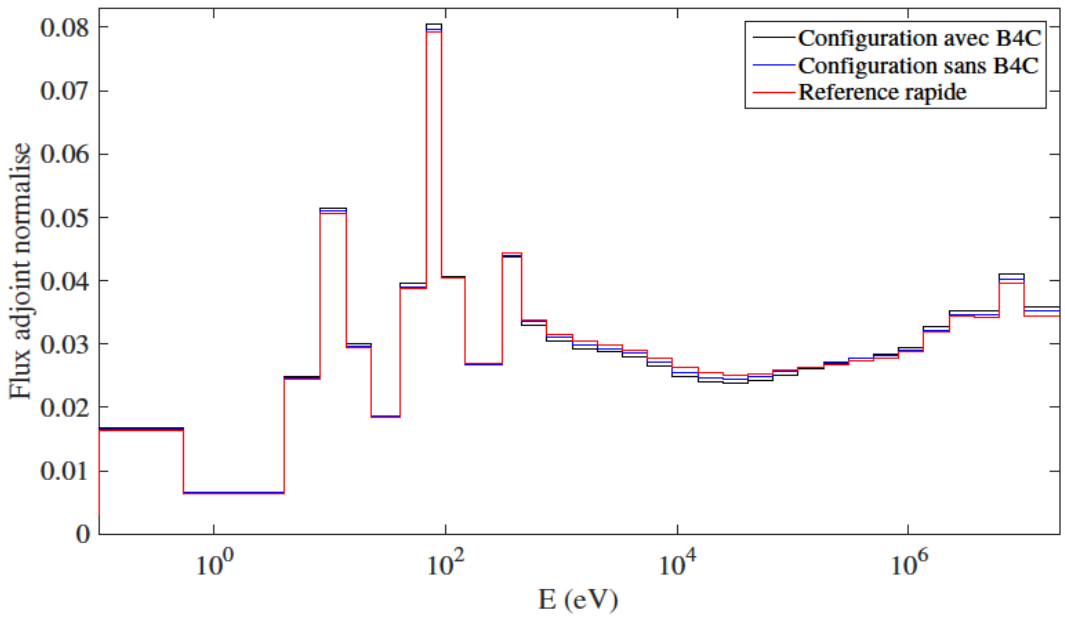


Figure 6.20 : Comparaison des profils de flux adjoints pour les configurations optimisées

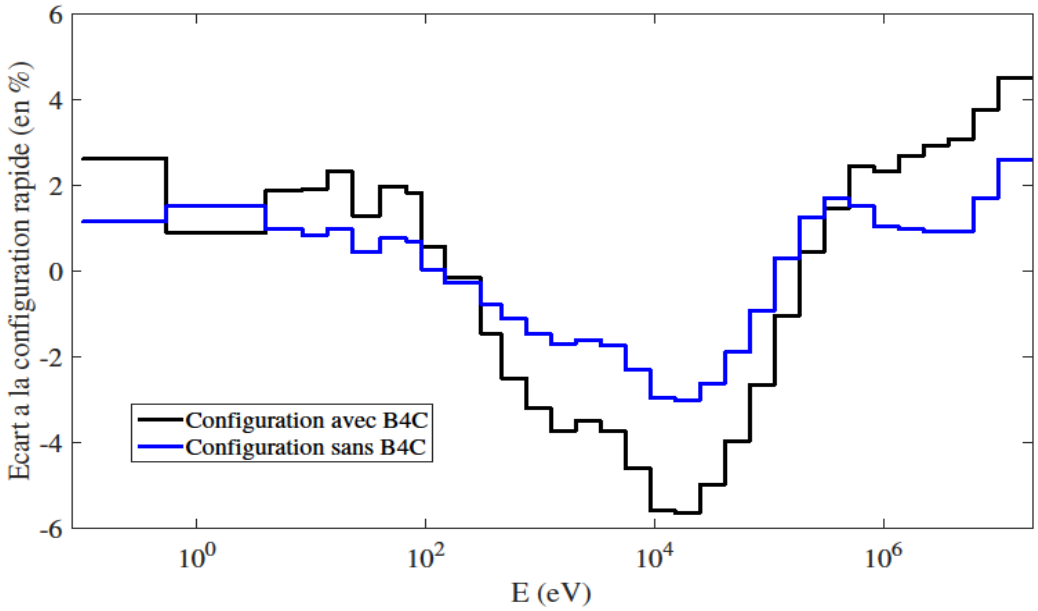


Figure 6.21 : Ecarts des flux adjoints à la référence pour les configurations optimisées (en %)

Les profils de flux adjoints sont relativement bien adaptés malgré une dépression de 3 à 6 % dans la zone entre 500 eV et 200 keV. Les écarts sont plus conséquents dans la configuration avec du B_4C, qui tend notamment à augmenter l'importance des neutrons de haute énergie, au-delà de quelques centaines de keV, comme cela est confirmé sur les figures 6.20 et 6.21. Le creusement de l'écart autour de 100 eV à 100 keV peut s'expliquer par une diffusion du centre vers l'extérieur de la zone faite de cellules ZONA1 : ralentis dans la zone centrale, les neutrons sont capturés en périphérie, notamment par la capture résonnante de l'UO_2 naturel. L'amplification de ce phénomène dans la configuration avec B_4C est due à la section efficace de la réaction (n,α) du ^{10}B.

La traverse radiale du flux adjoint à 1 groupe est représentée ci-dessous.

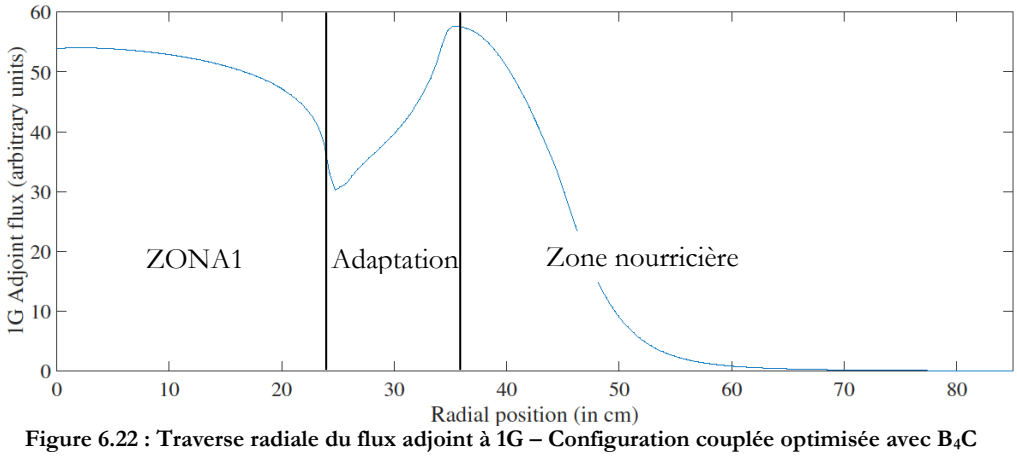


Figure 6.22 : Traverse radiale du flux adjoint à 1G – Configuration couplée optimisée avec B_4C

La Figure 6.22 présente deux effets intéressants. On remarque d'une part l'importance de la zone en uranium métallique enrichi (conversion) vis-à-vis des fissions (autour de 35 cm). D'autre part, la zone de transition présente un fort effet découplant entre zone centrale ZONA1 et zones périphériques.

Une configuration où l'absorbant a été placé de manière homogène dans l'ensemble de la zone ZONA1 a également été testée. Cependant, cette option n'a finalement pas été retenue puisque les profils du flux direct et surtout du flux adjoint se trouvent trop dégradés par rapport à la référence entièrement rapide.

Une configuration optimisée efficace vis-à-vis des performances neutroniques de l'adaptation spectrale a donc pu être obtenue. La section suivante vise alors à valider l'adéquation des caractéristiques neutroniques de cette configuration par rapport à celle de la configuration rapide de référence *via* un calcul Monte-Carlo.

VI – Validation de la configuration optimisée par calcul Monte-Carlo

La validation de la configuration optimisée est réalisée à l'aide du code Monte-Carlo TRIPOLI4® [Brun *et al.*, 2015]. Pour ce faire on réalise une modélisation 3D, géométrie exacte, avec des sections efficaces continues en énergie et en angle, permettant de s'affranchir des approximations d'autoprotection, notamment aux interfaces.

1 – Modélisation sous TRIPOLI4®

La modélisation est réalisée à partir des véritables compositions et caractéristiques géométriques des différents combustibles. S'agissant d'une proposition de configuration non définitive, des zones d'air sont laissées entre le réseau central fait de cellules ZONA1 et la zone d'adaptation. Cependant, certains de ces espaces pourraient être utilisés pour de l'instrumentation ou comblés par des secteurs en graphite pour minimiser les fuites.
Une image de la configuration sous TRIPOLI4® est présentée ci-dessous, au plan médian cœur :

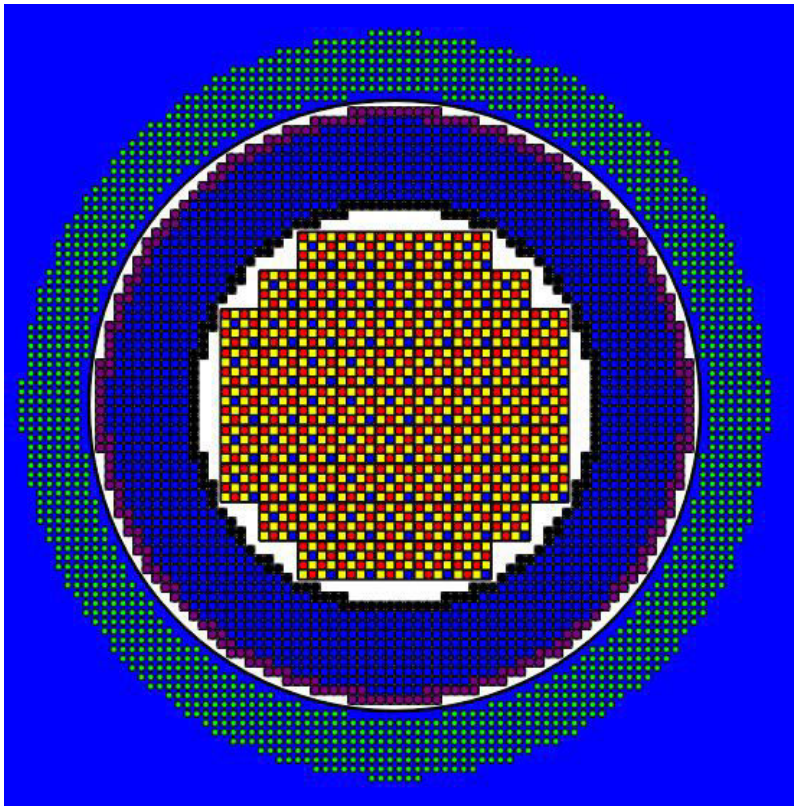


Figure 6.23 : Configuration couplée optimisée - Représentation X-Y TRIPOLI-4®
Bleu : eau légère – Vert : UO_2 3.7% – Violet : U métallique 30%
Bleu foncé : UO_2 naturel – Noir : absorbant thermique B_4C– Blanc : Air
Les cellules centrales sont celles présentées Figure 6.1

2 – Evaluation des performances comparées à la référence rapide

Les résultats ci-dessous montrent la qualité de l'adaptation spectrale, reproduisant fidèlement les caractéristiques neutroniques du mode fondamental du flux :

Tableau 6.22 : Indices de spectre TRIPOLI4® - configuration optimisée avec B_4C et Référence

Indices de spectre	**Référence**	Incert. (en %)	**Configuration optimisée avec B_4C**	Incert. (en %)	**Différence (en %)**	Incert. (en %)
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.394E-02	0.07	3.410E-02	0.05	0.455	0.09
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.272E-01	0.06	2.277E-01	0.03	0.219	0.07
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.308E-01	0.07	1.302E-01	0.04	-0.436	0.08
$\tau_A\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.306	0.06	1.307	0.04	0.084	0.07

Tableau 6.23 : Fraction de flux TRIPOLI4® à 7 groupes

Groupe	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**
Configuration optimisée avec B_4C (en %)	6.26	22.6	43.8	25.0	2.31	2.63E-03	5.31E-06
Incertitude	0.11	0.06	0.05	0.07	0.22	5.5	41
Configuration de Référence (en %)	6.20	22.6	43.6	25.3	2.33	2.03E-05	4.13E-06
Incertitude	0.09	0.06	0.05	0.06	0.18	62	43

Les résultats TRIPOLI4® confirment la reproduction, au centre de la configuration, des caractéristiques du mode fondamental des cellules ZONA1.

En résumé…

Une configuration couplée thermique-rapide efficiente a pu être définie. A partir de juxtapositions simples de zones à spectres thermique et rapide, il est apparu qu'une **zone d'adaptation** était nécessaire. Celle-ci se compose d'une **zone de conversion** où les neutrons thermiques sont transformés en neutrons rapides par fission puis une **zone de transition** permettant de modérer le spectre jusqu'au spectre cible. Bien conçue, la zone d'adaptation permet, dans une zone de taille réduite (rayon inférieur à deux libres parcours moyens de la zone cible) d'obtenir au centre de la configuration couplée les caractéristiques neutroniques d'un cœur entièrement rapide. On retiendra également la conclusion suivante :

Si les zones thermique et rapide sont couplées du point de vue de la criticité, il apparaît que ces configurations sont finalement découplées vis-à-vis des caractéristiques neutroniques.

Le Chapitre suivant investigue plus encore la dépendance des mesures centrales aux caractéristiques des zones périphériques, notamment au travers d'études de sensibilités aux données nucléaires.

CHAPITRE 7 : Evaluer la dépendance aux zones périphériques

You can get it wrong and still you think that it's all right
The Beatles

Le Chapitre précédent a permis de démontrer que les flux directs et adjoints sont très bien reproduits au centre de la configuration couplée optimisée. Néanmoins, il convient de s'assurer que ce résultat n'est pas le fruit de compensations. En effet, les différents milieux traversés modifient successivement le spectre à l'aide de plusieurs isotopes au travers de différentes réactions, pas nécessairement présents dans la configuration de référence. Ainsi, le mode fondamental du flux n'est peut-être pas pleinement établi en ce sens que le flux obtenu ne serait pas sensible aux mêmes données nucléaires que le mode fondamental. Il s'agit donc d'évaluer la "robustesse" du flux au centre vis-à-vis des variations possibles des paramètres neutroniques de l'ensemble du cœur et particulièrement des incertitudes liées aux données nucléaires.
Le présent Chapitre a donc pour but d'étudier cette "face cachée" de l'adaptation spectrale, notamment à l'aide de différents outils théoriques et numériques présentés dans le Chapitre 3.

I – Une première idée : modifications de la zone nourricière

1 – Influence du rapport de modération

Le rapport de modération, défini dans une cellule comme le rapport du volume de modérateur sur le volume combustible, caractérise le degré de thermalisation et influe donc fortement sur le spectre. Plus il est élevé, plus la composante thermique du spectre est élevée. Dans les cœurs couplés thermique-rapides, le rapport de modération de la zone nourricière a une influence significative sur la conversion et donc sur l'adaptation spectrale.
Dans ces premiers calculs le rapport de modération est modifié à l'aide de surgaines. La configuration de base est la configuration optimisée avec du B_4C dans la zone de transition et un réflecteur en eau autour de la zone nourricière. A froid et sans surgaine, la densité de l'eau valant 1, le rapport de modération est de 1.65 ; une zone nourricière de 8 cm de rayon est utilisée.
Des configurations légèrement différentes sont également modélisées, où le rapport de modération (RM) de la zone nourricière est modifié autour de cette valeur de référence. Ainsi, on évalue l'influence des données nucléaires de la zone nourricière dans les énergies thermiques. Les résultats obtenus quant au flux direct et aux indices de spectre au centre des configurations sont présentés dans les tableaux 7.1 et 7.2.

Tableau 7.1 : Fraction du flux (en%) à 7 groupes – Influence du rapport de modération de la zone nourricière

RM	Gr 1	Gr 2	Gr 3	Gr 4	Gr 5	Gr 6	Gr 7
1.21	6.5	22.7	43.3	25.1	2.4	8.8E-04	2.7E-06
1.43	6.5	22.8	43.4	24.9	2.4	9.2E-04	2.8E-06
1.65	6.6	22.9	43.4	24.8	2.3	9.5E-04	2.8E-06
1.96	6.6	22.9	43.4	24.8	2.3	9.7E-04	2.8E-06
Configuration Référence rapide	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 7.2 : Indices de spectre - Influence du rapport de modération de la zone nourricière

Indice de spectre	Référence	RM = 1.21	RM = 1.43	RM = 1.65	RM = 1.96
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.60E-02	3.55E-02	3.57E-02	3.59E-02	3.60E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.37E-01	2.34E-01	2.35E-01	2.36E-01	2.37E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.282E-01	1.279E-01	1.278E-01	1.277E-01	1.276E-01

Les indices de spectre et le flux direct à 7 groupes montrent tous deux que le spectre au centre de la configuration couplée est très peu sensible au degré de thermalisation de la zone nourricière.

2 – Influence de la composition

Il est intéressant de modifier la composition des crayons de combustible de la zone nourricière à rapport de modération fixé. On modifie ainsi les isotopes à la source des fissions et par conséquent à l'origine du spectre neutronique.
Les crayons UOx sont remplacés par des crayons en MOx et des plaques en uranium fortement enrichi de type MTR (*Material Testing Reactor*) aujourd'hui utilisées dans MINERVE.

1. Combustible MOx

Le remplacement des combustibles UOx par des combustibles MOx tend à donner un spectre moins thermalisé à cause des résonances des isotopes du plutonium aux faibles énergies. Le combustible MOx ici utilisé est celui du programme MISTRAL 2 [Santamarina, 2012], à savoir des crayons enrichis à 7% en plutonium.
Deux configurations, couvrant deux rapports de modération assez éloignés, sont testées et comparées à la référence :

Tableau 7.3 : Fractions de flux (en %) à 7 groupes – Influence de la nature du combustible de la zone nourricière : études avec MOx 7%

RM	Gr 1	Gr 2	Gr 3	Gr 4	Gr 5	Gr 6	Gr 7
1.43	6.6	22.8	43.3	24.9	2.4	8.4E-04	3.9E-06
1.96	6.6	22.9	43.4	24.7	2.3	9.3E-04	3.8E-06
Configuration de référence	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Tableau 7.4 : Indices de spectre – Influence de la nature du combustible de la zone nourricière : études avec MOx 7%

Indice de spectre	Référence	RM = 1.43	RM = 1.96
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	3.60E-02	3.59E-02	3.62E-02
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	2.37E-01	2.36E-01	2.38E-01
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	1.282E-01	1.277E-01	1.275E-01

Seul le groupe 7 semble affecté par cette modification de combustible UOx-MOx ; cependant la proportion de neutrons dans ce groupe est négligeable. Les flux à 7 groupes et les indices de spectre sont donc très peu affectés par la modification de composition de la zone nourricière.

Pour la configuration présentant un rapport de modération de 1.96 l'épaisseur de la couronne de la zone nourricière est de 11.2 cm, contre 7.5 cm pour la zone nourricière en UOx avec même rapport de modération. La quantité de matière plus importante pour le réseau MOx est la conséquence du durcissement de spectre significatif dû aux isotopes du plutonium.

2. Plaques Material Testing Reactor (MTR) *en uranium fortement enrichi*

Dans le réacteur MINERVE, les zones nourricières sont constituées de combustibles de MTR, y compris pour les configurations couplées des programmes ERMINE. Ces combustibles sont des arrangements de plaques faites de mélanges Uranium-Aluminium, hautement enrichies en ^{235}U et placées dans des matrices en graphite. Une configuration utilisant ces plaques à la place des crayons UOx est modélisée. Pour cette configuration, où les plaques sont homogénéisées sous ERANOS, le rayon de la couronne de combustible dans la zone thermique est de 5.9 cm.

Le spectre en centre cœur est donnée ci-dessous et comparé à celui obtenue dans la référence rapide et avec la configuration optimisée:

Tableau 7.5 : Flux à 7 groupes – Influence de la nature du combustible de la zone nourricière : études avec combustible à plaques U-Al de MINERVE

Configuration	Gr 1	Gr 2	Gr 3	Gr 4	Gr 5	Gr 6	Gr 7
Zone nourricière à plaques	6.6	23.0	43.5	24.6	2.3	1.2E-03	1.4E-06
Zone nourricière REP	6.6	22.9	43.4	24.8	2.3	9.5E-04	1.8E-06
Configuration de référence	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Il est intéressant de constater qu'une importante modification de la proportion ^{235}U vs ^{238}U dans la zone nourricière n'affecte que très faiblement les caractéristiques neutroniques en centre cœur.

Ce paragraphe a permis de vérifier qualitativement l'indépendance des caractéristiques spectrales en centre cœur vis-à-vis des données nucléaires de la zone nourricière thermique (et de la connaissance qui leur est associée). Le paragraphe suivant quantifie plus précisément cette dépendance en l'étendant à toutes les zones, et notamment aux données nucléaires de la zone d'adaptation.

II – Représentativité des indices de spectre

L'évaluation quantitative de l'influence des données nucléaires de tout le cœur sur un paramètre tel qu'un indice de spectre est réalisée au travers des coefficients de sensibilité. Dans un premier temps nous précisons comment sont calculés ces vecteurs.
Dans un second temps, les vecteurs de sensibilité obtenus pour la configuration couplée optimisée sont comparés à ceux de la configuration rapide de référence.

1 – Calcul des vecteurs de sensibilité

On rappelle que la perturbation relative d'un indice de spectre $R = \frac{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle}$ est exprimée par :

$$\frac{\delta R}{R} \underset{1^{er}\text{ ordre}}{\approx} \frac{\langle \delta\Sigma_{num} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} - \frac{\langle \delta\Sigma_{den} \Phi \rangle}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle} + \left\langle \frac{\Sigma_{num}}{\langle \Sigma_{num} \Phi \rangle} - \frac{\Sigma_{den}}{\langle \Sigma_{den} \Phi \rangle} ; \delta\Phi \right\rangle$$

Si les deux premiers termes (contributions directes) ne dépendent que du spectre au centre, la contribution indirecte dépend entièrement de la propagation au centre d'une perturbation (ou d'une méconnaissance) sur un isotope périphérique au travers du flux. L'évaluation de ce terme se fait au travers du calcul d'une fonction importance généralisée Ψ^+. Le lecteur se réfèrera au Chapitre 3 pour plus de précisions sur cette fonction.

Afin d'évaluer l'ensemble des contributions, c'est-à-dire tous les isotopes présents dans le cœur, les intégrales de perturbation sont calculées sur l'ensemble du cœur.

La donnée des vecteurs de sensibilité des indices de spectre aux données nucléaires ne présente pas de grand intérêt telle quelle. C'est sa comparaison avec des vecteurs de sensibilité issus de la configuration de référence qui concentre un véritable intérêt.

2 – Comparaisons à la référence par la représentativité

En notant S^I_{CC} (respectivement S^I_{REF}) le vecteur sensibilité d'un indice de spectre I aux données nucléaires dans la configuration couplée (respectivement configuration de référence rapide), le coefficient de représentativité est calculé par :

$$r_I = \frac{{}^t S^I_{REF} M \, S^I_{CC}}{\sqrt{{}^t S^I_{REF} M \, S^I_{REF}} \sqrt{{}^t S^I_{CC} M \, S^I_{CC}}}$$

où M définit la matrice de variance-covariance des données nucléaires considérées dans les vecteurs de sensibilité.
La matrice de variance-covariance utilisée pour nos applications est issue de l'évaluation COMAC V1 développée au CEA de Cadarache [Archier, 2014] associée à la bibliothèque de données nucléaires JEFF 3.1.1. Les études réalisées portent sur les isotopes $^{235,\,238}U$, $^{239\text{ à }242}Pu$, ^{241}Am, ^{23}Na, ^{10}B, ^{1}H, ^{56}Fe, ^{103}Rh, ^{99}Tc et ^{133}Cs.

Les coefficients de représentativité obtenus sont présentés dans le Tableau 7.6. Ils concernent les termes indirects des indices de spectre en centre cœur afin de cibler expressément la propagation des incertitudes des zones périphériques pour des mesures en centre cœur.

Tableau 7.6 : Coefficients de représentativité – Indices de spectre

Indices de spectre	Représentativité
$\tau_f\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	0.989
$\tau_f\left(^{237}Np\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	0.988
$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	0.992
$\tau_A\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	0.982

Ces résultats démontrent la fiabilité de la configuration optimisée présentée au Chapitre 6. En effet, cette dernière isole quasi parfaitement le centre du cœur de sa périphérie. La proximité à 1 permet d'affirmer qu'une perturbation de donnée nucléaire dans la zone d'adaptation ou dans la zone nourricière ne se transmet pas aux mesures centrales. Il en est alors de même pour les incertitudes associées aux isotopes périphériques : elles n'impactent pas une mesure d'indice de spectre en centre cœur.
Le paragraphe suivant est consacré à l'étude des effets en réactivité et à l'influence de la perturbation locale engendrée par l'insertion d'un échantillon en centre cœur lors des mesures par oscillation.

III - Décomposition des effets en réactivité par perturbation exacte

Les méthodes de calcul des effets en réactivité par la théorie des perturbations exacte sont implémentées dans le code déterministe ERANOS *via* la procédure 'EXACT_SPT' [Ruggieri, 2006]. Ainsi, il est possible de calculer avec précision un effet en réactivité ainsi que sa décomposition en énergie et par réaction.

1 – Description des effets en réactivité modélisés

Les effets en réactivité induit par cinq échantillons fictifs sont étudiés dans cette section. Modélisés en centre cœur sous forme d'isotopes séparés, ces échantillons sont choisis dans le but de couvrir l'ensemble des sensibilités énergétiques. Il s'agit donc du ^{239}Pu et ^{235}U (isotopes fissiles principaux), ^{238}Pu (isotope fertile), ^{10}B (isotope absorbant « linéaire ») et ^{103}Rh (isotope absorbant résonnant). Les quantités de matières insérées sont telles que les effets en réactivité sont conséquents, souvent supérieurs à l'intervalle ± 10 pcm généralement admis pour des oscillations dans MINERVE. Le Tableau 7.7 ci-dessous synthétise les effets calculés.

Tableau 7.7 : Effets en réactivité

Isotope	Effet en réactivité (en pcm)
^{239}Pu	20.4
^{235}U	14.0
^{238}Pu	14.2
^{10}B	-10.5
^{103}Rh	-2.2

Ces ordres de grandeur permettent de traiter des cas « enveloppe » ainsi que de s'affranchir de convergences numériques trop fines qu'auraient nécessité des effets inférieurs au pcm. En effet, si l'on peut considérer au premier ordre qu'en spectre rapide la décomposition énergétique de l'effet en réactivité ne dépend pas de la valeur de l'effet (et donc de la quantité de matière présente dans l'échantillon), ce n'est pas le cas de l'extension spatiale de la perturbation. L'insertion d'un échantillon modifie la structure fine du flux à son voisinage ; l'intensité et l'étendue spatiale de cette perturbation dépendent fortement de l'importance de l'effet en réactivité induit par l'échantillon. En ce sens, plus l'effet en réactivité est important, plus la perturbation locale du flux sera importante et étendue.

Les paragraphes suivants étudient pour ces échantillons la décomposition en énergie des effets en réactivité ainsi que l'étendue spatiale de la perturbation des flux direct et adjoint.

2 – Décomposition énergétique des effets en réactivité

La décomposition en énergie présente un intérêt majeur dans le cadre de nos études puisqu'elle représente une « image » de la sensibilité de l'effet en réactivité aux données nucléaires en ce sens qu'elle est assimilable aux termes directs. Lorsque les effets indirects sont faibles, les sensibilités des effets en réactivité aux données nucléaires tendent vers la décomposition par énergie et par réaction de ces effets.

On compare alors les décompositions à 33 groupes des effets en réactivité obtenus pour la configuration couplée thermique-rapide à celles obtenus lors de l'insertion des mêmes échantillons dans la configuration rapide de référence. L'objectif étant de comparer les répartitions énergétiques par groupe, les valeurs présentées pour la configuration couplée sont multipliées par un coefficient de normalisation de sorte que les effets en réactivité totaux soient égaux pour les deux configurations illustrées.

Les résultats obtenus sont illustrés par les Figures 7.1 à 7.5 :

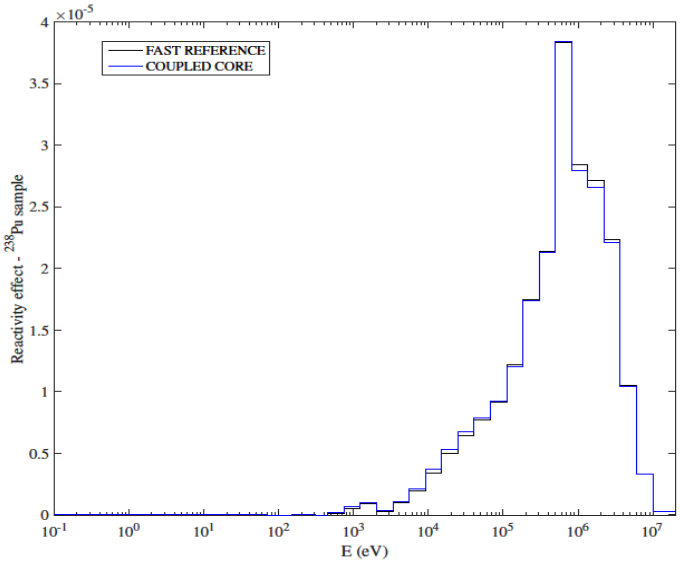


Figure 7.1 : Effet en réactivité par groupe – Echantillon de ^{238}Pu

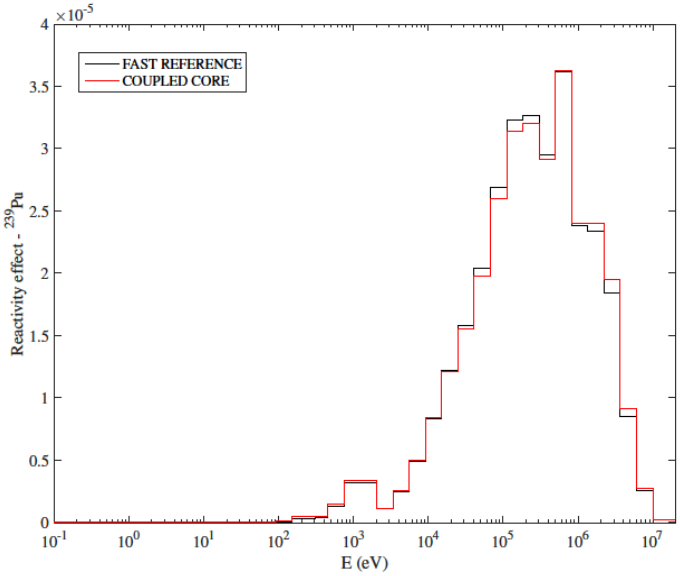


Figure 7.2 : Effet en réactivité par groupe – Echantillon de ^{239}Pu

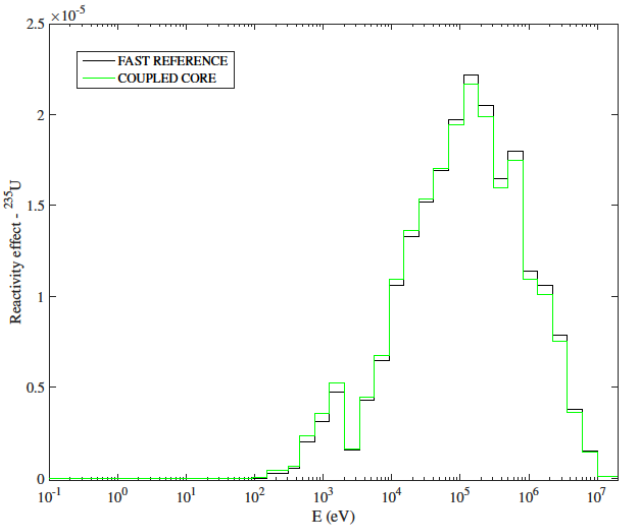


Figure 7.3 : Effet en réactivité par groupe – Echantillon de ^{235}U

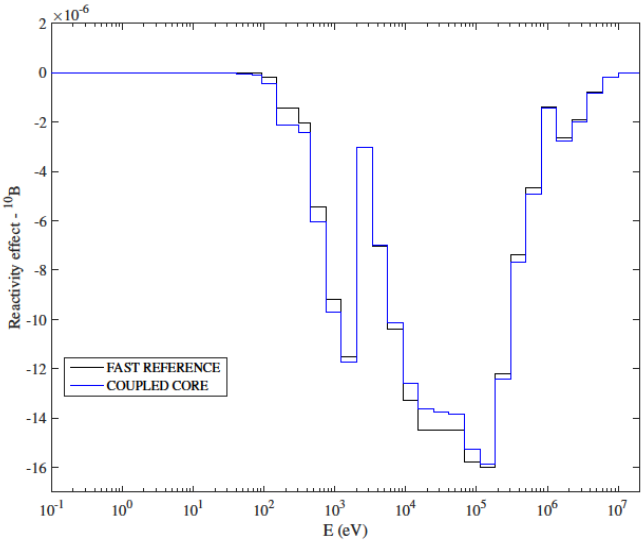


Figure 7.4 : Effet en réactivité par groupe – Echantillon de ^{10}B

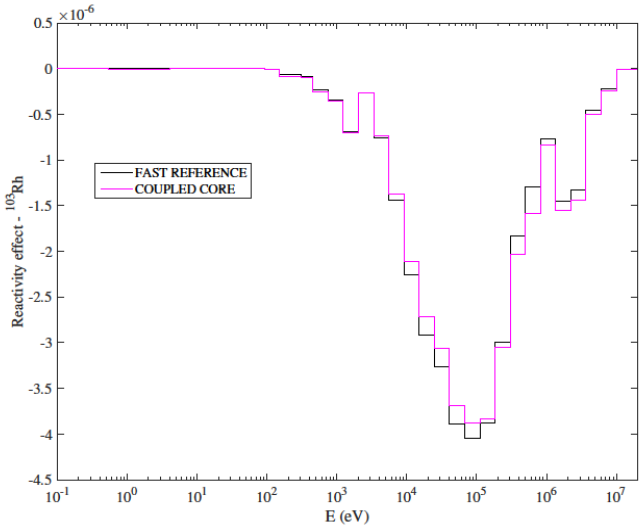


Figure 7.5 : Effet en réactivité par groupe – Echantillon de ^{103}Rh

Quel que soit l'isotope considéré et donc la sensibilité en énergie ciblée, les profils des effets en réactivité se superposent très bien sur l'ensemble du domaine énergétique validant les caractéristiques neutroniques en centre cœur.

On étudie à présent l'étendue spatiale des perturbations induites sur les flux direct et adjoint.

3 – Extension spatiale des perturbations induites par les échantillons

La zone où le flux est significativement modifié à cause de l'échantillon est une donnée fondamentale. En effet, afin d'optimiser la similitude entre la configuration couplée et la configuration rapide de référence, il convient de s'assurer que la perturbation des flux « reste » dans la zone rapide faite de cellules ZONA1. Réciproquement à ce cas, une perturbation (ou une incertitude) dans les zones périphériques n'aurait pas d'influence sur les mesures au centre puisque les perturbations de flux ne parviendraient pas à traverser la zone de cellules ZONA1. De ce fait, les contributions indirectes issues des zones périphériques seraient négligeables.

1. *Modification du flux direct*

Les Figures 7.6 & 7.7 illustrent l'étendue spatiale des modifications du flux direct pour les cinq échantillons considérés.

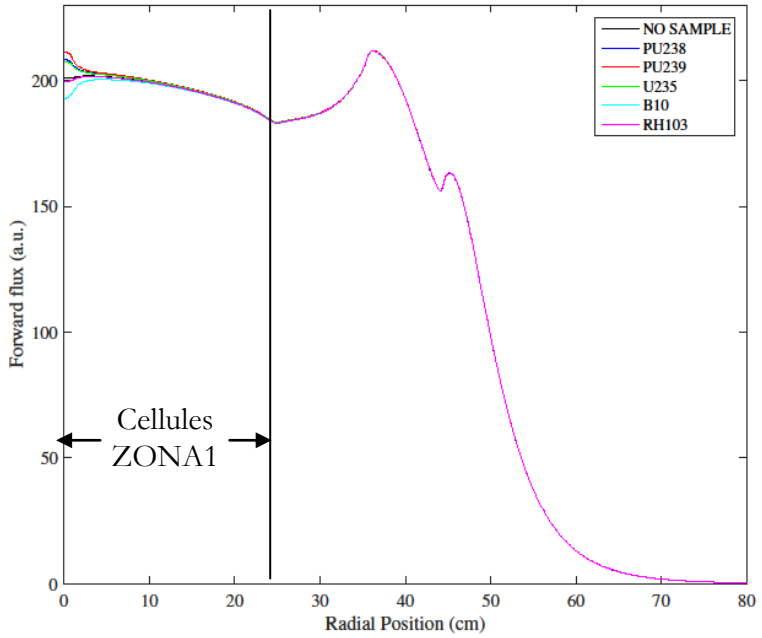


Figure 7.6 : Profil radial du flux direct total

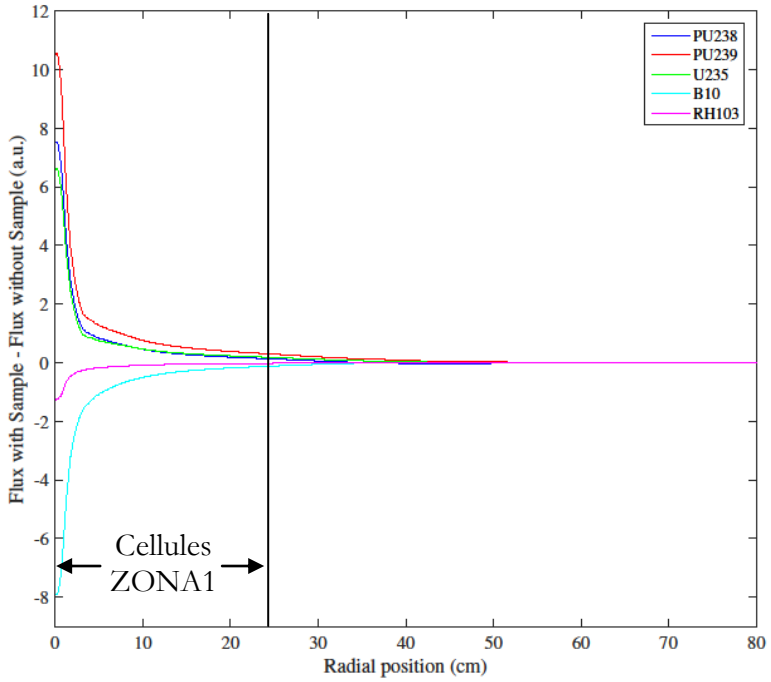


Figure 7.7 : Profil radial du flux direct total– Différence par rapport au flux non perturbé

Malgré les « grands » effets en réactivité (on rappelle que certains sont supérieurs à 20 pcm) calculés, les modifications significatives du flux direct restent concentrées dans la zone des cellules ZONA1. Ce résultat est lié à la taille de cette zone, dont le rayon est de l'ordre de 6 fois le libre parcours moyen au sein des cellules ZONA1 (de l'ordre de 4cm).

Si les effets indirects relatifs au flux direct étaient déjà étudiés au travers des représentativités des indices de spectre, il reste à vérifier que des résultats similaires sont obtenus pour le flux adjoint.

2. *Modification du flux adjoint*

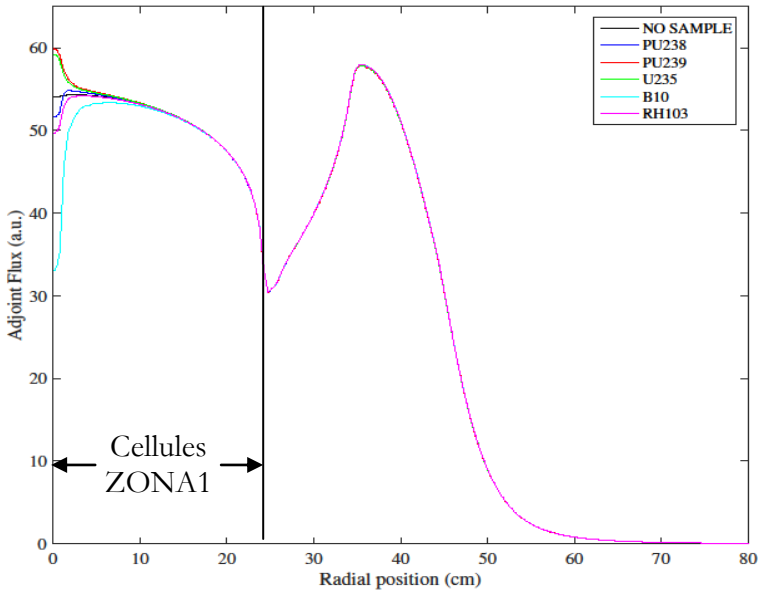


Figure 7.8 : Profil radial du flux adjoint total

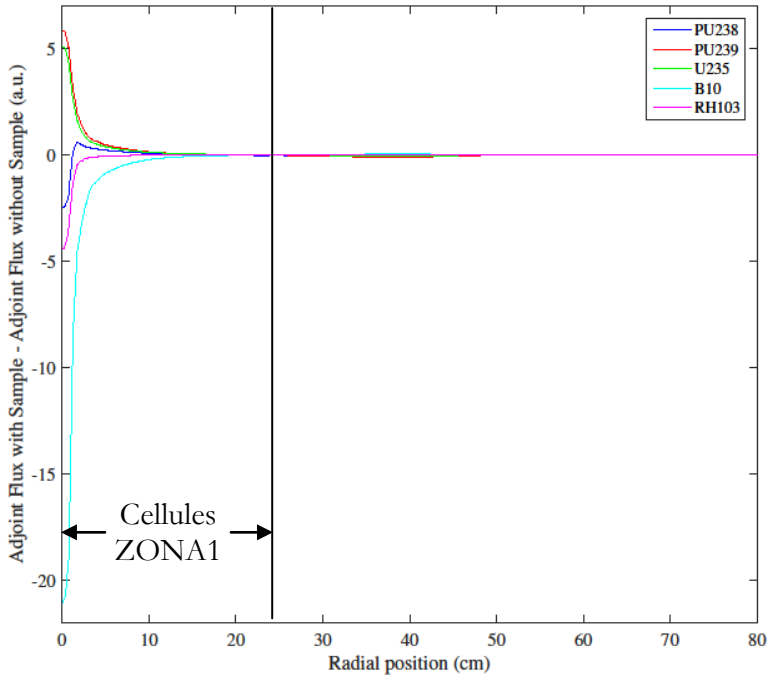


Figure 7.9 : Profil radial du flux adjoint total – Différence par rapport au flux non perturbé

Les Figures 7.8 et 7.9 démontrent que la modification du flux adjoint due à l'insertion d'un échantillon en centre cœur est largement concentrée dans la zone des cellules ZONA1. Son étendue est même plus restreinte que dans le cas du flux direct.

3. Redistribution spectrale

Ce dernier paragraphe vise à déterminer si les redistributions spectrales ne s'étendent pas spatialement au-delà de la perturbation du flux à 1 groupe. On considère ainsi la traverse radiale d'un ratio de flux à 2 groupes ; la coupure énergétique est réalisée au groupe 15 soit autour de 9keV. Les Figures 7.10 et 7.11 représentent les traverses radiales des différences de ratios avec et sans échantillon au centre : $\left(\frac{\Phi_{E>9keV}}{\Phi_{E<9keV}}\right)_{AvecEchan} - \left(\frac{\Phi_{E>9keV}}{\Phi_{E<9keV}}\right)_{SansEchan}$.

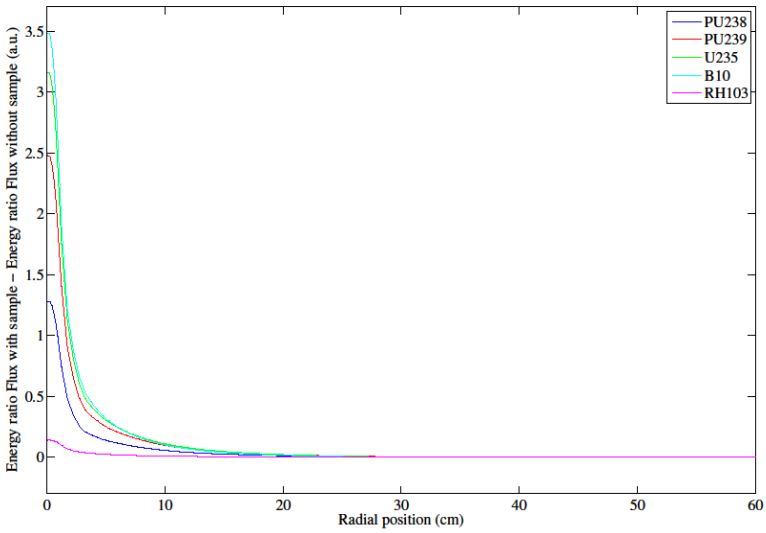


Figure 7.10 : Profil radial du ratio énergétique de flux direct – Différence par rapport au flux non perturbé

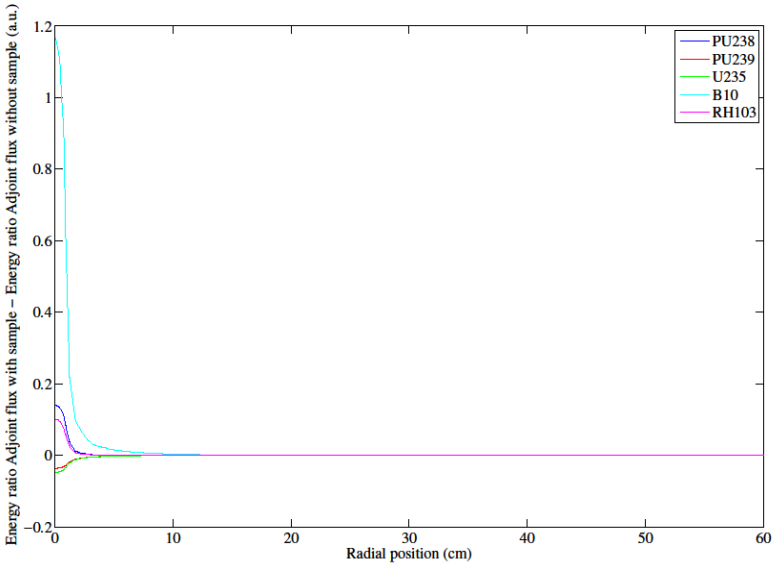


Figure 7.11 : Profil radial du ratio énergétique de flux adjoint – Différence par rapport au flux non perturbé

Les Figures 7.10 et 7.11 démontrent que la redistribution spectrale semble concentrée à proximité de l'échantillon, plus encore que les perturbations 1G des flux. Les perturbations sont donc concentrées dans la zone de cellules ZONA1 pour tous les échantillons étudiés qui représentent des cas « enveloppe » de par leur amplitude.

Il est alors possible de conclure que les mesures d'oscillation pour des effets en réactivité inférieurs à 10 pcm en absolu réalisées dans la configuration couplée thermique-rapide ne seraient sensibles qu'aux données nucléaires des cellules ZONA1. Ainsi, elles seraient porteuses des mêmes informations dans la configuration couplée que si elles étaient réalisées dans une configuration réalisée uniquement avec des cellules ZONA1.

IV – Perspective : utilisation de l'approche TFM pour une étude qualitative du couplage

L'étude du couplage neutronique entre différentes zones à l'aide de la méthode TFM (*Transient Fission Matrix*) [Laureau, 2015] représente une perspective scientifique d'intérêt ; elle est ici menée sur la configuration couplée optimisée. Elle permet de donner une explication qualitative supplémentaire sur le couplage / découplage et donc sur les sensibilités.
L'étude des matrices de fission est réalisée sous SERPENT, code Monte-Carlo aujourd'hui en plein essor [montecarlo.vtt.fi].

Remarque : Une présentation théorique des matrices de fission est disponible au Chapitre 4.

1 – Présentation de la modélisation

La configuration couplée thermique-rapide optimisée présentée au Chapitre 6 est simplifiée afin de réaliser des calculs en 1D. Les dimensions de la zone centrale et de la zone d'adaptation sont respectées. La Figure 7.12 illustre la traverse 1D modélisée.

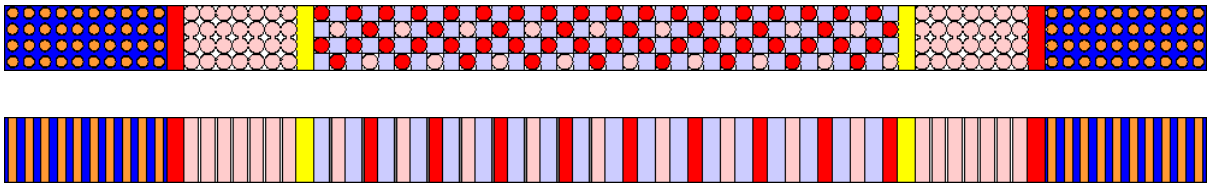


Figure 7.12 : Traverse 1D de la configuration couplée thermique rapide optimisée

Du vide est utilisé à l'extrémité des zones thermiques, modélisant ainsi les fuites tandis que des conditions de périodicité selon les deux autres axes assurent le caractère unidimensionnel de cette traverse.

La géométrie est découpée en 74 mailles de la manière suivante :

- Zone thermique : mailles 1 à 10 (et 65 à 74 par symétrie)
- Zone de conversion : maille 11 (et 64 par symétrie)
- Zone de transition : mailles 12 à 19 (et 56 à 63 par symétrie) constituée de l'UO_2 naturel et du B_4C (mailles 19 et 56)
- Zone cellules ZONA1 : mailles 20 à 55

2 – Illustration et interprétation des matrices de fission

La méthodologie TFM a été développée afin d'étudier la cinétique tri-dimensionnelle par calcul Monte-Carlo dans un temps de calcul réduit. Une distinction est ainsi faite suivant la nature prompte (indicée à l'aide d'un *p*) retardés (indicée par un *d*) des neutrons. Quatre matrices de fission sont ainsi disponibles, traduisant par exemple la probabilité qu'un neutron prompt né en *j* induise un neutron retardé en *i* dans le cas de la matrice « prompt vers retardé ».
La matrice la plus significative, car concernant le plus grand nombre de neutrons, est la matrice « prompt vers prompt » présentée dans la Figure 7.13.

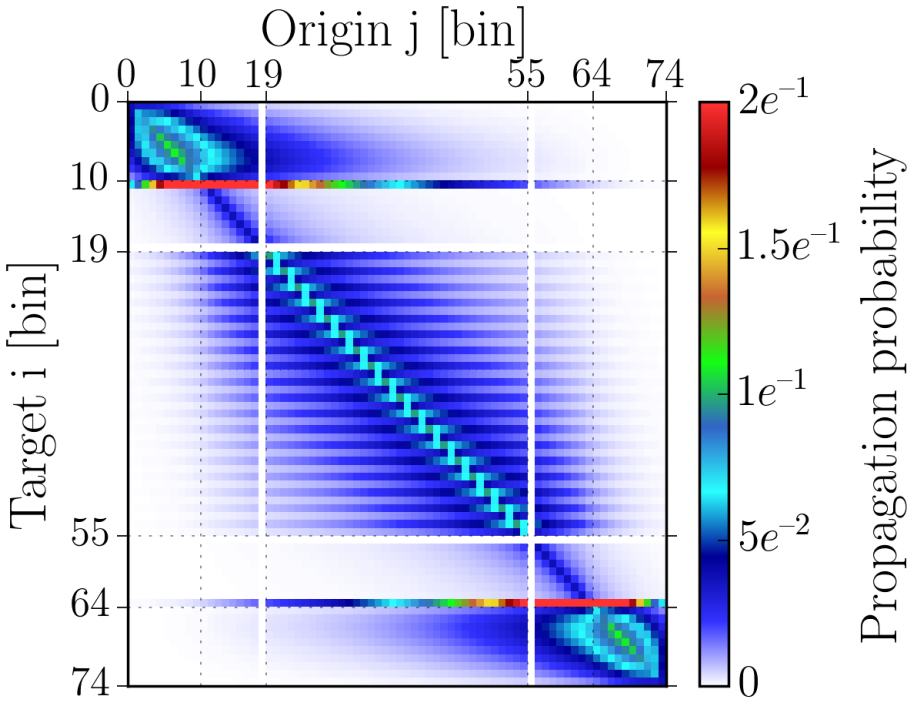


Figure 7.13 : Matrice « prompte-prompte » - Cœur couplé thermique-rapide optimisé

Tous les termes diagonaux présentent des probabilités importantes : de nombreuses fissions surviennent à proximité du lieu d'émission du neutron père. Ce constat est renforcé dans les zones thermiques où la diagonale est encore plus resserrée, traduisant un libre parcours moyen et une aire de migration plus faibles.
Le cas de l'uranium métallique est intéressant car non symétrique. En effet, s'il est source de nombreuses fissions, quelle que soit l'origine des neutrons (ligne 11), peu de fissions ont lieu dans la zone rapide et quasiment aucune au centre de la configuration à partir d'une fission issue de la maille 11 (colonne 11).

Concernant le découplage entre zone centrale et zones périphériques, il est intéressant d'observer que la probabilité d'engendrer des fissions au centre est très faible (inférieure à 1%) mis à part pour des neutrons issus d'une fission dans la zone de cellules ZONA1. Si la probabilité d'engendrer un neutron de fission au centre pour un neutron de fission produit dans l'UO_2 naturel n'est pas négligeable, cette dernière doit être pondérée par la très faible proportion de fissions ayant lieu dans cette zone.

L'opérateur de transport adjoint, est obtenu par une lecture des colonnes pour chacune des lignes en ce sens que pour une fission dans une maille donnée les colonnes donnent l'origine des neutrons. La lecture de la ligne *i=37* montre ainsi que les neutrons de fission produits au centre sont quasiment uniquement issus de la zone de cellules ZONA1.

Les autres matrices de fissions, liées aux neutrons retardées sont présentées dans les Figures 7.14 à 7.16. Une interprétation qualitative des particularités de chacune est proposée.

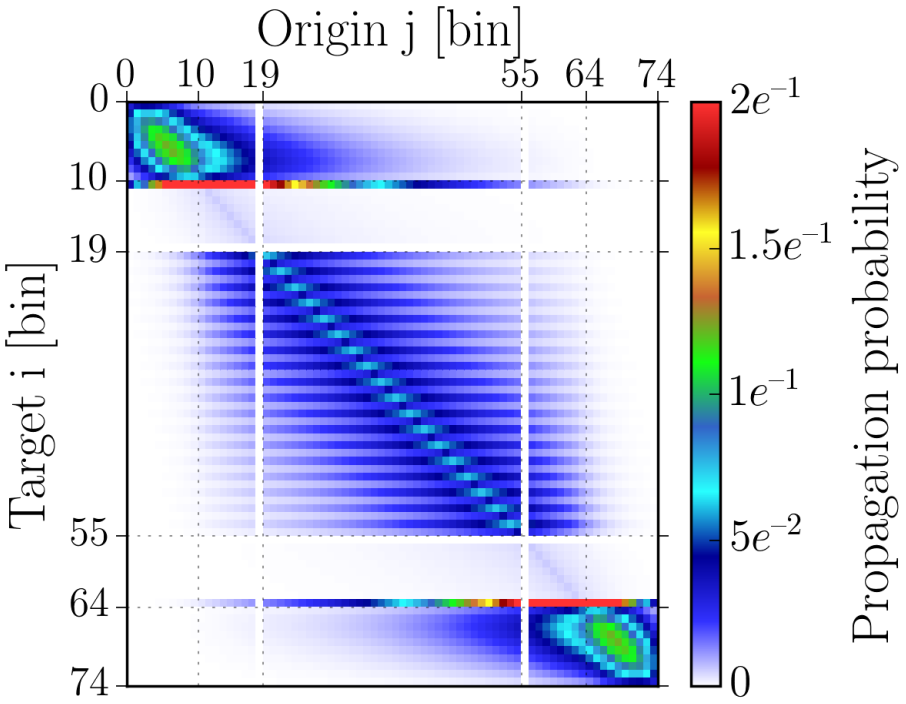


Figure 7.14 : Matrice de fission "retardé vers prompt"

La différence principale entre cette matrice et la précédente provient des mailles 12 à 18 (UO_2 naturel) où les probabilités tendent ici vers 0. Ce constat découle du décalage entre les spectres de neutrons retardés, dont l'énergie moyenne est plus faible que pour les neutrons prompts, et la nature fertile de l'isotope ^{238}U. En effet, la majorité des neutrons retardés « pères » est d'énergie inférieure à 1 MeV qui ne permet pas d'atteindre le seuil de la section efficace de fission de l'^{238}U.

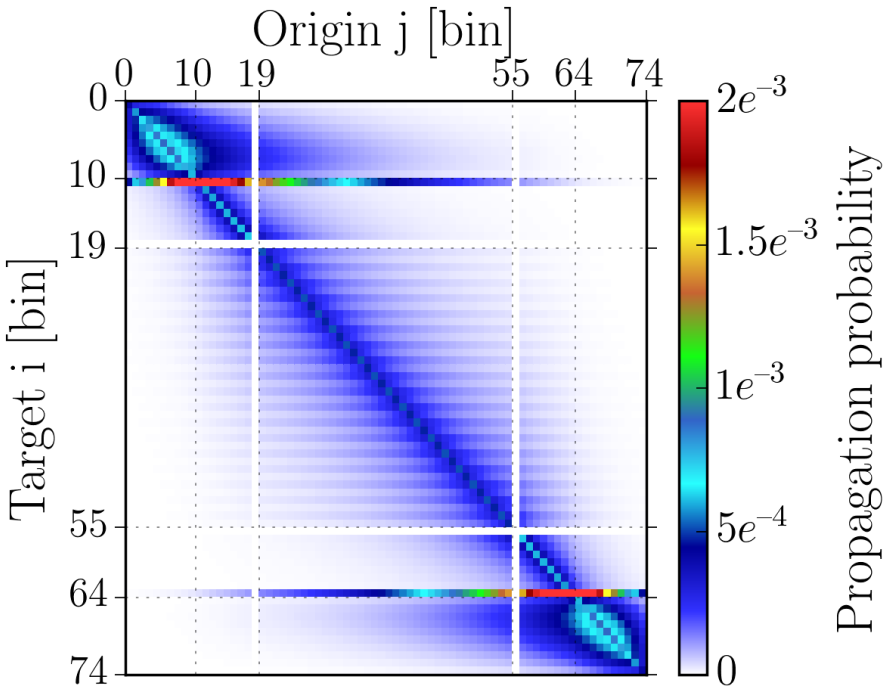


Figure 7.15 : Matrice de fission "prompt vers retardé"

Les neutrons retardés étant en plus faible quantité que les neutrons prompts, les probabilités sont de plus faible amplitude que précédemment. Parmi les isotopes présents dans le cœur, les isotopes de l'uranium présentent les plus grandes fractions de neutrons retardés ; ainsi, on trouve des probabilités conséquentes dans les mailles 12 à 18 grâce à la présence de ^{238}U. A l'inverse, la diagonale est plus resserrée que précédemment dans la zone de cellules ZONA1. Cela est principalement aux fractions de neutrons retardés plus faibles des isotopes du plutonium.

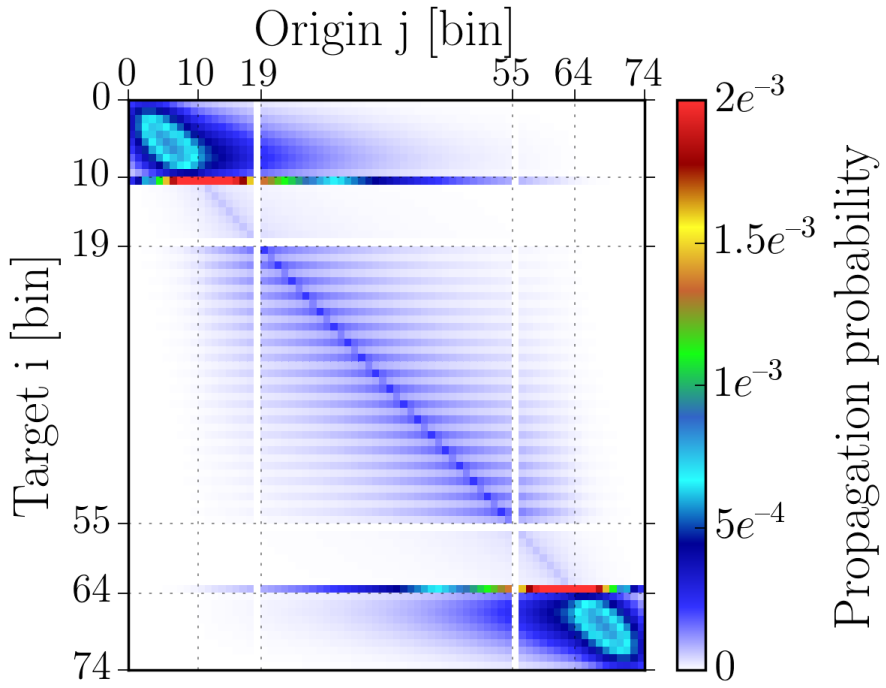


Figure 7.16 : Matrice de fission "retardé vers retardé"

Cette dernière matrice qui traite uniquement des neutrons retardés présente des probabilités faibles au centre à cause des isotopes du plutonium, des « trous » dans l'UO_2 naturel à cause du non recouvrement entre les spectres de neutrons retardés et la section efficace de fission de l'^{238}U. Dans les zones de conversion et thermique, les probabilités sont relativement conséquentes puisqu'il s'agit de matières à base d'uranium.

Etudions à présent la matrice des temps de vie des événements « prompt vers prompt », représentée dans la Figure 7.17.

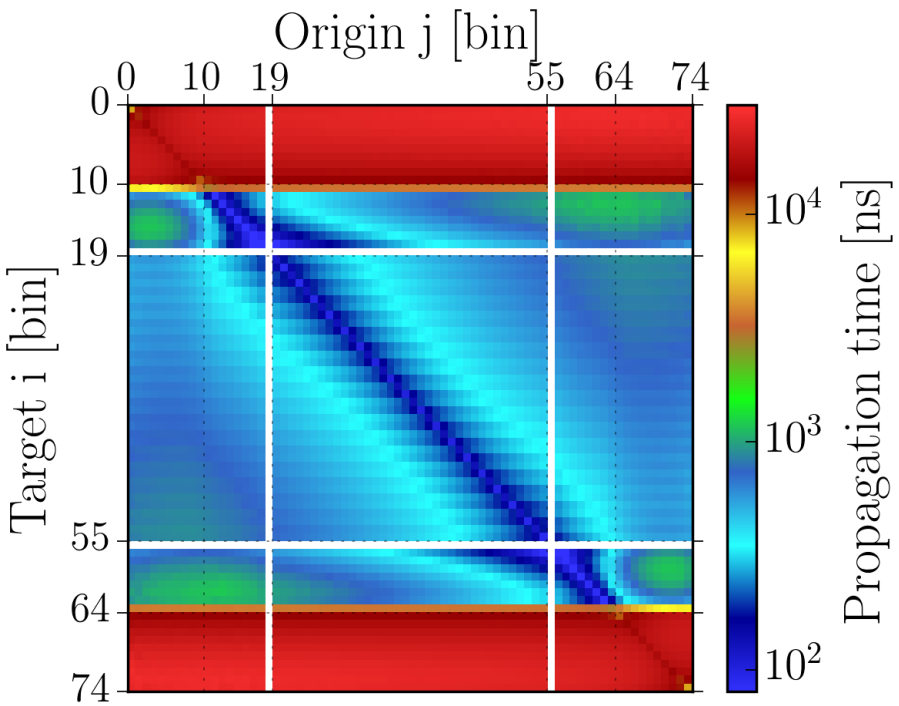


Figure 7.17 : Matrice de l'opérateur temporel "prompt vers prompt"

Les durées de vie moyennes des neutrons prompts présentent des disparités fortes puisqu'elles s'étendent sur deux décades à cause du couplage entre des zones aux spectres différents. En effet, il existe une corrélation entre durée de vie des neutrons et spectre puisque les neutrons deviennent thermiques à la suite de plusieurs diffusions qui « prennent du temps ».

La matrice indique que les neutrons de la zone thermique et qui fissionnent dans cette même zone ont des durées de vie maximales (supérieures à 10 µs), tout comme les neutrons issus de la zone rapide qui engendrent des fissions : ce sont les bandes rouges des mailles d'arrivée 1 à 10. Au sein de la zone rapide (mailles 10 à 64), les durées de vie sont plus courtes car les neutrons issus de la zone rapide fissionnent en étant encore rapide. On note cependant une différence sur la maille d'arrivée 11 puisque les neutrons issus de la zone de cellules ZONA1 traversent toute la zone de transition pour fissionner sur l'uranium métallique. Les neutrons issus de la zone thermique fissionnent aisément sur l'uranium métallique, quelle que soit leur énergie. Les neutrons originaires de la zone thermique pouvant fissionner dans la zone centrale (mailles d'origine 1 à 10 et 65 à 74) ont une faible durée de vie : seuls les neutrons rapides de la zone thermique parviennent à franchir la zone d'adaptation.

Riches d'informations, les matrices de fission et la matrice de l'opérateur temporel illustrent qualitativement le couplage (ou découplage) entre différentes zones au sein d'un même cœur. Dans le cas de la configuration couplée thermique-rapide optimisée, la zone de transition permet de découpler fortement la zone centrale des zones périphériques comme cela est illustré par les origines des neutrons de fission au centre.
Les développements récents sur les TFM [Laureau, 2017] permettent d'envisager des calculs de sensibilité multiples *via* les méthodes Monte-Carlo.

CHAPITRE 8 : Etudes support à la définition d'un programme expérimental

Deux sûretés valent mieux qu'une,
Et le trop en cela ne fut jamais perdu
Jean de La Fontaine

La fiabilité de la configuration couplée optimisée étant à présent démontrée, quelques études à visée « pragmatique » sont réalisées. L'objectif est d'apporter des premiers éléments en support à la réalisation pratique de mesures dans un réacteur expérimental de puissance nulle tel que ZEPHYR.
Le présent Chapitre détaille trois volets d'importance bien qu'ils traitent de thématiques différentes. La première section est dédiée à l'étude du comportement en cas d'inondation de la zone centrale rapide en air, pouvant entraîner une augmentation brutale de la puissance du cœur, ce qui représente un aspect important pour la sûreté. La deuxième section s'intéresse au pré-dimensionnement des échantillons pour les oscillations. En effet, afin d'obtenir des mesures d'intérêt il est nécessaire de connaître l'ordre de grandeur des signaux que l'on pourra obtenir afin de garantir des effets en réactivité suffisants pour bénéficier de faibles incertitudes expérimentales. Enfin, la troisième et dernière section étudie une application de la méthode d'emphase spectrale présentée au Chapitre 5. Des adaptations de la configuration de référence sont alors proposées de manière à exacerber tantôt les effets d'absorption tantôt les effets de diffusion en modifiant le profil énergétique du flux adjoint en centre cœur.

I – Comportement en cas d'inondation de la zone en air

Les injections accidentelles de réactivité constituent la principale préoccupation de sûreté dans les réacteurs de puissance nulle. Cela recouvre des situations diverses telles que l'éjection d'une barre de contrôle ou de sûreté, ou encore des erreurs de chargement. Dans les cœurs couplés thermique-rapides, l'inondation de la zone centrale en air en spectre rapide représente le plus grand risque de criticité prompte ou au moins de transitoires accidentels rapides [Pesic, 1991]. Cette inondation peut provenir d'une fuite depuis la zone nourricière en eau ou bien d'un ajout extérieur extraordinaire d'eau en cas d'incendie dans l'installation par exemple. Des parades mécaniques et technologiques peuvent bien évidemment être mises en place : vidange rapide de la zone centrale à l'aide d'une trappe ou suspension de cette même zone. Néanmoins, la stabilité neutronique durant une potentielle inondation est un gage de sûreté supplémentaire.

Dans cette section, l'évolution de la réactivité lors d'inondations est présentée, pour les configurations rapides et les configurations couplées optimisées, avec ou sans couronne de B_4C. Puis des études de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires permettent de comprendre les compensations et l'équilibre entre les effets pour la configuration couplée avec absorbant thermique. Une configuration utilisant la même quantité d'absorbant thermique mais répartie de manière homogène dans la zone rapide est finalement présentée.

1 – Inonder une zone en air en spectre rapide

Les zones en air sont progressivement remplies en eau afin d'observer la variation de réactivité lors d'une hypothétique inondation. Cette étude est déclinée selon les trois cœurs d'intérêt : la référence rapide et les cœurs couplés thermique-rapides optimisés avec ou sans bore.

1. Configuration rapide de référence

La Figure 8.1 ci-dessous détaille le principe d'inondation axiale mis en place.

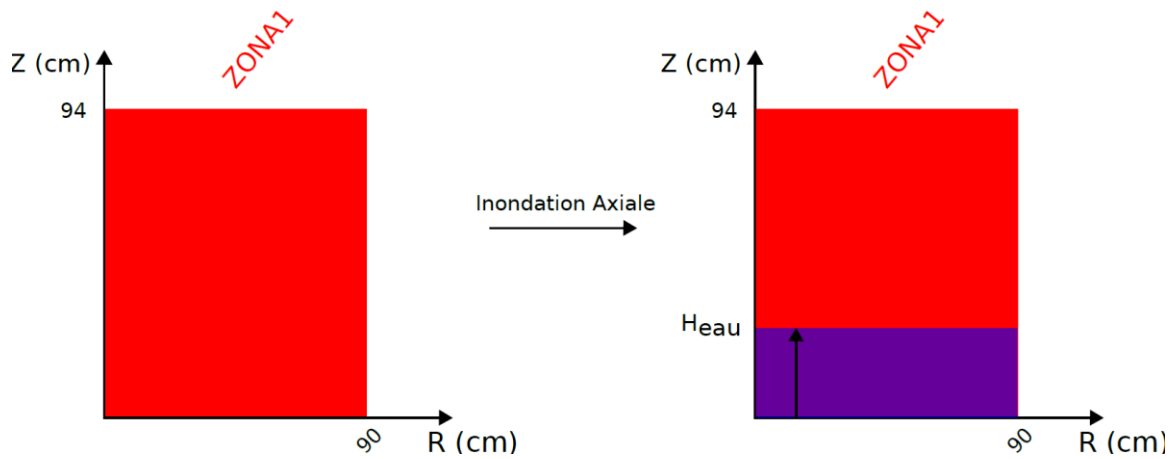


Figure 8.1 : Inondation axiale de la référence rapide ZONA1 homogène

Dans la zone en eau, un milieu identique à ZONA1 est modélisé à la différence que tout ce qui était en air est en eau légère.

L'eau étant un excellent modérateur, son ajout dans le cœur initialement critique ralentit les neutrons qui deviennent dès lors beaucoup plus efficaces pour les fissions (excepté pour les fissions à seuil, comme pour les noyaux ^{238}U, nettement négligeables dans ce cas devant les fissions thermiques du ^{239}Pu). Le passage d'un spectre rapide à un spectre plus modéré accroît la fission des isotopes fissiles. En ajoutant ainsi de l'eau dans le cœur, le facteur de multiplication et donc la réactivité $\rho = 1 - \frac{1}{k_{eff}}$ augmentent considérablement.

Notons toutefois que le spectre obtenu dans la configuration « inondée » n'est pas un spectre thermique pour autant puisque l'eau n'occupe que des espaces restreints entre les combustibles et les éléments de structure.

En faisant varier la hauteur d'eau H_{eau} introduite dans le cœur, l'évolution de la réactivité est croissante et illustrée par la Figure 8.2 ci-dessous :

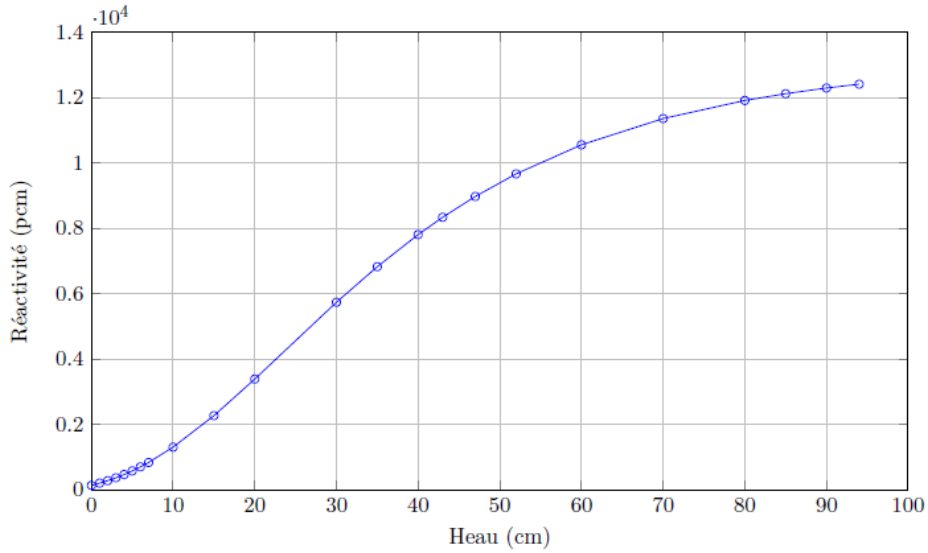


Figure 8.2 : Evolution de la réactivité lors de l'inondation axiale de la référence rapide ZONA1 homogène

Lors de l'inondation complète du cœur, la réactivité obtenue est de 12410 pcm.

Des traverses axiales en centre cœur de l'indice de spectre $\frac{\tau_f\left(^{238}U\right)}{\tau_f\left(^{235}U\right)}$ (abrégé en F8/F5) permettent d'observer la thermalisation progressive du spectre avec l'augmentation de la hauteur d'eau. Elles sont illustrées dans la Figure 8.3.

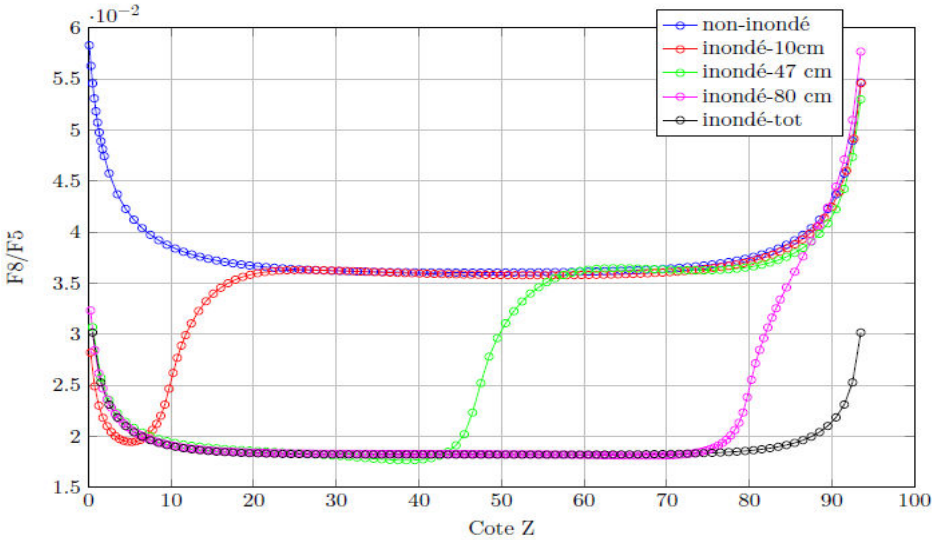


Figure 8.3 : Traverses axiales de l'indice F8/F5 pour différents niveaux d'inondation

Comme dans le cœur « sec », on observe un durcissement du spectre aux interfaces axiales (voir Chapitre 6). Il est également possible d'observer une légère hausse de l'indice à la frontière eau/sec : les neutrons ralentis dans la partie en eau étant plus efficaces pour les fissions, ils tendent à produire localement plus de neutrons de fissions (d'énergie moyenne voisine de 2 MeV).

Les mêmes études d'inondation sont à présent réalisées pour les configurations couplées thermique-rapides.

2. Configuration couplée sans absorbant thermique

Pareillement à ce qui est présenté dans la Figure 8.1, une inondation progressive de l'intégralité de la zone centrale rapide (cellules ZONA1 + zone d'adaptation) est réalisée. Elle est illustrée dans la Figure 8.4.

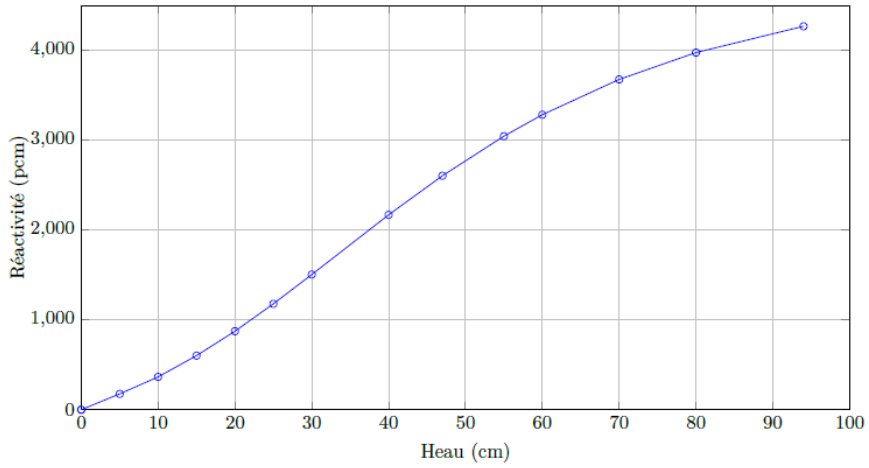


Figure 8.4 : Evolution de la réactivité lors de l'inondation axiale de la configuration couplée optimisée sans B_4C

Après une inondation complète du cœur (H_{eau} =94cm), la réactivité du système vaut 4 270 pcm restant ainsi supérieure à plusieurs fois la fraction effective de neutrons retardés β_{eff}. Bien qu'inférieure d'un facteur trois à l'insertion de réactivité obtenue dans la configuration rapide de référence, elle reste trop importante du point de vue de la sûreté.
Comme nous allons le démontrer au paragraphe suivant, la présence de la couronne de B_4C permet de réduire cette insertion de réactivité.

3. Configuration couplée avec absorbant thermique

La Figure 8.5 illustre l'évolution de la réactivité lors de l'insertion progressive d'eau axialement.

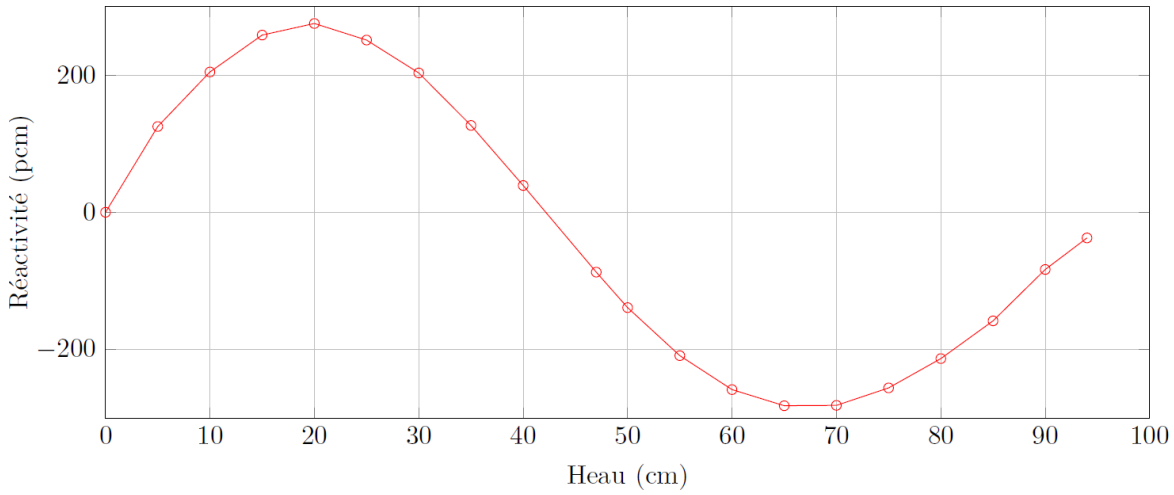


Figure 8.5 : Evolution de la réactivité lors de l'inondation axiale de la configuration couplée optimisée avec B_4C

On remarque que le maximum de réactivité, atteint autour de H_{eau} = 20 cm d'eau dans le cœur, est inférieur à 300 pcm. Après inondation totale du cœur, H_{eau} = 94 cm, la réactivité du cœur est négative et vaut -37 pcm, à comparer à la valeur de réactivité de 4 300 pcm obtenue dans la configuration sans B_4C.
L'ajout d'une couronne de B_4C est particulièrement intéressante puisqu'elle permet de satisfaire le critère de sûreté relatif aux injections accidentelles de réactivité qui stipule que ces dernières doivent être inférieures à $\frac{\beta_{eff}}{2}$. La fraction de neutrons retardés et la durée de vie des neutrons effectives sont calculées à l'aide d'un module dédié dans le code BISTRO [Rimpault, 2002]. Les valeurs obtenues sont synthétisées dans le Tableau 8.1.

Tableau 8.1 : Paramètres cinétiques calculés avec ERANOS – Configuration couplée optimisée avec B_4C

Fraction de neutrons retardés effective β_{eff}	Durée de vie effective des neutrons Λ_{eff}
742 pcm	17 µs

Il est important de noter que les paramètres cinétiques du cœur sont donc assez similaires à ceux d'un cœur thermique en UO_2. Il est alors possible d'utiliser des moyens de contrôle et de sécurité neutroniques similaires aux configurations destinées à l'étude des réacteurs à eau. Ce point est important dans la sûreté passive de ce type de configuration couplée.
En outre, pour tout niveau d'inondation, l'insertion de réactivité reste inférieure à $\frac{\beta_{eff}}{2}$.
Remarque : Lorsque le cœur est entièrement inondé, le β_{eff} vaut 702 pcm. Cette valeur, inférieure à celle de référence pour la configuration optimisée, laisse encore une marge par rapport à $\frac{\beta_{eff}}{2}$.

Par conséquent, outre les mesures et dispositifs de sûreté à adopter pour éviter une introduction accidentelle d'eau dans le cœur, comme par exemple surélever le cœur par rapport au niveau du sol, éviter les conduites d'eau ou gaz au-dessus du réacteur et avoir une double étanchéité de la zone expérimentale, utiliser une couronne de bore en périphérie de la zone rapide peut s'avérer une parade neutronique efficace pour diminuer l'effet positif d'une inondation axiale du cœur. En ce sens, cette étude justifie la nécessité de la couronne de B_4C malgré la légère dégradation de flux adjoint qu'elle implique en centre cœur (voir Chapitre 6).

La section suivante explique plus en détails la forme quasi sinusoïdale de la courbe de la Figure 8.5.

2 – Un équilibre fragile

La juxtaposition de la zone rapide ZONA1 et de la zone d'adaptation met en jeu des comportements neutroniques très distincts. La décomposition de ces effets est détaillée puis complétée par une étude de sensibilité du facteur de multiplication effectif aux sections efficaces mises en jeu.

1. De forts effets contraires qui se compensent

L'inondation de l'ensemble de ces zones simultanément implique donc des effets importants et parfois opposés. En effet l'inondation d'une zone fissile telle que la zone ZONA1 apporte une hausse de réactivité tandis que l'inondation de la zone de transition avec de l'UO_2 naturel diminue la réactivité puisque le spectre est décalé vers la zone des résonances de l'^{238}U de la section efficace de capture ce qui diminue parallèlement les fissions à seuil.
La Figure 8.6 représente l'évolution de la réactivité par des inondations partielles zone par zone.

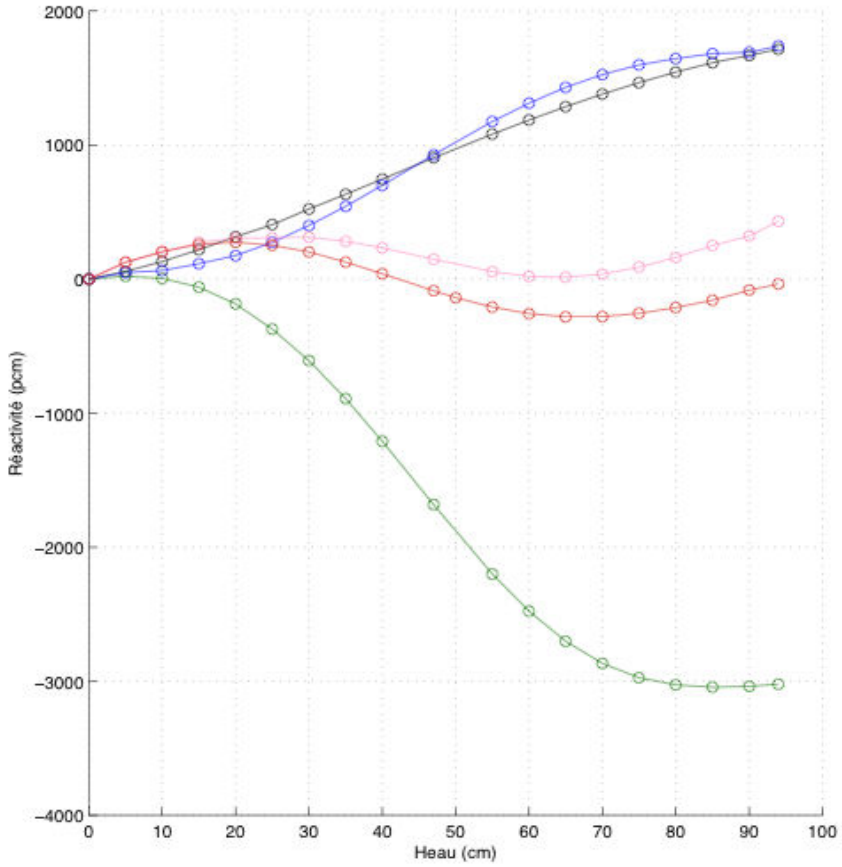


Figure 8.6 : Réactivité insérée par des inondations axiales zone par zone
Noir : ZONA1 – Vert : UO_2 naturel – Bleu : U métallique 30%
Rose : Somme des trois courbes – Rouge : Inondation complète

Le comportement de la réactivité spéculé dans les différentes zones est confirmé. Il est intéressant de noter que la somme des effets dans les zones ZONA1, UO_2 naturel et U métallique enrichi à 30% prises individuellement suit la même tendance que la réactivité lors de l'inondation simultanée de toutes les zones. La différence est due aux modifications de spectre dues à l'inondation des zones voisines, non prises en compte lors de la somme des trois évolutions prises séparément.

2. Etudes de sensibilité : importance des isotopes fertiles

Afin de comprendre les changements de comportements observés sur la Figure 8.5, on identifie 5 niveaux d'inondation axiale, pour lesquels nous effectuerons une étude de sensibilité relative du k_{eff} aux données nucléaires calculées sur la zone rapide :

- Cas 1 : Cœur sec – H_{eau} = 0 cm
- Cas 2 : Cœur partiellement inondé - H_{eau} = 20 cm
- Cas 3 : Cœur partiellement inondé - H_{eau} = 47 cm
- Cas 4 : Cœur partiellement inondé - H_{eau} = 70 cm
- Cas 5 : Cœur entièrement inondé - H_{eau} = 94 cm

Les résultats sont représentés dans la Figure 8.7 :

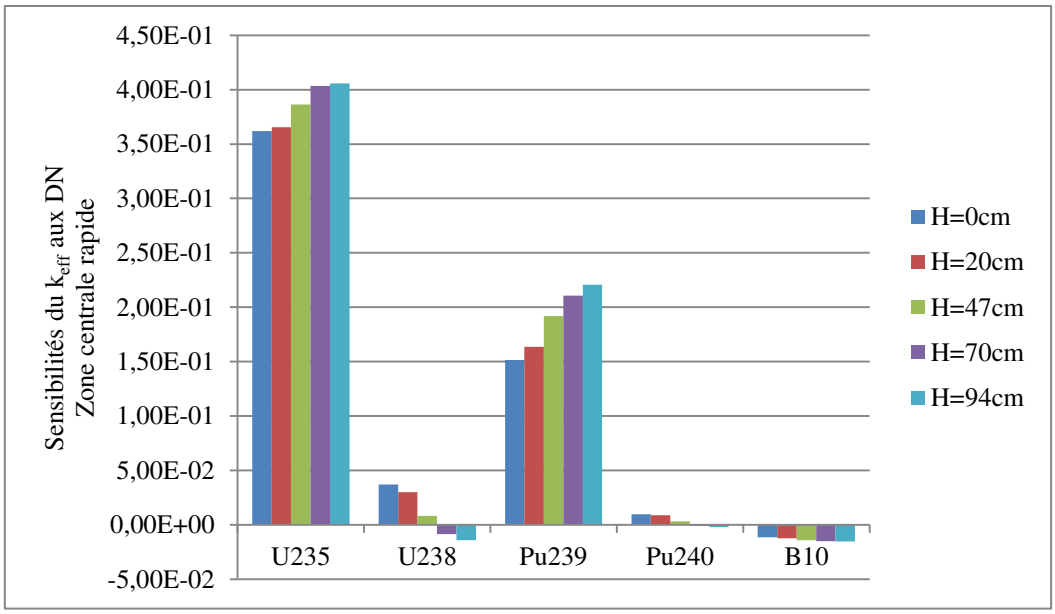


Figure 8.7 : Etude de sensibilité du k_{eff} aux concentrations d'isotopes majeurs aux points d'intérêt dans la zone rapide

La thermalisation des neutrons par l'eau tend à augmenter la sensibilité du k_{eff} aux isotopes fissiles présents dans le cœur à savoir ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu. Aussi, les taux de fission des isotopes fissibles (fission à seuil) sont diminués ; c'est le cas des noyaux ^{238}U et ^{240}Pu. Parallèlement, les termes de capture radiative de ces isotopes sont augmentés. En effet, pour les noyaux fertiles la fission prédomine sur la capture dans le domaine rapide, au-delà du seuil à 1 MeV pour ^{238}U par exemple, tandis que pour des énergies inférieures, c'est la capture qui prédomine notamment à cause des résonances. Cette « compétition » explique en partie le comportement du cœur lors de l'inondation.

Dans le cas sec (Cas 1 - H_{eau} = 0 cm), le k_{eff} est sensible de manière positive à la concentration en ^{238}U dans la zone expérimentale. La sensibilité est ainsi principalement portée par la réaction de fission en cohérence avec le spectre rapide associé à la configuration « sec ». Cependant, lorsque le cœur est totalement inondé, le k_{eff} est sensible de manière négative à la concentration en ^{238}U dans la zone expérimentale. C'est alors la réaction de capture qui prédomine et conduit à une sensibilité négative du k_{eff} pour cet isotope. Le même raisonnement est applicable au ^{240}Pu.

Il peut aussi être noté que la sensibilité du k_{eff} au ^{10}B est légèrement augmentée lorsque le niveau d'eau augmente dans le cœur. En effet, la section efficace de la réaction (n,α) du ^{10}B varie approximativement en 1/v (où v est la vitesse du neutron) et, par conséquent, le ralentissement des neutrons par l'eau favorise cette réaction. Parallèlement, les sensibilités à l'^{16}O et à l'hydrogène augmentent entre le cas sec et le cas inondé, à cause de la thermalisation.

3. Modification de la concentration en ^{10}B

Une traduction directe des études de sensibilité présentées précédemment se trouve dans l'évolution de la courbe de réactivité en fonction de l'inondation lorsque la concentration en ^{10}B est significativement modifiée. Afin d'étudier cette influence, on considère 4 concentrations différentes en ^{10}B dans la couronne en carbure de bore :

- C1 : concentration initiale ; C1 = 3.13652E+21 at.cm^{-3}
- C2 = 2*C1
- C3 = 5*C1
- C4 = 10*C1

Pour chacun de ces cas, le rayon de la zone nourricière est adapté de manière à conserver un cœur critique. Les profils obtenus sont présentés dans la Figure 8.8 ci-dessous.

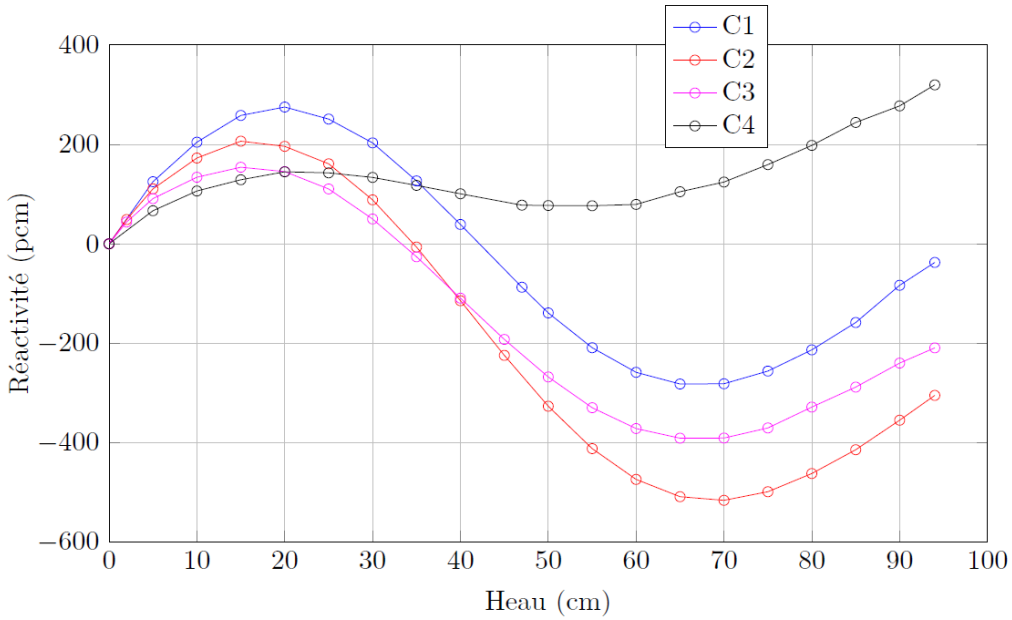


Figure 8.8 : Evolution de la réactivité selon la concentration en B_4C en fonction de la hauteur d'eau H_{eau}

Conformément à la sensibilité du k_{eff} à la concentration en ^{10}B présentée en Figure 8.7, la courbe de C2 est bien en dessous de celle de C1. Cependant, contrairement à ce qui pouvait être attendu, augmenter plus encore la concentration en ^{10}B ne provoque pas l'effet désiré. En effet, avec une concentration élevée en ^{10}B en C3 et C4, la réactivité du cœur est augmentée dans le cas totalement inondé au lieu de la diminuer : pour C4, une réactivité de 320 pcm est atteinte lorsque le cœur est totalement inondé.

Une étude de sensibilité similaire à celle réalisée précédemment permet de mettre en relief ici aussi l'importance des isotopes fertiles (Figure 8.9).

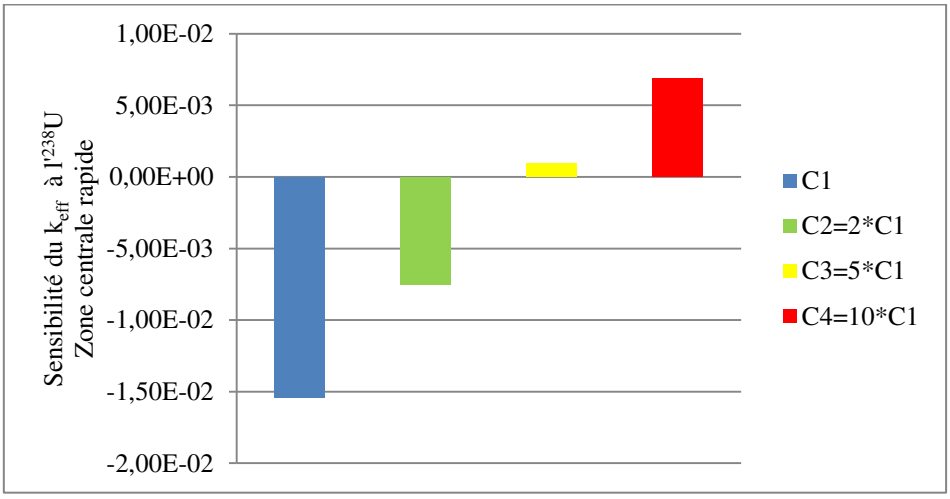


Figure 8.9 : Sensibilité du k_{eff} à la concentration en ^{238}U en fonction de la concentration en ^{10}B pour H_{eau}=94cm

L' ^{238}U contribue de manière négative au k_{eff} pour les concentrations C1 et C2 en ^{10}B mais de manière positive à la variation du k_{eff} pour des concentrations élevées en ^{10}B, C3 et C4. Cet isotope de l'uranium est probablement le principal responsable de l'effet contre-intuitif observée de la remontée en réactivité. Cette bascule d'effet négatif vers positif résulte du durcissement du spectre lors de l'augmentation de la concentration en ^{10}B. En effet, l'augmentation de la dureté du spectre favorise la composante de fission de cet isotope fissible de l'uranium tout en diminuant sa composante de capture stérile, ce qui contribue à augmenter le facteur de multiplication.

En somme, il convient de retenir que la stabilité neutronique en cas d'inondation de la zone centrale rapide en air peut être satisfaite grâce à la présence de la couronne de carbure de bore. Différentes études de sensibilité ont permis de montrer qu'une concentration en bore élevée ne menait pas nécessairement à une diminution de la réactivité insérée en cas d'inondation à cause du durcissement de spectre engendré et de l'influence des isotopes fertiles. Il apparaît alors qu'une concentration optimale en ^{10}B puisse être trouvée afin de maximiser l'anti-réactivité insérée.

4. Autres répartitions du carbure de bore

Deux autres parades neutroniques sont proposées. Elles consistent à utiliser la même quantité de carbure de bore que dans la configuration optimisée présentée précédemment mais répartie différemment : une configuration répartit le B_4C selon deux couronnes (une entre 12 et 13cm de rayon et une autre entre 24.5 et 25.5 cm) tandis que l'autre dilue le B_4C dans l'ensemble des composants des cellules ZONA1.

Les profils d'inondation obtenus sont comparés dans la Figure 8.10 :

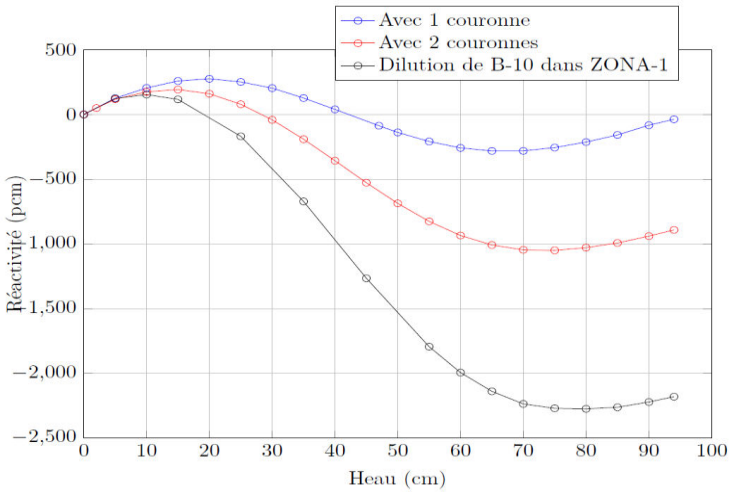


Figure 8.10 : Evolution de la réactivité en fonction de H_{eau} pour différentes répartitions géométriques du B_4C

L'utilisation de deux couronnes de B_4C mène à une réactivité de -891 pcm lorsque le cœur est totalement inondé, avec un maximum de réactivité autour de 200 pcm au voisinage de H_{eau} = 20 cm. En diluant le B_4C dans ZONA1, -2 179 pcm sont atteints lors de l'inondation totale du cœur, avec un maximum de réactivité autour de 150 pcm au voisinage de H_{eau} = 10 cm.

Bien que diluer le B_4C dans l'ensemble du milieu rapide ZONA1 s'avère être la parade neutronique la mieux adaptée en cas d'inondation accidentelle du cœur, celle-ci ne semble pas souhaitable car elle impacte l'adaptation spectrale, et plus particulièrement, le flux adjoint (voir Figure 8.11). Cependant, une configuration où seule la périphérie du milieu rapide ZONA1 contiendrait des atomes de ^{10}B pourrait représenter une solution intéressante.

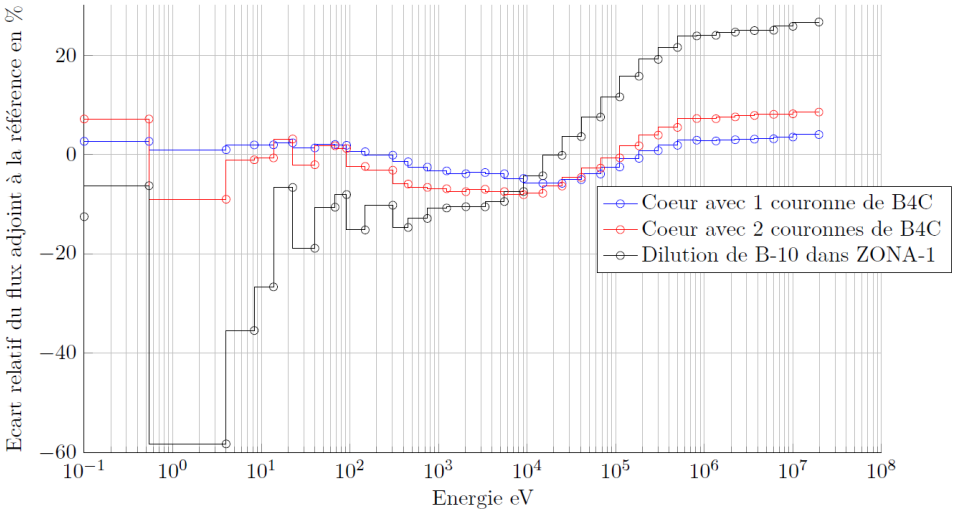


Figure 8.11 : Modification du flux adjoint au centre du cœur en fonction de la position du B_4C

Grâce à des absorbants thermiques, l'inondation de la zone centrale en air peut induire une réactivité nulle ou négative, signe de stabilité neutronique.

II – Pré-dimensionnement d'échantillons

Les mesures par oscillations dans MINERVE permettent de mesurer des effets en réactivité avec une précision de l'ordre de 0.01 pcm. Cette incertitude expérimentale correspond à une incertitude relative comprise entre 0.1% et 1% puisque les échantillons sont réalisés de manière à obtenir des effets en réactivité de 1 à 10 pcm [Antony, 2009]. Cette incertitude relative peut être réduite en augmentant la puissance du réacteur P ou les temps de mesure t_{mes}; en effet, elle est inversement proportionnelle à $\sqrt{P.t_{mes}}$ [Foell, 1972].

Suivant les échantillons oscillés et les réactions mises en jeu, les quantités de matière nécessaires peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur pour atteindre un même effet en réactivité. Ainsi, dans le programme ERMINE V 20g ont parfois été nécessaires pour atteindre des effets significatifs [Martin-Deidier, 1979].

Le module 'EXACT_SPT' permet de calculer des effets en réactivité par la méthode des perturbations exacte grâce à la formule suivante : $\Delta\rho = \dfrac{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; \left(\dfrac{\Delta P}{k_{REF}} - \Delta D - \Delta T \right) \Phi_{PERT} \right\rangle}{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; P_{PERT} \Phi_{PERT} \right\rangle}$.

1 – Calcul des effets en réactivité

La méthode des perturbations exacte permet de calculer des effets en réactivité à partir de faibles quantités de matière. Celles-ci permettent de s'affranchir de l'autoprotection dans les échantillons. Par extrapolation, des effets en réactivité par gramme sont évalués pour plusieurs isotopes d'intérêt. Le Tableau 8.2 présente les résultats associés aux configurations couplées optimisées avec et sans la couronne de B_4C et dans la configuration rapide de référence.

Tableau 8.2 : Comparaison des effets en réactivité par gramme pour des isotopes d'intérêt (en pcm/g)

ISOTOPES	CONFIGURATION		
	Référence rapide	Optimisée sans B_4C	Optimisée avec B_4C
^{235}U	1.71E-01	1.45E-01	1.13E-01
^{238}U	-9.64E-03	-7.02E-03	-5.33E-03
^{238}Pu	1.63E-01	1.37E-01	1.06E-01
^{239}Pu	2.38E-01	2.00E-01	1.55E-01
^{240}Pu	4.98E-02	4.26E-02	3.31E-02
^{241}Pu	3.22E-01	2.72E-01	2.11E-01
^{242}Pu	3.25E-02	2.82E-02	2.20E-02
^{10}B	-3.59E+00	-3.06E+00	-2.25E+00
C-nat	-1.64E-02	-1.81E-02	-1.68E-02
^{1}H	3.15E+00	1.86E+00	1.15E+00
^{56}Fe	-5.71E-03	-3.98E-03	-3.13E-03
^{103}Rh	-6.46E-02	-5.25E-02	-3.95E-02
^{99}Tc	-7.28E-02	-5.93E-02	-4.48E-02
^{133}Cs	-3.13E-02	-2.53E-02	-1.91E-02

Le Tableau 8.3 ci-dessous présente la masse nécessaire d'isotopes afin d'obtenir des effets en réactivité de 1 pcm, permettant de garantir une incertitude expérimentale voisine de 1% en fin de programme. Les colonnes en pourcent présentent les écarts de masse par rapport à la configuration de référence rapide.

Tableau 8.3 : Masses nécessaires pour obtenir des effets en réactivité de 1 pcm (en g)

ISOTOPES	CONFIGURATION				
	Référence rapide	Optimisée sans B_4C		Optimisée avec B_4C	
^{235}U	5.8	6.9	18%	8.8	51%
^{238}U	103.7	142.5	37%	187.6	81%
^{238}Pu	6.1	7.3	19%	9.4	54%
^{239}Pu	4.2	5.0	19%	6.5	54%
^{240}Pu	20.1	23.5	17%	30.2	50%
^{241}Pu	3.1	3.7	18%	4.7	53%
^{242}Pu	30.8	35.5	15%	45.5	48%
^{10}B	0.3	0.3	17%	0.4	60%
C-nat	61.0	55.2	-9%	59.5	-2%
^{1}H	0.3	0.5	69%	0.9	174%
^{56}Fe	175.1	251.3	43%	319.5	82%
^{103}Rh	15.5	19.0	23%	25.3	64%
^{99}Tc	13.7	16.9	23%	22.3	63%
^{133}Cs	31.9	39.5	24%	52.4	64%

Les masses nécessaires à la mesure d'effets en réactivité dans le cœur couplé thermique-rapide optimisé semblent être du même ordre de grandeur que celles requises dans un cœur entièrement rapide

L'estimation de l'incertitude relative de 1% en fonction de la puissance est valide pour des flux neutroniques de l'ordre de 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} autour de l'échantillon (pour une puissance de 100W). Il convient donc d'estimer le niveau du flux en centre cœur.

Remarque : La gamme de valeur -10 à +10 pcm des oscillations correspond à la plage de linéarité du pilote automatique. Un design différent de ce dernier pourrait permettre d'accroitre la gamme, et donc d'améliorer encore les incertitudes expérimentales sur les mesures par oscillations. Des travaux sont en cours à ce sujet.

2 – Estimation du niveau de flux

L'évaluation du flux neutronique volumique intégré en énergie et en espace est réalisée pour la modélisation TRIPOLI-4® de la configuration couplée optimisée, utilisant une couronne de B_4C. Le niveau de flux obtenu est comparé à la valeur usuelle cible de 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} mais également au flux obtenu dans la configuration de référence entièrement rapide, également modélisée sous TRIPOLI-4®.

1. Méthode de calcul

Le calcul de niveau de flux sous TRIPOLI-4® dans un volume V est réalisé en deux étapes :

- à l'aide d'une une source de neutrons normalisée à 1, répartie sur une zone d'espace donnée. La réponse DEPOSITED_ENERGY permet d'obtenir l'énergie déposée dans le volume V.
- un second calcul est réalisé à l'aide d'une source sur la même zone d'espace que précédemment. Son intensité est déterminée en fonction de l'énergie déposée précédemment obtenue pour une puissance donnée. Une puissance de 1W est considérée dans les calculs.

2. Niveaux de flux calculés en centre coeur

Le flux obtenu est intégré sur le volume V identique à celui utilisé pour l'encaissement des scores des flux et taux de réaction utilisés dans la validation de la configuration couplée par TRIPOLI-4® (Chapitre 6 – VI) à savoir 8 crayons combustibles de la cellule centrale ZONA1 sur une hauteur de 16cm centrée autour du plan médian.

Les niveaux de flux calculés sont présentés dans le Tableau 8.4 :

Tableau 8.4 : Niveaux de flux dans les configurations rapide et couplée

	Configuration couplée	**Configuration rapide de référence**
Niveau de flux à 100W (en neutrons.cm^{-2}.s^{-1})	8.21E+08	1.34E+09

Pour ces deux résultats, les incertitudes relatives de convergence de calcul sont inférieures à 1%.

On peut alors conclure que si la zone d'adaptation diminue légèrement le niveau de flux en centre cœur, ce dernier reste très proche des 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} ciblés à 100W. Des incertitudes expérimentales inférieures à 1% sur les oscillations pourront alors être atteintes comme dans MINERVE.

III – Séparation des effets en réactivité par la méthode d'emphase spectrale

Si la précision associée aux mesures par oscillation est grande, la technique souffre d'une lacune principale : les effets mesurés sont toujours des effets totaux à savoir qui intègrent toutes les réactions nucléaires, à la différence des chambres à fission par exemple qui ne « comptent » que les réactions de fission.
La méthode d'emphase spectrale, présentée au Chapitre 5 section III.2., permet d'accentuer ou de réduire les effets diffusifs à partir du profil énergétique du flux adjoint. En mesurant le même échantillon dans deux configurations aux flux directs identiques mais aux flux adjoints distincts, il est alors possible de décorréler les effets absorbants des effets diffusifs.

Des calculs préliminaires sont réalisés à partir de la configuration couplée thermique-rapide optimisée afin d'illustrer cette méthode. Afin d'obtenir des effets en réactivité suffisants et de comparer non pas des effets en réactivité bruts mais des proportions d'effets absorbant et diffusif, deux échantillons tests sont modélisés dans deux configurations distinctes. Ces échantillons sont le mélange d'isotopes aux propriétés absorbantes ou diffusantes :

- Graphite (diffusif) et ^{6}Li (absorbant) en proportion 80% - 20%. On le note Gr80Li20 ($m_{Gr80Li20}$ = 16,9g);
- Fer (diffusif) et ^{6}Li (absorbant) en proportion 50% - 50%. On le note Fe50Li50 ($m_{Fe50Li50}$ = 48,5g).

1 – Réduire les effets de diffusion

Une première configuration est destinée à réduire les effets diffusifs par réduction du gradient énergétique du flux adjoint.

1. Présentation d'une configuration avec flux adjoint indépendant de l'énergie

La recherche d'une telle configuration repose sur les principes présentés au Chapitre 5 et dans les références [Lehmann, 1986 ; Fahrmann, 1981]. Une structure annulaire globale progressive permettant de sélectionner et de mettre en avant l'importance d'un domaine en énergie ne convient pas. En effet, les trop grandes épaisseurs favorisent les neutrons de plus hautes énergies. Ainsi faut-il penser des cellules de tailles assez réduites, répétées de manière homogène. Elles doivent comporter un absorbant thermique et épithermique assez puissant afin diminuer l'importance forte des neutrons de cette plage énergétique, et contrer la tendance en 1/v des sections de fission. Les combustibles quant à eux doivent être choisis de manière à limiter les isotopes présentant des fissions à seuil. Le combustible MOx utilisé pour ZONA1 est alors délaissé au profit des réglettes en UO_2 enrichi à 27 %. La nécessité de diminuer le flux adjoint dans la zone thermique et épithermique nous a conduits à utiliser des crayons de poudres de carbure de bore, non enrichis en ^{10}B. Il est nécessaire de les placer à proximité de la matière fissile afin de renforcer leur effet. Mais placer des combustibles et du carbure de bore à proximité sans autre matériau conduit inévitablement à un fort durcissement du spectre. Ainsi, du graphite et de l'acier sont placés de manière à avoir un équilibre convenable entre matière fissile, absorbant thermique et diffusant. La cellule de base proposée est de taille 5×5. Elle est illustrée ci-dessous dans la Figure 8.12.

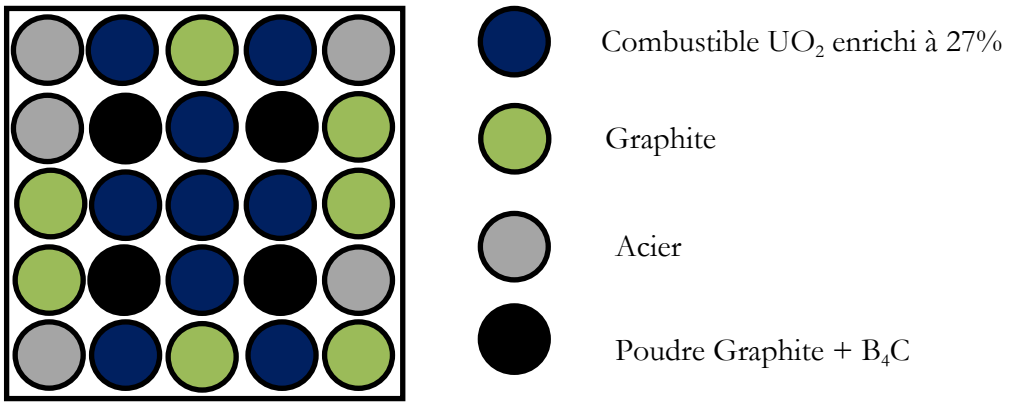


Figure 8.12 : Cellule optimisée pour flux adjoint aplati

Cette cellule a été reproduite pour créer un réseau critique cylindrique homogène (« Cellules adjoint plat en réseau homogène critique » dans la figure 8.13) et placée dans un cylindre de 24 cm de rayon à la place des cellules ZONA1, au cœur d'une configuration couplée thermique-rapide (« Cellules adjoint plat dans Configuration couplée » dans la figure 8.13).
Les flux adjoints obtenus sont présentés dans la Figure 8.13.

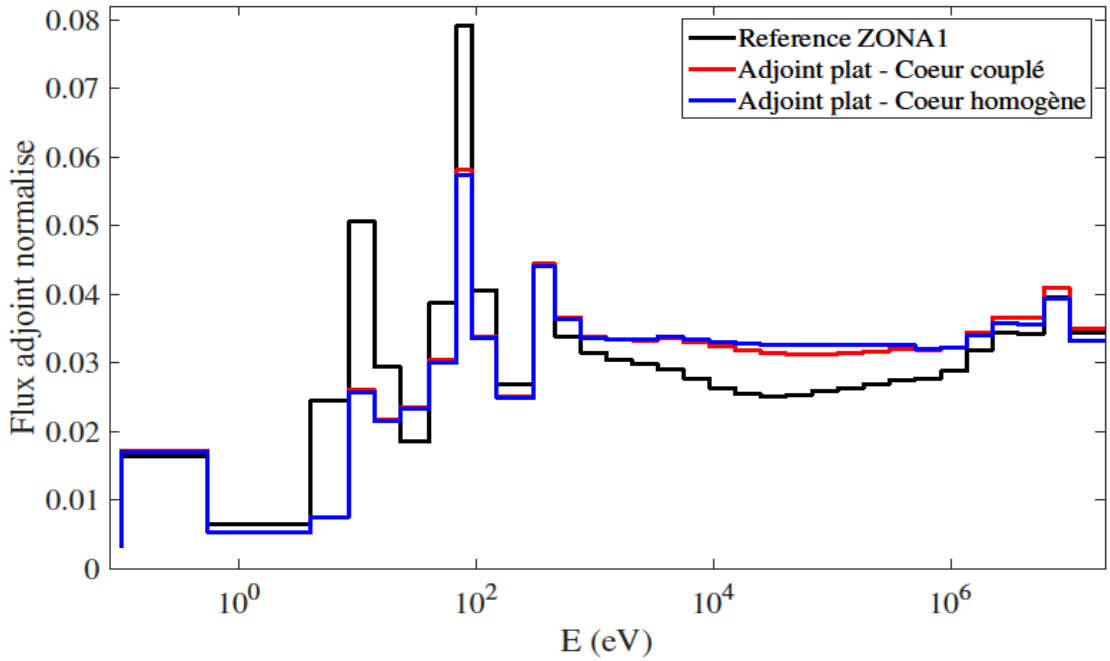


Figure 8.13 : Profil de flux adjoint - Configurations optimisées pour aplatir le flux adjoint et référence

Un gradient positif est toujours présent à partir du MeV. Il provient de la fission de l'^{238}U. Il est cependant intéressant de constater que là où le flux est le plus important (entre 1 keV et 1.3 MeV), le flux adjoint varie de 7 % entre la plus haute et la plus basse valeur dans la configuration couplée. La cellule présentée en Figure 8.12 permet donc d'obtenir un flux adjoint quasi énergético-indépendant dans le domaine énergétique d'intérêt principal, et dont les performances ne semblent que peu affectées par l'introduction de cette cellule au cœur d'un massif couplé thermique-rapide.

Les répartitions du flux à 7 groupes sont assez proches de la référence rapide homogène (Tableau 8.5). Une comparaison des flux à 33 groupes est également présentée au paragraphe suivant avec la configuration à flux adjoint pentu (Figure 8.16).

Tableau 8.5 : Fraction de flux 7 groupes – Configurations avec faible gradient du flux adjoint

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons Conf. homogène Adjoint plat (en %)	5.7	24.9	39.4	28.0	2.0	3.7E-05	3.8E-06
Proportion de neutrons Conf. Couplée Adjoint plat (en %)	5.9	24.7	39.5	28.1	2.0	8.8E-05	3.8E-06
Proportion de neutrons référence rapide (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

2. Décomposition des effets en réactivité

La simulation des effets en réactivité induits par les échantillons définis précédemment est réalisée à l'aide de la théorie des perturbations exacte *via* le module 'EXACT_SPT' du code ERANOS. Le Tableau 8.6 synthétise les résultats obtenus pour cette configuration à gradient de flux adjoint faible.

Tableau 8.6 : Décomposition des effets en réactivité dans un gradient de flux adjoint faible

Echantillons	**Effet en réactivité** (en pcm)			
	$\Delta\varrho_{TOT}$	$\Delta\varrho_{ABS}$	$\Delta\varrho_{S\ tot}$	$\Delta\varrho_{S\ tot}$ / $\Delta\varrho_{TOT}$
^{56}Fe	-1.3E-01	-4.1E-02	-1.1E-01	85 %
Gr80Li20	-2.4	-2.3	-5.6E-02	2.3 %
Fe50Li50	-5.8	-5.7	-1.2E-01	2.1 %

Si l'effet du ^{56}Fe est majoritairement issu des réactions de diffusion, ceux des échantillons mélange Gr80Li20 et Fe50Li50 sont nettement dus aux réactions d'absorption, essentiellement de capture pour ces isotopes. La configuration ainsi conçue permet donc d'exacerber très majoritairement les effets d'absorption.

2 – Exacerber les effets de diffusion

Une seconde configuration est destinée à réduire les effets diffusifs par accentuation du gradient énergétique naturel du flux adjoint.

1. Présentation d'une configuration avec flux adjoint fortement dépendant de l'énergie

Avec les nombreux isotopes fertiles présentant des sections efficaces de fission à seuil, il semble naturel de chercher un flux adjoint croissant en fonction de l'énergie. En effet, dans tout réseau UOx, ou MOx, on peut observer une nette remontée du flux adjoint autour du MeV : à partir de cette énergie, les neutrons, en plus d'accroître leur libre parcours moyen, peuvent se multiplier aisément en induisant des fissions sur un plus grand nombre d'isotopes. Si l'on souhaite accentuer cette remontée en la prolongeant depuis des énergies plus faibles, le principal enjeu est alors de diminuer l'importance des neutrons de faible énergie. C'est pourquoi un absorbant thermique et épi-thermique à proximité de la zone de mesure est utilisé.
Le choix du B_4C semble alors le plus opportun grâce à son profil en 1/v qui va générer un flux adjoint en sens inverse de la section de capture du ^{10}B. En le plaçant au plus proche du centre, les neutrons de faible énergie perdront de l'importance. A l'extérieur de la zone en B_4C enrichi (4 cm de rayon), des crayons d'UO_2 naturel (couronne de 4 cm également) permettent, grâce à la forte concentration en ^{238}U, d'accentuer la remontée du profil adjoint à partir du MeV.

Deux configurations ont été testées selon cette conception : une avec uniquement des cellules ZONA1 autour de la zone en B_4C enrichi en d'UO_2 naturel et une autre au centre du cœur couplé optimisé. Ces deux configurations sont schématiquement représentées sur la Figure 8.14.

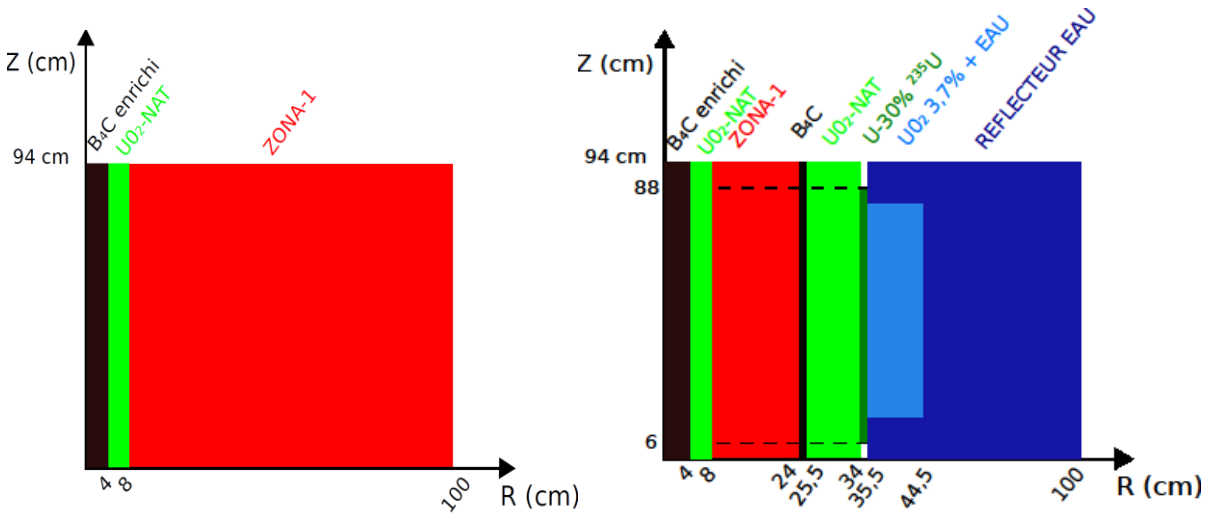


Figure 8.14 : Représentation 2D des configurations à flux adjoints très dépendants de l'énergie

Les flux adjoints obtenus aux centres de ces configurations sont présentés Figure 8.15.

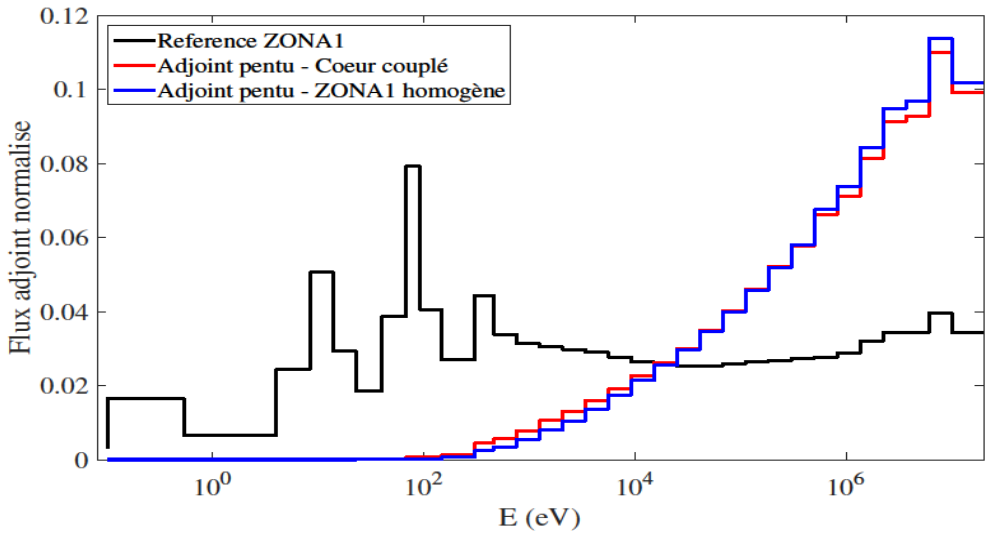


Figure 8.15 : Profil de flux adjoint - Configurations de référence et optimisées pour accentuer le gradient du flux adjoint

On constate que le flux adjoint est adapté de manière tout à fait satisfaisante avec une augmentation quasi linéaire en fonction de l'énergie à partir de 200 eV, soit sur l'ensemble de la zone d'intérêt neutronique pour les réacteurs à neutrons rapides.
En outre, la répartition du flux direct à 7 groupes reste relativement proche de la référence rapide homogène hormis pour les groupes thermiques à cause de l'absorbant B_4C (voir Tableau 8.7).

Tableau 8.7 : Fraction de flux 7 groupes – Configurations avec flux adjoint croissant énergétiquement

Groupe	1	2	3	4	5	6	7
Proportion de neutrons Conf. homogène adjoint pentu (en %)	5.8	23.4	46.9	23.7	0.26	4.3E-10	1.3E-13
Proportion de neutrons Conf. couplée adjoint pentu (en %)	5.7	22.9	46.8	24.3	0.39	3.8E-08	1.5E-12
Proportion de neutrons Référence rapide (en %)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E-05	2.6E-06

Les spectres directs à 33 groupes des deux configurations à emphase spectrale sont comparés à celui de la référence rapide dans les Figures 8.16 et 8.17 ci-dessous.

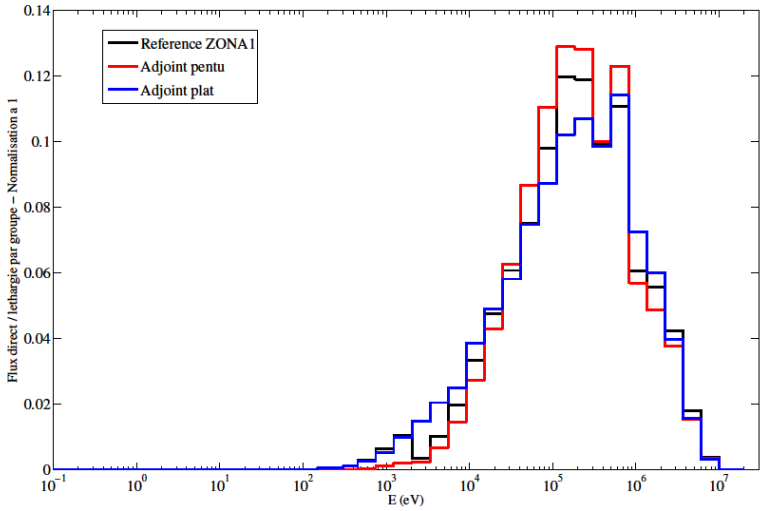


Figure 8.16 : Spectres directs à 33 groupes – Configurations à emphase spectrale Echelle linéaire

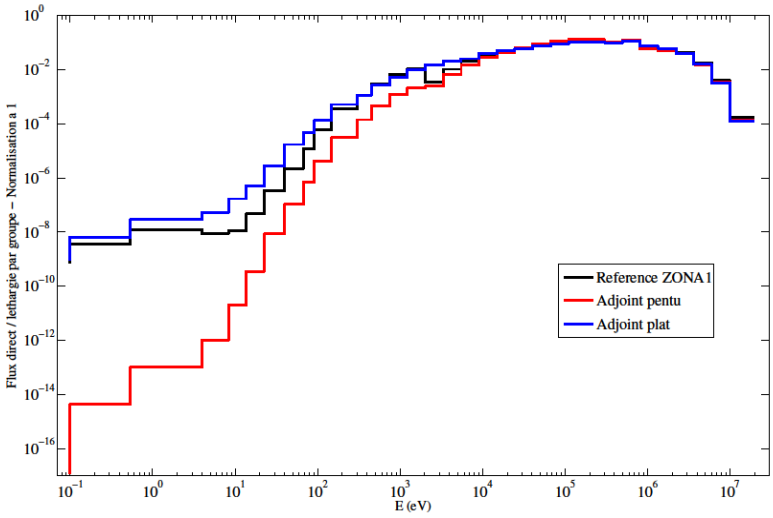


Figure 8.17 : Spectres directs à 33 groupes – Configurations à emphase spectrale Echelle logarithmique

Les tendances présentées dans les Tableaux 8.5 et 8.7 sont confirmés par les Figures 8.16 et 8.17 : si des différences sont observables, elles restent faibles au regard des différences de flux adjoint. La méthode d'emphase spectrale consistant à mesurer un même échantillon dans deux configurations aux flux directs similaires mais aux flux adjoints fortement distincts peut donc être appliquée.

2. Décomposition des effets en réactivité

Le Tableau 8.8 présente la décomposition des effets en réactivité induits par l'insertion des échantillons tests au centre du cœur à gradient de flux adjoint élevé.

Tableau 8.8 : Décomposition des effets en réactivité dans un fort gradient de flux adjoint

Echantillons	**Effet en réactivité** (en pcm)			
	$\Delta\varrho_{TOT}$	$\Delta\varrho_{ABS}$	$\Delta\varrho_{S\ tot}$	$\Delta\varrho_{S\ tot}$ / $\Delta\varrho_{TOT}$
^{56}Fe	-2.7E-01	-1.5E-02	-2.1E-01	78 %
Gr80Li20	-1.5	-8.2E-01	-6.5E-01	43 %
Fe50Li50	-2.5	-2.0	-4.5E-01	18 %

Les échantillons mélange présentent des effets diffusifs 10 à 20 fois plus importants que dans la configuration à faible gradient de flux adjoint. L'échantillon Gr80Li20 est le plus représentatif puisqu'il couple deux isotopes aux propriétés neutroniques différentes et séparées (le ^{6}Li ne diffuse quasiment pas et le graphite ne capture presque pas). Alors que dans la configuration à faible gradient, le ^{6}Li concentre la quasi-totalité de l'effet en réactivité de l'échantillon (plus de 99%), il ne représente plus que 62% de l'effet total. L'effet du ^{56}Fe est similaire à celui précédemment obtenu en termes de distribution selon les réactions nucléaires mises en jeu. Une comparaison brute des effets est périlleuse à cause de la réactivité légèrement différente des cœurs modélisés ainsi que la différence de flux directs, notamment aux faibles énergies.

La comparaison des effets en réactivité dans les deux configurations présentées dans cette section démontre qu'il est possible de décorréler les effets diffusifs et les effets d'absorption pour un même échantillon à partir du profil énergétique du flux adjoint.

PARTIE III

Conception de configurations « épi-thermiques »

et application à la fabrication de poudres MOx

Le développement des réacteurs à neutrons thermiques, puis des réacteurs à neutrons rapides, a été soutenu par de nombreux programmes expérimentaux dédiés. Ces deux domaines en énergie présentent ainsi aujourd'hui un nombre conséquent de données expérimentales (Figure 1). De fait, les données nucléaires bénéficient d'incertitudes réduites permettant une exploitation sûre et rentable des réacteurs industriels, tout particulièrement les réacteurs à eau actuels du parc français. Les énergies intermédiaires, typiquement entre 10 eV et 10 keV appelé par la suite domaine épi-thermique, souffrent quant à elles d'incertitudes plus élevées (Figure 2).

Néanmoins, le domaine des énergies intermédiaires présente des intérêts et applications multiples parmi lesquelles la sûreté/criticité, la thermalisation neutronique au travers du facteur anti-trappe p ou encore les réacteurs à eau chargés en combustibles mixtes uranium-plutonium et plus précisément les REL légèrement sous-modérés pour l'amélioration du facteur de conversion.
Depuis quelques années, ce domaine énergétique est au cœur de plusieurs études, en support notamment des ateliers de fabrication des combustibles MOx pour les réacteurs à eau et surtout dans la perspective du redémarrage de réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium. C'est dans cette dynamique qu'a par exemple été lancé le *benchmark* international UACSA Phase V piloté par l'OCDE [Santamarina, 2015].

Cette partie vise à concevoir un cœur réalisable dans ZEPHYR dédié aux mesures mesures par oscillations d'échantillons d'intérêt, en ciblant le domaine énergétique 10 eV – 10 keV (**Chapitre 9**). Les résultats obtenus sont mis en relief par l'application aux ateliers de fabrication de combustibles (**Chapitre 10**).

Publications associées :

- Spectral adaptation to emphasize the 10 eV to 10 keV energy domain for ZEPHYR, a future multipurpose ZPR for CEA

ICAPP 2017, Kyoto, Japon

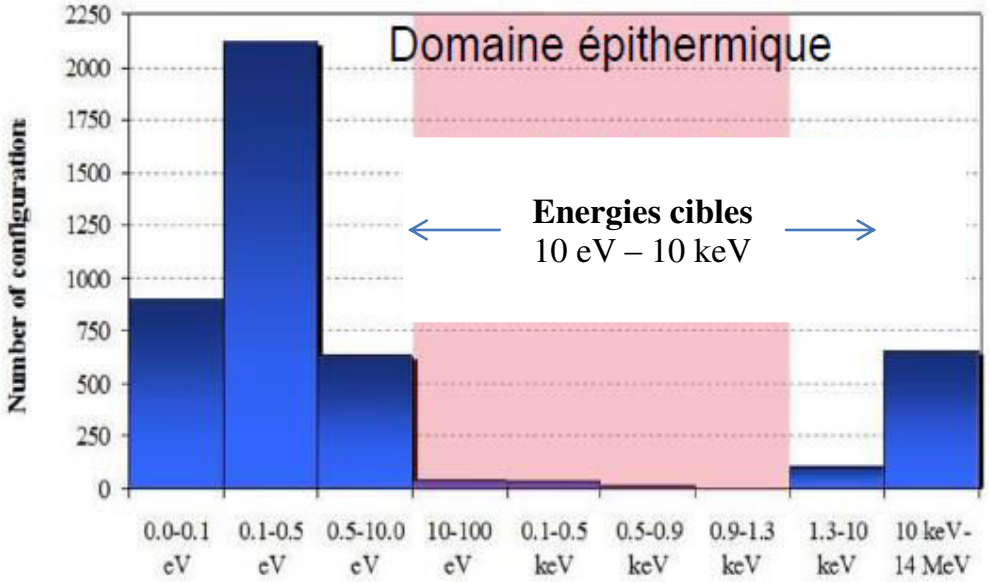


Figure 1 : Répartition énergétique des expériences neutroniques référencées à l'ICSBEP

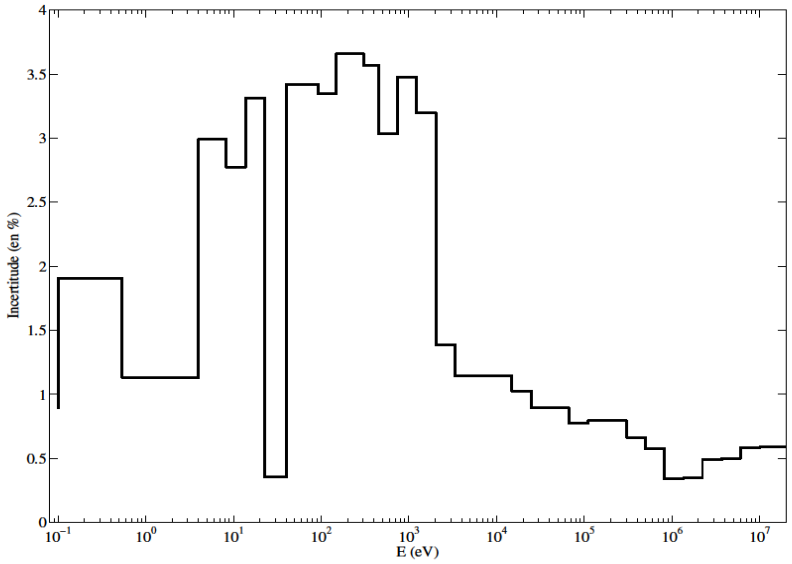


Figure 2 : Incertitude sur la section efficace de fission du ^{239}Pu (COMAC V2)

CHAPITRE 9 : Présentation d'une configuration ciblant le domaine énergétique 10 eV – 10 keV

In medio stat virtus
Proverbe latin

Les études de conception dédiées aux cœurs couplés thermique-rapides ont mis en lumière les principes généraux de l'adaptation spectrale. Bien que le domaine énergétique soit ici distinct, ces principes sont utilisés. Une démarche similaire de conception est appliquée. Après avoir défini avec précision les indicateurs de performance de l'adaptation spectrale, fondés sur les techniques expérimentales, une étude paramétrique est réalisée à l'aide de calculs déterministes. Elle a pour objectif de sélectionner les matériaux efficaces et d'évaluer les dimensions nécessaires tout en tenant compte des contraintes dimensionnantes de l'installation. Lorsqu'une configuration optimisée a été obtenue, elle est validée par un calcul Monte-Carlo.

I – Présentation des outils : schéma de calcul et indicateurs de performance

1 – Outils et options de calcul

Afin de suivre une optimisation en deux parties – étude paramétrique puis validation –, deux codes distincts sont utilisés :

- **ECCO/ERANOS** (déterministe) :
  Les calculs cellule sont réalisés avec le code réseau ECCO : la géométrie est décrite en deux dimensions X-Y, et le maillage énergétique de la bibliothèque associée, est à 1968 groupes afin de traiter en détail l'autoprotection de toutes les cellules à l'aide du formalisme des tables de probabilités. Les sections efficaces issues de ce calcul sont ensuite condensées à 33 groupes pour le calcul cœur, réalisé en transport, par la méthode S_N à l'ordre 4, à l'aide du solveur BISTRO du système de code ERANOS[Rimpault, 2002]. La géométrie du cœur est décrite en R-Z à l'aide d'un maillage spatial fin : 1cm par maille axialement et jusqu'à 0.1 cm à certaines interfaces radiales.
- **TRIPOLI-4®** (Monte-Carlo) :
  La géométrie est décrite en 3D avec une description fine de l'ensemble des éléments et une description continue en énergie et en angle des sections efficaces.. Les observables d'intérêt (flux, taux de réactions) sont projetés sur le maillage énergétique SHEM à 281 groupes [Hfaiedh, 2005].

L'ensemble des calculs est réalisé à l'aide des données nucléaires issues de la bibliothèque européenne JEFF 3.1.1. [Santamarina et al., 2009].

2 – Indicateurs numériques de l'adaptation spectrale

La qualité de l'adaptation spectrale est évaluée au travers d'indicateurs spécifiques des techniques de mesure utilisées dans les expériences en réacteurs de puissance nulle.
Les techniques expérimentales utilisées dans les expériences intégrales réalisées dans les maquettes critiques ont été décrites au Chapitre 2. Le lecteur est invité à s'y reporter. Néanmoins, on rappelle deux types de mesures couramment usitées :

- **Mesure des taux de réactions**, au travers des techniques d'activation neutronique ou des indices de spectre [Hudelot, 1998].
  Le nombre de réactions faites par un isotope, souvent matérialisé sous forme d'une pastille (dosimètre d'activation) ou d'un dépôt (chambre à fission), est indirectement mesuré. La grandeur d'intérêt est alors l'intégrale $\int_E \sigma(E)\Phi(E)dE$. Elle donne accès à un nombre de réaction sur le volume donné de la pastille ou du dépôt.
- **Mesure des effets en réactivité**, par la méthode des oscillations [Foell, 1972].
  L'effet en réactivité produit par un matériau introduit au centre du cœur (appelé échantillon) est mesuré. La variation de réactivité $\Delta\rho$ induite s'exprime à l'aide de la formule $\Delta\rho = \frac{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; \Delta H \Phi_{PERT} \right\rangle}{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; P_{PERT} \Phi_{PERT} \right\rangle}$ où $\Delta H = \frac{\Delta P}{k_{REF}} - \Delta D - \Delta T$ (la démonstration est présentée au Chapitre 3).

La qualité de l'adaptation spectrale est évaluée grâce à trois indicateurs progressifs, de plus en plus spécifiques vis-à-vis de mesures de taux de réaction et d'oscillation. Ils permettent ainsi de s'assurer que les mesures réalisées sont bien majoritairement portées par le domaine ciblé en énergie, à savoir entre 10 eV et 10 keV. Chacun des indicateurs est évalué en centre cœur. Présentons-les.

- Le **flux direct** qui doit être maximal autour de la zone d'énergie cible.
- La proportion des **taux de réaction** dans la zone d'énergie cible : les profils en énergie des taux de réaction sont étudiés. Si ces derniers sont majoritairement concentrés dans la zone d'énergie souhaitée, alors l'adaptation spectrale est satisfaisante. Ainsi, à partir des intégrales de type $\int_E \sigma(E)\Phi(E)dE$ évaluées par groupe d'énergie, des ratios de taux de réactions tels que $\frac{\int_{E=10eV}^{E=10keV} \sigma(E)\Phi(E)dE}{\int_{E=0}^{E=20MeV} \sigma(E)\Phi(E)dE}$ sont calculés.
- La décomposition énergétique des **effets en réactivité.** De tels profils énergétiques sont calculés par la méthode des perturbations exacte, implémentée dans ERANOS et nouvellement dans TRIPOLI [Truchet, 2015]. Ils donnent en outre accès à la proportion d'effet en réactivité dans la zone d'énergie cible.

Remarque : Les indicateurs sont ici présentés pour une zone énergétique comprise entre 10 eV et 10 keV, mais ils sont généralisables à tout autre domaine en énergie.

II – Optimisation progressive et choix des matériaux

Cette section est consacrée aux enjeux et aux moyens utilisés pour obtenir une adaptation neutronique permettant d'augmenter le poids neutronique entre 10 eV et 10 keV d'échantillons placés en centre cœur. Les concepts généraux sur l'adaptation spectrale sont présentés afin de déterminer les lignes directrices sur lesquelles vont s'appuyer les études paramétriques et les différents tests numériques. Puis, les études paramétriques réalisées avec ECCO/ERANOS sont détaillées.

1 – Principes généraux de l'adaptation spectrale

Le spectre idéal serait un spectre en « créneau », entre 10 eV et 10 keV. En pratique, l'objectif est un spectre de forme grossièrement gaussienne entre 10 eV et 10 keV. Etudions les avantages et inconvénients des spectres thermique et rapide couramment obtenus dans les réacteurs expérimentaux dans l'objectif de maximiser la composante épi-thermique. Chacun d'eux possède une composante épi-thermique ; néanmoins, ce n'est pas dans cette zone que l'on observe la plus grande proportion de neutrons. Un spectre de réacteur rapide possède quant à lui sa plus grande proportion de neutrons à des énergies de plusieurs centaines de keV. Des diffusions successives peuvent ainsi abaisser l'énergie moyenne des neutrons jusqu'aux énergies d'intérêt.

Comme pour les cœurs couplés thermique-rapides, une zone nourricière périphérique en spectre thermique est imposée. Elle est couplée à une zone centrale, faite d'une zone d'adaptation spectrale et d'une zone de mesure. L'utilisation des principes issus de étude des cœurs couplés thermique-rapides (voir Partie II – Chapitres 5 et 6) permet de construite la démarche suivante :

- Conversion des neutrons thermiques de la zone nourricière en neutrons rapides de fission grâce à l'utilisation de combustibles enrichis en matière fissile.

- Déplacement de la « bosse de fission » vers les énergies épi-thermiques grâce à des isotopes diffusants, au travers des réactions de diffusions élastiques et inélastiques.

- Un filtre thermique est utilisé au plus proche de la zone centrale afin d'inhiber l'influence des neutrons thermiques résiduels. En effet, les sections efficaces étant généralement élevées dans le domaine thermique par rapport aux domaines épi-thermique et rapide, il est nécessaire d'utiliser des absorbants thermiques puissants afin de réduire au minimum l'importance de cette zone dans les taux de réactions ou les effets en réactivité par rapport aux énergies épi-thermiques.

De fait, nous ne parlons plus ici de cœurs couplés, car seule la zone thermique « pilote » réellement le spectre des neutrons. Il s'agit ici de concevoir une configuration expérimentale de calibration de spectre. La démarche utilisée ici est assez générique : les zones thermiques et de conversion de spectre sont utilisées pour produire un spectre de fission quasi pur qui est ensuite adapté selon les besoins.

2 – Diffusions et captures : études paramétriques

La zone de conversion en combustible enrichi est similaire à celle des cœurs couplés thermique-rapides étudiés précédemment : on envisage ainsi de l'uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U, ou bien de l'oxyde d'uranium enrichi à 20% en remplacement, ou sinon en dernier recours à 3.7%.
La modération représente la clé de voute de la conception. Deux modérateurs courants sont envisagés: graphite et eau lourde D_2O. L'eau légère n'est pas ici proposée car son pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_S$ est trop élevé. L'acier est également étudié.

Puis une combinaison d'absorbants thermiques est proposée à proximité du canal central. En effet, si les absorbants « à seuil » tels que le cadmium ou le gadolinium sont très efficaces, leur plage énergétique de capture optimale ne dépasse pas 1 eV. Or, il est nécessaire d'obtenir une coupure efficace des neutrons thermiques entre 1 eV et 10 eV également. Des absorbants « linéaires » tels que le ^{10}B sont alors utilisés. Le couplage d'**absorbants « à seuil » et « linéaires »** permet alors d'obtenir une pleine efficacité.

La taille de la zone nourricière est adaptée de manière à avoir des configurations critiques.

1. Configurations sans absorbants thermiques : identification de la meilleure zone de diffusion

Compte tenu des pouvoirs de ralentissement de l'eau lourde, du graphite et de l'acier, le spectre devrait être ralenti assez rapidement spatialement pour l'eau lourde, un peu moins rapidement pour le graphite et très lentement ralenti pour l'acier.
L'effet de ces différents isotopes est testé grâce à des configurations très semblables, où seule la zone de ralentissement est modifiée. Une configuration type est illustrée ci-dessous (Figure 9.1).

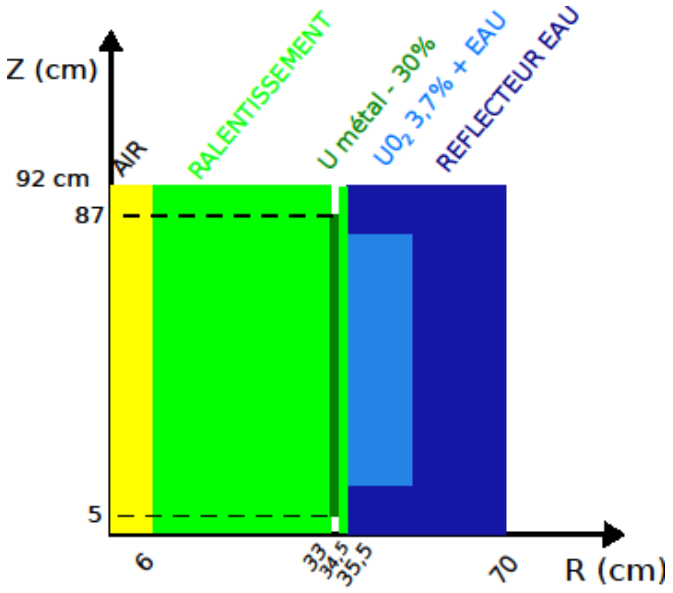


Figure 9.1 : Configurations tests de zone de ralentissement (Graphite, Acier, D_2O)

Les spectres normalisés obtenus au centre de ces trois configurations distinctes sont comparés dans la Figure 9.2.

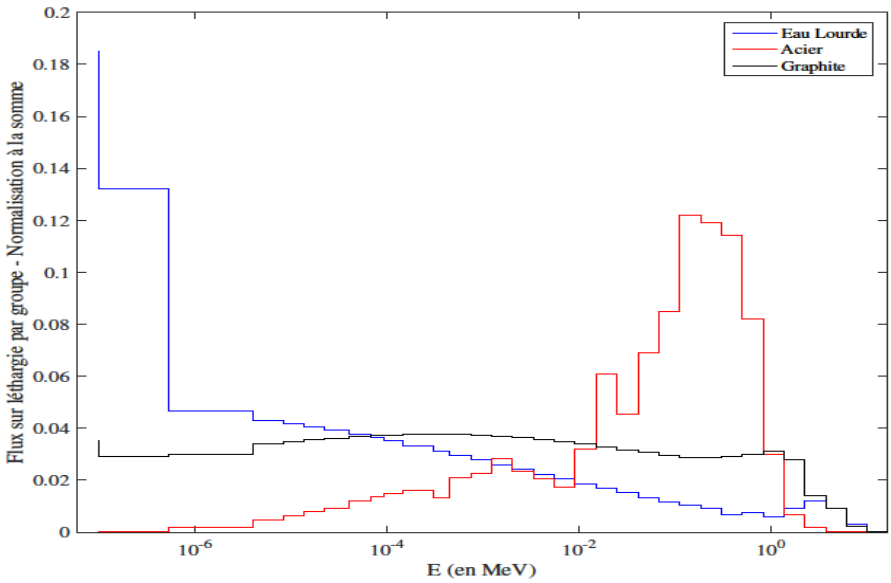


Figure 9.2 : Flux directs au centre des configurations test de zone de ralentissement

Cette première comparaison est riche d'enseignement : comme attendu, l'eau lourde est le modérateur le plus efficace. La couronne d'eau lourde de 27 cm de rayon permet d'obtenir un spectre fortement thermalisé. Dans notre objectif de cibler la zone d'énergie entre 10 eV et 10 keV, une telle zone est alors trop diffusante. Le graphite est également efficace : la quantité de graphite utilisée permet d'obtenir un flux assez plat, dont le maximum est centré autour de quelques centaines d'eV. Enfin, l'acier ne permet pas d'atteindre les mêmes performances. Néanmoins, la contribution de fission pure (à partir du MeV), est fortement atténuée, plus encore qu'avec le graphite et l'eau lourde.

Les profils énergétiques des flux adjoints sont également comparés (Figures 9.3-4).

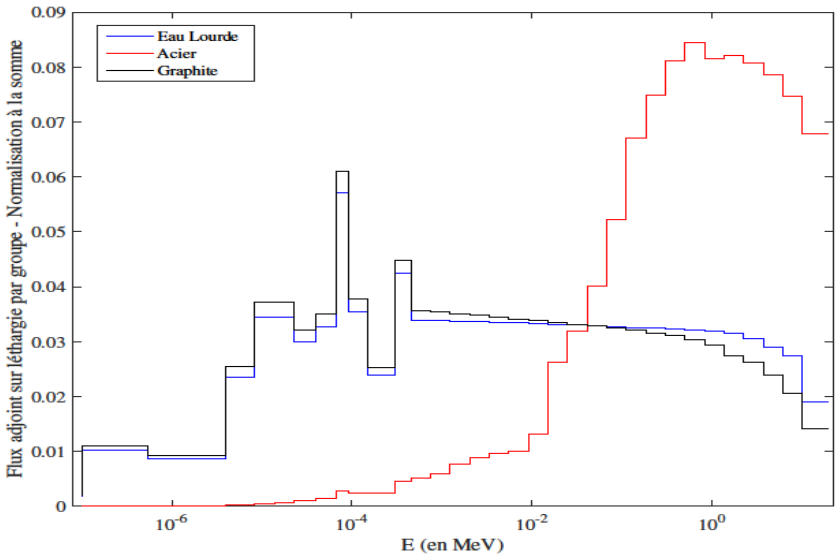


Figure 9.3 : Flux adjoints au centre des configurations test de zone de ralentissement
Echelle linéaire

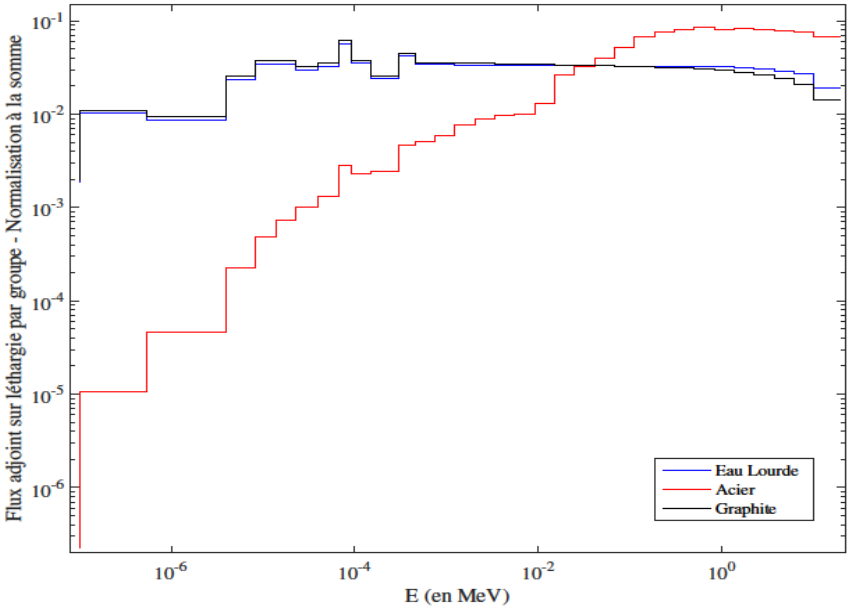


Figure 9.4 : Flux adjoints au centre des configurations test de zone de ralentissement
Echelle logarithmique

Les Figures 9.3 et 9.4 montrent que le graphite et l'eau lourde sont peu absorbants. En effet, quelle que soit l'énergie considérée, l'importance des neutrons est assez stable, plus encore pour l'eau lourde que pour le graphite. Le cas de la configuration acier est différent : le flux adjoint présente un fort gradient en fonction de l'énergie. Ce constat est lié la section efficace de capture du ^{56}Fe qui est non négligeable. Ainsi, les neutrons thermiques et épi-thermiques sont fortement susceptibles d'être capturés dans la zone d'acier entre l'uranium enrichi et le centre de la configuration. Cette tendance peut être particulièrement intéressante dans le cas où les profils énergétiques des taux de réaction seraient trop sensibles aux faibles énergies.

L'influence d'absorbants thermiques autour du canal central est étudiée dans le paragraphe suivant.

2. Vers une configuration optimale : ajout des absorbants thermiques

La zone centrale précédemment constituée d'air est modifiée afin de supprimer la composante thermique du spectre neutronique Du Nitrure de Bore, réalisé à partir de bore naturel, est utilisé sur 4 cm d'épaisseur et sur l'ensemble de la hauteur.
La Figure 9.5 illustre les configurations testées ; ABSORBANT désigne le Nitrure de Bore. Ces configurations ne contiennent donc pas d'absorbant thermique « à seuil ». Une fine feuille de gadolinium sera ajoutée dans le calcul TRIPOLI-4®. Sa faible épaisseur est difficilement modélisable lors du calcul R-Z.

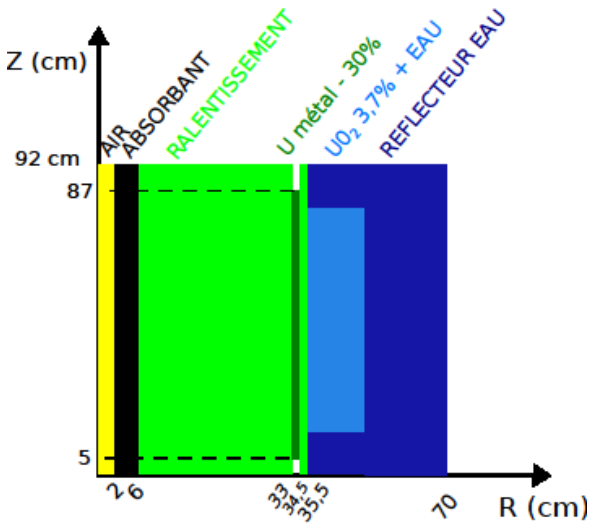


Figure 9.5 : Configurations tests de zone de ralentissement avec absorbant

Les spectres obtenus pour les trois matériaux testés dans la zone de ralentissement, couplés à un filtre en nitrure de bore sont présentés dans la Figure 9.6.

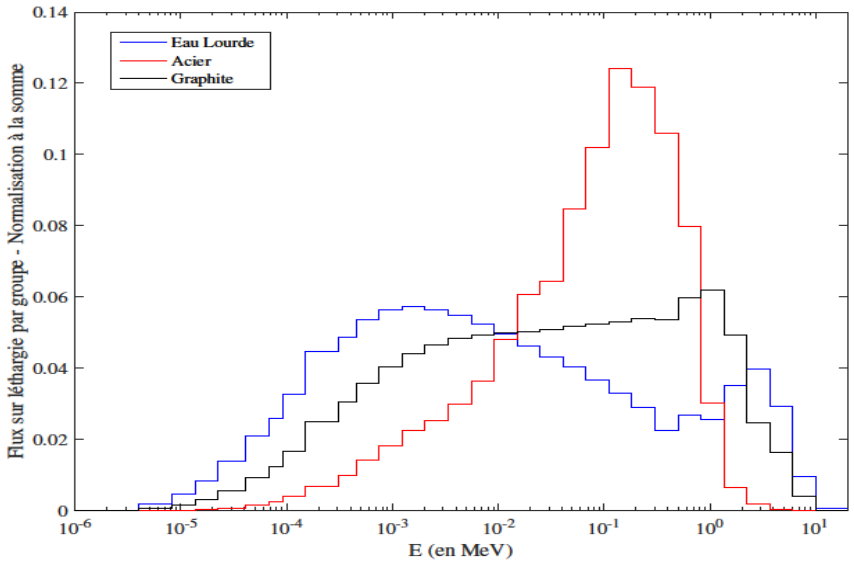


Figure 9.6 : Flux directs au centre des configurations test de zone de ralentissement avec absorbant

Alors que le graphite semblait être un bon candidat sans la présence d'absorbant thermique, il s'avère que la redistribution spectrale conséquente des absorptions soit au bénéfice de l'eau lourde. L'acier n'ayant permis qu'à une très faible proportion de neutrons d'atteindre les énergies thermiques et épi-thermiques, le spectre avec absorbant diffère peu de celui sans absorbant.

Il convient néanmoins de noter que le profil de la configuration eau lourde étant obtenu à partir d'un spectre très thermalisé en l'absence d'absorbant (voir Figure 9.2), le nombre total de réactions ayant lieu au centre est fortement diminué. Or le niveau de flux relativement faible au centre des réacteurs de puissance nulle (de 10^9 à 10^{10} n/cm^2.s) impose une perte des neutrons au centre la plus réduite possible. Cette configuration ne peut alors pas être considérée comme une configuration optimale. Le niveau absolu du flux dans le canal central est alors une donnée d'intérêt à calculer avec TRIPOLI-4® pour la configuration optimale retenue.

Les profils énergétiques des flux adjoints sont également modifiés (Figures 9.7 et 9.8).

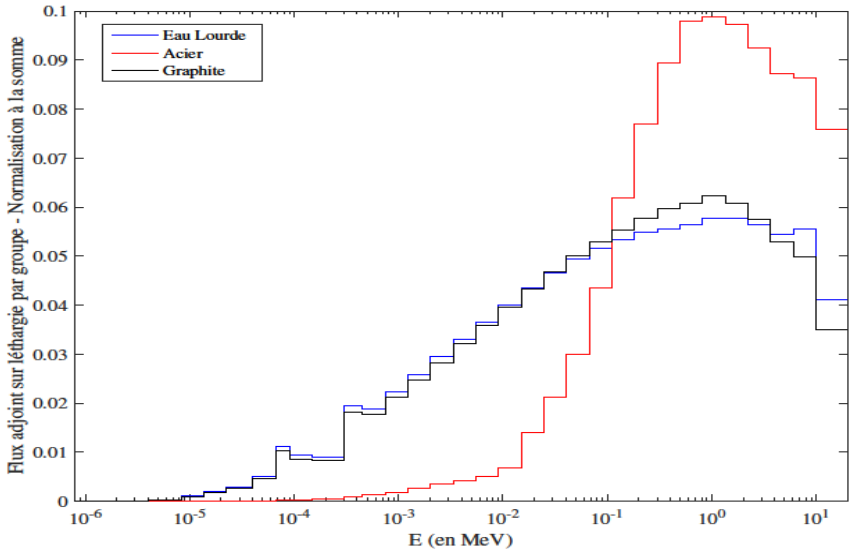


Figure 9.7 : Flux adjoints au centre des configurations test de zone de ralentissement avec absorbant
Echelle linéaire

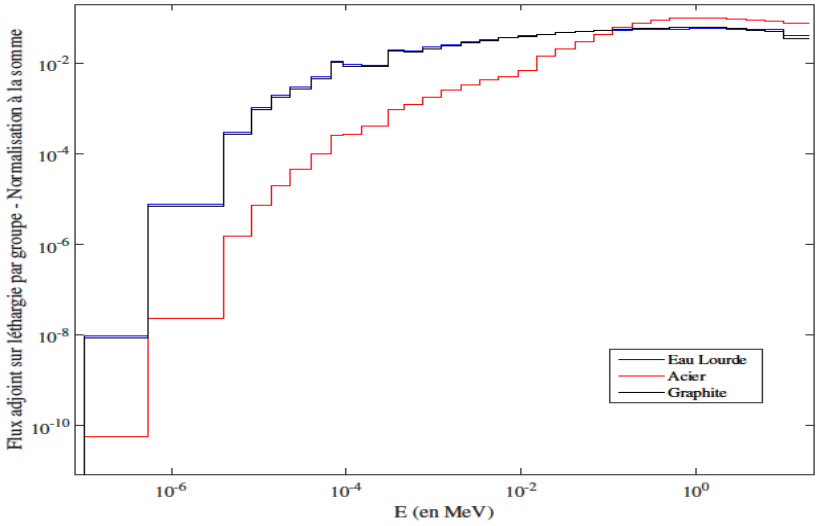


Figure 9.8 : Flux adjoints au centre des configurations test de zone de ralentissement avec absorbant
Echelle logarithmique

Le filtre d'absorbant thermique crée un gradient de flux adjoint inversement proportionnel à la section efficace de la réaction (n, α) du ^{10}B. Outre leur nombre (flux direct), les neutrons thermiques et épi-thermiques voient également leur importance diminuer (flux adjoint).

Les études paramétriques présentées dans cette section permettent d'illustrer les performances de l'eau lourde comme modérateur et du nitrure de bore comme absorbant thermique. Une configuration optimisée maximisant les effets neutroniques entre 10 eV et 10 keV peut alors être conçue.

III – Présentation d'une configuration efficace

Une configuration optimisée est conçue à partir des principes généraux de conception et des résultats établis sur les configurations simplifiées présentées dans la section précédente. La présente section est dédiée à cette configuration, tout d'abord sa description et le calcul de ses caractéristiques par les méthodes déterministes, puis sa validation par calcul Monte-Carlo.

1 – Conception de la configuration épi-thermique

1. Réalité expérimentale : contraintes

L'objectif étant de réaliser à terme une telle configuration, il importe de démontrer sa faisabilité pratique, c'est-à-dire de prendre en compte les différentes « contraintes » expérimentales. Ces dernières sont identiques à celles qui ont conduit l'optimisation des cœurs couplés thermique-rapides. On retiendra notamment :

- l'utilisation de combustibles déjà disponibles dans EOLE, MINERVE et MASURCA ;
- une zone centrale contenue dans un cylindre similaire à celui aujourd'hui disponible dans MINERVE, de 70 cm de diamètre ;
- la zone nourricière en spectre thermique doit être réalisée avec des combustibles peu enrichis et doit concentrer la majorité des fissions afin de conserver des paramètres cinétiques de réacteurs à eau et les systèmes de contrôle utilisés pour des configurations de réacteurs à eau ;
- un flux de l'ordre de 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} en centre cœur, *i.e.* au niveau des échantillons d'oscillation. Dans MINERVE de tels flux sont obtenus à100W (puissance maximale légalement autorisée de cette installation) et permettent d'atteindre des incertitudes expérimentales réduites (voir Chapitre 2).

En accord avec ces contraintes, une configuration optimisée peut être définie.

2. Présentation de la configuration et caractérisation spectrale

Les études préliminaires ont démontré que la meilleure adaptation spectrale pouvait difficilement être obtenue avec un unique matériau de ralentissement. Le couplage de deux matériaux distincts peut alors s'avérer judicieux. L'eau lourde présentant des qualités intéressantes, elle est le socle de l'adaptation spectrale. On lui associe de l'aluminium afin de respecter la dimension de la zone centrale tout en bénéficiant de diffusions inélastiques.
La zone nourricière thermique présente les mêmes caractéristiques que celle de la configuration couplée thermique-rapide optimisée : des cellules similaires à celles des réacteurs à eau légère avec de l'UO_2 enrichi à 3,7% en ^{235}U. La conversion spectrale est également réalisée avec de l'uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U. Une fine feuille de Gadolinium est ajoutée à l'intérieur de la couronne de nitrure de bore.
La Figure 9.9 illustre cette configuration par une représentation 2D en géométrie (R-Z).

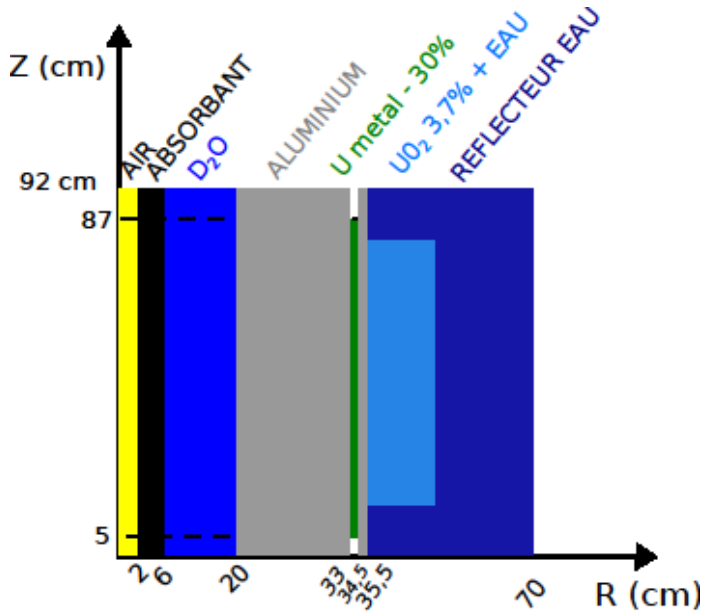


Figure 9.9 : Configuration couplant deux zones de ralentissement : Eau lourde et Aluminium

On représente dans la Figure 9.10 le spectre neutronique au centre de cette configuration. A titre de comparaison, le spectre neutronique juste avant la couronne d'absorbants thermiques est également présenté. Axialement, ces deux spectres sont calculés au plan médian cœur.

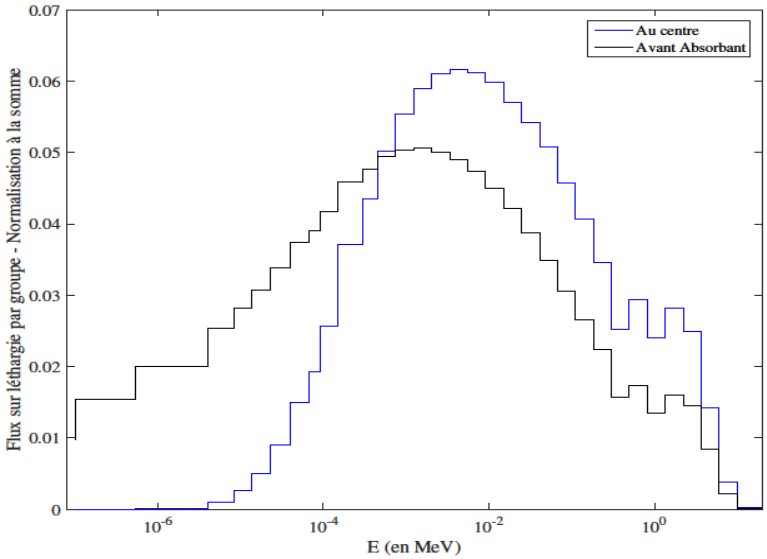


Figure 9.10 : Flux directs - Configuration couplant Eau lourde et Aluminium de chaque côté du filtre thermique

Le nitrure de bore décale légèrement le maximum de flux vers des énergies plus élevées. Il est intéressant de noter l'absence de remontée au niveau du MeV, grâce notamment aux diffusions inélastiques sur ^{27}Al.

Le calcul des effets en réactivité utilise le flux adjoint. Le profil énergétique du flux adjoint calculé en centre cœur est présenté dans la Figure 9.11.

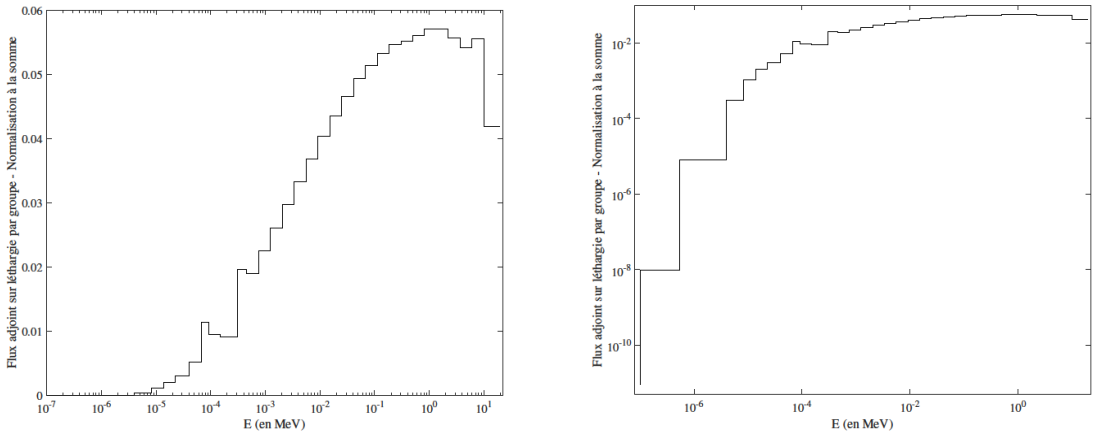


Figure 9.11 : Flux adjoints au centre de la configuration Eau lourde + Aluminium
Echelles linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite)

Comme pour les configurations avec absorbant et matériau diffusant unique, le spectre adjoint est fortement pentu à cause des captures dans le nitrure de bore.

Les caractéristiques neutroniques ainsi obtenues permettent de calculer la décomposition énergétique d'effets en réactivité insérés en centre cœur.

3. Décomposition énergétique des effets en réactivité

L'utilisation de la théorie des perturbations exacte permet de calculer des effets en réactivité faibles, sans approximation supplémentaires à celles inhérentes au calcul déterministe pour autant que la convergence numérique soit suffisante. Afin de couvrir un large domaine de sensibilité, trois échantillons ont été modélisés en centre cœur : ^{239}Pu (fissile), ^{240}Pu (fertile) et ^{10}B (absorbant thermique).

Les Figures 9.12 à 9.14 représentent la décomposition énergétique de ces effets en réactivité.

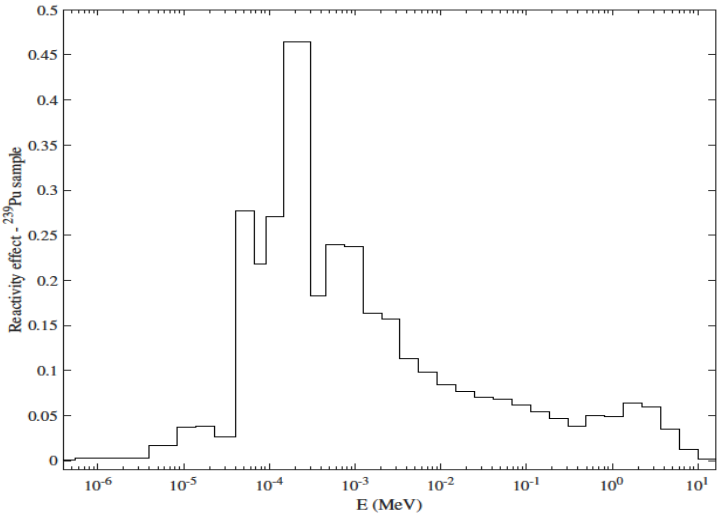


Figure 9.12 : Décomposition énergétique de l'effet en réactivité d'un échantillon de ^{239}Pu représentant 3.3 pcm

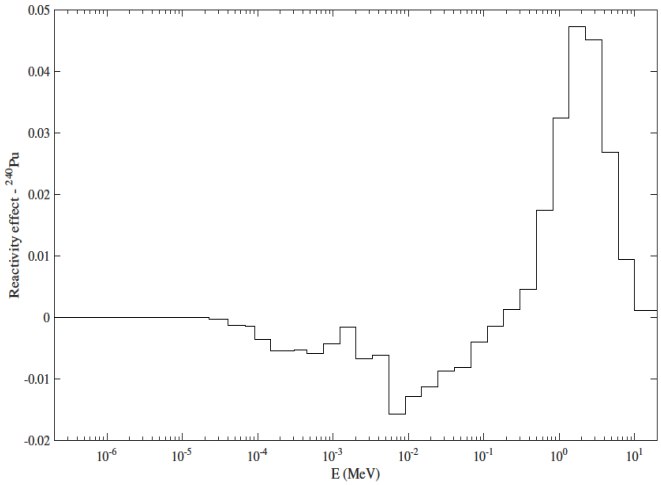


Figure 9.13 : Décomposition énergétique de l'effet en réactivité d'un échantillon de ^{240}Pu représentant 8.0E-02 pcm

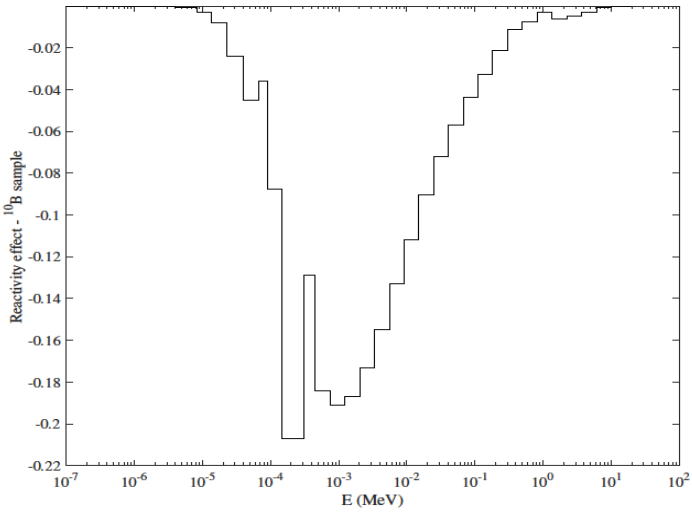


Figure 9.14 : Décomposition énergétique de l'effet en réactivité d'un échantillon de ^{10}B représentant -2.0 pcm

La proportion des effets ayant lieu dans la zone d'énergie cible est présentée dans le Tableau 9.1.

Tableau 9.1 : Décomposition énergétique des $\Delta\varrho$ - Proportions

Echantillon	Proportion de $\Delta\varrho$ entre 8.32 eV et 9.12 keV
^{239}Pu	76 %
^{240}Pu	25 %
^{10}B	77 %

Les échantillons de ^{239}Pu et ^{10}B induisent donc des effets en réactivité très majoritairement centrés sur le domaine cible 10 eV - 10 keV. Cette donnée confirme la qualité de l'adaptation spectrale et son intérêt pour les mesures des données nucléaires.

Néanmoins, il est important de remarquer que la même conclusion ne peut être tirée pour le cas de l'effet en réactivité du ^{240}Pu, isotope fertile (le même comportement est observé pour l'insertion du ^{238}Pu, autre isotope fertile), dont l'effet en réactivité est principalement centré sur les énergies rapides. En effet, la compétition entre les effets de capture et de fission induit un

effet en réactivité « contrasté », en ce sens qu'il résulte de termes positifs et négatifs d'amplitudes comparables, impliquant un effet en réactivité total de faible amplitude.

La configuration obtenue par étude paramétrique sous ECCO-ERANOS, menant à des résultats satisfaisants vis-à-vis des indicateurs définis précédemment, est validée dans la section suivante.

2 – Validation par TRIPOLI-4®

La validation par TRIPOLI-4® permet de calculer une géométrie 3D de la configuration et d'évaluer les caractéristiques spectrales principales d'intérêt : flux (spectre et niveau de flux) et profils énergétiques des taux de réactions. Les taux de réactions étudiés sont :

- Taux de fission du ^{239}Pu et ^{235}U ;
- Taux de capture de ^{238}U, ^{56}Fe et ^{103}Rh.

Ces cinq réactions permettent d'avoir sensibilités sur l'ensemble du domaine en énergie.

1. Modélisation sous TRIPOLI-4®

La configuration optimisée présentée en Figure 9.9 est adaptée en géométrie TRIPOLI-4® en décrivant précisément l'ensemble des éléments fissiles et de structure en 3D (Figure 9.15).

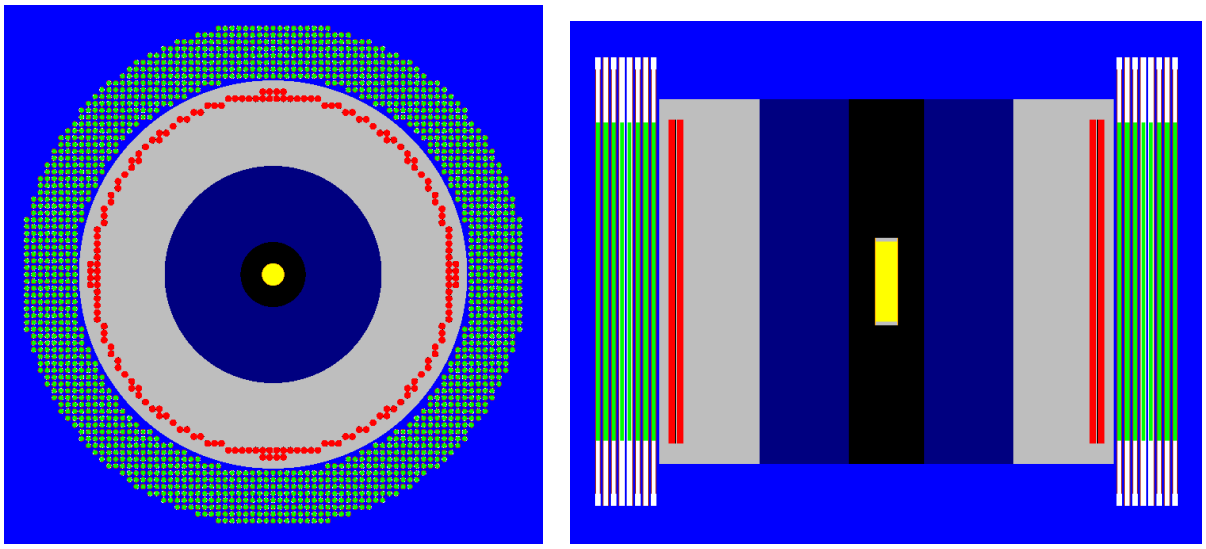


Figure 9.15 : Illustration 3D de la modélisation TRIPOLI 4.9 - *Configuration Eau Lourde + Aluminium*
Légende : Bleu Ciel – Eau Légère ; Bleu foncé – Eau lourde ; Vert – UO2 enrichi à 3.7% en ^{235}U; Rouge – U métallique enrichi à 30% en ^{235}U ; Gris – Aluminium ; Noir – Nitrure de Bore ; Jaune – « Vide » pour la zone de mesure

Dans cette configuration, la réactivité du cœur est voisine de 1200 pcm.

2. Flux

Au centre de cette configuration, le spectre obtenu est très similaire à celui obtenu avec la configuration calculée par ECCO-ERANOS. La comparaison des deux spectres normalisés est illustrée par la Figure 9.16.

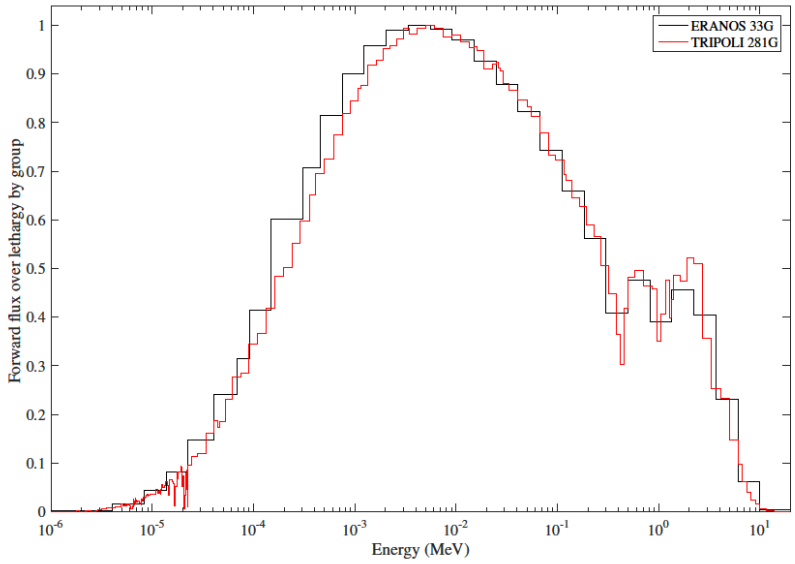


Figure 9.16 : Spectres obtenus au centre - Comparaison calculs ERANOS et TRIPOLI-4®

Cette donnée permet de valider les caractéristiques spectrales obtenues avec les calculs à 33G par ERANOS. Ce calcul de spectre est complété par un calcul d'intensité du flux, donnée importante dans le cas de programmes expérimentaux afin de s'assurer que la statistique des événements mesurés sera suffisante. Dans la zone de mesure modélisée en jaune sur la Figure 9.15, le flux obtenu est de 1.451 10^6 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} à 1W. La puissance prévue dans ZEPHYR pouvant atteindre 3kW, les niveaux de flux pourront donc être similaires à ceux obtenus dans MINERVE actuellement (~10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} à 100W) permettant alors d'obtenir les mêmes précisions sur les mesures d'oscillation.

3. Taux de réaction

Les profils énergétiques des taux de réaction sont présentés dans les Figures 9.17 et 9.18 :

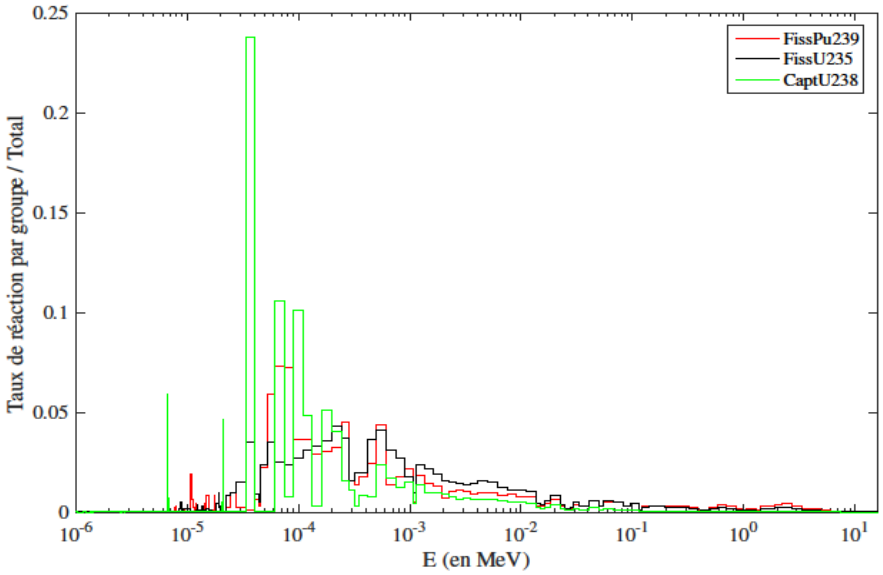


Figure 9.17 : Taux de réaction des actinides

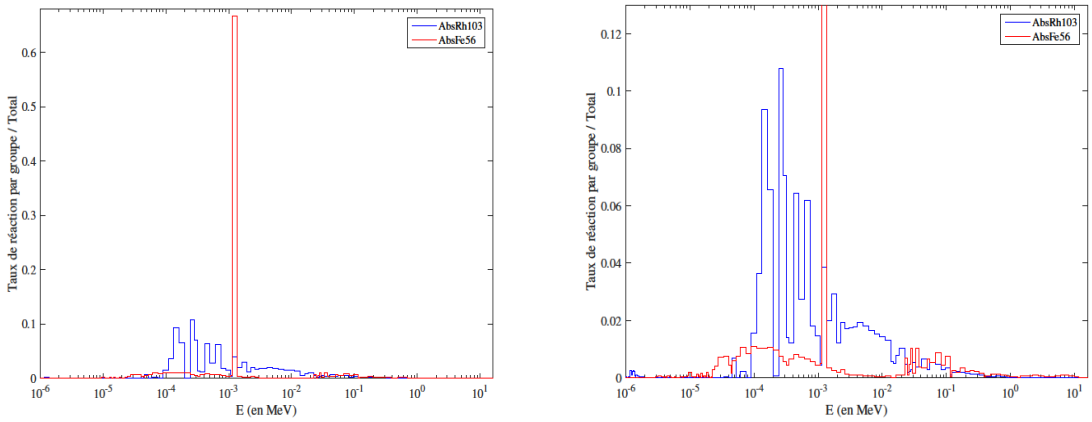


Figure 9.18 : Taux d'absorption du ^{103}Rh et ^{56}Fe (profil complet à gauche, zoom à droite)

Les profils des taux de réaction d'intérêt identifiés mettent bien en avant la zone d'énergie entre 10 eV et 10 keV. On remarque que la résonance de capture du ^{56}Fe autour de 1.15 keV est particulièrement marquée.
La proportion des taux de réaction par macro-groupes d'intérêt est présentée dans le tableau 9.2 ci-dessous :

Tableau 9.2 : Proportion des taux de réactions entre 10 eV et 10 keV

REACTION	Décomposition énergétique du taux de réaction		
	10 eV – 1 keV	1 keV – 10 keV	10 eV – 10 keV
Fission ^{239}Pu	69.3 %	16.5 %	85.8 %
Fission ^{235}U	62.8 %	23.0 %	85.8 %
Capture ^{238}U	75.4 %	11.7 %	87.1 %
Absorption ^{103}Rh	59.8 %	27.5 %	87.3 %
Absorption ^{56}Fe	18.4 %	69.2 %	87.6 %

Les proportions de réactions montrent une nette prédominance de la zone énergétique 10 eV – 10 keV, validant les performances de la configuration présentée.

IV – Comparaison code à code : éléments de validation

Le domaine en énergie étudié dans les configurations précédentes n'est pas véritablement dans la plage de validation d'ERANOS. La section suivante cherche alors à apporter quelques éléments de validation en comparant des configurations simplifiées. De ce fait, les configurations réalisées ont une couronne de conversion homogène en Uranium métallique enrichi à 30 % à ^{235}U. Toute la zone centrale est alors parfaitement décrite en géométrie (R-Z). Concernant la géométrie, la seule différence entre les modélisations ERANOS et TRIPOLI-4® réside dans la définition de la zone nourricière. Le calcul cellule ECCO est similaire en X-Y à la définition TRIPOLI-4® mais le

passage sous ERANOS en fait une zone homogène. La taille de la zone nourricière est calculée de manière à approcher la criticité sous TRIPOLI-4® puis cette quantité de matière est conservée pour la configuration ERANOS associée.
Les comparaisons visent à évaluer les différences sur le facteur de multiplication k_{eff} et surtout les profils énergétiques du flux direct, évalué à 33 groupes.

1 – Configurations simplifiées sans et avec absorbant

Plusieurs configurations sont étudiées, similaires à celles présentées dans la section II-2. Elles sont toutes similaires à la configuration générique présentée Figure 9.19 ci-dessous.

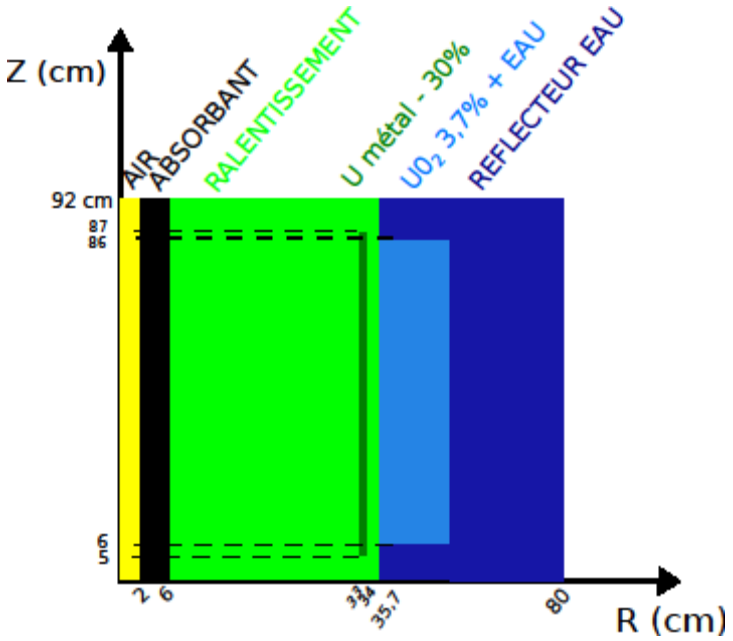


Figure 9.19 : Configuration type pour comparaison ERANOS – TRIPOLI-4®

Pour celles réalisées sans ABSORBANT, AIR est étendu à R=6cm afin de ne pas modifier la modération au centre. Les calculs ERANOS sont réalisés à 33 et 172 groupes d'énergie.

1. Configurations sans absorbant

La première configuration est faite d'acier au centre de la cheminée de 35.7cm de rayon. La comparaison du facteur de multiplication est présentée dans le Tableau 9.3 :

Tableau 9.3 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" ACIER

	ERANOS 33G	ERANOS 172G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	0.95750	0.96184	0.991114 ± 2.7E-05
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 3542 pcm	- 3070 pcm	-

Les écarts de réactivité sont importants. La comparaison des spectres à 33 groupes est présentée dans la Figure 9.20.

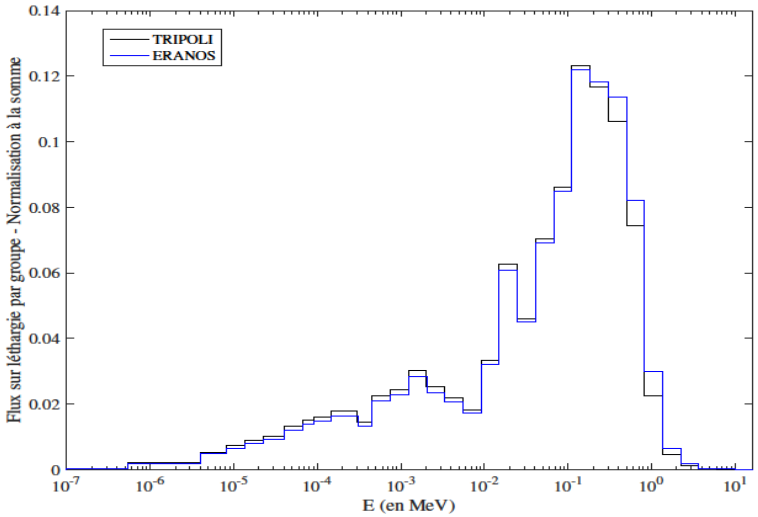


Figure 9.20 : Comparaison des flux à 33G - Configuration "homogène" ACIER

Le calcul ERANOS reproduit de manière satisfaisante le spectre obtenu dans TRIPOLI-4®.

Une configuration avec graphite sans absorbant à proximité du centre est aussi réalisée car elle permet d'évaluer le traitement d'une zone très diffusante. La comparaison des réactivités et facteurs de multiplication est présentée dans le Tableau 9.4.

Tableau 9.4 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" GRAPHITE

	ERANOS 33G	ERANOS 172G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	1.00279	1.00140	1.03016 ± 2.5E-05
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 2649 pcm	- 2788 pcm	-

Bien que réduits par rapport à la configuration ACIER, les écarts restent conséquents. Les spectres à 33 groupes sont également comparés (Figure 9.21).

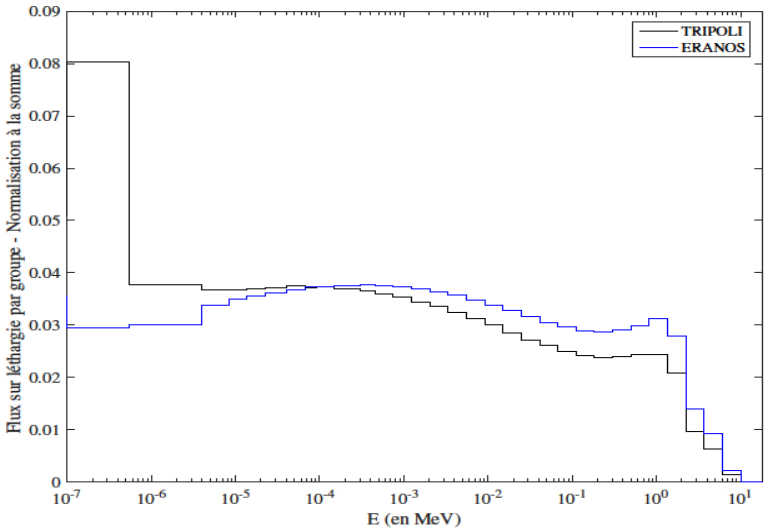


Figure 9.21 : Comparaison des flux à 33G - Configuration "homogène" GRAPHITE

Les profils énergétiques de flux diffèrent fortement. Ce type de configurations est donc moins bien traité du point de vue spectral que la configuration précédente par le calcul déterministe malgré un maillage spatial radial fin (les mailles de la zone diffusante font 0.2 cm).

Une configuration graphite avec absorbant est étudiée également afin de déterminer si le spectre calculé par TRIPOLI-4® est mieux reproduit par ERANOS une fois la composante thermique ôtée.

2. Configurations avec absorbant

Comme pour les deux configurations précédentes, les facteurs de multiplication et réactivités sont présentés dans le Tableau 9.5.

Tableau 9.5 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + GRAPHITE

	ERANOS 33G	ERANOS 172G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	0.96679	0.96664	0.98702 ± 2.6E-05
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 2120 pcm	- 2136 pcm	-

Les spectres à 33 groupes sont comparés dans la Figure 9.22 :

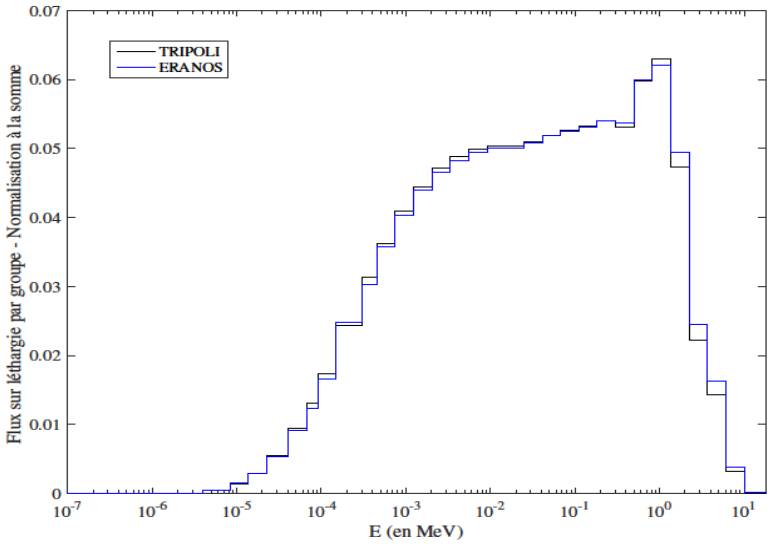


Figure 9.22 : Comparaison des flux à 33G - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + GRAPHITE

Le spectre est donc très bien reproduit au centre lorsque l'on ajoute le nitrure de bore au centre.

En somme, malgré des écarts sur la réactivité, le spectre neutronique, donnée d'intérêt principal peut être très bien reproduit, y compris avec une zone de diffusion vers des énergies « intermédiaires », supérieures à 10 eV. Des écarts conséquents sont observés lorsque des neutrons thermiques (en dessous de quelques eV) sont présents.

Une dernière configuration simplifiée, identique sous TRIPOLI-4®et ERANOS pour la zone centrale, confirme la pertinence du code ERANOS pour nos études. De l'eau lourde remplace le graphite. La taille de la zone nourricière est adaptée en conséquence.
Les réactivités sont comparées dans le Tableau 9.6.

Tableau 9.6 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + D_2O

	ERANOS 33G	ERANOS 172G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	0.95933	0.96266	0.99967 ± 2.6E-05
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 4206 pcm	- 3846 pcm	-

Les spectres sont quant à eux comparés sur la Figure 9.23.

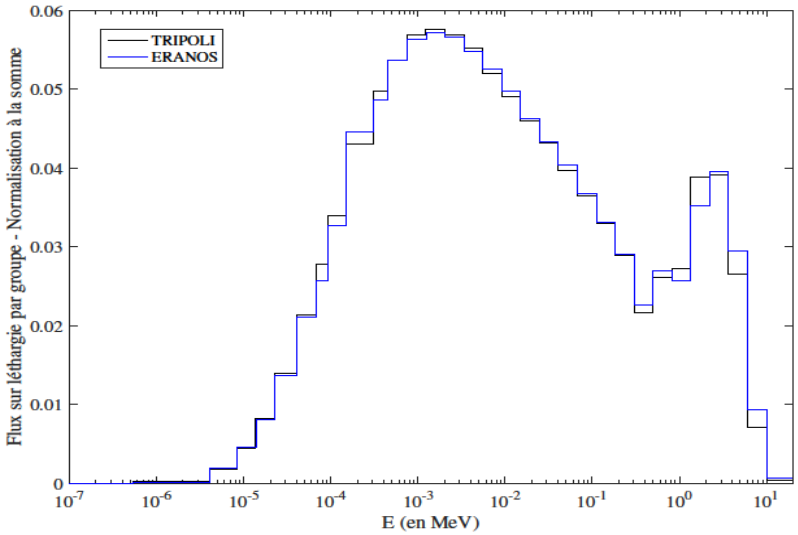


Figure 9.23 : Comparaison des flux à 33G - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + D_2O

Comme sur la configuration Nitrure de bore et graphite, les écarts sur les réactivités sont élevés mais les flux sont suffisamment bien reproduits pour des études paramétriques.

Une explication possible des écarts réside dans le traitement des fuites neutroniques, principalement axiales dans les configurations présentées, par le laplacien imposé. Afin de s'affranchir de ce biais, les configurations précédentes sont re calculées en utilisant des conditions de réflexion spéculaire axialement et radialement (directives REFLECTION dans TRIPOLI-4® et DERIVEE_NULLE dans ERANOS).

2 – Ajout des conditions de réflexion

Les calculs TRIPOLI-4® présentent les mêmes convergences que précédemment.

Synthèse des options de calcul pour l'enchaînement ECCO-ERANOS :

ECCO P1 CONSISTENT + BSEARCH 1.0 – ERANOS conditions limites DERIVEE_NULLE

1. Configurations sans absorbant

Comme précédemment, on calcule les configurations ACIER et GRAPHITE sans absorbant. Les résultats sont présentés dans les Tableaux 9.7 et 9.8.

Tableau 9.7 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" ACIER avec réflexion

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	0.97800	1.00902
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 3143 pcm	-

Tableau 9.8 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" GRAPHITE

	ERANOS 33G	TRIPOLI
k_{eff}	1.10518	1.11316
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 649 pcm	-

Les résultats obtenus sont mitigés : amélioration significative pour le GRAPHITE mais non significative pour l'ACIER. Les configurations avec absorbant sont également recalculées.

2. Configurations avec absorbant

Dans ce paragraphe sont présentés les résultats relatifs aux configurations GRAPHITE avec absorbant et eau lourde avec absorbant. Les résultats sont présentés dans les Tableaux 9.9 et 9.10.

Tableau 9.9 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + GRAPHITE

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	1.02535	1.03772
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 1163 pcm	-

Tableau 9.10 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure de BORE + D_2O

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	1.03049	1.05538
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 2289 pcm	-

Les écarts entre les calculs sont réduits mais demeurent conséquents, au-delà des écarts couramment obtenus pour un code déterministe dans son domaine de validation. Une autre source potentielle de biais est donc étudiée.

3 – Conditions de réflexion et laplacien nul en calcul cellule

Si les calculs ERANOS (étape calcul cœur dans le schéma de calcul déterministe) sont réalisés avec la directive DERIVEE_NULLE permettant de simuler une réflexion sur l'ensemble de la configuration, les sections efficaces issues des calculs cellule ECCO utilisées ont été réalisées en imposant un laplacien géométrique de manière à obtenir k_{eff}=1 (directive 'BSEARCH 1.0'). Des calculs cellule « sans fuites » sont alors réalisés, en utilisant la directive 'BUCKLING' permettant d'imposer manuellement une valeur pour le laplacien géométrique. Afin de simuler des calculs « sans fuites », nous imposons une valeur de 1.0E-20. Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous.

Remarque : les deux méthodes P1 et B1 consistent de calcul du flux dans l'étape cellule ont été testées. Des différences peu significatives ont été observées comparées aux écarts observés ici.

Synthèse des options de calcul pour l'enchaînement ECCO-ERANOS :

ECCO B1 CONSISTENT + BUCKLING 1.0E-20 – ERANOS conditions limites DERIVEE_NULLE

Les résultats relatifs aux quatre configurations sont synthétisés dans les Tableaux 9.11 à 9.14.

Tableau 9.11 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" ACIER avec réflexion et B_{ECCO}^2=0

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	0.97733	1.00902
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 3214 pcm	-

Tableau 9.12 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" GRAPHITE et B_{ECCO}^2=0

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	1.10443	1.11316
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 710 pcm	-

Tableau 9.13 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure BORE + GRAPHITE et B_{ECCO}^2=0

	ERANOS 33G	TRIPOLI-4®
k_{eff}	1.02454	1.03772
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 1239 pcm	-

Tableau 9.14 : Comparaison des réactivités - Configuration "homogène" Nitrure BORE + D_2O et B_{ECCO}^2=0

	ERANOS 33G	TRIPOLI
k_{eff}	1.02823	1.05538
$\Delta\rho = \rho_{ERANOS} - \rho_{TRIPOLI}$	- 2502 pcm	-

Malgré ces nouvelles options de calcul, les écarts restent conséquents, mis à part pour la configuration GRAPHITE sans absorbant mais où la réactivité est très élevée.

En conclusion, le schéma de calcul employé ne semble pas pertinent pour la réalisation d'études de dimensionnement vis-à-vis de la masse critique du cœur. Néanmoins, les écarts sur les spectres au centre, qui représentent la donnée d'intérêt principale, sont faibles notamment avec les absorbants thermiques. L'utilisation d'ECCO-ERANOS pour les études paramétriques est donc justifiée préalablement à une étude par un code Monte-Carlo.

CHAPITRE 10 : Application à la sûreté/criticité

La Théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.
La Pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.
Quand on mélange Théorie et Pratique : Rien ne fonctionne… et personne ne sait pourquoi
Albert Einstein

La mesure de sections efficaces dans le domaine épi-thermique revêt un intérêt fort pour les applications de sûreté/criticité. Outre les risques en réacteur, la criticité est un paramètre de sûreté majeur tout au long du cycle électronucléaire, de la fabrication de combustible à leur retraitement post-irradiation. Quelle que soit l'application, la connaissance précise de la marge à la criticité est donc un objectif important, conditionnant notamment les tailles des colis de matière, des ateliers de fabrication ou de traitement des combustibles. Pour chaque application, cette connaissance précise implique une quantification des incertitudes associées à la détermination du facteur de multiplication. La connaissance des données nucléaires a été identifiée par la communauté scientifique comme la principale source d'incertitudes parmi les différentes identifiées (données expérimentales, calculs, procédés de fabrication…) [Duhamel, 2004]. Ce constat motive de nombreux travaux depuis plus de dix ans, travaux notamment pilotés à l'échelle européenne ou même mondiale [Santamarina, 2015 ; Percher, 2015 ; Ivanov, 2015].

Dans ce Chapitre, la configuration présentée au Chapitre 9 est testée sur des applications sûreté/criticité liées à un *benchmark* international de l'OCDE/AEN (Agence pour l'Energie Nucléaire de l'Organisation pour la Coopération et le Développement Economique). Le manque de données expérimentales dans le domaine épi-thermique a conduit à cibler spécifiquement ce domaine, notamment pour les isotopes du plutonium (I). On cherche notamment à évaluer la similitude entre les cas précisés dans le *benchmark* et les mesures par oscillation dans la configuration « épi-thermique » (II). Si les informations sont fortement corrélées, une assimilation de cette information expérimentale sur les données nucléaires sera pertinente (III) et enrichira le peu de données expérimentales aujourd'hui disponibles dans cette gamme d'énergie.

I – Présentation du *benchmark* de référence

Le *benchmark* UACSA-Phase V [Santamarina NEA, 2015] vise à évaluer les capacités des calculs utilisés pour calculer des taux de réaction sur les isotopes résonnants du plutonium, tant sur le biais associé au calcul du k_{eff} que sur l'incertitude (propagée des données nucléaires) qui lui est associée. Un *benchmark* aveugle permet de comparer objectivement les résultats obtenus par des équipes distinctes sur les mêmes calculs. Il a donc été défini avec l'objectif d'être représentatif d'applications industrielles rencontrées dans le cycle du combustible, et de présenter des incertitudes aux données nucléaires conséquentes. Le choix de poudres MOx faiblement modérées a donc été retenu. Plusieurs proportions de PuO_2 et plusieurs vecteurs isotopiques du Pu sont proposés, menant à un ensemble de 15 cas. Précisons-les.

1 – Identification des 15 cas

3 pourcentages massiques de PuO_2 au sein des poudres MOx sont proposés, associés à 3 vecteurs isotopiques du plutonium. Chacun des cas pourcentages massiques correspond à une application industrielle précise : militaire (100%-WG : *Weapon grade Pu*), réacteurs à neutrons rapides GEN-IV (30%) et réacteurs à eau légère (REL) chargés au MOx (12,5%). Les vecteurs isotopiques sont également associés à des applications militaires ou industrielles pour les REL « réalistes » ou « conservatives ».

Ces caractéristiques permettent de définir 9 cas, tous associés au pourcentage massique d'eau de 3% : $\frac{M_{H_2O}}{M_{H_2O} + M_{UO_2-PuO_2}} = 3\%$.

Afin d'évaluer plus en détails l'effet modérateur de l'hydrogène, 6 cas supplémentaires sont identifiés à l'aide de taux $\frac{M_{H_2O}}{M_{H_2O} + M_{UO_2-PuO_2}} = 1\%, 5\%$ sur les poudres à vecteur isotopique REL conservatifs.

Géométriquement, les poudres sont modélisées sous forme de sphères entourées d'un réflecteur en eau de 20 cm, également sphérique. La taille des sphères de poudres est adaptée pour chaque cas de manière à approcher la criticité. Le Tableau 10.1 synthétise l'ensemble des caractéristiques des 15 cas identifiés.

Tableau 10.1 : Caractéristiques des 15 cas du *benchmark* UACSA-Phase V sur les poudres MOx

Benchmark	$\frac{M_{H_2O}}{M_{MOx}}$	MOx radius	$\frac{M_{PuO_2}}{M_{MOx}}$	$\frac{^{239}Pu}{Pu}$	$\frac{^{240}Pu}{Pu}$	$\frac{^{241}Pu}{Pu}$	$\frac{^{242}Pu}{Pu}$
Cas 1	3%	17.0 cm	100%	71%	17%	11%	1%
Cas 2	3%	22.5 cm	30%				
Cas 3	3%	46.0 cm	12.5%				
Cas 4	3%	17.7 cm	100%	64%	23%	10%	3%
Cas 5	3%	24.1 cm	30%				
Cas 6	3%	52.5 cm	12.5%				
Cas 7	3%	15.0 cm	100%	96%	4%	0%	0%
Cas 8	3%	19.0 cm	30%				
Cas 9	3%	40.0 cm	12.5%				
Cas 10	1%	17.0 cm	100%	71%	17%	11%	1%
Cas 11	1%	22.5 cm	30%				
Cas 12	1%	46.0 cm	12.5%				
Cas 13	5%	17.0 cm	100%	71%	17%	11%	1%
Cas 14	5%	22.5 cm	30%				
Cas 15	5%	46.0 cm	12.5%				

2 – Caractérisation neutronique

Les disparités présentées dans les 15 cas mettent en avant des caractéristiques neutroniques différentes. Dans le cadre de l'étude des biais sur le calcul du k_{eff} ainsi que la quantification des

incertitudes associées, les sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires est une donnée plus pertinente que le flux au centre des sphères par exemple.
Quatre cas sont principalement détaillés dans le Chapitre : les cas 2, 6, 12 et 15 afin d'obtenir une information sur les isotopes majoritairement contributeurs ainsi que les profils énergétiques des sensibilités aux sections efficaces d'intérêt. Ce choix permet d'étudier des compositions et des vecteurs isotopiques du plutonium réalistes ou conservatifs pour l'application aux réacteurs à eau Gen II-III avec différents taux d'humidité (cas 6, 12 et 15). Le cas 2 permet de traiter un enrichissement en PuO_2 caractéristique des réacteurs rapides Gen-IV avec un vecteur isotopique du plutonium conservatif.
Afin de quantifier les caractéristiques neutroniques *via* les procédures de sensibilité implémentées dans ERANOS [Ruggieri, 2006], les poudres sont cylindrisées tout en conservant les quantités de matière. Les calculs des coefficients de sensibilité sont effectués sur les zones des poudres seules, excluant la couronne réflectrice en eau. Les mailles spatiales sont de 0.5 cm.

3. *Répartition isotopique des sensibilités pour les cas 2, 6, 12 et 15*

Le module ERANOS de calcul des sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires permet de calculer la contribution isotope par isotope à la sensibilité totale, par une somme des contributions des différentes réactions et sur les 33 groupes d'énergie.
Le Tableau 10.2 présente cette décomposition isotope par isotope pour le cas 2.

Tableau 10.2 : Décomposition par isotope de la sensibilité du k_{eff} aux DN – Cas 2

Isotope *i*	Sensibilité du k_{eff} aux DN de l'isotope *i* en pcm/%
^{235}U	3.1
^{238}U	8.1
^{239}Pu	94.7
^{240}Pu	1.3
^{241}Pu	25.0
^{242}Pu	-0.06
^{1}H	10.2
^{16}O	5.7

Il apparaît donc que le contributeur majoritaire est le ^{239}Pu. Le Tableau 10.3 détaille sa contribution selon les différentes réactions mises en jeu.

Tableau 10.3 : Décomposition par réaction de la sensibilité du k_{eff} aux DN du ^{239}Pu – Cas 2

	CAPTURE	FISSION	ELASTIC	INELASTIC	N,XN	NU	SOMME
^{239}Pu	-1.33E-01	3.79E-01	6.91E-03	3.34E-03	1.42E-04	6.92E-01	9.47E-01

Si la multiplicité est le contributeur majoritaire, les réactions de fission et de capture sont particulièrement importantes également.

Les décompositions isotopiques des sensibilités du k_{eff} à l'ensemble des données nucléaires pour les cas 6, 12 et 15 présentent des conclusions similaires, avec un effet majoritaire du ^{239}Pu. Les résultats sont présentés dans les Tableaux 10.4 à 10.6.

Tableau 10.4 : Décomposition par isotope de la sensibilité du k_{eff} aux DN – Cas 6

Isotope *i*	Sensibilité du k_{eff} aux DN de l'isotope *i* en pcm/%
^{235}U	9.3
^{238}U	2.0
^{239}Pu	84.8
^{240}Pu	-2.7
^{241}Pu	24.2
^{242}Pu	-0.4
^{1}H	8.4
^{16}O	3.4

Tableau 10.5 : Décomposition par isotope de la sensibilité du k_{eff} aux DN – Cas 12

Isotope *i*	Sensibilité du k_{eff} aux DN de l'isotope *i* en pcm/%
^{235}U	8.29
^{238}U	10.1
^{239}Pu	86.1
^{240}Pu	0.5
^{241}Pu	21.5
^{242}Pu	-0.08
^{1}H	6.3
^{16}O	4.5

Tableau 10.6 : Décomposition par isotope de la sensibilité du k_{eff} aux DN – Cas 15

Isotope *i*	Sensibilité du k_{eff} aux DN de l'isotope *i* en pcm/%
^{235}U	7.9
^{238}U	-0.9
^{239}Pu	86.0
^{240}Pu	-6.3
^{241}Pu	24.3
^{242}Pu	-0.4
^{1}H	12.8
^{16}O	3.4

Les décompositions par isotopes pour les cas 2, 6, 12 et 15 sont complétées par les décompositions énergétiques des sensibilités.

4. *Décomposition énergétique de sensibilités pour les cas 2, 6, 12 et 15*

Les spectres au centre de chaque poudre sont présentés dans la Figure 10.1.

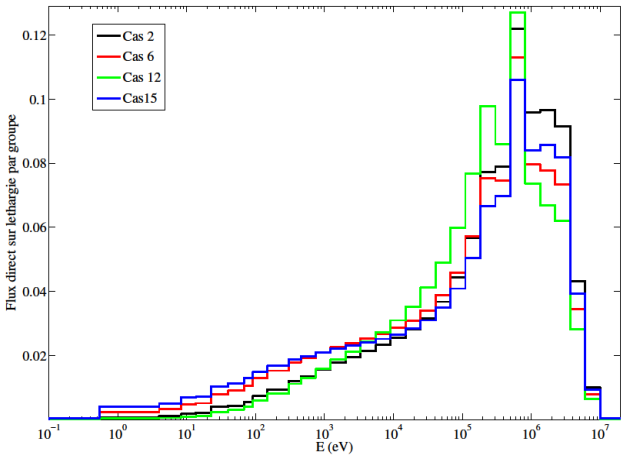


Figure 10.1: Décomposition énergétique du flux direct au centre des poudres

Pour chacun des quatre cas sont présentés les profils énergétiques des sensibilités du k_{eff} par unité de léthargie sommées sur toutes les réactions et tous les isotopes (Figures 10.2 à 10.5).

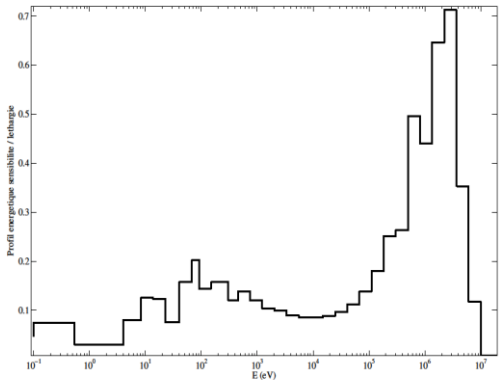


Figure 10.2 : Décomposition énergétique de sensibilité du k_{eff} aux DN (%/%) – Cas 2

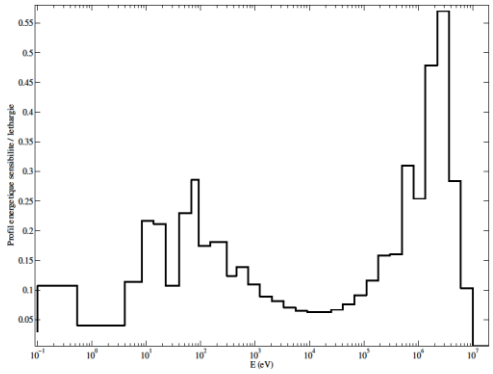


Figure 10.3 : Décomposition énergétique de sensibilité du k_{eff} aux DN (%/%) – Cas 6

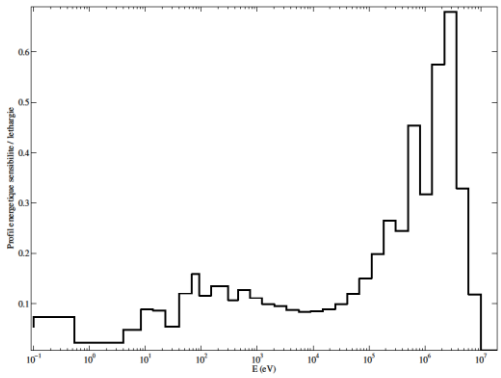


Figure 10.4 : Décomposition énergétique de sensibilité du k_{eff} aux DN (%/%) – Cas 12

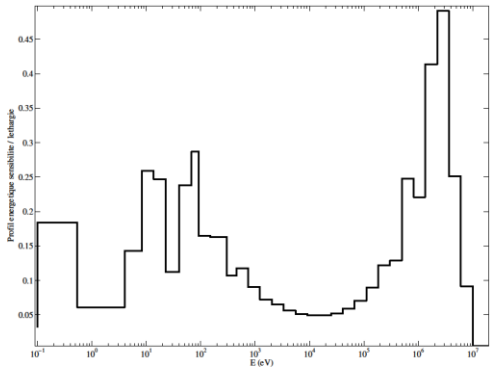


Figure 10.5 : Décomposition énergétique de sensibilité du k_{eff} aux DN (%/%) – Cas 15

Si les sensibilités dépendent des énergies rapides, le domaine épi-thermique a une contribution non négligeable. Une comparaison plus en détails sur les isotopes et réactions majoritaires est menée dans la section suivante.

II – L'utilisation des mesures par oscillation comme source d'information

Dans cette section, on cherche à établir si les mesures par oscillations dans la configuration « épi-thermique » peuvent apporter une information pertinente vis-à-vis des enjeux établis dans le *benchmark* : données nucléaires du plutonium dans le domaine épi-thermique compris en son sens élargi (de quelques eV à plusieurs dizaines de keV).

1 – Préliminaire : Sensibilité des indices de spectre au centre de la configuration épi-thermique

Cette section préliminaire présente les calculs de sensibilité des indices de spectre au centre de la configuration réalisés avec ERANOS. L'objectif est d'évaluer l'amplitude des effets indirects, notamment la diffusion sur le deutérium dans la zone de ralentissement, et la distribution énergétique de ces sensibilités. Les résultats relatifs à deux indices de spectre sont présentés :

- $\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$ car la section efficace de capture de l'^{238}U est sensible à l'ensemble du domaine énergétique ;
- et $\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$ pour la section efficace linéaire de forte amplitude de capture ^{10}B.

Le Tableau 10.7 présente la décomposition par isotope des sensibilités relatives des indices de spectre aux données nucléaires.

Tableau 10.7 : Décomposition par isotope des sensibilités des indices de spectre aux DN (en %/%)

Isotope *i*	$\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$	$\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$
^{235}U	-1.02E+00	-1.01E+00
^{238}U	1.00E+00	< 1E-02
^{10}B	-4.33E-01	7.92E-01
^{2}H	2.71E-01	1.17E-01

La Figure 10.6 présente le profil énergétique de la sensibilité de réactions d'intérêt pour l'indice de spectre $\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$.

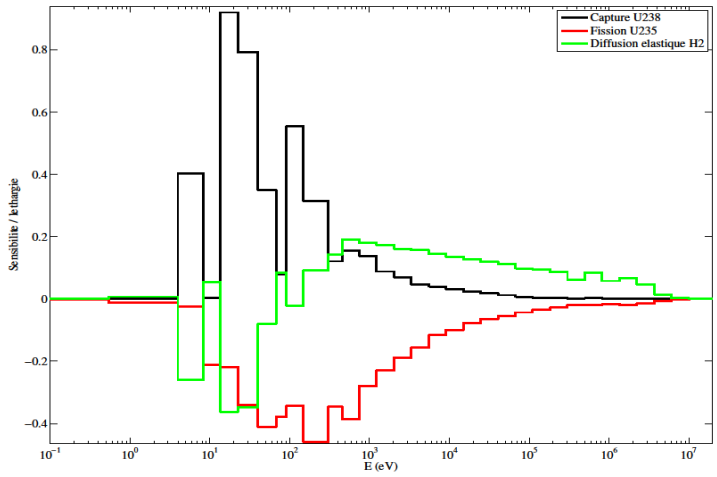


Figure 10.6 : Profils de sensibilité de $\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$ aux principales données nucléaires

Il apparaît que seule la seule contribution indirecte à l'indice de spectre $\tau_C\left(^{238}U\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$ est la diffusion élastique de ^{2}H. Néanmoins, pour les groupes particulièrement sensibles, celle-ci reste dominée par la sensibilité à la capture de l'^{238}U.

Les Figures 10.7 et 10.8 présentent les profils énergétiques de la sensibilité aux réactions d'intérêt pour l'indice de spectre $\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$.

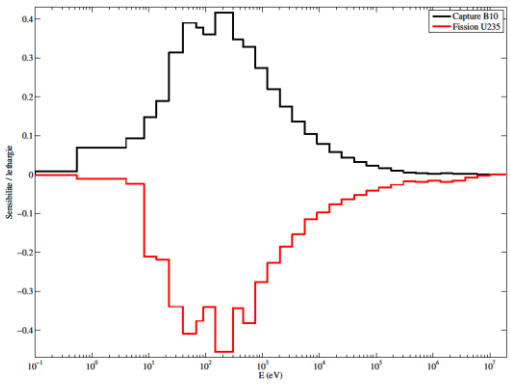


Figure 10.7 : Décomposition énergétique de la sensibilité à capture ^{10}B (noir) et fission ^{235}U (rouge)

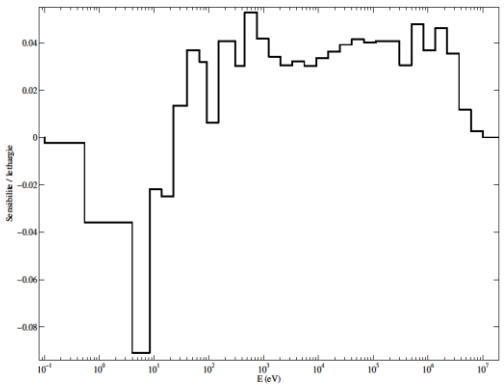


Figure 10.8 : Décomposition énergétique de la sensibilité à diffusion élastique de ^{2}H

Un ordre de grandeur sépare l'amplitude de la sensibilité de $\tau_C\left(^{10}B\right)/\tau_f\left(^{235}U\right)$ à la diffusion élastique de ^{2}H de celle à la capture du ^{10}B ou la fission de l'^{235}U.

L'étude de ces sensibilités permet de montrer que les termes indirects associés au flux direct ne sont pas totalement négligeables mais centrés sur les énergies épi-thermiques, comme les termes directs. Des mesures d'oscillation au centre de la configuration épi-thermique permettent donc de cibler le domaine énergétique 10 eV – 10 keV.

2 – Démarche d'étude

La pertinence des résultats issus des mesures par oscillations vis-à-vis des besoins identifiés dans le *benchmark* réside dans la quantité d'information partagée entre la mesure réalisée et les paramètres d'influence de la poudre. On simule alors l'oscillation des poudres du *benchmark* au centre de la configuration épi-thermique. La mesure est pertinente lorsque l'effet en réactivité induit dépend des mêmes isotopes dans la même gamme d'énergie que le k_{eff} des poudres. La quantification de cette similitude est apportée par un calcul de représentativité entre les sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires et les sensibilités de l'effet en réactivité mesuré au centre de la configuration « épi-thermique ». Un schéma de principe est présenté dans la Figure 10.9.

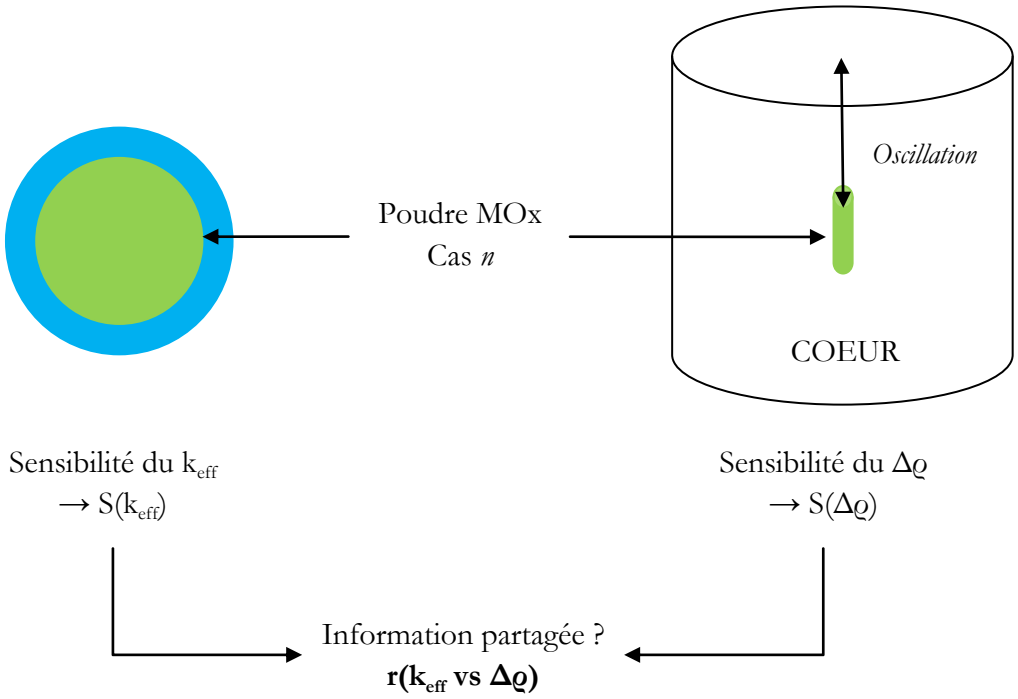


Figure 10.9 : Principe d'évaluation de l'information partagée entre les cas poudres et les oscillations

Si ces calculs de représentativité sont l'objectif final, les difficultés rencontrées lors du calcul des sensibilités des petits effets en réactivité aux données nucléaires (voir Chapitre 11) nous font préférer une méthode simplifiée, en guise de première étape. En effet, les sensibilités des effets en réactivité sont réduites à leur terme direct par calcul de la décomposition des effets en réactivité selon les isotopes présents dans les échantillons et selon un maillage énergétique à 33 groupes. Cependant, l'homogénéité des poudres ainsi que les modules déjà développés dans ERANOS permettent de calculer aisément les sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires.
Une comparaison qualitative des profils énergétiques est ainsi réalisée pour le cas 6.

Remarque : Suivant les différents cas, quelques grammes à quelques dizaines de grammes de poudre sont nécessaires pour obtenir un effet en réactivité de 1 pcm. A titre d'exemple, il faut 71g de poudre 6, qui est la moins réactive (cf Tableau 10.1), pour obtenir un effet en réactivité de 1pcm.

3 – Illustration de profils comparés – cas 6

Une comparaison qualitative des profils de sensibilité pour le cas 6 permet d'observer une similitude certaine. Le ^{239}Pu étant le contributeur majoritaire, nous comparons :

- la sensibilité du k_{eff} aux sections efficaces de fission et de capture du ^{239}Pu (cas *benchmark*) ;

- les décompositions en énergie des contributions des réactions de fission et de capture sur le ^{239}Pu à l'effet en réactivité induit par la poudre dans la configuration épi-thermique.

1. *Influence du ^{239}Pu : fission et effet total*

La comparaison liée à l'influence de la fission est présentée dans la Figure 10.10 ci-dessous ; les profils sont normalisés à 1 et les sensibilités sont présentées par unité de léthargie.

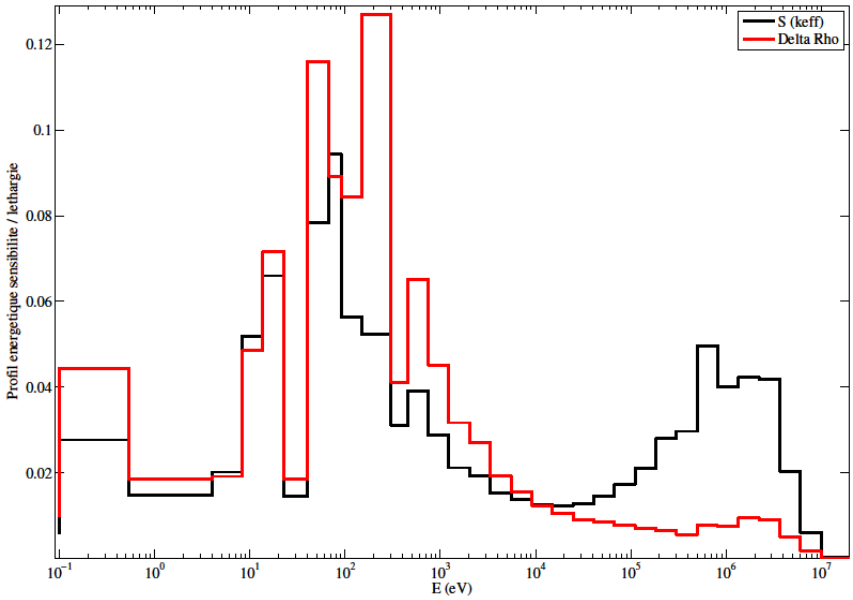


Figure 10.10 : Profils de sensibilité à la fission du ^{239}Pu – Cas 6

Malgré la normalisation, la similitude des deux profils est intéressante notamment entre 10 eV et 10 keV, domaine énergétique pour lequel la configuration épi-thermique a été conçue.
Des tendances similaires sont obtenues pour la somme des contributions relatives au ^{239}Pu (Figure 10.11).

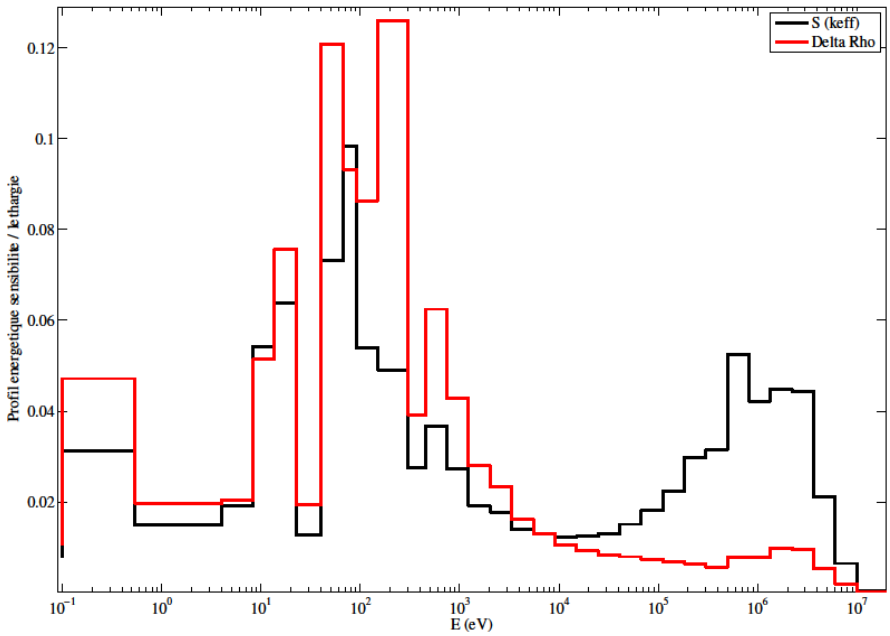


Figure 10.11 : Profils de sensibilité totale aux sections du ^{239}Pu – Cas 6

2. *Le cas particulier de l'influence de la capture : nature de l'absorption*

La comparaison des contributions de la capture du ^{239}Pu mène à une conclusion plus nuancée. Cette comparaison est présentée dans la Figure 10.12.

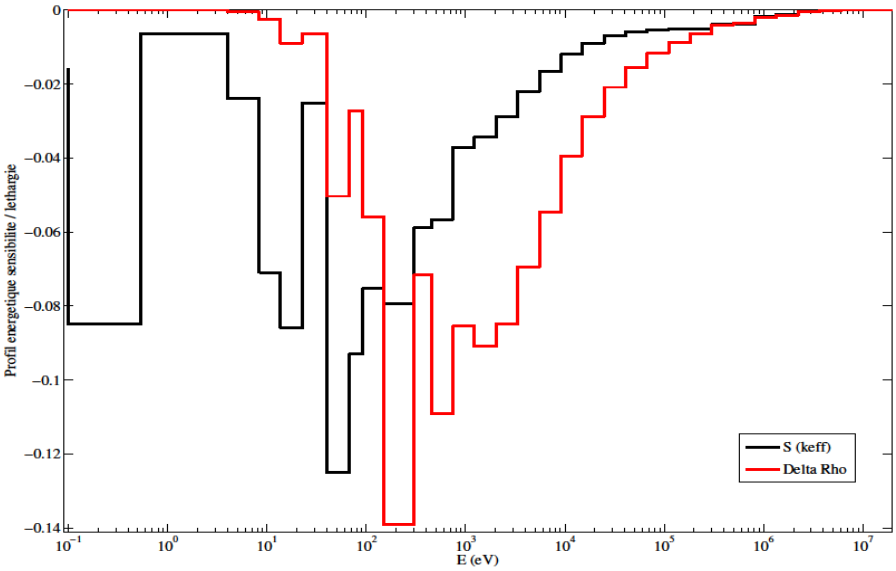


Figure 10.12 : Profils de sensibilité de la capture du ^{239}Pu – Cas 6

Si la tendance autour des macro groupes énergétiques épi-thermique et rapide est conservée, une différence majeure est observable en dessous d'une centaine d'eV. Alors que les énergies thermiques et épi-thermiques basses ont une forte contribution pour la sensibilité du k_{eff} de la poudre, celle-ci est quasi nulle dans le cas de l'effet en réactivité de la poudre dans la configuration épi-thermique.
Cette différence est explicable par la nature des opérateurs de fission (intégral) et d'absorption.
En effet, on rappelle que l'effet en réactivité créé par un échantillon inséré dans une configuration est exprimé par la formulation suivante :

$$\Delta\rho = \frac{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; \left(\frac{\Delta P}{k_{REF}} - \Delta D - \Delta T \right) \Phi_{PERT} \right\rangle}{\left\langle \Phi^{+}_{REF} ; P_{PERT} \Phi_{PERT} \right\rangle}$$

Où les opérateurs de production, disparition et transfert s'expriment par :

$$P\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_{E'=0}^{+\infty} \int_{\vec{\Omega}'} \nu\Sigma_f(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$$

$$T\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) - \int_{E'=0}^{+\infty} \int_{\vec{\Omega}'} \Sigma_S(\vec{r},E' \rightarrow E,\vec{\Omega}'.\vec{\Omega})\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'$$

$$D\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Les spectres d'émission neutroniques χ sont très fortement centrés sur les énergies rapides. Dans la partie production, où l'influence des sections efficaces de fission de l'échantillon sont

prépondérantes, les contributions issues d'une énergie E' doivent être multipliées par le flux adjoint à l'énergie E, issue du spectre de fission.
Or les spectres adjoints de la configuration épi-thermique et des poudres sont très différents. On les reproduit dans les Figures 10.13 et 10.14.

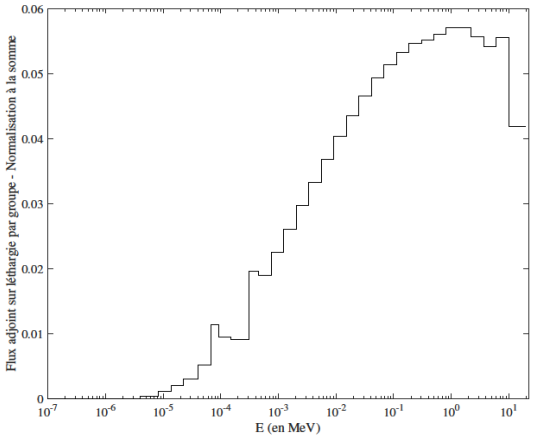


Figure 10.13 : Flux adjoint – centre configuration épi-thermique

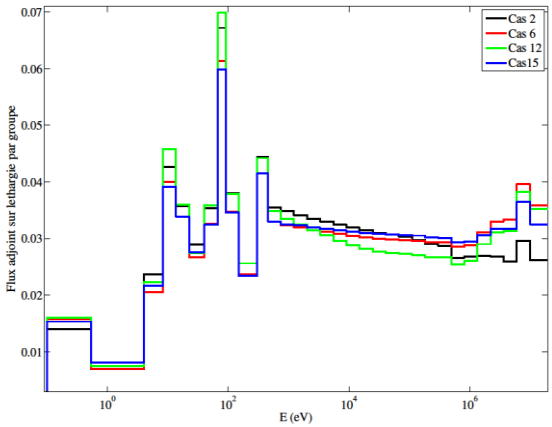


Figure 10.14 : Flux adjoint – centre poudre

Si celui des poudres est relativement plat, le spectre adjoint au centre de la configuration présente un fort gradient positif. Ainsi, les neutrons produits par fission contribuent de manière très significative à l'effet en réactivité tandis que les neutrons thermiques absorbés (opérateur D) voient leur effet fortement diminué à cause d'un flux adjoint très faible à ces énergies.

Remarque : Des tendances similaires sont observées pour les autres cas.

Si le recouvrement d'informations est conséquent pour l'influence de la fission du ^{239}Pu, contributeur majeur, le constat est plus réservé concernant la capture. Les coefficients de représentativité, même simplifiés, s'en retrouvent ainsi fortement dégradés ; néanmoins, un retour intéressant sur les données nucléaires pourrait être établi, en combinant notamment des mesures dans la configuration couplée thermique-rapide développée dans la Partie II.

III – Vers une assimilation des données nucléaires

L'objectif des mesures d'effets en réactivité est de participer, *via* une assimilation de l'information obtenue, à l'amélioration de la connaissance des données nucléaires par une réduction d'incertitude. Dans ce but, nous calculons l'incertitude due aux données nucléaires dans les cas des poudres 2, 6, 12 et 15 en la décomposant par isotope puis par réaction pour le ^{239}Pu, contributeur majeur. Une comparaison des coefficients de représentativité simplifiés est développée, confirmant les écarts pressentis dans la section précédente.
Cependant, si l'analyse des expériences déjà réalisées mène à une réduction d'incertitude certaine dans le cadre des poudres, l'utilisation de notre configuration ciblant explicitement les données nucléaires épi-thermiques semble être complémentaire et pertinente. Son utilisation couplée avec la configuration thermique-rapide s'avère être une perspective intéressante.

1 – Incertitudes *a priori*

L'utilisation des matrices de variance-covariance issues de COMAC-V2 [Archier, 2014] permet de calculer, pour chacun des cas, l'incertitude propagée due aux données nucléaires **ε** dans les poudres par la formule suivante :

$$\varepsilon = \sqrt{{}^{t}\mathrm{SMS}}$$

Où l'on retrouve **S** le vecteur des sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires multigroupes des isotopes considérés, et **M** la matrice de variance-covariance issue de COMAC-V2.

Appliquée aux Cas 2, 6, 12 et 15 précédemment étudiés, la propagation d'incertitude mène aux résultats suivants (Tableau 10.8):

Tableau 10.8 : Propagation d'incertitude du k_{eff} due aux données nucléaires sur les poudres

Cas	δk_{eff} (DN)
Cas 2	717 pcm
Cas 6	847 pcm
Cas 12	638 pcm
Cas 15	897 pcm

La comparaison des cas 12 et 15 montre, pour un même vecteur isotopique du Pu et une même proportion de MOx, l'influence de la thermalisation. Comme illustré sur les Figures 10.3 et 10.4, le domaine des énergies épi-thermiques est un contributeur plus important de la sensibilité du k_{eff} dans le cas 15 que dans le cas 12, entraînant une majoration conséquente de l'incertitude totale.

Conformément à la décomposition isotopique des sensibilités précédemment détaillée, le ^{239}Pu est le contributeur majeur de l'incertitude propagée. Néanmoins, contrairement aux sensibilités, la contribution de la multiplicité est beaucoup plus faible que la fission, réaction majoritaire. Le Tableau 10.9 détaille les contributions des réactions pour l'incertitude due au ^{239}Pu.

Tableau 10.9 : Propagation d'incertitude due aux DN du ^{239}Pu sur les poudres
Décomposition sur les réactions majoritaires (en pcm)

Cas	CAPTURE	FISSION	NU	TOTAL
Cas 2	453	406	69	610
Cas 6	485	572	58	751
Cas 12	375	366	60	527
Cas 15	568	577	59	812

2 – Facteurs de représentativité simplifiés : points forts et faiblesses

Comme présenté dans la section II-1, des facteurs de représentativité simplifiés sont calculés. Ils visent à évaluer le partage d'information entre la décomposition de l'effet en réactivité créé par l'insertion d'une poudre du benchmark dans la configuration épi-thermique et la sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires pour la même poudre. Le Tableau 10.10 présente ces facteurs simplifiés, calculés à l'aide de la matrice de variance-covariance issue de l'évaluation COMAC-V2.

Tableau 10.10 : Coefficients de représentativité simplifiés

Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4	Cas 5	Cas 6	Cas 7	Cas 8
-0.34	-0.58	-0.63	-0.32	-0.6	-0.64	-0.42	-0.59
Cas 9	**Cas 10**	**Cas 11**	**Cas 12**	**Cas 13**	**Cas 14**	**Cas 15**	
-0.66	-0.25	-0.38	-0.49	-0.41	-0.65	-0.65	

Sachant que couramment une expérience est considérée représentative lorsque le coefficient de représentativité est supérieur à 0.85 – 0.9 en valeur absolue[1], aucune des oscillations ne semble être représentative des poudres du *benchmark*.
Ces valeurs cachent cependant une vraie disparité des profils comparés. En effet, comme illustré dans la section II-2 pour le cas 6, l'influence de la fission du ^{239}Pu est bien reproduite énergétiquement lors d'une oscillation, ce qui n'est pas le cas de la capture du ^{239}Pu.

Le fort gradient énergétique du flux adjoint influe également sur les réactions de diffusion. En outre, la contribution des énergies thermiques et rapides tend également à diminuer la représentativité. Une épaisseur réduite du filtre de bore pourrait permettre de mieux approcher les spectres de poudres du *benchmark*.

Néanmoins, la configuration épi-thermique présentée au Chapitre 9 n'a pas pour objectif premier de représenter les cas du *banchmark*. Ceux-ci sont par ailleurs bien représentés par des configurations réalisées par le passé, pour lesquelles la configuration épi-thermique s'avère être complémentaire.

3 – Des expériences représentatives mais pouvant être complétées dans le domaine épi-thermique

Des travaux récents [Huygue, 2016 ; Carmouze, 2016] ont comparé les caractéristiques neutroniques des 15 poudres à celles des expériences ERASME/S réalisés dans EOLE [Cathalau, 1988] et BFS 97-1, 3 et 4 et 99-1 et 1A réalisées à Obninsk [NEA, 2007 ; NEA, 2013 ; Ivanova, 2007] soit un total de 6 expériences.

Des facteurs de représentativité sont alors calculés entre les profils de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires dans les expériences et dans les poudres. Pour plus de la moitié des cas du *benchmark*, **les représentativités sont supérieurs à 0.9** pour au moins 4 des 6 expériences. Pour ces cas « favorables », la réduction attendue de l'incertitude totale sur le k_{eff} est supérieure à 50% après assimilation de l'information intégrale.

L'objectif de réduction de l'incertitude du k_{eff} peut alors être atteint à travers ces configurations.
Néanmoins, la configuration épi-thermique, ciblant spécifiquement le domaine énergétique entre 10 eV et 10 keV permet d'envisager une amélioration conséquente des données nucléaires dans ces énergies intermédiaires, contributrices essentielles de l'incertitude totale sur de nombreux isotopes et notamment le plutonium.

[1] Un signe négatif signifie que des vecteurs de sensibilité majoritaires sont de signe opposé. En tout état de cause, le transfert d'information n'est pas impacté, au signe près.

Plus spécifiquement sur les poudres du *benchmark,* l'étude des Figures 10.6 et 10.7 démontre que le facteur de multiplication est également particulièrement sensible aux énergies rapides de la section de fission du ^{239}Pu. Dès lors, un couplage des informations intégrales issues de la configuration épi-thermique et de la configuration couplée rapide/thermique semble évident. Le paragraphe suivant illustre cette utilisation combinée.

4 – Complémentarité des configurations épi-thermique et thermique-rapide

Dans cette section, il est étudié comment la combinaison de mesures réalisées dans les configurations épi-thermique et couplée thermique-rapide permet de couvrir la quasi-totalité des sensibilités du k_{eff}. La Figure 10.15 complète la Figure 10.10 en ajoutant la décomposition énergétique de l'effet en réactivité dû à la fission du ^{239}Pu d'un échantillon de poudre 6 placé au centre de la configuration couplée thermique-rapide optimisée présentée au Chapitre 6.

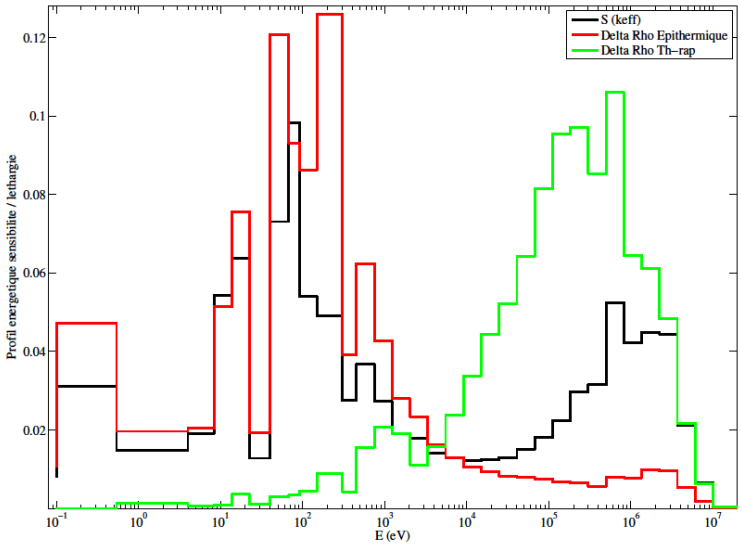


Figure 10.15 : Profils de sensibilité à la fission du ^{239}Pu – Cas 6
Intérêt de la combinaison des configurations

Le profil de la contribution de la fission du ^{239}Pu dans l'effet en réactivité calculé au sein de la configuration couplée thermique-rapide permet ainsi de combler la différence principale entre le même profil issu de la configuration épi-thermique et la sensibilité du k_{eff} de la poudre, à savoir la contribution des énergies supérieures à 10 keV. En effet, la décomposition énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la section de fission du ^{239}Pu est détaillée dans le Tableau 10.11.

Tableau 10.11 : Décomposition énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la fission du ^{239}Pu – Cas 6

Energie	Proportion de la sensibilité du k_{eff}
E < 8.3 eV	22 %
8.3 eV < E < 9.3 keV	48 %
E > 9.3 keV	30 %

La combinaison des effets en réactivité mesurés dans les deux configurations permet ainsi de couvrir près de 80% du profil énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la section de fission du ^{239}Pu.

Des proportions similaires sont obtenues lorsque la même combinaison est utilisée dans les cas 2, 12 et 15 avec une répartition différente entre énergies rapide et épi-thermique. Ces profils comparés sont présentés dans les Figures 10.16 à 10.18 et Tableaux 10.12 à 10.15.

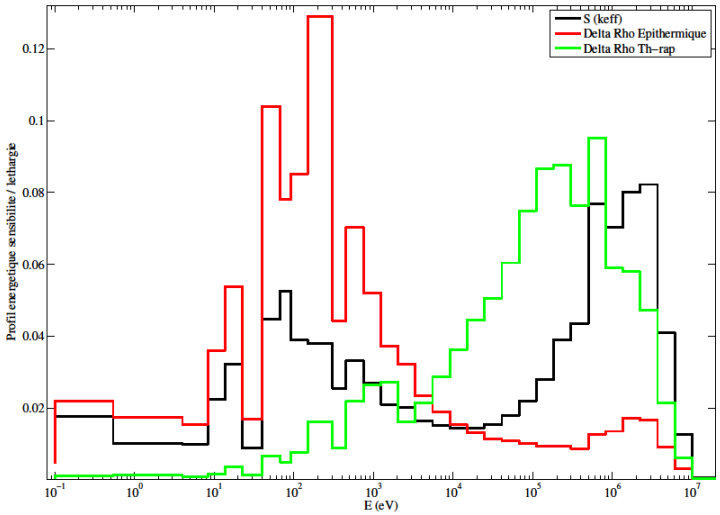


Figure 10.16 : Profils de sensibilité à la fission du ^{239}Pu – Cas 2
Intérêt de la combinaison des configurations

Tableau 10.12 : Décomposition énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la fission du ^{239}Pu – Cas 2

Energie	Proportion de la sensibilité du k_{eff}
E < 8.3 eV	19 %
8.3 eV < E < 9.3 keV	33 %
E > 9.3 keV	48 %

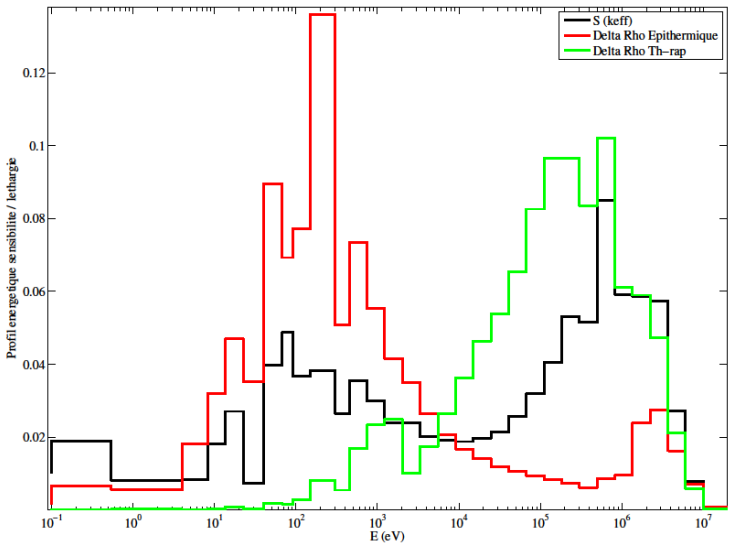


Figure 10.17 : Profils de sensibilité à la fission du ^{239}Pu – Cas 12
Intérêt de la combinaison des configurations

Tableau 10.13 : Décomposition énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la fission du ^{239}Pu – Cas 12

Energie	Proportion de la sensibilité du k_{eff}
E < 8.3 eV	20 %
8.3 eV < E < 9.3 keV	33 %
E > 9.3 keV	47 %

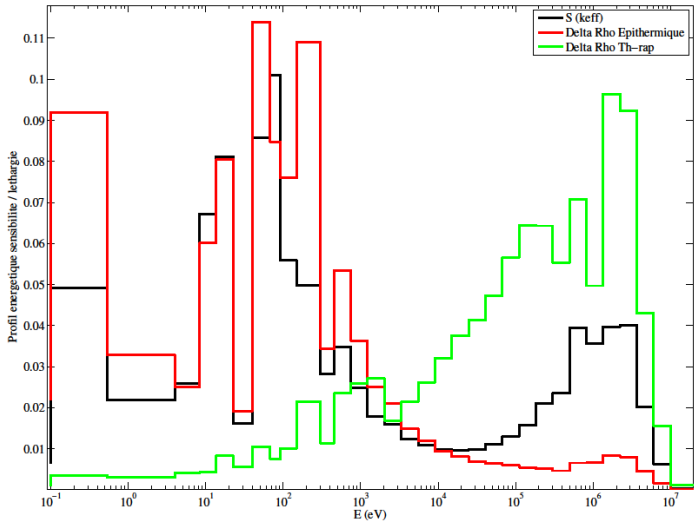


Figure 10.18 : Profils de sensibilité à la fission du ^{239}Pu – Cas 15
Intérêt de la combinaison des configurations

Tableau 10.14 : Décomposition énergétique de la sensibilité du k_{eff} à la fission du ^{239}Pu – Cas 15

Energie	Proportion de la sensibilité du k_{eff}
E < 8.3 eV	30 %
8.3 eV < E < 9.3 keV	46 %
E > 9.3 keV	24 %

En résumé…

Les 15 cas du *benchmark* UACSA – Phase V, destinés à l'étude des poudres MOx partiellement humides, présentent des sensibilités importantes aux données nucléaires dans le domaine énergétique cible de la configuration définie au Chapitre 9, soit entre 10 eV et 10 keV.
Les effets en réactivité mesurés dans cette configuration présentent alors de nombreuses similitudes avec les profils de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires. Qualitativement, une réduction d'incertitude significative peut être attendue pour les isotopes du plutonium et de l'uranium dans le domaine épi-thermique, qui sont les principaux contributeurs au k_{eff}. Utilisant en parallèle des mesures en spectre rapide, dans la configuration couplée thermique-rapide par exemple, la grande majorité de la sensibilité du k_{eff} des poudres aux données nucléaires peut être traitée. L'utilisation combinée des deux configurations couvre la majeure partie de la gamme énergétique sur laquelle la connaissance des sections efficaces doit être améliorée.

Une assimilation des informations issues des effets en réactivité attendus nécessite une analyse quantitative des sensibilités des effets en réactivité aux données nucléaires. Or, cette étape n'est pas entièrement faisable actuellement puisque la méthode de calcul couramment employée présente des incohérences. Ces dernières nous ont conduits à rechercher une formulation théorique des coefficients de sensibilité spécifiquement adaptée aux petits effets en réactivité. L'étude de telles sensibilités est l'objet du Chapitre 11, Chapitre d'ouverture sur un problème encore ouvert aujourd'hui.

CHAPITRE 11 : Sensibilité des petits effets en réactivité

Y a quelque chose qui cloche là-dedans
J'y retourne immédiatement
Boris Vian

Ce Chapitre apporte des éléments de réponse à un problème toujours ouvert aujourd'hui : le calcul des coefficients de sensibilité aux données nucléaires des petits effets en réactivité. En effet, comme cela a été présenté précédemment, ces coefficients sont importants dans la perspective d'analyser des mesures par oscillations, dont les effets en réactivité sont aujourd'hui compris entre -10 et +10 pcm, et de mener à bien la démarche de transposition/assimilation au travers de l'approche de représentativité. Cependant, la théorie équivalente des perturbations généralisées couramment employée, appelée EGPT et présentée au Chapitre 3, est validée essentiellement pour des effets en réactivité plus importants [Gandini, 1986]. Elle repose notamment sur la différence de deux sensibilités du k_{eff} aux données nucléaires du cœur, quasiment identiques dans les configurations avec et sans échantillon, pouvant générer de « faux effets » issus de difficultés liées à la convergence numérique.
Des calculs de sensibilités des petits effets en réactivité aux données nucléaires avec EGPT dans des configurations fortement hétérogènes telles que les cœurs couplés ont fait apparaître des résultats très surprenants, voire incohérents (I). Une réflexion théorique ciblée sur le caractère local des perturbations et non plus sur des différences de valeurs propres est présentée. La prise en compte des conditions de réalisation des oscillations permet d'aboutir à des hypothèses supplémentaires, sources de simplifications (II).

I – Mise en évidence d'incohérences sur la méthode EGPT vis-à-vis des petits effets en réactivité

La méthode EGPT représente aujourd'hui la manière la plus répandue pour calculer les coefficients de sensibilité d'un effet en réactivité aux données nucléaires. Implémentée dans ERANOS, nous l'avons appliquée dans le cas des cœurs couplés thermique-rapides (cf Partie II) et la configuration épi-thermique (cf Partie III), faisant apparaître des résultats surprenants pour ces configurations fortement hétérogènes et dont la criticité est majoritairement pilotée par une zone périphérique éloignée de la zone de perturbation centrale. On constate notamment de fortes contributions des zones nourricières et amplitude de coefficients incohérentes avec le calcul de sensibilités relatives.

1 – Expression au premier ordre

La méthode EGPT permet de calculer la sensibilité d'un effet en réactivité à un paramètre p telle qu'une donnée nucléaire à partir des sensibilités au facteur de multiplication effectifs avec et sans échantillon (respectivement indicés REF et PERT). La formule associée, démontrée au Chapitre 3, est la suivante :

$$S(\Delta\rho, p) = \frac{1}{\Delta\rho}\left(\frac{S(k_{PERT}, p)}{k_{PERT}} - \frac{S(k_{REF}, p)}{k_{REF}}\right)$$

Une simplification de cette formule peut être obtenue en notant $S(k_{PERT}, p) = S(k_{REF}, p) + \Delta S$ et $k_{PERT} = k_{REF} + \Delta k$. Il vient alors :

$$S(\Delta\rho, p) = k_{REF}\frac{\Delta S}{\Delta k} - S(k_{REF}, p)$$

Dans le cas d'un cœur thermique-rapide suffisamment découplé, le terme ΔS est « concentré » dans la partie rapide lorsque les modifications de flux induites par l'échantillon sont réduites à cette zone ; en outre, ce terme est majoritairement dépendant des groupes de haute énergie. A l'inverse, le terme $S(k_{REF}, p)$ est majoritairement concentré dans la zone nourricière thermique c'est-à-dire dans une zone périphérique et dans les groupes de faible énergie. Il apparaît de fait que quels que soient les termes indirects, ceux-ci ne s'annulent jamais ne réduisant pas la sensibilité aux termes directs si les termes indirects étaient négligeables. Ainsi, quelle que soit la qualité du découplage neutronique, les sensibilités calculées par EGPT seront majoritairement portées par la zone nourricière. Cela est contradictoire avec la notion même de terme indirect, comme nous le détaillons dans la section II. Cependant, le calcul de $S(\Delta k, p) = \Delta S$ reste centré sur les données nucléaires au centre et les énergies rapides.

2 – Des résultats surprenants

Si la formulation EGPT au premier ordre fait apparaître une contribution non réductible de la zone périphérique en dépit du découplage, la sensibilité de Δk aux données nucléaires devrait quant à elle rester centrée sur la zone et les énergies rapides puisque les perturbations de flux y restent concentrées.

5. Contribution des zones périphériques

Dans la configuration couplée thermique-rapide optimisée, l'indépendance des mesures centrales vis-à-vis des données nucléaires de la zone nourricière thermique a été démontrée au Chapitre 7. Pour autant, le calcul de S(Δk) pour un échantillon de ^{239}Pu montre une très forte contribution de l'^{235}U (Tableau 11.1), principalement issu des énergies thermiques (Tableau 11.2 et Figure 11.1).

Tableau 11.1 : Décomposition isotopique de la sensibilité du Δk aux DN – Echantillon ^{239}Pu Configuration couplée thermique-rapide optimisée

Isotope *i*	Sensibilité du Δk aux DN de l'isotope *i* en pcm/%
^{239}Pu	1.12E+00
^{235}U	-9.64E-01
^{238}U	9.04E-02
^{241}Pu	6.66E-02

Tableau 11.2 : Contribution par zone de la sensibilité du Δk aux DN de ^{235}U– Echantillon ^{239}Pu Configuration couplée thermique-rapide optimisée

Zone *i*	Sensibilité du Δk aux DN ^{235}U dans zone *i* en pcm/%
Cellules ZONA1	8.10E-03
U_ENRICHI	-2.54E-01
REP	-7.18E-01

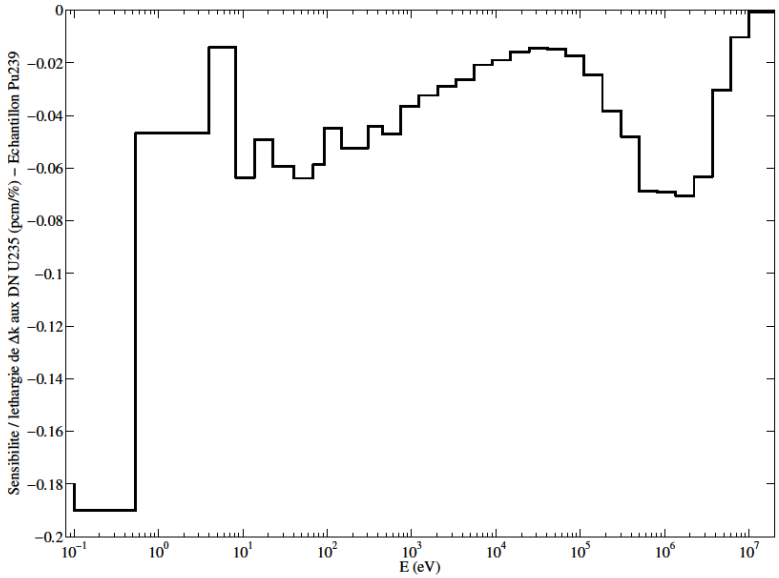


Figure 11.1 : Décomposition énergétique de la sensibilité par unité de léthargie du Δk aux DN de ^{235}U pour un échantillon de ^{239}Pu - Configuration couplée thermique-rapide optimisée

Pareillement, de très fortes contributions des énergies thermiques sont obtenues pour la configuration épi-thermique, occultant entièrement la contribution des termes directs de la sensibilité, centrés sur le domaine énergétique 10 eV – 10 keV. La Figure 11.2 montre la sensibilité de Δk aux données nucléaires pour un échantillon de ^{239}Pu représentant un effet en réactivité de 3 pcm.

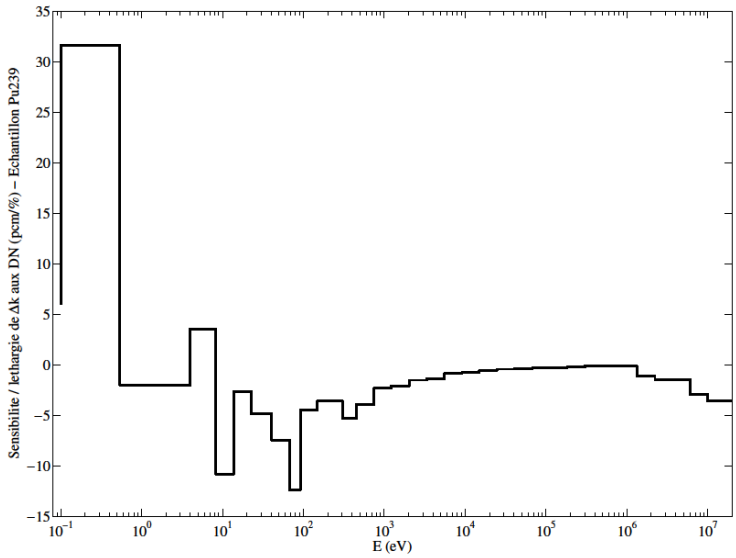


Figure 11.2 : Décomposition énergétique de la sensibilité de Δk aux DN par unité de léthargie – Echantillon de ^{239}Pu

Configuration épithermique

Outre les dépendances énergétiques et spatiales « surprenantes » des coefficients de sensibilité ainsi calculés, des incohérences apparaissent également quant à la valeur même des coefficients calculés en sensibilités relatives.

6. Des coefficients de sensibilités relatives incohérents

On rappelle qu'une sensibilité relative est exprimée en pourcent de variation du paramètre calculé – effet en réactivité dans notre cas – par pourcent de variation d'un paramètre d'entrée. Lorsque l'échantillon inséré est constitué d'un isotope absent du reste du cœur, sa sensibilité relative doit avoisiner 1, c'est le terme direct. Pourtant, le calcul de la sensibilité de l'effet en réactivité d'un échantillon de ^{239}Pu au sein de la configuration épi-thermique présente une sensibilité relative voisine de 30 aux données nucléaires du ^{239}Pu (Tableau 11.3).

Tableau 11.3 : Décomposition par isotope des sensibilités relatives de $\Delta\rho(^{239}Pu)$

Isotope	Sensibilité relative	Contribution
^{239}Pu	2.996E+01	Directe
^{235}U	-2.402E+01	Indirecte
^{238}U	1.726E+00	
^{1}H	-5.769E-04	
^{2}H	-6.059E-01	
^{27}Al	-1.827E-01	
^{10}B	-6.273E-01	

Si ces résultats ne permettent pas de remettre en cause la validité de la méthode EGPT pour le calcul de sensibilité d'effets en réactivité, ils questionnent l'applicabilité de cette méthode, fondée sur le calcul de sensibilité du k_{eff}, pour des petits effets en réactivité au centre de configurations fortement hétérogènes, pilotées par des zones nourricières périphériques.

7. Eléments d'explication des incohérences

Plusieurs explications peuvent être avancées pour expliquer les résultats précédents et les manques éventuels de la méthode :

- les faibles effets en réactivité nécessitent des convergences numériques poussées sur l'ensemble du cœur qui ne peuvent parfois pas être atteintes pour des configurations très hétérogènes comme celles étudiées dans ces travaux. La différence de sensibilités ΔS ne permet donc pas de différencier suffisamment les influences, d'autant plus que les zones de contributions majoritaires sont concentrées en périphérie, là où ΔS tend vers 0 ;
- les termes indirects n'apparaissent pas dans la formulation comme ils peuvent apparaître dans le cas des indices de spectre au travers des importances généralisées (voir Chapitre 3). La formulation EGPT ne permet donc pas de réduire aux seuls termes directs la sensibilité d'un effet en réactivité lorsque les termes indirects sont négligeables ;
- la nature même de la configuration faite d'une zone expérimentale centrale et d'une zone nourricière périphérique est occultée. En effet, cette dernière est censée assurer la criticité du cœur sans influer sur le résultat des mesures.

Afin d'ébaucher une approche alternative à l'EGPT, ou à revoir sa formulation, considérons l'expérience de pensée suivante : une mesure d'effet en réactivité est réalisée dans un cœur convenablement découplé, par une lame d'eau par exemple. L'effet en réactivité est mesuré successivement avec deux zones nourricières distinctes (en MOx et en plaques MTR Minerve par exemple). Dans les deux mesures le cœur est critique et la puissance conservée. L'effet en réactivité mesuré est donc uniquement sensible aux données nucléaires de la zone centrale et non pas aux variations de zone nourricière : pas d'effet de Pu par exemple si celui-ci n'est pas présent dans la zone centrale. Ce qui n'est pas le cas si l'expression par EGPT est employée. La même idée peut être développée dans le cas des mesures par oscillation en boucle fermée où l'effet en réactivité ne doit pas être sensible aux caractéristiques de la barre de contrôle.

La section suivante propose alors une formulation théorique des sensibilités sans passer par le facteur de multiplication, grandeur globale, mais fondée sur les perturbations locales mises en jeu et mettant en avant la distinction entre termes directs et indirects.

II – Réflexions sur la formulation théorique des sensibilités

Comme pour les théories des perturbations détaillées au Chapitre 3, la démarche présentée dans cette section vise à obtenir une expression analytique des sensibilités aux données nucléaires, sans passer par les facteurs de multiplications effectifs, trop peu affectés par la présence de l'échantillon. Une méthode perturbative usuelle est ainsi développée afin d'évaluer l'influence des données nucléaires sur un effet en réactivité dû à un échantillon oscillé au centre. Cet effet en réactivité est noté $\Delta\rho$. Oscillé dans un cœur dont les données nucléaires sont légèrement modifiées, cet effet devient $\Delta\rho_{DN}$. On cherche donc à exprimer $\frac{\delta\,\Delta\rho}{\Delta\rho} = \frac{\Delta\rho_{DN} - \Delta\rho}{\Delta\rho} = \frac{\Delta\rho_{DN}}{\Delta\rho} - 1$. Dans les configurations optimales, cette sensibilité dépend très majoritairement des données nucléaires de l'échantillon, dans le spectre cible. La démarche employée est progressive : des hypothèses sont peu à peu ajoutées afin de traiter la spécificité des mesures par oscillations.

1 – Notations et hypothèses

1. Notations

L'échantillon perturbe les grandeurs neutroniques : sur son volume, l'opérateur de Boltzmann $\underline{H} = \frac{P}{k} - T - D$ est modifié ; tandis que sur son voisinage, le flux neutronique est perturbé.

La variation de l'opérateur de Boltzmann dans le cœur « initial » est définie comme $\underline{\Delta H} = \frac{\Delta P}{k} - \Delta T - \Delta D - \Delta\rho P$. On définit également $\Delta H = \frac{\Delta P}{k} - \Delta T - \Delta D$ afin de simplifier la notation des effets en réactivité. Dans le cœur dont les données nucléaires sont perturbées, ce

même effet s'écrit $\Delta H' = \frac{\Delta P}{k'} - \Delta T - \Delta D$, auquel s'ajoute potentiellement le terme $\delta\Delta H$ relatif à la modification des données nucléaires de l'échantillon.
Les perturbations associées à l'échantillon sont identifiées par $\Delta : \Delta\rho, \Delta\Phi, \Delta\Phi^+, \Delta H, \Delta P$. Les perturbations dues à la perturbation des données nucléaires sont repérées par des δ : $\delta\rho, \delta\Phi, \delta\Phi^+, \delta P, \delta\Delta H$.

2. Normalisation des flux

Le flux direct Φ est normalisé dans la configuration de référence par la puissance du réacteur, définie par l'expérience. Les perturbations de flux $\Delta\Phi, \delta\Phi$ sont donc définies de manière univoque.
A ce stade, le flux adjoint est quant à lui normalisé de manière arbitraire mais définie de sorte que les perturbations de flux adjoint $\Delta\Phi^+, \delta\Phi^+$ soient également définies de manière univoque. La normalisation peut être telle que $\langle \Phi^+ \rangle = 1$ ou bien par les intégrales de fission $\langle \Phi^+ ; P\Phi \rangle = K$ où K est un réel fixé.
Remarque : en pratique, la normalisation du flux adjoint est réalisée à partir d'un échantillon de calibration.

3. Hypothèses liées aux petits effets en réactivité

Afin d'écrire les expressions de $\Delta\rho$ et $\Delta\rho_{DN}$, deux hypothèses simplificatrices conséquentes de la nature du problème traité sont posées:

- **HYP 1 :** L'effet en réactivité est faible, tout comme les perturbations des données nucléaires. Les grandeurs associées à Δ et δ sont alors considérées comme des termes du premier ordre dans les développements limités.

Remarque : ΔH n'est pas en soi négligeable devant P, mais c'est son intégrale spatiale qui l'est. En effet, ΔH est nul en dehors de l'échantillon inséré qui a par définition un petit volume vis-à-vis des dimensions du cœur complet. P est quant à lui défini sur le cœur complet.

- **HYP 2 :** Les perturbations étant faibles (HYP 1), on considère que les opérateurs et les contributions perturbatives des flux et des opérateurs s'ajoutent linéairement. Par exemple, le flux direct dans la configuration perturbée par les données nucléaires et l'échantillon est égal à $\Phi + \Delta\Phi + \delta\Phi$.

2 – Sensibilité d'un petit effet en réactivité

En cohérence avec les notations présentés dans le paragraphe précédent et sous couvert des hypothèses stipulées, les coefficients de sensibilité des effets en réactivité sont calculés au travers de la formule $\frac{\delta\,\Delta\rho}{\Delta\rho} = \frac{\Delta\rho_{DN} - \Delta\rho}{\Delta\rho} = \frac{\Delta\rho_{DN}}{\Delta\rho} - 1$.

1. *Expressions*

Les expressions de $\Delta\rho$ et $\Delta\rho_{DN}$ sont obtenus par la théorie des perturbations exacte :

$$\Delta\rho = \frac{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \left(P + \Delta P\right)\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle} \text{ et } \Delta\rho_{DN} = \frac{\left\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H' + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+ ; \left(P + \delta P + \Delta P\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}$$

Soit

$$\frac{\Delta\rho_{DN}}{\Delta\rho} = \frac{\left\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H' + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle} . \frac{\left\langle \Phi^+ ; \left(P + \Delta P\right)\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+ ; \left(P + \delta P + \Delta P\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle} = I_H . \frac{1}{I_P}$$

Il est également possible d'obtenir une relation entre ΔH et ΔH'. En effet, en posant $k' = k + \delta k$ il vient $\Delta H' = \frac{\Delta P}{k'} - \Delta T - \Delta D = \frac{\Delta P}{k + \delta k} - \Delta T - \Delta D = \Delta H - \delta\rho\, \Delta P + \circ(\delta k)$.

Le terme $\delta\rho$ traduit l'effet en réactivité dû à l'expérience de pensée de modifier une donnée nucléaire. Une discussion relative à son importance est réalisée dans la suite du Chapitre.

2. *Simplifications*

Le développement du numérateur de I_H donne :

$$\begin{aligned}
&\left\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H' + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle = \\
&\left\langle \Phi^+ ; \Delta H'\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \Phi^+ ; \Delta H'\delta\Phi\right\rangle + \left\langle \Phi^+ ; \delta\Delta H\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H' + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle \\
&= \left\langle \Phi^+ ; \Delta H\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \Phi^+ ; \Delta H\delta\Phi\right\rangle + \left\langle \Phi^+ ; \delta\Delta H\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle \\
&- \delta\rho \left[\left\langle \Phi^+ ; \Delta P\left(\Phi + \Delta\Phi + \delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \delta\Phi^+ ; \Delta P\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle\right] + \circ(\delta k)
\end{aligned}$$

Ce qui permet de calculer I_H :

$$\begin{aligned}
I_H &= 1 + \frac{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\delta\Phi\right\rangle + \left\langle \Phi^+ ; \delta\Delta H\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \delta\Phi^+ ; \left(\Delta H + \delta\Delta H\right)\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle} \\
&- \delta\rho \frac{\left\langle \Phi^+ ; \Delta P\left(\Phi + \Delta\Phi + \delta\Phi\right)\right\rangle + \left\langle \delta\Phi^+ ; \Delta P\left(\Phi + \delta\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\left(\Phi + \Delta\Phi\right)\right\rangle} + \circ(\delta k)
\end{aligned}$$

Ce qui, après simplifications au premier ordre, donne :

$$I_H = 1 + \frac{\left\langle \Phi^+ ; \delta\Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\Phi\right\rangle} + \frac{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\delta\Phi\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\Phi\right\rangle} + \frac{\left\langle \delta\Phi^+ ; \Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\Phi\right\rangle} - \delta\rho \frac{\left\langle \Phi^+ ; \Delta P\Phi\right\rangle}{\left\langle \Phi^+ ; \Delta H\Phi\right\rangle} + \circ(\delta, \Delta)$$

Remarque : Si les intégrales $\langle \Phi^+;\delta\Delta H\Phi\rangle, \langle \Phi^+;\Delta H\delta\Phi\rangle$ et $\langle \delta\Phi^+;\Delta H\Phi\rangle$ sont des termes du deuxième ordre, leurs ratios par $\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle$, terme du premier ordre, sont du premier ordre.

Le ratio $I_P = \dfrac{\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+;(P+\delta P+\Delta P)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\rangle}{\langle \Phi^+;(P+\Delta P)(\Phi+\Delta\Phi)\rangle}$ est également simplifié selon les mêmes règles.

En développant, l'intégrale du dénominateur apparaît au numérateur:

$$\begin{aligned}&\langle \Phi^+ + \delta\Phi^+;(P+\delta P+\Delta P)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\rangle\\ &= \langle \Phi^+;(P+\Delta P)(\Phi+\Delta\Phi)\rangle + \langle \Phi^+;(P+\Delta P)\delta\Phi + \delta P(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\rangle + \langle \delta\Phi^+;(P+\delta P+\Delta P)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\rangle\end{aligned}$$

Puis en ne conservant que les termes du premier ordre, il vient :

$$I_P = 1 + \frac{\langle \Phi^+;P\delta\Phi + \delta P\Phi\rangle + \langle \delta\Phi^+;P\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;P\Phi\rangle} + \circ(\delta,\Delta).$$

La variation relative de l'effet en réactivité est donc exprimée par la relation suivante :

$$\boxed{\begin{aligned}\frac{\delta\,\Delta\rho}{\Delta\rho} &= \frac{\langle \Phi^+;\delta\Delta H\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle} + \frac{\langle \Phi^+;\Delta H\delta\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle} + \frac{\langle \delta\Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}\\ &- \delta\rho\frac{\langle \Phi^+;\Delta P\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle} - \frac{\langle \Phi^+;P\delta\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;P\Phi\rangle} - \frac{\langle \Phi^+;\delta P\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;P\Phi\rangle} - \frac{\langle \delta\Phi^+;P\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;P\Phi\rangle} + \circ(\delta,\Delta)\end{aligned}}$$

3. *Interprétations*

Dans l'expression obtenue, le premier terme est la contribution dite directe qui dépend des données nucléaires de l'échantillon d'oscillation. Si la donnée nucléaire perturbée se trouve en dehors de l'échantillon, ce terme sera nul. L'effet sera donc indirect.

Les deux termes $\dfrac{\langle \Phi^+;\Delta H\delta\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}$ et $\dfrac{\langle \delta\Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}$ sont ces termes indirects du premier ordre. Ces intégrales sont toutes spatialement réduites au volume de l'échantillon par le facteur ΔH.

Le terme $-\delta\rho\dfrac{\langle \Phi^+;\Delta P\Phi\rangle}{\langle \Phi^+;\Delta H\Phi\rangle}$ traduit la variation de réactivité engendrée par la perturbation de donnée nucléaire pondérée par une partie de l'effet associé à l'échantillon au centre. Il convient cependant de noter que lorsque l'échantillon inséré est essentiellement capturant (et/ou diffusant), ce terme est nul car ΔP est nul.

Enfin, les trois derniers termes sont issus de la dérivation de l'intégrale de fission. Quels que soient l'échantillon et l'amplitude de la perturbation induite, ces intégrales ne sont pas nulles et ne sont pas calculées autour de l'échantillon. Par exemple, si l'on considère une perturbation des données nucléaires de la zone nourricière dans un cœur couplé, ces intégrales s'expriment aussi dans le domaine spatial et énergétique de cette zone nourricière. Elles ne tendent donc pas vers 0 lorsque la perturbation est située à plusieurs libres parcours moyen de l'échantillon central, distance permettant une atténuation quasi complète des perturbations de flux. Ces termes sont analogues au terme $-S(k_{REF})$ issu dans le développement au premier ordre dans le cadre de la méthode EGPT.
En outre, ces termes sont antithétiques avec l'idée de zone nourricière, celle-ci devant permettre d'atteindre la criticité sans perturber la mesure centrale.

Afin de s'affranchir de tels termes « parasites » dans les processus d'interprétation des mesures, les effets en réactivité sont souvent présentés par rapport à un effet en réactivité d'un échantillon de référence.

3 – Sensibilité d'un ratio d'effets en réactivité

Plutôt que d'étudier la sensibilité aux données nucléaires d'un effet en réactivité dans l'absolu, on s'intéresse à la sensibilité de cet effet en réactivité par rapport à un effet en réactivité issu d'un échantillon de référence.
En utilisant les indices E et R pour échantillon cible et échantillon de référence, il convient d'exprimer : $\dfrac{\delta\left(\dfrac{\Delta\rho_E}{\Delta\rho_R}\right)}{\dfrac{\Delta\rho_E}{\Delta\rho_R}}$ qui se simplifie en $\dfrac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}-\dfrac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}$ par simple dérivation.

L'expression précédemment obtenue précédemment permet d'exprimer $\dfrac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}$ et $\dfrac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}$:

$$\frac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}=\frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}+\frac{\langle\Phi^+;\Delta H_E\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}+\frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}$$
$$-\delta\rho_E\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;P_E\,\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\delta P_E\,\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\delta\Phi^+;P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}+\circ(\delta,\Delta)$$

De même pour $\dfrac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}$ en remplaçant les indices E par des indices R. La différence est donc donnée par :

$$\frac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}-\frac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}=\frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}$$
$$+\frac{\langle\Phi^+;\Delta H_E\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\Delta H_R\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}+\frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}$$
$$-\delta\rho_E\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}+\delta\rho_R\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}$$
$$-\frac{\langle\Phi^+;P_E\,\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}+\frac{\langle\Phi^+;P_R\,\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_R\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\delta P_E\,\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}+\frac{\langle\Phi^+;\delta P_R\,\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_R\Phi\rangle}-\frac{\langle\delta\Phi^+;P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_E\Phi\rangle}+\frac{\langle\delta\Phi^+;P_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;P_R\Phi\rangle}+\circ(\delta,\Delta)$$

Pour une perturbation en dehors des échantillons $\delta P_E=\delta P_R$ et les opérateurs de production P_E et P_R sont considérés égaux au premier ordre ce qui mène à la simplification des termes de la dernière ligne. L'expression de la sensibilité du ratio se réduit ainsi à des intégrales réduites sur les volumes des échantillons, tout en prenant en compte les perturbations dans les zones périphériques au travers des modifications de flux induites :

$$\boxed{\begin{aligned}&\frac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}-\frac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}=\frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}\\&+\frac{\langle\Phi^+;\Delta H_E\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\Phi^+;\Delta H_R\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}+\frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}-\frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}\\&-\delta\rho_E\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}+\delta\rho_R\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}+\circ(\delta,\Delta)\end{aligned}}$$

Néanmoins, le terme $-\delta\rho_E\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}+\delta\rho_R\frac{\langle\Phi^+;\Delta P_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}$ subsiste et n'est associé à aucune réalité physique : les effets en réactivités $\delta\rho_E$ et $\delta\rho_R$ ne sont pas mesurés. S'ils sont nuls lorsque les échantillons cible et de référence sont purement capturants (et/ou diffusants), ce n'est pas le cas lorsque l'effet en réactivité de référence est celui d'un échantillon d'UO_2 ou d'^{235}U comme cela est souvent employé. Ce terme est donc uniquement la conséquence de l'expérience de pensée consistant à modifier une donnée nucléaire sans tenir compte du principe (expérimentale) que les configurations sont critiques.

Remarque : La méthode EGPT utilisée pour des ratios d'effets en réactivité réduit également la contribution des zones périphériques. En effet, puisque $S\left(\frac{\Delta\rho_E}{\Delta\rho_R},p\right)=S(\Delta\rho_E,p)-S(\Delta\rho_R,p)$, la simplification au premier ordre mène à $S\left(\frac{\Delta\rho_E}{\Delta\rho_R},p\right)=k_{REF,E}\frac{\Delta S_E}{\Delta k_E}-k_{REF,R}\frac{\Delta S_R}{\Delta k_R}$, ne considérant

alors que des effets issus de la zone centrale autour de l'échantillon de mesure lorsque le découplage zone centrale / zone périphérique est suffisant.
Il faut cependant noter la précaution suivante : si les sensibilités EGPT peuvent être mises en cause en raison de problèmes de convergence numérique trop faible (voire inaccessible), ces problèmes pourraient être pires encore pour la sensibilité d'un ratio puisque il s'agira d'une différence de différences de sensibilités de k_{eff}.

4 – Les configurations expérimentales sont critiques : normalisation

Les configurations expérimentales sont critiques, la comparaison des effets en réactivité doit donc se faire à même facteur de multiplication. Dans le cas d'un effet en réactivité, on cherche à savoir comment celui-ci évoluerait si la puissance était conservée mais le flux redistribué à cause de la modification des données nucléaires. Cette situation est similaire à l'expérience d'oscillation dite « en boucle fermée » dans MINERVE (qui sera reproduite dans ZEPHYR), où l'effet en réactivité de l'échantillon introduit est exactement compensé par une barre de pilotage. La puissance reste constante, mais le flux est redistribué spatialement, à cause de la présence de la barre en périphérie du cœur. Placée en périphérie, la barre de pilotage n'influe pas sur la mesure centrale, mais uniquement sur le niveau de flux global à l'échelle du cœur.

On considère donc à présent une normalisation numérique permettant de conserver la criticité à tout moment et donc de s'affranchir de l'effet en réactivité créé par la perturbation des données nucléaires : $k = k' = 1$ ce qui implique $\Delta H = \Delta H'$.
Les effets en réactivité de type $\delta\rho$ ne sont pas réduits à 0 mais compensés par des effets en réactivité $\delta\tilde{\rho}$ exactement opposés à $\delta\rho$ de sorte que les intégrales d'absorption et de fission soient conservées *via* par exemple la théorie du réacteur critique associé [Reuss, 2003]. Il vient ainsi $\Delta H' = \Delta H - (\delta\rho + \delta\tilde{\rho})\Delta P + \circ(\delta k) = \Delta H + \circ(\delta k)$.
La notation des intégrales de fission et d'absorption est conservée.

1. *Ratio d'effets en réactivité*

Ainsi, pour tout échantillon mesuré et quel que soit l'échantillon de référence utilisé, la sensibilité relative du ratio $\frac{\Delta\rho_E}{\Delta\rho_R}$ est exprimée par :

$$\boxed{\begin{aligned}\left(\frac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E} - \frac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}\right)_{k=k'} &= \frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle} - \frac{\langle\Phi^+;\delta\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle} \\ &+ \frac{\langle\Phi^+;\Delta H_E\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle} - \frac{\langle\Phi^+;\Delta H_R\delta\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle} + \frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_E\Phi\rangle} - \frac{\langle\delta\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle}{\langle\Phi^+;\Delta H_R\Phi\rangle} + \circ(\delta,\Delta)\end{aligned}}$$

La normalisation permet également de simplifier l'expression de la sensibilité d'un effet en réactivité aux données nucléaires en absolu.

2. Modification de l'expression de la sensibilité d'un petit effet en réactivité

On rappelle l'expression générale :

$$\frac{\Delta\rho_{DN}}{\Delta\rho}=\frac{\left\langle\Phi^{+}+\delta\Phi^{+};(\Delta H'+\delta\Delta H)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H(\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}.\frac{\left\langle\Phi^{+};(P+\Delta P)(\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+}+\delta\Phi^{+};(P+\delta P+\Delta P)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}=I_{H}.\frac{1}{I_{P}}$$

Comme cela a été précédemment mentionné, l'égalité $k=k'$ implique $\Delta H=\Delta H'$. Le terme I_H se réduit donc à l'expression suivante :

$$I_{H}=1+\frac{\left\langle\Phi^{+};\delta\Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\frac{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\delta\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\frac{\left\langle\delta\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\circ(\delta,\Delta).$$

L'égalité des intégrales de production sans échantillon $\left\langle\Phi^{+};P\Phi\right\rangle=\left\langle\Phi^{+}+\delta\Phi^{+};(P+\delta P)(\Phi+\delta\Phi)\right\rangle$ par normalisation du flux adjoint permet de modifier le terme I_P :

$$\frac{\left\langle\Phi^{+}+\delta\Phi^{+};(P+\delta P+\Delta P)(\Phi+\delta\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};(P+\Delta P)(\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}$$

$$=1+\frac{\left\langle\Phi^{+};\delta P\Delta\Phi+\Delta P\delta\Phi\right\rangle+\left\langle\delta\Phi^{+};\Delta P\Phi+P\Delta\Phi\right\rangle+\left\langle\delta\Phi^{+};\Delta P(\delta\Phi+\Delta\Phi)+\delta P\Delta\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};(P+\Delta P)(\Phi+\Delta\Phi)\right\rangle}$$

L'expression au premier ordre se réduit donc à $I_P=1+\circ(\delta,\Delta)$.

Finalement, il vient l'expression suivante :

$$\boxed{\left(\frac{\delta\,\Delta\rho}{\Delta\rho}\right)_{k=k'}=\frac{\left\langle\Phi^{+};\delta\Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\frac{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\delta\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\frac{\left\langle\delta\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}{\left\langle\Phi^{+};\Delta H\Phi\right\rangle}+\circ(\delta,\Delta)}$$

On retrouve ainsi les mêmes termes que dans l'expression de $\left(\frac{\delta\,\Delta\rho_E}{\Delta\rho_E}-\frac{\delta\,\Delta\rho_R}{\Delta\rho_R}\right)_{k=k'}$ et uniquement ceux-là.

En résumé…

Une formulation théorique au premier ordre des coefficients de sensibilité des petits effets en réactivité aux données nucléaires est présentée. Elle est fondée sur les caractéristiques physiques des situations d'oscillation :

- Les termes indirects sont explicitement traités de sorte qu'ils ne contribuent plus lorsque la zone de l'échantillon et celle de la perturbation de données nucléaires sont découplées ;
- Les mesures d'effet en réactivité sont réalisées à partir d'une situation critique à puissance fixée (k-reset).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le maintien des capacités de neutronique expérimentale au CEA a conduit à mettre en place le projet du réacteur ZEPHYR afin de poursuivre, quelques années après, les activités menées jusqu'à fin 2017 dans les réacteurs EOLE et MINERVE. La réalisation de programmes dans ZEPHYR en support aux réacteurs de Générations II, III & IV nécessite de comprendre et de maîtriser l'adaptation spectrale afin de réaliser des mesures en centre cœur dans un spectre défini, à partir d'une zone périphérique imposée en spectre thermique. L'étude de la notion d'adaptation spectrale et son application représentent les principaux enjeux des travaux présentés dans ce document. Ces derniers poursuivent en effet un double objectif, à savoir apporter la démonstration de la faisabilité et de la pertinence d'expériences couplées d'une part et d'autre part apporter une contribution plus fondamentale et « physique » sur l'adaptation spectrale ou encore les méthodes d'analyse des expériences intégrales.

Par une étude itérative, les principes de l'adaptation spectrale ont pu être identifiés et démontrés tant qualitativement que quantitativement au travers du cas des configurations couplées thermique-rapides destinées aux réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium (Chapitre 5-6). Pour ces cœurs, il a également été démontré que les mesures réalisées au centre de la zone rapide n'étaient que très peu sensibles aux caractéristiques des zones périphériques (Chapitre 7). Des données « pratiques » renforcent la démonstration de la faisabilité et de la pertinence de ces cœurs dans ZEPHYR (Chapitre 8).

Les principes de l'adaptation spectrale ont également été appliqués à la conception d'une configuration innovante ciblant le domaine énergétique 10 eV – 10 keV (Chapitre 9). Une telle configuration pourrait permettre une réduction significative des incertitudes associées aux données nucléaires à ces énergies (Chapitre 10).

Le processus d'assimilation des informations expérimentales pour l'ajustement des données nucléaires nécessite le calcul de sensibilités. Dans le cas des mesures par oscillation, il convient ainsi de calculer des sensibilités de petits effets en réactivité aux données nucléaires, pour lesquelles une contribution théorique est apportée (Chapitre 11).

L'étude des configurations du passé oriente les travaux actuels

La réinterprétation de mesures réalisées dans des cœurs couplés thermique-rapides au sein du réacteur MINERVE a permis de mettre en évidence, à l'aide des moyens informatiques actuels, que les flux direct et adjoint d'une configuration rapide pouvaient être très bien reproduits au centre d'une configuration couplée thermique-rapide. Cependant une étude bibliographique plus poussée a mis en évidence que des manques méthodologiques persistaient et des questions restaient en suspens. Ceux-ci orientent ainsi les travaux de conception selon les axes suivants :

- Utilisation d'une zone nourricière peu ou moyennement enrichie ;
- Etude des caractéristiques physiques de la zone d'adaptation pour elle-même ;
- Evaluation de la contribution des zones périphériques aux mesures réalisées au centre, notamment pour la propagation d'incertitudes ;

- Comparaison d'effets en réactivité dans une configuration couplée et dans une configuration entièrement rapide ;
- Développement de techniques expérimentales permettant la décomposition des effets neutroniques selon les différentes réactions mises en jeu.

Une démarche itérative pour la conception d'une zone d'adaptation spectrale optimale

La simple juxtaposition de zones thermiques et rapides met en évidence que la zone d'adaptation est composée de deux zones distinctes : une zone de conversion permettant la transformation des neutrons thermiques en neutrons rapides ; et une zone de transition ayant pour objectif de diffuser les neutrons de fission précédemment créés et de supprimer la proportion résiduelle de neutrons thermiques.

L'optimisation progressive des configurations est réalisée sous contrainte puisqu'il est demandé de n'utiliser que du combustible potentiellement disponible dans les installations actuelles de Cadarache. Appliquée aux zones de conversion et de transition, l'optimisation retient les options suivantes :

- Une zone de conversion en uranium métallique fortement enrichi (30%) au contact de la zone nourricière apparaît être la solution la plus efficiente ;
- Une zone de transition est réalisée avec une couronne d'UO_2 couplée avec une couronne de carbure de bore. Le choix de l'UO_2 provient de son pouvoir de ralentissement spécifique permettant de répondre au double objectif de diffusion des neutrons rapides et capture des neutrons épi-thermique.

L'optimisation aboutit à une zone d'adaptation qui s'étend entre un rayon de 24.5 et 35.5 cm. Au centre, la couronne de cellules du réseau rapide sur 24.5cm permet de respecter l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des neutrons dans cette cellule. De fait, une zone centrale de 70cm de diamètre, telle que celle actuellement utilisée dans MINERVE, sera probablement suffisante dans ZEPHYR.

Grâce à ces recommandations, un cœur couplé optimisé a été conçu, avec une zone nourricière « classique » en ce sens qu'elle est constituée de cellules aux caractéristiques géométriques proches de celles utilisées dans les réacteurs à eau légère. Les spectres (directs et adjoints) obtenus au centre du cœur par calculs déterministes puis validés par calcul Monte-Carlo sont très proches de ceux de la configuration rapide de référence.

La dépendance aux zones périphériques est fortement réduite : les sensibilités des indices de spectre aux données nucléaires sont identiques à celles du réseau rapide. En outre, les perturbations induites par des échantillons restent spatialement confinées dans la zone de cellules du réseau rapide et les profils énergétiques des effets en réactivité induits sont énergétiquement similaires à ceux obtenus dans le réseau entièrement rapide.

Les études préliminaires des comportements cinétiques des zones rapide et thermique à l'aide de la méthode *Transient Fission Matrix (TFM)* démontrent le très bon découplage des zones, comme attendu par les études spectrales.

Les configurations couplées sont pertinentes et efficaces

La faisabilité de configurations expérimentales nécessite le respect de critères de sûreté. Nous avons ainsi réalisé une étude préliminaire sur l'insertion de réactivité majeure correspondant à l'inondation de la zone centrale rapide. Il a été démontré que la présence de la couronne de carbure de bore permet de contenir les variations de réactivité dus à l'insertion d'eau en dessous de la limite de $\beta_{eff}/2$. L'étude des coefficients de sensibilité du k_{eff} aux données nucléaires dans la zone rapide a mis en évidence, outre l'importance du ^{10}B, celle des isotopes fertiles. En effet, la thermalisation progressive du spectre rend leur contribution négative vis-à-vis de la réactivité permettant de contenir une partie de la hausse de réactivité.

La pertinence des mesures potentiellement réalisables dans de telles configurations passe quant à elle, certes par les caractéristiques spectrales, mais aussi par le niveau de flux mesurés en centre cœur. En effet, ce dernier influe directement sur le nombre d'événement et donc l'incertitude expérimentale associée aux mesures, qu'elles soient des effets en réactivité ou des taux de réaction. Dans la cellule centrale, le flux obtenu est du même ordre de grandeur que celui obtenu au centre de la configuration entièrement rapide (8.21E+08 contre 1.34E+09 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} à 100W).

Au-delà des mesures d'effet en réactivité total, la séparation des effets en réactivité selon les différentes réactions nucléaires mises en jeu a été étudiée au travers de la méthode d'emphase spectrale. Il s'agit de mesurer l'effet en réactivité d'un même échantillon dans deux réseaux aux spectres adjoints forts distincts (gradient énergétique fortement croissant ou quasiment nul) mais aux spectres directs proches. Remplaçant la zone de cellules centrale de rayon 24.5cm, deux configurations ont pu être conçues. Si les spectres directs sont proches de la configuration de référence (différences inférieures à 10%), les flux adjoints sont, entre 1 keV et 1.3 MeV, tantôt quasiment plat (différence de 7% entre les valeurs extrêmes) tantôt fortement croissant (facteur 10). Pour certains échantillons capturants et diffusifs, l'effet en réactivité est alors tantôt quasiment entièrement dû à la capture (plus de 99%), tantôt dû à 40% à la diffusion.

L'adaptation spectrale appliquée à la plage d'énergie 10 eV – 10 keV

Les principes de l'adaptation spectrale identifiés et démontrés dans l'étude des cœurs couplés thermique-rapides, ont permis de concevoir une configuration ciblant les caractéristiques neutroniques entre 10 eV et 10 keV. Sous les mêmes contraintes de taille de la zone centrale et de disponibilité des matières, une configuration optimisée a été conçue avec les caractéristiques suivantes :

- Une zone nourricière thermique en cellules de type réacteur à eau légère ;
- Une zone de conversion en Uranium métallique enrichi à 30% en ^{235}U ;
- Une zone d'adaptation en eau lourde complétée par de l'aluminium et une couronne d'absorbants thermiques autour de la zone de mesure centrale (nitrure de bore et Gd).

En centre cœur, un flux de 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} peut être obtenu avec une puissance de 1kW, possible dans ZEPHYR.

La simulation d'échantillons en centre cœur permet d'obtenir des taux de réaction centrés à plus de 85% entre 10 eV et 10 keV. Quant aux effets en réactivité induits par des échantillons fissile ou absorbant thermique (tels que ^{10}B), il est démontré que 75% des effets en réactivité provient de la même zone énergétique 10 eV - 10 keV. Ainsi, les mesures réalisées permettront une amélioration significative des données nucléaires dans un domaine d'énergie intermédiaire, aujourd'hui quelque peu lacunaire.

Une étude préliminaire de sensibilité et de représentativité a démontré la complémentarité des deux configurations conçues dans le cadre de ce travail de thèse pour les applications de sûreté/criticité des ateliers de fabrication des poudres MOx pour le réacteur de Génération IV ASTRID. Elles permettent en effet de couvrir la majeure partie de la plage énergétique relative aux besoins d'amélioration des sections efficaces des principaux isotopes du Pu.

Contribution au problème ouvert du calcul de sensibilité des petits effets en réactivité aux données nucléaires

Les calculs de coefficients de sensibilité aux données nucléaires sont nécessaires aux processus d'ajustement et de transposition des informations expérimentales à la connaissance de ces données. La réalisation de mesures d'effet en réactivité par la technique d'oscillations met en jeu des effets en réactivité inférieurs à 10 pcm en absolu. La méthode EGPT utilisée pour les grands effets en réactivité n'a pas été complétement validée pour les faibles effets en réactivité. En outre, elle calcule des sensibilités d'effets locaux par des paramètres globaux. Des coefficients incohérents ont alors été obtenus.

En se fondant sur des perturbations analytiques, une formulation théorique au premier ordre peut être obtenue. Elle découle de plusieurs hypothèses liées aux faibles perturbations considérées et aux conditions de réalisation pratiques des mesures d'effet en réactivité. L'utilisation d'effets en réactivité de référence est également étudiée.

Eléments de perspective

Les perspectives de travail suivant la thèse peuvent s'inscrire dans la continuité des deux objectifs de la thèse à savoir la conception de configurations couplées, identifiées comme dimensionnantes pour ZEPHYR, et l'amélioration des outils d'analyse des mesures réalisées dans les réacteurs de puissance nulle.

A propos de la conception des configurations couplées, il conviendra d'étudier les moyens de sûreté (barres de contrôle et de sûreté) ainsi que les réflecteurs axiaux. Si les études menées au cours de la thèse démontrent la possibilité de réaliser de tels cœurs, leur définition complète devra en effet être plus complète. Une propagation des incertitudes associées aux données nucléaires sur l'effet en réactivité dû à l'inondation devra notamment être réalisée. En outre, la configuration couplée thermique-rapide devra être précisément adaptée afin d'obtenir un spectre représentatif du réacteur ASTRID.

Outre les mesures par oscillation usuelles à l'aide de petits échantillons, des études relatives à la perte de réactivité par cycle, complétées par des mesures d'effets en réactivité sur des échantillons à très haut *burn up* (supérieur à 150 GWj/t) sont des perspectives d'intérêt.

De plus, un des sujets majeurs de recherche en neutronique concerne les comportements en transitoires complexes. Les petits cœurs fortement hétérogènes tels que ceux prévus dans ZEPHYR présentent des atouts majeurs pour répondre à de telles attentes. En particulier, des études de bascules de puissance liées à des mouvements de barres de contrôle entre zones faiblement à fortement couplées permettraient de valider expérimentalement les outils de cinétique 3D. La conception de ces configurations innovantes peut se faire notamment au travers des théories des cœurs couplés (Chapitre 4), et de l'utilisation des matrices de fission en transitoire (TFM). Une première étude de faisabilité de cette application a par ailleurs été présentée au Chapitre 7.

Entre perspective de conception et méthode d'analyse, l'étude de techniques expérimentales permettant la séparation des effets issus de réactions différentes est un sujet d'intérêt, notamment pour les mesures par oscillation. Cet objectif peut être atteint par la conception de configurations adaptées reposant par exemple sur l'emphase spectrale, dans la continuité de ce qui a été esquissé dans ce mémoire. Mais l'utilisation de techniques combinées telles que la mesure conjointe de signaux locaux et globaux peut également se révéler être une piste intéressante.

A propos des méthodes d'analyse des mesures, l'étude des calculs de sensibilité des petits effets en réactivité aux données nucléaires devrait être poursuivie afin de lever les incohérences notées avec l'utilisation de la méthode EGPT. Une telle étude approfondie, s'appuyant sur les principes théoriques avancés dans ce document, pourrait se matérialiser par un benchmark numérique complet utilisant les derniers développements informatiques. Cela pourrait aboutir à la validation de l'EGPT, ou bien son adaptation, voire la définition d'une méthode nouvelle afin de traiter au mieux ces faibles amplitudes et les termes indirects associés. L'utilisation de techniques récemment développées telles que les matrices de fission pourrait être une piste intéressante de propagation des perturbations de flux dues aux incertitudes sur les données nucléaires périphériques.

Bibliographie

M. ANTONY *et al.,* « Oscillation experiments techniques in CEA MINERVE experimental reactor », *ANIMMA International Conference*, Marseille (2009)

W. APPEL, "Mathématiques pour la physique et les physiciens ! », H&K Editions, 4e édition

P. ARCHIER, « Contribution à l'amélioration des données nucléaires neutroniques du sodium pour le calcul des réacteurs de génération IV », Thèse de l'Université de Grenoble (2011)

P. ARCHIER *et al.* "COMAC: Nuclear data covariance matrices library for reactor applications". *PHYSOR Conference*, Kyoto (2014)

W. ASSAL *et al., "*Experimental measurements at the MASURCA facility", *IEEE Transactions on nuclear science,* Vol. 59, NO. 6 (2012)

M. AUFIERO *et al.*, "A collision history-based approach to sensitivity/perturbation calculations in the continuous energy Monte-Carlo code SERPENT", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 85, pp. 245-258 (2015)

M. AUFIERO *et al.*, "Coupled reactors analysis: new needs and advances using Monte-Carlo methodology", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 98, pp. 218-225 (2016)

R. AVERY, "Theory of coupled reactors", *Proc. 2nd United Nations Conf. for Peaceful Use of Atomic Energy,* United Nations, Vol. 12, p. 182 (1958)

B. A. Baker *et al.* "Equivalency of open loop and closed loop reactivity measurement techniques". *PHYSOR Conference*, Kyoto (2014)

R. BARJON, "Physique des réacteurs nucléaires", *Institut des sciences nucléaires* (1993)

C. BLANDIN *et al., "*Jules Horowitz Reactor: update of the experimental capacity", *Proceedings of the European Research Reactor*, Bucharest, Romania (2015)

P. BLAISE, « Conception, realisation et interpretation de programmes expérimentaux dans le processus global de qualification des codes de neutronique et des données nucléaire » *Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches*, Université de Grenoble (2011)

P. BLAISE *et al.,* "The R&D roadmap for Gen-2,3 & IV neutronics studies in the future ZEPHYR ZPR in Cadarache." *Proc. IGORR Conference*, Berlin (2016)

E. BRUN *et al.* "TRIPOLI-4®, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code" *Annals of Nuclear Energy,* N°82, pp.151-160 (2015)

M. BUSTRAAN *et al.* « STEK, the fast-thermal coupled facility of R.C.N. at Petten", *RCN-122*

C. CARMOUZE *et al., "*UACSA Benchmark Phase V – preliminary results", *Présentation au Meeting du Working Party on Nuclear Criticality Safety,* France (2016)

S. CARNEY *et al.,* "Theory and applications of the fission matrix method for continuous-energy Monte Carlo", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 73, pp. 423-431 (2014)

S. CATHALAU, "Qualification des propriétés neutroniques des réacteurs sous-modérés à l'eau légère" Thèse de l'Université Paris-Sud Orsay (1988)

S. CATHALAU *et al.*, "More than forty years of neutronics experiments in critical facilities of Cadarache center: from EOLE and MINERVE to the future ZEPHYR reactor". *IGORR Conference*, Bariloche (2014)

J. CHADWICK, "Letters to the Editor: Possible Existence of a Neutron". In *Nature*, **129** (1932)

M. COSTE-DELCAUX, « Formalisme d'autoprotection du code APOLLO2 », Rapport CEA-R-6300 (2012)

A. DALFES *et al.* « Theoritical and experimental study of a fast-thermal coupled reactor by correlation techniques", *RCN-132*

N. DOS SANTOS, « Optimisation de l'approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques », Thèse de l'Université de Grenoble (2013)

I. DUHAMEL *et al.* « Proposal of integral critical experiments for low-moderated MOX fissile media » *Proc. Of Workshop on the need of integral critical experiments with low-moderated MOX fuels,* Paris (2004)

K. FAHRMANN *et al.* « A fast-thermal coupled system with energy-independant adjoint flux", *Kernenergie*, Vol. 24, pp. 431-433 (1981)

B. FAURE, "Simulation des fuites neutroniques à l'aide d'un modèle B1 hétérogène pour des réacteurs à neutrons rapides et à eau légère", Mémoire de master de l'Ecole Polytechnique de Montréal (2016)

W. FOELL, "Small sample reactivity measurements in nuclear reactors", American Nuclear Society & U.S. Atomic Energy Commission (1972)

W.N. FOX *et al.* "The measurement of Pu-239 capture to fission ratios in fast reactor lattices", *Journal Brit. Nucl. Energy Soc.,* Vol. 6, pp. 63-79 (1967)

A. GANDINI, "A generalized perturbation method for bi-linear functionals of the real and adjoint neutron fluxes" *Journal of Nuclear Energy*, Vol. 21, pp. 755 – 765 (1967)

A. GANDINI *et al.*, "Equivalent Generalized Perturbation Theory (EGPT)", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 13, No.3, pp. 109-114 (1986)

B. GESOLT *et al.* "A hybrid pile oscillator experiment in the Minerve reactor" *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 108, pp. 268-276 (2017)

E. GILAD *et al.*, "Experimental estimation of the delayed neutron fraction β_{eff} of the MAESTRO core in the MINERVE zero power reactor", *Journal of Nuclear Science and Technology* (2015)

A. GUYADER, « Etude expérimentale de l'effet Doppler de l'uranium dans les milieux multiplicateurs à neutrons thermiques et rapides », *Rapport CEA – R – 4035* (1970)

A. HEBERT, « Applied reactor physics », Montréal, Presses Internationales Polytechniques (2009)

N. HFAIEDH, "Nouvelle méthodologie de calcul de l'absorption résonnante", Thèse de l'Université de Strasbourg (2006)

J.-P. HUDELOT, « Développement, amélioration et calibration de mesures de taux de réaction neutroniques : élaboration d'une base de techniques standards », Thèse de l'Université Joseph Fourier (1998)

A. HUMMEL, « Re-analysis of the RRR/SEG reactivity measurements using TRIPOLI-4", *WPEC meeting [SG39],* Paris (2016)

J. HUYGUE, Communication personnelle (2016)

E. IVANOV *et al.*, « Sensitivity studies to support TEX critical experiments design », *ICNC,* Charlotte, NC (2015)

T. IVANOVA *et al.*, « Nuclear data impact on multiplication factor and reactor physics parameters calculations for experiments simulating damp MOx powders », *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology,* IRSN (2007)

M.J. JAMES, "Energy released in fission". In *Journal of Nuclear Energy,* vol. 23, pp. 517-536 (1969)

K. KOBAYASHI, "A relation of the Coupling coefficient to the eigenvalue separation in the coupled reactors theory", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 25, No. 4-5, pp. 198-201 (1998)

A. LAUREAU, "Développement de modèles neutroniques pour le couplage thermohydraulique du MSFR et le calcul des paramètres effectifs", Thèse de l'Université de Grenoble Alpes (2015)

A. LAUREAU *et al.*, "Transient coupled neutronics-thermohydraulics study of ULOF accidents in sodium fast reactors using spatial kinetics: comparison of the TFM Monte Carlo and S_N appoaches", *ICAPP Conference*, Kyoto (2017)

A. LAUREAU *et al.*, "Local correlated sampling Monte Carlo calculations in the TFM neutronics approach for spatial and point kinetics applications", *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, **3**, 16 (2017)

P. LECONTE, "Développement et optimisation de techniques de mesure par spectrométrie gamma", Thèse de l'Université de Clermont-Ferrand (2006)

E. LEHMANN *et al.* « The method of energy-independant adjoint flux and its perfection by the SEG-V configuration", *Kernenergie*, Vol. 29, pp. 30-33 (1986)

E. LEHMANN *et al.* « A fast critical reactor assembly with strong energy dependence of adjoint flux", *Kernenergie*, Vol. 34, pp. 9-12 (1991)

A. LYOUSSI, « Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire », *EDP Sciences*, Collection Génie Atomique (2010)

M. MAILLOT, « Caractérisation des effets spatiaux dans les grands cœurs RNR : méthodes, outils et études », Thèse de l'Université d'Aix-Marseille (2016)

L. MARTIN-DEIDIER « Mesure intégrale de la capture des produits de fission dans les réacteurs à neutrons rapides », *Thèse de Doctorat d'Etat,* Université Paris-Sud Centre d'Orsay (1979)

H. MEISTER, « Investigation of reactor physics properties of the SNEAK 3 A – 2 core in the fast-thermal reactor STARK, Assembly 6 », *Kernforschungszentrum Karlsruhe* (1971)

M. MILOSEVIC *et al.,* "A comparative study of effective delayed neutron fraction", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 22, N°6, pp. 389-394 (1995)

G. NOGUERE, « Mesures et analyses des sections efficaces neutroniques totales et de captures radiatives des iodes 137 et 129 de 0,5 eV à 100 keV », Thèse de l'Université de Strasbourg (2003)

G. NOGUERE *et al.*, « Interpretation of pile-oscillation measurements by the integral data assimilation technique » *Nuclear Instruments and methods in physics research A,* 629, pp. 288-295 (2011)

V.V. ORLOV, "Problems of fast reactor physics related to breeding" *Atomic Energy Review* 184, pp. 989-1077 (1980)

G. PALMIOTTI & M. SALVATORES, « Impact of nuclear data uncertainties on innovative fast reactors and required target accuracies », *Journal of Nuclear Science and Technology,* Vol. 48, No. 4, p. 612-619 (2011)

C. PERCHER *et al.*, « Final design for thermal epithermal experiments (TEX) with ZPPR plutonium/aluminium plates with polyethylene and tantalium », *ICNC,* Charlotte, NC (2015)

M. PESIC, « Coupled fast-thermal system at the « RB » Nuclear reactor », *Kernenergie,* 80, 4 (1987)

M. PESIC, "Analysis of criticality safety of coupled fast-thermal core 'HERBE'", *The VINCA Institute of Nuclear Sciences* (1991)

M. PESIC, "Experimental methods related to coupled fast-thermal systems at the RB reactor" *Presentation at Kyoto University, RRI, KUCA, Osaka* (2002)

M. PESIC, « HERBE – Coupled fast-thermal core as possible criticality benchmark », *JAERI Conference* (2003)

E. PRIVAS, « Contribution à l'évaluation des incertitudes sur les sections efficaces neutroniques, pour les réacteurs à neutrons rapides », Thèse de l'Université de Grenoble (2015)

P. REUSS, « Précis de neutronique », *EDP Sciences*, Collection Génie Atomique (2003)

H. RIEF "Generalized Monte Carlo perturbation algorithms for correlated sampling and a second-order Taylor series approach" *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 11, N° 9, pp. 455-476 (1984)

G. RIMPAULT *et al.,* « The ERANOS code and data system for fast reactor neutronic analyses », *Physor CONFERENCE* (2002)

J.M. RUGGIERI *et al.*, « ERANOS 2.1: International Code system for GEN IV Fast reactor analysis », *ICAPP,* Reno, USA (2006)

A. SANTAMARINA *et al.* The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library. NEA 2009

A. SANTAMARINA *et al.* "Calculation of LWR β_{eff} kinetic parameters: Validation of the MISTRAL experimental program", *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 48, pp. 52-59 (2012)

A. SANTAMARINA « Benchmark Phase-V. Blind benchmark on MOx wet powders », Working party on Nuclear Criticality Safety, NEA (2015)

A. SANTAMARINA *et al.* "MOX powder calculation improvement: OECD benchmark proposal and CRISTAL-RIB results" *ICNC,* Charlotte, NC (2015)

J. TOMMASI *et al.,* « Analysis of the PROFIL and PROFIL-2 sample irradiation experiments in Phenix for JEFF-3.1 nuclear data validation », *Nuclear Science and Engineering,* Vol. 160 (2008)

G. TRUCHET « Développements et validation de calculs à énergie continue pondérés par l'importance », Thèse de l'Université de Grenoble (2015)

T. UMANO *et al.,* « Development of a « best representativity » method for experimental data analysis and an application to the critical experiments at the Toshiba NCA facility », *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 51, No. 5, 608-625 (2014)

T. UMANO *et al.,* « Improvement of the « best representativity » method toward an industrial application », *Annals of Nuclear Energy,* Vol. 105, pp. 311-328 (2017)

L. N. USACHEV, "Equation for the value of neutrons, reactor kinetics and perturbation theory", *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Use of Atomic Energy,* Vol. 5, p 503, Genève (1955)

C. VILLANI, "Théorème vivant", Editions Grasset & Fasquelle (2012)

G. YOUNIOU *et al.,* « Versatile coupled thermal-fast irradiation test reactor », *PHYSOR Conference*, Sun Valley, USA (2016)

Monographie CEA/DEN, « La Neutronique », ouvrage collectif, *Editions Le Moniteur* (2013)

Monographie CEA/DEN, « Les Réacteurs nucléaires à caloporteur sodium », ouvrage collectif, *Editions Le Moniteur* (2014)

Monographie CEA/DEN, « Les Réacteurs nucléaires expérimentaux », ouvrage collectif, *Editions Le Moniteur* (2012)

OECD-NEA, *International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments*. NEA/NSC/DOC(95)03/VI, September 2013

OECD-NEA, *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*. NEA/NSC/DOC(2006)1/VI, March 2007

Site officiel du Forum International sur la Génération IV : www.gen-4.org

Site officiel du code MCNP développé à Los Alamos : mcnp.lanl.gov

Site officiel du code SERPENT : montecarlo.vtt.fi

Convention du 9 septembre 2010 entre l'Etat et le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives relative au programme d'investissements d'avenir (action « réacteur de 4e génération ASTRID »), au *Journal Officiel de la République Française n°0211 du 11 septembre 2010*

ANNEXES

Les pages qui suivent sont les documents annexes de ce mémoire de thèse. Ils constituent des approfondissements ou des compléments des notions abordées dans le corps du document.

L'**Annexe A** présente l'équation de Boltzmann, de son origine dans la physique des gaz à son application pour les populations neutroniques en réacteurs. Une introduction aux méthodes numériques associées à sa résolution est présentée.

L'**Annexe B** apporte une brève introduction aux réacteurs expérimentaux de puissance, complémentaires aux réacteurs de puissance nulle pour l'exploitation industrielle de l'énergie nucléaire.

L'**Annexe C** présente les publications associées aux travaux réalisés au cours de la thèse. Deux d'entre elles sont jointes.

Annexe A : Equation de Boltzmann : Description et résolution numérique

Cette annexe est relative à l'équation de Boltzmann et sa résolution. La section A.1. porte sur l'équation de Boltzmann « fondamentale » c'est-à-dire issue de la théorie des gaz ; elle y est décrite puis appliquée au cas d'une population de neutrons au sein d'un réacteur nucléaire. Les hypothèses nécessaires à cette application sont détaillées en précision.
La section A.2. développe les principes des méthodes déterministes et probabilistes de résolution numérique de l'équation abordés au Chapitre 1.

A.1. L'équation de Boltzmann : présentation et application à la neutronique

1 - Décrire la population neutronique : les neutrons forment un gaz !

1. *Des populations paradoxales*

L'utilisation, pour l'étude des neutrons, des travaux relatifs à la théorie cinétique des gaz prend sa source dans l'analogie entre les caractéristiques (densité, énergie, chocs...) des populations de particules étudiées, molécules constitutives d'un gaz d'une part et neutrons d'autre part. Dans un gaz, l'étude porte sur la modélisation d'un très grand nombre N de molécules identiques. Cette caractéristique est tout à fait valide pour les neutrons dans un réacteur nucléaire où l'on trouve par exemple au sein des réacteurs à eau, une **densité neutronique** de l'ordre de 10^8 neutrons.cm^{-3}. Néanmoins, la densité des neutrons, comme celle des molécules d'un gaz, est extrêmement faible au regard de celles des noyaux constituants la matière sous forme liquide et solide : à des conditions normales de température et de pression on trouve environ 3.10^{22} molécules d'eau par cm^3 ! On voit donc se dessiner ici les contours d'un paradoxe fort utile pour la description mathématique. Le nombre de particules est suffisamment grand pour utiliser les statistiques et décrire des comportements moyens, mais la densité est assez faible pour considérer valide l'**hypothèse de raréfaction** : le libre parcours moyen d'une particule est bien supérieur au potentiel d'interaction entre deux particules (approximativement quelques cm contre quelques 10^{-15} m). De ce fait, les neutrons se comportent comme un gaz.
Rappelons maintenant comment les particules sont traitées dans la théorie cinétique des gaz.

2. *Le choix de la description mésoscopique par la théorie cinétique*

Les densités mises en jeu permettent d'utiliser la théorie cinétique des gaz, née de l'impossibilité de décrire individuellement les particules. En effet, le système hamiltonien est inaccessible tant du point de vue analytique que numérique. La théorie cinétique correspond à une description **mésoscopique** du système. Elle fait appel à une **fonction densité de probabilité *f*** qui permet d'étudier le système dans un espace des phases restreint, à 7 dimensions : une position $\vec{r}$, une vitesse $\vec{v}$ et une dimension temporelle *t*. L'étude du système se traduit donc en une équation

relative à cette fonction *f*. Cette densité de probabilité représente donc à chaque instant une mesure de probabilité. En neutronique, on décrit la densité de neutrons par la fonction *n* qui représente en soi le produit d'une vraie fonction de densité *f* telle qu'utilisée en probabilité, comprise entre 0 et 1, et du nombre total de neutrons *N*: $\mathrm{n}(\vec{\mathrm{r}},\vec{\mathrm{v}},\mathrm{t}) = \mathrm{N}\, f(\vec{\mathrm{r}},\vec{\mathrm{v}},\mathrm{t})$.

L'intégration selon les différentes variables de la densité neutronique *n* donne accès à des grandeurs macroscopiques. L'espace des phases est présenté différemment pour les trois dimensions de vitesse puisque l'on s'intéresse plutôt à une dimension énergie *E*, directement liée à $\|\vec{v}\|$, et deux dimensions angulaires de type angle solide $\vec{\Omega}$. La densité de neutrons est alors notée $\mathrm{n}(\vec{\mathrm{r}},\mathrm{E},\vec{\Omega},\mathrm{t})$.

Maintenant la justification faite de l'utilisation de la théorie cinétique des gaz de Boltzmann pour les neutrons, étudions sa traduction mathématique.

3. *La traduction en équation*

La théorie cinétique permet d'accéder à l'évolution de la fonction densité de probabilité *f* (et plus tard notée *n* dans l'application à la neutronique) par l'intermédiaire de l'équation de Boltzmann. En l'absence de collisions entre les particules elles - mêmes et entre les particules et le milieu extérieur, on obtient $\frac{dn}{dt} = 0$. C'est l'équation de Vlasov, utilisée notamment pour l'étude des plasmas non collisionnels ou encore en astrophysique [Villani, 2012].

La dérivée lagrangienne $\frac{dn}{dt}$ se développe dans l'espace des phases $(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_{\vec{r}} n + \vec{a}.\vec{\nabla}_{\vec{v}} n = 0$$

Si le système n'est soumis à aucune force extérieure, l'accélération est nulle ce qui simplifie l'équation en $\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_{\vec{r}} n = 0$. C'est une équation de transport libre.

Revenons maintenant sur les hypothèses relatives au transport libre dans un réacteur nucléaire. Si l'on peut négliger les interactions de type neutron - neutron grâce à la faible densité des neutrons au regard de celle de la matière, ce n'est pas le cas des interactions avec le milieu extérieur. Il s'agit en effet principalement des interactions avec le combustible et le modérateur. Le transport s'en retrouve modifié et la dérivée lagrangienne devient alors égale à un opérateur de collision relatif à la fonction *n*, noté $C(n)$. On obtient alors une équation de forme plus générale:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_{\vec{r}} n = C(n)$$

C'est dans cet opérateur de collision que se trouve tout l'enjeu de la neutronique. En effet, l'étude du transport libre des neutrons n'a en soi que peu d'intérêt, l'objectif étant de faire collisionner des neutrons sur des noyaux de combustible. On peut alors en déduire que c'est l'interaction des neutrons avec la matière, leurs collisions, qui définit la neutronique. On retiendra donc que **la neutronique correspond à l'étude de l'opérateur de collision de l'équation de Boltzmann.**

Remarque : il peut également exister un terme de source neutronique, qui ajoute des neutrons, telle une source *Am-Be*. Dans ce cas, un terme S_{ext} s'ajoute à l'opérateur de collision, donnant l'équation complète $\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_{\vec{r}} n = C(n) + S_{ext}$.

2 - Application à la neutronique : flux et expression de C(n)

1. *Expression en fonction du flux neutronique*

En pratique, la densité *n* n'est pas très usitée; on lui préfère la grandeur **flux Φ** définie comme le produit de cette densité *n* par la vitesse des neutrons (dans la suite, on notera $v = \|\vec{v}\|$). Ainsi $\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = vn(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$.

On remarque que ce terme Φ est appelé "flux" en raison de son unité en neutrons.cm^{-2}.s^{-1}, sans pour autant correspondre à un flux tel qu'il est classiquement défini en physique : un nombre de neutrons traversant une surface par seconde. Fondamentalement, il s'agit donc encore d'une densité. L'équivalent neutronique du flux usuel de la physique est le **courant**, noté $\vec{J}$ et défini par

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \vec{\Omega}\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \text{ où } \vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}$$

On peut alors écrire l'équation du transport selon Φ: $\frac{\partial\left(\frac{\Phi}{v}\right)}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\left(\frac{\Phi}{v}\right) = C\left(\frac{\Phi}{v}\right) + S_{ext}$

La grandeur *v* étant indépendant de *t* et de $\vec{r}$, et sachant que par définition $\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}$, il vient au point $(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ de l'espace des phases :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi = C\left(\frac{\Phi}{v}\right) + S_{ext}$$

2. *Expression de l'opérateur de collisions*

Comme mentionné précédemment, le transport libre des neutrons est perturbé par les collisions avec la matière. Elles sont de différentes natures afin de prendre en compte toutes les interactions possibles d'un neutron avec la matière. Ainsi, elles peuvent être "positives" en ce sens qu'elles apportent des neutrons au point donné de l'espace des phases $(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$, ou bien "négatives" lorsqu'un neutron subit une réaction en ce point.

- **Les collisions "négatives"** sont les plus simples à exprimer. En effet, il s'agit du taux de réaction total correspondant aux absorptions et aux diffusions au point d'étude. On a alors le terme $-(\Sigma_{tot}\Phi)(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = -(\Sigma_a\Phi + \Sigma_S\Phi)(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$.

- **Les collisions "positives"** sont plus délicates à traiter car il faut prendre en compte deux termes distincts, à savoir la production par fission et la production par diffusion.

  - La *production par fission* qui dépend du spectre en énergie $\chi(E)$ de l'élément fissile touché en $\vec{r}$. Ainsi la contribution s'écrit

$$+\frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r},E',t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}'.$$

    Dans l'absolu, on somme les productions par fissions issues de tous les isotopes fertiles et fissiles ayant chacun un spectre d'émission $\chi(E)$ et un nombre de neutrons émis par fission ν particuliers.

  - La *production par diffusion* qui prend en compte tous les neutrons subissant une diffusion de $(E',\vec{\Omega}')$ en $(E,\vec{\Omega})$ à l'instant *t* en $\vec{r}$. Ce terme s'écrit donc

$$+\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega},t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}'$$

    On observe alors une modification du vecteur vitesse $\vec{v}$, due à une collision et non au transport libre ; c'est pourquoi elle n'apparaît pas le terme de transport selon la vitesse dans la dérivée lagrangienne $\frac{dn}{dt}$.

3. *Forme « naturelle » de l'équation de Boltzmann : forme intégro-différentielle*

Les paragraphes précédents permettent alors d'établir l'équation de Boltzmann utilisée en neutronique, sous sa forme "naturelle" appelée forme intégro-différentielle :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)}{\partial t}+\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)=$$
$$-\left(\Sigma_{tot}\Phi\right)(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)+\frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r},E',t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}'$$
$$+\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega},t)\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)dE'd^2\vec{\Omega}'+S_{ext}(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)$$

Remarque : On note que l'opérateur de collisions reste linéaire vis-à-vis du flux du fait que les interactions neutron-neutron sont négligées. L'équation du transport des neutrons est donc linéaire.

A.2. Résolution numérique

Le calcul d'évolution temporelle n'est pas présenté ici; l'équation résolue est donc l'équation de Boltzmann stationnaire présentée Partie I - Chapitre 1 :

$$-\frac{1}{k_{eff}}\frac{\chi(E)}{4\pi}\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\nu\Sigma_f(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'+\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})+\Sigma_{tot}(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$
$$-\int_{E'=0}^{+\infty}\int_{\vec{\Omega}'}\Sigma_S(\vec{r},E'\rightarrow E,\vec{\Omega}'.\vec{\Omega})\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}')dE'd^2\vec{\Omega}'=S_{ext}(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

Deux stratégies de résolution sont utilisées correspondant à des approches « philosophiquement » distinctes : déterminisme et probabilisme.

1 – Simulations déterministes

Une première possibilité est d'utiliser une discrétisation de chacune des variables de l'équation stationnaire : spatiale, angulaire et énergétique.

3. *Variable énergétique E*

La discrétisation selon la variable énergétique est celle qui présente la plus grande particularité à cause des variations très importantes des sections efficaces, notamment dans le domaine des résonances. Le maillage en énergie permet de définir des groupes d'énergie (de 2 à 2000 généralement), adaptés aux résonances des différents isotopes présents dans le cœur modélisé [Hfaiedh, 2006]. Le maillage en énergie n'est donc en aucun cas régulier. Les flux et les sections efficaces sont **condensés** dans chacun de ces groupes de manière à obtenir des **flux et sections dits multigroupes**. Théoriquement, on cherche alors à obtenir pour un groupe d'énergie *g* :

$$\Phi^g(\vec{r},\vec{\Omega})=\int_{E_g}\Phi^g(\vec{r},E_g,\vec{\Omega})dE_g$$

Les sections efficaces sont également condensées mais de manière à conserver les taux de réactions dans le groupe d'énergie. Ainsi on obtient pour une réaction *R* dans le groupe *g* :

$$\sigma_R{}^g(\vec{r})=\frac{\int_{E_g}\sigma_R(E_g)\Phi(\vec{r},E_g)dE_g}{\int_{E_g}\Phi(\vec{r},E_g)dE_g}=\frac{\int_{E_g}\sigma_R(E_g)\Phi(\vec{r},E_g)dE_g}{\Phi^g(\vec{r})}$$

Néanmoins, en pratique, l'obtention de ces sections multigroupes est un problème très complexe. La conservation nécessaire de la grandeur physique mesurable qu'est le taux de réaction nécessite un traitement particulier au niveau des résonances afin de tenir compte du phénomène physique de l'**autoprotection** : dans une résonance, tout se passe comme si la section efficace était plus faible que sa véritable valeur car par sa présence, elle diminue fortement le flux localement. Le taux de réaction final est ainsi bien plus faible que le produit de la moyenne de la section efficace et de la moyenne du flux dans le groupe étudié.

Aujourd'hui, plusieurs formalismes sont utilisés dans les codes déterministes pour traiter l'autoprotection des sections efficaces, parmi lesquelles la méthode des sous-groupes [Coste-Delcaux, 2012].

4. *Variable spatiale* $\vec{r}$

La discrétisation spatiale peut être traitée par des méthodes numériques classiques : différences finies ou éléments finis. On peut aussi citer la méthode des probabilités de première collision utilisant une autre forme de l'équation du transport (formulation intégrale) qui malgré l'hypothèse du choc isotrope est encore utilisée, principalement dans les calculs d'autoprotection.

La géométrie décrite dans les codes déterministes n'est pas la géométrie exacte mais une géométrie simplifiée, souvent en deux dimensions, dupliquée ensuite selon l'axe vertical.

5. *Variable angulaire* $\vec{\Omega}$

Deux méthodes sont couramment employées pour traiter la dépendance angulaire. Ce sont la méthode des ordonnées discrètes, aussi appelée méthode S_N , et la méthode des harmoniques sphériques - ou méthode P_N.

- **Méthode $\mathbf{S_N}$:** il s'agit de choisir un nombre N de directions discrètes dans 4π-stéradians et d'écrire pour chacune d'entre elle l'équation du transport. Puis une formule de quadrature permet d'évaluer les intégrales sur les angles de type : $\int_{4\pi} f(\vec{\Omega})\,d\vec{\Omega} = \sum_{n=1}^{N} w_n f(\vec{\Omega}_n)$ La quadrature choisie permet d'évaluer les poids w_n.
- **Méthode $\mathbf{P_N}$:** le flux est exprimé comme le produit d'une composante spatio-énergétique et d'une composante angulaire exprimée par les harmoniques sphériques :

$$\Psi(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{l=-m}^{+m}\Psi_m^l(\vec{r},E)Y_m^l(\vec{\Omega})$$

Il convient de mentionner également une méthode en vogue depuis le début des années 2000, héritée du mathématicien Riemann : la **méthode des caractéristiques**, abrégée en MOC pour *Method of Characteristics*. Dans chaque groupe d'énergie, les discrétisations spatiale et angulaire sont simultanément résolues. Des « courbes », aussi appelées trajectoires, sont utilisées le long desquelles, par des intégrations curvilignes, l'équation du transport est résolue [Hébert, 2009]. Les précisions atteintes avec des calculs MOC lui confèrent aujourd'hui le statut de méthode de référence.

<u>*Remarque :*</u> On peut également citer la simplification de l'équation de Boltzmann grâce à l'**hypothèse de diffusion**. Elle revient à utiliser la loi de Fick : par intégration sur la variable angulaire $\vec{\Omega}$, on écrit le vecteur courant neutronique à l'aide d'un gradient de flux. En notant D le coefficient de diffusion, on obtient $\vec{J}(\vec{r},E,t) = \vec{\Omega}.\Phi(\vec{r},E,t) \approx -D(\vec{r},E)\vec{\nabla}_{\vec{r}}\Phi(\vec{r},E,t)$.

6. *Introduction à la notion de schéma de calcul*

Si l'on évalue rapidement le nombre de mailles dans l'espace des phases nécessaire à l'obtention d'une description fidèle d'un réacteur, on arrive facilement à quelques centaines de milliards pour lesquelles plusieurs Giga-octets devraient être mobilisés ! Ainsi, les neutroniciens ont développé des calculs en deux voire trois étapes : « cellules » puis « cœur » entre lesquels peut s'ajouter une étape « assemblage ». Si la description de la cellule est très fine, les caractéristiques obtenues sont condensées (énergie) et homogénéisées (espace) afin d'alléger le calcul à l'étape suivante. Le calcul cœur est alors réalisable dans une durée tout à fait raisonnable. Les choix faits en termes de maillage et de condensation/homogénéisation définissent le **schéma de calcul.** Celui-ci est bien évidemment adapté à chaque cas traité. Une quantification des biais et du domaine de validation est réalisée afin de donner tous les éléments nécessaires à la bonne utilisation de ces schémas de calcul par les ingénieurs de l'industrie nucléaire.

2 – Simulations Monte-Carlo

L'approche probabiliste, également appelée Monte-Carlo en référence au hasard inhérent aux tables de jeux des casinos, est héritée de l'expérience de l'aiguille de Buffon au XVIIIième siècle permettant d'estimer une valeur de π à la suite d'une série de lancers. Puis les travaux mathématiques sur les probabilités et la théorie de la mesure parallèlement à la théorie des gaz ont permis d'asseoir la légitimité de l'approche statistique dans le traitement des phénomènes physiques. Concernant le traitement probabiliste des neutrons, c'est E. Fermi qui l'employa pour étudier le ralentissement des neutrons puis les physiciens du projet Manhattan à Los Alamos au cours de la Seconde Guerre Mondiale. L'approche porte un sens plus physique que les méthodes déterministes : les neutrons sont individuellement étudiés au niveau microscopique, de leur émission à leur disparition constituant des « histoires ». Etudiées en grand nombre et moyennées, les histoires individuelles permettant alors d'estimer les grandeurs macroscopiques d'intérêt par application du théorème central limite [Appel].

Le principe général de la simulation est décrit ci-dessous, en détaillant certaines étapes clés enchaînées dans le calcul :

- A partir d'un neutron source, on simule son histoire représentée par un ensemble de trajectoires bornées par des collisions (réactions nucléaires) jusqu'à sa disparition par absorption ou par fuite à l'extérieur du réacteur.
- Soit une grandeur *R* telle qu'un taux de réaction (associé à une section efficace macroscopique Σ_R) que l'on souhaite évaluer dans une zone *Z* de l'espace des phases. On définit une variable aléatoire *X(Z)*, son estimateur, à laquelle on associe une variable ω dite « score ». Lorsqu'un neutron pénètre dans la zone de résultat *Z* de en un point P, la valeur $1 \times \frac{\Sigma_R(P)}{\Sigma_{TOT}(P)}$ est attribuée au score ω. Si le neutron ne passe pas dans la zone de résultat *Z*, alors ω enregistre la valeur 0.
- Les différents événements (caractéristiques à l'émission, longueur de parcours, nature de la collision, …) sont déterminés par l'intermédiaire de densités de probabilité, conformes aux caractéristiques physiques des sources de neutrons et des lois

physiques d'interaction avec la matière. Ces densités sont choisies de manière à ce que $E[X(Z)] = R(Z)$.

- L'expérience est réalisée plusieurs fois de manière indépendante. En pratique, on réalise *N* simulations, aussi appelées batch, comportant chacune *M* neutrons. Pour chacune des N simulations, on obtient une estimation de *R(Z)*, notée $\tilde{X}_k(Z)$ où *k=1,…,N*. Elle est obtenue trivialement à partir des *M* neutrons :

$$\tilde{X}_k(Z) = \frac{1}{M}\sum_{m=1}^{M}\omega_{m,k}(Z)$$

- La variable *R(Z)* est estimée à partir de la loi des grands nombres grâce à la moyenne $\overline{X}_N(Z)$ des quantités $\tilde{X}_k(Z)$: $\overline{X}_N(Z) = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\tilde{X}_k(Z) = \frac{1}{NM}\sum_{k=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}\omega_{m,k}(Z)$.

  Puis, $\lim_{N\to\infty}\overline{X}_N(Z) = R(Z)$. Enfin, grâce au théorème central limite, on obtient une estimation de l'écart type associé à $\overline{X}_N(Z)$.

Les progrès quasi exponentiels des performances des calculateurs informatiques (loi de Moore) ont permis une véritable montée en puissance des codes Monte-Carlo sur les dernières décennies. A l'historique code américain MCNP [Los Alamos web], s'ajoute le code français TRIPOLI du CEA développé depuis les années 1970 et tout un ensemble de codes développés par différents groupes de recherche partout dans le monde. Depuis quelques années, le code finlandais SERPENT semble prendre une place importante dans la communauté de la physique des réacteurs [Serpent code web].
Les grands enjeux à venir pour la simulation Monte-Carlo concerne les calculs en évolution, le traitement de la cinétique ainsi que le couplage à la thermohydraulique du cœur [Laureau, 2015]. Il convient également de mentionner un enjeu plus informatique : la création d'architectures adaptée aux calculs haute performance réalisés sur des milliers de cœurs en parallèle.

3 – Avantages et inconvénients

En résumé, la méthode de référence est la simulation Monte-Carlo. Elle permet de modéliser avec une précision proche de l'exactitude la géométrie du réacteur, les sections efficaces utilisées sont continues en énergie et en angle et ne souffrent donc pas de biais tels que le traitement de l'autoprotection par exemple. Son inconvénient majeur réside dans le temps de calcul nécessaire, incompatible avec les contraintes industrielles telles que les plans de chargement (plusieurs semaines sont parfois nécessaires pour obtenir une précision suffisante !). Face à ce problème de taille, les codes déterministes permettent de réaliser des calculs précis en quelques heures pour un cœur de REP. Les multiples approximations réalisées introduisent des biais nécessitant une validation systématique par simulation Monte-Carlo dès que l'on sort des schémas de référence.

Au-delà du clivage des philosophies, il convient plutôt de percevoir ces deux approches de manière complémentaire. Si les calculs Monte-Carlo présentent un caractère exact leur conférant une valeur de référence et d'étalons numériques, les calculs déterministes permettent d'atteindre des résultats précis en un temps réduit, les rendant indispensables pour les applications industrielles et la production.

Annexe B : Réacteurs nucléaires expérimentaux de « puissance »

Cette annexe présente les réacteurs nucléaires expérimentaux appelés ici de « puissance » par opposition aux réacteurs de puissance nulle qui sont l'objet d'étude de la thèse.
Trois catégories distinctes peuvent être identifiées :

- les réacteurs d'essais et les prototypes ;
- les réacteurs d'essais de sûreté ;
- les réacteurs d'irradiation technologique.

B.1. Réacteurs d'essais et prototypes

Au plus proche des réacteurs industriels, se trouvent les réacteurs d'essais et les prototypes. Leurs caractéristiques sont similaires à celles des réacteurs producteurs d'électricité, tant sur les matériaux utilisés, que sur la géométrie et même sur la puissance. De manière générale, ils poursuivent un objectif commun : valider la faisabilité et la pertinence des concepts technologiques futurs. Ainsi, ils peuvent être appelés démonstrateurs ou prototypes. C'est par exemple le cas des anciens réacteurs Phénix et SuperPhénix [*Les réacteurs nucléaires à caloporteur sodium,* 2014] ou bien encore du projet ASTRID [Le Coz *et al.*, 2011], appartenant tous trois à la filière des réacteurs à neutrons rapides à caloporteur Sodium.

Légèrement différents, on trouve également des réacteurs dits d'essais. Une fois le choix d'une filière effectuée, ces réacteurs peuvent être utilisés dans le but de qualifier à l'échelle 1 des composants tels que les combustibles. C'est notamment le cas pour la filière de propulsion navale, où le nouveau Réacteur d'ESsais [*Les réacteurs nucléaires expérimentaux,* 2012] installé à Cadarache sera un support fondamental à la qualification des codes neutroniques spécifiques à la propulsion, à l'exploitation des chaufferies embarquées et à la mise au point d'innovations technologiques pour les futurs sous-marins.

B.2. Réacteurs d'essais de sûreté

La sûreté est aujourd'hui la clé de voûte de l'exploitation de l'énergie nucléaire. En dépit des parades efficaces actives et passives imaginées par les concepteurs, les situations accidentelles sont étudiées de manière à en connaître au mieux le déroulement et en limiter les conséquences. C'est notamment le cas des situations accidentelles graves, d'occurrence extrêmement faible, qui impliquent la rupture de l'intégrité d'un ou plusieurs éléments combustible. De tels programmes expérimentaux sont très onéreux, générant alors un enthousiasme profond pour des réalisations dans le cadre de collaborations internationales qui permettent également le partage des connaissances obtenues et destiné à la qualification des outils de multiphysique autour des essais de type RIA (*Reactivity Injection Accident*).
Ces réacteurs simulent principalement deux types d'accident :

- **injections accidentelles de réactivité** pouvant résulter de l'éjection d'une grappe de contrôle (absorbant neutronique) ou d'une insertion de modérateur. On parle de transitoires de type RIA (*Reactivity Injection Accident*). C'est le cas notamment du programme CIP (*Cabri International Program*) piloté par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) sur le réacteur CABRI situé à Cadarache.

- **perte de débit ou perte de fluide dans le circuit primaire**. On parle alors de transitoires de type RTV pour Rupture de Tuyauterie Vapeur.

L'importante quantité d'informations potentiellement exploitables dans de telles expériences entraîne une instrumentation massive de ces réacteurs. Les périodes de conception-préparation et d'analyse-interprétation sont donc longues.

Une cartographie plus détaillée de ces études est disponible au chapitre "Etudier les situations accidentelles" de la référence [*Les réacteurs nucléaires expérimentaux,* 2012].

B.3. Réacteurs d'irradiation technologique

Une des principales tensions actuelles liées aux réacteurs nucléaires industriels et les débats publics associés concerne leur durée de vie. Les questions relatives à la tenue des matériaux y sont centrales : peuvent-ils tenir plus de quarante ans alors qu'ils ont été sous irradiation ? Cette question complexe, mêlant physico-chimie des matériaux, thermique et neutronique, trouve des éléments de réponse indispensables dans les réacteurs d'irradiation, aussi appelés *Material Testing Reactors (MTR).* Ceux-ci proposent des niveaux de flux supérieurs à ceux des réacteurs industriels permettant alors de simuler « en accéléré » des niveaux de vieillissement avancés des matériaux de structure utilisés dans les cœurs de centrale. Grâce à une instrumentation adaptée, et des zones distinctes, on peut investiguer simultanément le comportement de nombreux matériaux et combustibles dans diverses situations représentatives de celles rencontrées dans les réacteurs industriels de puissance.
En France, le réacteur d'irradiation OSIRIS, installé à Saclay depuis 1966, a récemment fermé. Le Réacteur Jules Horowitz (RJH) actuellement en construction sur le site du CEA de Cadarache reprendra les fonctionnalités d'OSIRIS en intégrant des innovations technologiques multiples [Blandin *et al.*, 2015]. Sa mise en fonctionnement est prévue en 2021.

Ces deux réacteurs sont également utilisés pour la production de radionucléides à usage médical. Il s'agit à la fois des techniques de diagnostic par imagerie nucléaire (scintigraphie à l'aide de ^{99}Mo-^{99}Tc principalement) et d'applications thérapeutiques par utilisation des propriétés ionisantes des rayonnements β et γ.

Annexe C : Publications

Plusieurs publications permettent de diffuser les résultats obtenus au cours de ce travail de thèse. Certaines ont déjà été publiées, d'autres sont en cours d'écriture et de finalisation.

Publications réalisées

- Re-interpretation of the fast-thermal ERMINE-V experiment – Validation of the fission product integral cross-section in the fast energy range
  Nuclear Data Conference 2016, Bruges, Belgique

- Fast-thermal coupled cores in ZPRs: a demonstration of feasibility and pertinence for the ZEPHYR project
  dans *Annals of Nuclear Energy* 110, pp. 290-305, 2017

Ces deux publications sont présentées dans cette annexe.

- Fast-thermal coupled cores in ZPR revisited – Physical specificities and potentialities for ZEPHYR
  PHYSOR 2016, Sun Valley Idaho, United States of America

- Spectral adaptation to emphasize the 10 eV to 10 keV energy domain for ZEPHYR, a future multipurpose ZPR for CEA
  ICAPP 2017, Kyoto, Japon

- A revision of sensitivity analysis for small reactivity effects in ZPRs
  ICAPP 2017, Kyoto, Japon

Publications en cours de rédaction

- Re-interpretation of the fast-thermal ERMINE-V experiment – From core analysis to nuclear data assimilation

- Conception of an experimental configuration to emphasize the 10 eV to 10 keV energy domain in ZEPHYR : design and application to safety/criticality

- Sensitivity coefficients for small reactivity effects in ZPRs (Technical Note)

RE-INTERPRETATION OF THE ERMINE-V EXPERIMENT VALIDATION OF FISSION PRODUCT INTEGRAL CROSS SECTION IN THE FAST ENERGY RANGE

Paul Ros*, *Pierre* Leconte, *Patrick* Blaise, *Laurent* Naymeh
CEA, DEN, DER, Cadarache, Saint-Paul-Lez-Durance, F-13108, France

Abstract. The current knowledge of nuclear data in the fast neutron energy range is not as good as in the thermal range, resulting in larger propagated uncertainties in integral quantities such as critical masses or reactivity effects. This situation makes it difficult to get the full benefit from recent advances in modeling and simulation. Zero power facilities such as the French ZPR MINERVE have already demonstrated that they can contribute to significantly reduce those uncertainties thanks to dedicated experiments. Historically, MINERVE has been mainly dedicated to thermal spectrum studies. However, experiments involving fast-thermal coupled cores were also performed in MINERVE as part of the ERMINE program, in order to improve nuclear data in fast spectra for the two French SFRs: PHENIX and SUPERPHENIX. Some of those experiments have been recently revisited. In particular, a full characterization of ZONA-1 and ZONA-3, two different cores loaded in the ERMINE V campaign, has been done, with much attention paid to possible sources of errors. It includes detailed geometric descriptions, energy profiles of the direct and adjoint fluxes and spectral indices obtained thanks to Monte Carlo calculations and compared to a reference fast core configuration. Sample oscillation experiments of separated fission products such as ^{103}Rh or ^{99}Tc, which were part of the ERMINE V program, have been simulated using recently-developed options in the TRIPOLI-4 code and compared to the experimental values. The present paper describes the corresponding results. The findings motivate in-depth studies for designing optimized coupled-core conditions in ZEPHYR, a new ZPR which will replace MINERVE and will provide integral data to meet the needs of Gen-III and Gen-IV reactors.

Introduction

Zero Power Reactors (ZPR) stand as a key tool for the development and the safe operation of nuclear reactors. From the first years of reactor physics, they have provided crucial information within two main frames: validation of neutronics tools and improvement of nuclear data.

Due to the industrial development of LWR, nuclear data in the thermal range have been widely studied through several dedicated programs worldwide [1]. Nevertheless, and despite numerous dedicated programs in fast ZPRs, cross-sections in the fast neutron energy range does not benefit from the same accuracy. It involves both the actual cross-section data of some actinides and fission products, as well as their associated uncertainties. [2-3]

In France, a choice has been made a few years ago of performing further research on Fast Reactors through the ASTRID project [4]. It leads us to use, re-interpret and improve the work done by the pioneers during the 1970's and 1980's for PHENIX and SUPERPHENIX.

During those years, oscillations in fast-thermal coupled cores were used to determine both integral cross-sections of fission products and the loss of reactivity thanks to irradiated fuel samples in Fast Reactors [5].

This paper is dedicated to measurement of integral cross sections in the fast energy range through fast-thermal coupled experiments in the French CEA MINERVE facility, and their recent interpretation. It begins with a demonstration of pertinence of fast-thermal coupled experiments using modern calculation tools. For this purpose, we detail the ERMINE-V campaign conducted between 1976 and 1980 in MINERVE, and we focus on two cores called ZONA1 and ZONA3. Then, we present a quantitative re-interpretation of the oscillation experiments of separated fission products that occurred to improve *a posteriori* ND accuracy.

1. Principles of fast-thermal coupled cores

ZPR facilities have been used within a wide range of spectra because their capacity for highly precise measurements is rare. It relies on several experimental techniques including oscillations. ZPR are using a two zones configuration, such as in MINERVE [1], RB [6] or RRR [7]. A measurement zone in the center has the targeted spectrum, representative of an industrial application. At the periphery, a driver zone enables the criticality by producing the main quantity of neutrons. This driver zone is usually a thermal spectrum zone.

The difficulty relies in the contrast between the two zones: between the thermal driver zone and the fast zone, an adaptation zone is designed.

Such cores allow a high reduction of the critical mass thanks to the reactivity of the thermal driver zone. Nonetheless, such an adaptation brings doubts on the quality of the spectrum in the center: do the neutronics conditions in the center - forward and adjoint flux – keep some spectral characteristics of the thermal driver zone?

2. The ERMINE-V campaign

2.1 Generalities

The ERMINE campaigns stand as a special program in the history of the MINERVE reactor. Indeed, it represents the only fast spectrum

* Corresponding author: paul.ros@cea.fr

experiments ever been conducted in this facility. However, they took place between 1966 (ERMINE I) and 1985 (ERMINE VI) in order to support the design and operation of both PHENIX and SUPERPHENIX. The measurements covered several needs associated to fast reactors: Doppler effect, capture of structure materials, fission products and irradiated fuels.
The ERMINE-V campaign (1976-1980) used four core configurations to get the integral capture cross sections of fission products and irradiated samples thanks to the oscillation technique [8] and irradiation measurements. In this paper we are focusing on two particular cores, ZONA1 and ZONA3.

The fast zones were limited to the central Aluminum ring of 35 cm radius where the fissile fuels were 36 inches high (approximatively 92 cm). MTR fuels were used in the thermal driver zone and made with graphite and U-Al alloy with very high enriched Uranium. Those fuels were surrounded by graphite and water.

2.2 ZONA1

The ZONA1 core is based on the following cell (Figure 1):

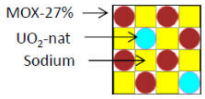


Fig. 1. ZONA1-cell

As the availability of the MOx was limited, these cells occupied a central zone and were completed with equivalent Uranium cells where UO_2 enriched in ^{235}U at 27% replaced the MOx fuel. This zone was extended to a radius of 22cm. The adaptation zone was made from the center to the driver zone by a medium enriched uranium filter made with 3 natural Uranium plates for 1 27% enriched Uranium, then a natural Uranium filter, a filter made with depleted uranium and finally enriched Uranium oxide (3.5%). A representation of this core is shown in Figure 2:

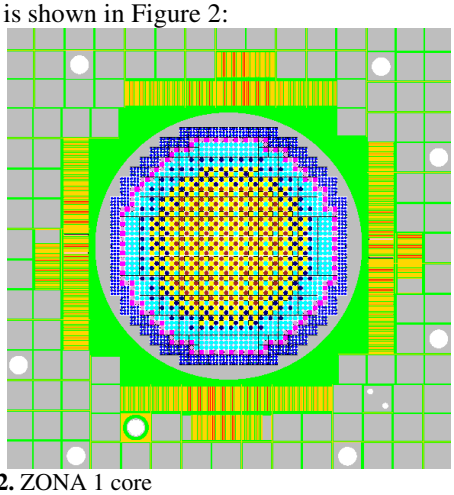


Fig. 2. ZONA 1 core

2.3 ZONA3

The ZONA3 cells are very close to the ZONA1 ones. They are more symmetrical: 8 sodium modules, 4 PuO_2 and 4 natural UO_2. The transition zone is made by three filters and one convertor. Beyond the ZONA3 cells, equivalent 7%-UO_2 cells are made like in ZONA1 to enlarge the fast zone and then, three filters: similar 7%-UO_2 cells using depleted UO_2 instead of natural UO_2, depleted UO_2 plates only and depleted metal Uranium. The convertor is made of 3.5% enriched UO_2. A representation of this core is shown below (Figure 3):

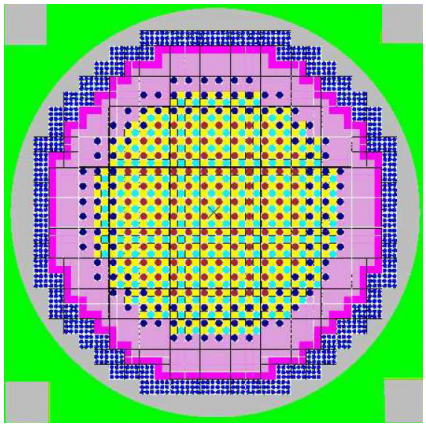


Fig. 3. ZONA 3 central zone

3. Quantitative characterization of ZONA1 and ZONA3 cores by Monte-Carlo simulations

3.1 TRIPOLI-4® and JEFF 3-1-1

Calculation capacities and nuclear data libraries have been greatly improved since the 1980's. Monte-Carlo calculations with continuous cross-sections in energy and angle and a quasi exact geometry description in 3D are now possible for such cores. ZONA1 and ZONA3 have been calculated thanks to JEFF 3.1.1 European nuclear data library [9], and TRIPOLI-4®, which is a Monte-Carlo code developed at the CEA [10].
Thanks to the several documents including [5], operation books and personal communications, we were able to model the actual loading and to simulate both cores. The forward and adjoint spectra in the centers of the cores will be presented in the following sub-sections in order to evaluate the quality of the spectral adaptation.

3.2 Simulation of ZONA1

The first element is the effective multiplication factor: thanks to the obtained information, the reactivity of the core is less than 100 pcm. This tiny difference confirms the collected information about the loaded core (compositions of fuels, quantities, dimensions of the reflector).

Afterwards, the spectral adaptation is evaluated thanks to a comparison to the characteristics obtained in the center of a critical configuration entirely made of ZONA1-cells, called reference configuration. This configuration is as high as the ZONA1 coupled core (36 inches) but its radius is far larger (~1m to be critical). The forward and adjoint spectra as well as some characteristic spectral indices are evaluated in a central fictive ZONA1 cell, with 16cm height. The same evaluation is done in the reference configuration. The forward spectrum is shown on Figure 4:

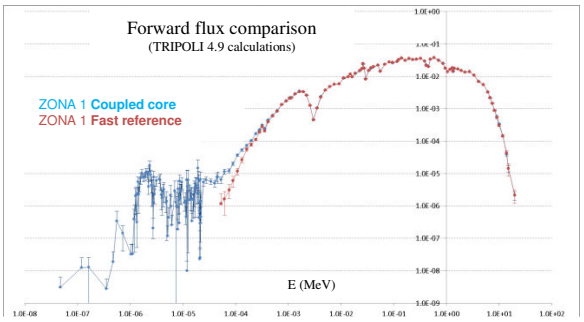


Fig. 4. Forward flux - Center of ZONA 1

The adaptation of the forward flux is excellent in the fast zone (E > 100 eV), while a small slowing down contribution can be observed between 1eV and 100eV (epi-thermal zone). Below 1 eV, the difference is negligible and mainly due to statistical biases. These conclusions are confirmed by the comparisons of the spectral indices (Table 1):

Table 1. Spectral indices in ZONA 1 compared to the fast reference

ZONA 1	Relative difference in %	σ in %
$\bar{\sigma}_f{}^{238}U/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-0.628	0.23
$\bar{\sigma}_f{}^{237}Np/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-0.364	0.18
$\bar{\sigma}_c{}^{238}U/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-0.792	0.18
$\bar{\sigma}_f{}^{239}Pu/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-0.095	0.15

The adjoint spectrum calculated with TRIPOLI4-DEV using the IFP technique is also very well reproduced, even in the resolved resonance range and especially the main resonances of Plutonium isotopes:

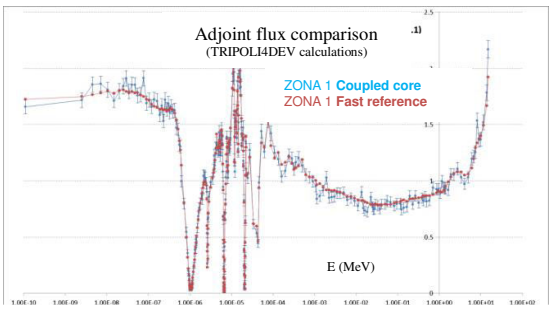


Fig. 5. Adjoint flux - Center of ZONA 1

3.3 Simulation of ZONA3

The same process is realized with the ZONA3 core. Its performances are evaluated through the comparisons of spectral indices (Table 2) and adjoint flux profiles (Figure 6):

Table 2. Spectral indices in ZONA 3 compared to the fast reference

ZONA 3	Relative difference in %	σ in %
$\bar{\sigma}_f{}^{238}U/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-3.26	0.13
$\bar{\sigma}_f{}^{237}Np/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-0.99	0.10
$\bar{\sigma}_c{}^{238}U/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	-1.05	0.10
$\bar{\sigma}_f{}^{239}Pu/\bar{\sigma}_f{}^{235}U$	0.74	0.10

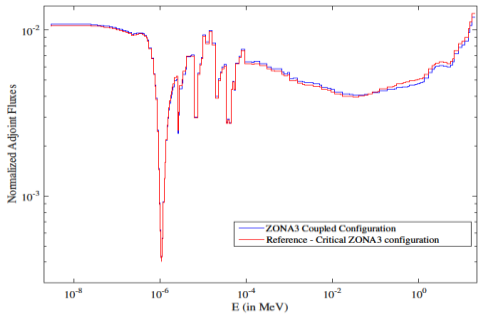


Fig. 6. Adjoint flux - Center of ZONA 3

The adjoint flux is calculated by ERANOS.
Both forward and adjoint fluxes are quite well reproduced even though the results are less representative than in the ZONA1 core.

4. Re-interpretation of separated fission product oscillations

Several samples of fission products (powders) were oscillated in the centers of ZONA1 and ZONA3 cores. This insertion of capturing materials induces a small decrease of reactivity, automatically compensated by an external rotor in Cd (automated pilot rod) in order to keep the reactor in its critical state [8]. The measured reactivity effect is mainly linked to the capture cross section of the inserted isotope. In order to precisely evaluate the cross sections, reactivity effects are presented by mass unit and relatively to the reactivity effect of ^{235}U. It has been checked that the reactivity effect of ^{235}U is linear with mass.
The ^{99}Tc, ^{103}Rh, ^{133}Cs and ^{141}Pr isotopes were oscillated. Only ^{99}Tc and ^{103}Rh were pure whereas ^{133}Cs was linked to Cl and ^{141}Pr to O through Pr_6O_{11}. The experimental uncertainty associated to the ^{141}Pr measurement is large and then the results on this isotope will not be exploited here.
To evaluate small reactivity effect (from 0.5 to 5 pcm) with precision, classical Monte-Carlo techniques are not efficient because of the statistical uncertainties resulting in the difference of two

eigenvalue computations. In this work, we use the IFP technique, newly implemented in TRIPOLI4-DEV [11].

Concerning ^{99}Tc, ^{103}Rh, ^{133}Cs, the results obtained in ZONA1 core are resumed in Table 3:

Table 3. Oscillation measurements in ZONA 1

ZONA1		^{99}Tc	^{103}Rh	^{133}Cs
δk(PF)/δk(U5) experimental		-0.45 ± 0.02	-0.481 ± 0.005	-0.30 ± 0.02
δk(PF)/δk(U5) calculated (2016)		-0.5122 ± 0.003	-0.4544 ± 0.004	-0.3034 ± 0.039
C/E - 1 in %	***1980***	46 ± 9	17 ± 5	23 ± 12
	2016	13.8 ± 5.1	-5.5 ± 1.4	-1.2 ± 13

The combined improvement of calculation tools and associated cross-section library allows a real improvement of the calculated reactivity effects: the C/E-1 ratios are closer to 0 and the uncertainties are significantly reduced in the three cases. However, the origin of those reductions can't be discriminated between the calculation capacities and descriptions or a better knowledge of nuclear data. Additional calculations will be performed using other ND libraries to investigate the source of improvement.
The C/E-1 ratios are included in the 3σ range for both ^{133}Cs and ^{99}Tc whereas it is not for ^{103}Rh. A deeper work should be done to investigate technological uncertainties, especially on MOx fuels. Then, it would be possible to determine if the difference should lead to a new evaluation of the capture cross-section of this element.
A future publication will present re-interpretation of ZONA3 oscillation measurements.

5. Conclusions and Perspectives

This work demonstrates the pertinence of fast-thermal coupled configurations to measure integral cross-sections in the fast energy range with great accuracy (precisions of 0.01 pcm can be reached thanks to the oscillation technique in MINERVE). The MINERVE facility, together with its EOLE neighbor, will close by the end of 2017 and will be replaced by the multipurpose ZPR ZEPHYR by 2025 [12], whose particular goal (among others) is to better reproduce the fast energy range for ND improvement, based on spectral emphasis. In this perspective, dedicated design studies on fast-thermal coupled cores have been recently initiated because the driver zone with be thermal. It aims to get a better general understanding of these configurations and complete the demonstration of their performances [13].
Some exploratory techniques have been developed for 50 years to split the reactivity effects in their main components, to get information on absorption, fission or scattering cross-sections. It includes variations of the adjoint spectrum energy profile in order to cancel the scattering effects or to increase them thanks to the spectral emphasis method [7-13]. Moreover, by adding a local measurement of the flux depression during the oscillation phase, two different information, called local and global signals, are then available and can lead to a separation of fission and capture, or scattering and capture of the reactivity effect for fissile or inert samples respectively [14].

References:

[1] S. Cathalau *et al.* "More than forty years of neutronics experiments in critical facilities of Cadarache center: from EOLE and MINERVE to the future ZEPHYR reactor" *IGORR conference*, Bariloche (2014)
[2] G. Palmiotti and M. Salvatores "Impact of Nuclear Data Uncertainties on Innovative Fast Reactors and Required Target Accuracies" *Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY*, Vol. 48, No. 4, pp. 612 – 619 (2011).
[3] E. Privas "Contribution à l'évaluation des incertitudes sur les sections efficaces neutroniques, pour les réacteurs à neutrons rapides », *PhD Thesis*, Université de Grenoble (2015)
[4] F. Varaine *et al.* « Pre-conceptual design study of ASTRID core » *ICAPP Conference* (2012)
[5] L. Martin-Deidier "Mesure intégrale de la capture des produits de fission dans les réacteurs à neutrons rapides » *PhD Thesis,* Université d'Orsay (1979)
[6] M. Pesic « Coupled fast-thermal system at the « RB » Nuclear reactor » *Kernenergie,* 80, 4 (1987)
[7] K. Fahrmann *et al.* « A fast-thermal coupled system with energy-independent adjoint flux" *Kernenergie*, Vol. 24, pp. 431-433 (1981)
[8] W. Foell "Small sample reactivity measurements in nuclear reactors" *American Nuclear Society & U.S. Atomic Energy Commission* (1972)
[9] A. Santamarina et al. The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library. NEA 2009
[10] E. Brun *et al.* "TRIPOLI-4®, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code" *Annals of Nuclear Energy,* N°82, pp.151-160 (2015)
[11] G. Truchet *et al.* "Continuous-Energy Adjoint Flux and Perturbation Calculation using the Iterated Fission Probability Method in Monte Carlo Code TRIPOLI-4 and Underlying Applications" *SNA + MC 2013,* 03504 (2014)
[12] P. Blaise *et al.* « Experimental R&D innovation for GEN-II, III & IV neutronics studies in ZPRs: a path to the future ZEPHYR facility in Cadarache" *IGORR Conference*, Berlin (2016)
[13] P. Ros *et al.* "Fast-thermal coupled cores in ZPR revisited: physical specificities and potentialities for ZEPHYR" *PHYSOR Conference*, Sun Valley (2016)
[14] B. Laponche *et al.* "Oscillation if fissile materials in thermal neutron critical assemblies : the equivalent sample method" *Nuclear Science and Engineering,* 48, pp 305-318 (1972)

Annals of Nuclear Energy 110 (2017) 290–305

Contents lists available at ScienceDirect

Annals of Nuclear Energy

journal homepage: www.elsevier.com/locate/anucene

Fast-thermal coupled cores in zero power reactors: A demonstration of feasibility and pertinence for the ZEPHYR project

Paul Ros *, Pierre Leconte, Patrick Blaise, Hugo Doger de Spéville, Maxence Maillot

CEA, DEN, DER, Cadarache, 13 115 Saint-Paul-Lez-Durance, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 31 January 2017
Received in revised form 7 June 2017
Accepted 12 June 2017

Keywords:
Experimental mock-up
Fast-thermal coupled core
Spectral adaptation
Nuclear data

ABSTRACT

The development of GEN-IV fast reactor technology at an industrial scale will need significant improvement of nuclear data and related uncertainties to cope with awaited target uncertainties (Palmiotti and Salvatores, 2011). However, GEN-IV dedicated Zero Power Facilities are now sparse. In France, both the MASURCA Zero Power Reactor (ZPR) and the future ZEPHYR multipurpose ZPR to be built in Cadarache belong to this type of facilities. For this latest one, fast/thermal coupled configurations performed in MINERVE during the 1970's have been recently revisited using modern calculation tools. The principle of a fast zone fed by a thermal booster, known from decades as the concept of coupled cores regained interest in recent years. This paper describes the concept of fast/thermal coupled core, a deeper description of the physical characteristics of the adaptation zone, and its use in the improvement of fast-spectrum nuclear data thanks to integral experiments. An optimized configuration is then presented. The preliminary design phase is performed using deterministic tools, a posteriori validated against a full Monte Carlo calculation. Particular attention is paid on the impact of the buffer zone on the spectral characteristics in the oscillation channel, as well as the sample mass characteristics required to ensure a proper signal analysis. Moreover, preliminary studies dedicated to the experimental realization of such a configuration are described, including the reactivity stability in case of an accidental flooding of the fast central zone.

© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Today, safety requirements related to the industrial exploitation of nuclear reactors are continuously increasing (Nuclear Safety Review, 2015). In the field of reactor physics, such requirements concerns both existing and future concepts. The improvement of numerical calculations and a better knowledge of nuclear data represent the two main axes of R&D. The experimental programs performed in Zero Power Reactors stand as a key tool in this process. Those programs aim at qualifying neutronics tools, demonstrating new concepts feasibility and improving nuclear data. As research programs dedicated to nuclear data for GEN II – III water reactors and innovative GEN IV fast spectrum reactors are successively achieved in ZPR such as MINERVE in Cadarache (Cathalau et al., 2014), fast-thermal coupled cores appear highly relevant. In a few words, fast-thermal coupled cores consist of getting neutronics characteristics of a targeted fast-spectrum in a reduced central zone, while criticality is achieved thanks to a thermal driver zone. As this latter gathers the majority of fissions, such configurations allow an important reduction of fissile materials and a higher flexibility due to the thermal-spectrum kinetics parameters, in particular the effective neutron generation time Λ_{eff}.

Even if the use of fast-thermal coupled cores at an industrial scale was studied (Avery, 1958), those configurations have been only loaded in ZPR where many experiments were carried out. Indeed, they represent a powerful tool to measure both total (Martin-Deidier, 1979) and separated (Fahrmann et al., 1981 and Lehmann et al., 1986, 1991) cross sections of isotopes of interest, and other important parameters such as the ratio capture over fission (Bretscher et al., 1970) or kinetics parameters (Milosevic et al., 1995). Several fast-thermal coupled experiments were also carried out at the STARK facility in Karlsruhe (Meister, 1971), partly dedicated to the investigation of the reactor physics properties of the SNEAK research reactor.

Over time, the design of fast-thermal coupled cores was improved and optimized from the first experiments (ERMINE I&II in MINERVE or CFTS-1 in RB reactor (Pesic, 1987)) to the last loaded cores (ERMINE V in MINERVE (Martin-Deidier, 1979) or HERBE in RB reactor (Pesic, 1987, 1991)). Those improvements mainly came from the optimization of an adaptation zone. Surrounded by the thermal spectrum zone, the adaptation zone is

* Corresponding author.
E-mail address: paul.ros@cea.fr (P. Ros).

http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2017.06.019
0306-4549/© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

designed in order to achieve the targeted fast spectrum in the center of the measurement zone. While literature is quite fruitful about examples through descriptions of loaded cores, it appears quite poor about the design of this intermediate adaptation zone and its associated physics. However, coupled cores regained interest in recent years, through the development of new innovative designs (Youinou et al., 2016) and associated calculation methodologies (Aufiero et al., 2016). The proposed study could address a complementary design.

This paper presents the neutronics specificities of the fast-thermal coupled cores for future experimental programs dedicated to nuclear data for sodium fast GEN IV reactors. It is incorporated within the framework of R&D studies for ZEPHYR (Zero power Experimental PHYsics Reactor), a future facility to be built in Cadarache around 2028 (Blaise et al., 2016). Through a progressive optimization taking benefit from the MASURCA fast ZPR and its available fuel stockpile, this study aim at answering recurrent questions about such configurations. Can the neutronics conditions – forward and adjoint flux – of a fast core be reproduced at the center of a fast-thermal coupled core? Do the surrounding zones – thermal and adaptation – keep a spectral influence in the center of the fast zone? All the previous fast-thermal coupled configurations are based on a very high enriched thermal zone (enrichment higher than 80%); is a low enriched thermal zone possible? Finally, how does a fast-thermal coupled core respond to an accidental flooding? All those questions are answered in the following sections. In the first one, we will detail the methodology and the used numerical tools for the proper design of the fast/thermal configurations. In the two next chapters, we will present the design of a new fast/thermal coupled core. Then, we will characterize the sensitivity of the reaction rates and oscillation measurements to surrounding Nuclear Data in order to characterize the contribution of the converter and driver zones uncertainties to the central flux. Finally, flooding studies will be detailed to assure a criticality control in case of an accidental water insertion in the fast zone.

2. Methodology and tools

The main goal of fast-thermal experimental programs is to measure integral total cross-sections of several isotopes of interest in a targeted fast spectrum through accurate reactivity effects measurements. That is why the central zone is also called the "measurement zone" or "experimental zone". Therefore, the neutronics characteristics of this spectrum have to be reproduced in the center of the fast-thermal coupled configuration. The work presented here is based on a PHENIX-like fast unit cell, called ZONA1, from ZONA1 core of the ERMINE V program (Martin-Deidier, 1979) and whose materials are coming from the MASURCA stockpile. ZONA1 cell is made of 6 enriched MOx rodlets, 2 natural UOx rodlets and 8 sodium pellets. It is 12 in. high and about 2 in. large. It represents an intermediate spectrum, between the two cores of PHENIX, and is represented below on Fig. 1.

A first configuration is made of those ZONA1 cells, 36 in. high, that corresponds to the fissile height of the core. The radius is adapted in order to be critical. This entire fast configuration stands for the reference case and will stand as a target for both spectrum and reactivity effects to be reproduced in the mock-up. By coupling a center part of this reference configuration to a peripheral thermal zone, a basic coupled configuration is obtained. As it will be explained in Section 3, this configuration exhibits the strengths and weaknesses of a trivial coupling. Thanks to those elements, an adaptation zone is designed step by step in order to get a deeper understanding of the physical specificities and obtain quantitative results for its optimization.

Although the study is built on a precise fast cell, ZONA1, and is intended to reproduce its characteristics, the methodology and the conclusions about the adaptation zone are more general.

Simplified calculations are performed using the fast-lattice deterministic ECCO/ERANOS system of codes (Rimpault et al., 2002). It enables an accurate calculation of the fast zone – the one of interest – whereas the thermal zone is also well computed thanks to a 1968-energy-group cell calculation based on subgroups and probability table methods for self-shielding. Core calculations are performed in (R-Z) geometry using the BISTRO transport code in S_4-P_1 and 33 energy-groups derived from the 172 groups X-MAS energy mesh. This calculation scheme results from a compromise between accuracy in both fast and thermal zones and CPU time for each calculation.

As it has been already mentioned, one of the first main questions about fast-thermal coupled cores is: "Is the targeted fast spectrum well reproduced in the center of the coupled configuration?". Several indicators can be used to evaluate the representativeness. The 33-groups energy profile of the forward flux gives a first overview of the whole energy domain. Classical spectral indices covering the fast, epithermal and thermal energy ranges, are also used in order to get a quantitative modification of spectra. Considering that $\tau_R(X)$ is the reaction rate for a reaction R of an isotope X, we have studied $\tau_f(^{235}U)/\tau_f(^{235}U)$ and $\tau_f(^{235}Np)/\tau_f(^{235}U)$ for the fast range because of the threshold fission cross-sections of ^{238}U (above 1 MeV) and ^{237}Np (above 500 keV). In the intermediate energy range, the ratio $\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$ is used because of the multiple large resonances in the ^{238}U capture cross-section. And in the thermal energy range, the $1/v$ profile of the (n,α) cross section of ^{10}B gives a powerful evaluation of the proportion of neutrons below 10 eV thanks to the $\tau_A(^{1}0B)/\tau_f(^{235}U)$ ratio. However those tools are not sufficient as it will be demonstrated. Then, a 7-energy-group division – recommended in (Palmiotti and Salvatores, 2011) – of the forward flux is also used in order to easily see large energy group repartition. Table 1 reproduces the energy boundaries.

Finally, the energy profile of the adjoint flux is analyzed for the optimized configurations. All these indicators are evaluated in the centers of the coupled and the fast configurations, that correspond to the oscillation channels.

The next Sections (3, 4 and 5) contain a deeper understanding of the spectral adaptation than in previous work (Ros et al., 2016). Besides, a complete demonstration of the pertinence and reliability of fast-thermal coupled cores is presented.

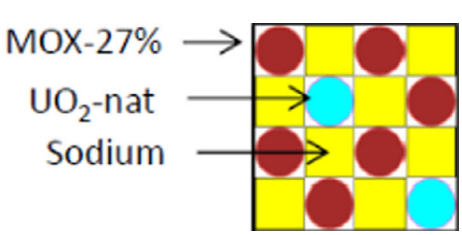


Fig. 1. ZONA1 cell.

Table 1
7 groups energy division.

Group	Upper Energy in group (in eV)
1	1,96403E+07
2	2,23130E+06
3	4,97871E+05
4	6,73795E+04
5	2,03468E+03
6	2,26033E+01
7	5,40000E−01

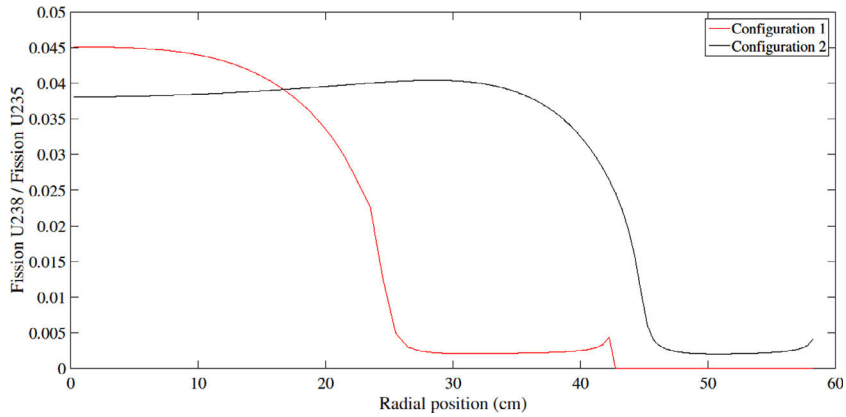


Fig. 2. Radial spectral index FU8/FU5 in simple coupled cores.

Table 2
Spectral indices in simple coupled cores.

Spectral indices	Reference	Configuration 1	Configuration 2
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.60E−02	4.51E−02	3.81E−02
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.37E−01	2.89E−01	2.51E−01
$\tau_c(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.28E−01	1.15E−01	1.26E−01
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	1.29	1.41	1.26

3. Spectral adaptation zone: needs, definition and optimization

3.1. Simple coupled configurations

As mentioned before, simple calculations were performed on very simple coupled configurations to clearly identify the needs and main characteristics of spectral adaptation. A set of two configurations in R-Z geometry is used. It consists of a juxtaposition of two zones, a ZONA1 like in the center surrounded by a LWR-type one composed of UO_2 PWR fuel pins available in the EOLE ZPR. The fast center zone is either a 25-cm radius one (referred after as 1) or a 45-cm one (referred after as 2). The size of the LWR-zone is set in order to get a critical core. Radial profiles of the spectral index $\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$ are presented in Fig. 2 for both configurations to compare the proportion of fast neutrons above 1 MeV.

It has to be noted that the max values of radial spectral index differ between the two configurations. Besides, in configuration 2, the maximum is around R = 30 cm, and the spectral index is decreasing in the vicinity of the center. This is confirmed by the other spectral indices (Table 2).

Surprisingly, Configuration 1 is characterized by a higher fast spectral index: fluxes above 1 MeV are higher in both coupled configurations than in the reference configuration whereas a quite consequent thermal spectrum remains. Then, 33-energy-group fluxes are evaluated for both configurations in the core centers to get a deeper understanding of such values (Fig. 3).

By comparison of these two profiles, it appears that the influence of the residual thermal neutrons from the driver zone can be hidden by highly energetic fission neutrons, coming from the interface between the two zones. They increase fast spectral indices such as $\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$ due to the threshold fission cross section of ^{238}U. That is why the 7-energy-group division of the forward flux is also used, in addition of spectral indices to get better comparisons. Table 3 reproduces the energy decomposition of the direct fluxes (Fig. 3).

These configurations, and especially the configuration 2, also clarify the structure of the spectral adaptation, which is a two steps phenomenon. First, thermal neutrons from the driver zone are converted into fast neutrons and then adapted to the targeted spectrum by subsequent slowing-down.

3.2. The conversion zone

A first boundary between the thermal driver zone and the fast zone is called the *conversion zone*. Its role is to suppress the main part of thermal and epi-thermal neutron flux coming from the thermal zone so as to get fast neutrons. At this step, the fast spectrum is not the targeted one from the reference. Two techniques could be used: either thermal and epi-thermal absorber isotopes

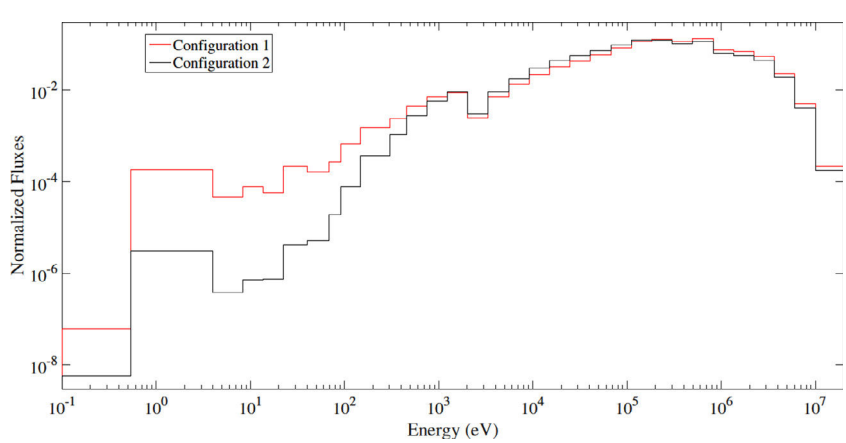


Fig. 3. 33G spectra in the centers of simple coupled cores.

Table 3
7G spectra of simple coupled cores.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Proportion of neutrons Configuration 1 (in%)	8.2	27.7	43.6	17.9	2.6	9.2E−02	2.3E−05
Proportion of neutrons Configuration 2 (in%)	6.7	23.5	44.5	23.4	1.9	1.4E−03	3.6E−06
Proportion of neutrons Reference (in%)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E−05	2.6E−06

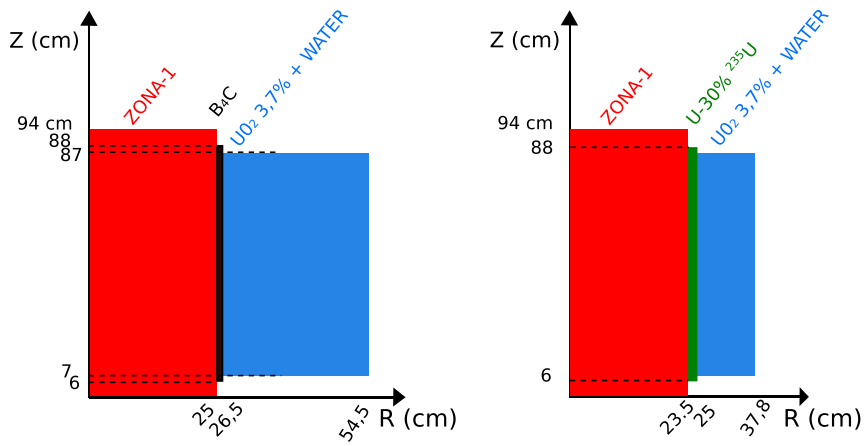


Fig. 4. Coupled configurations to study the conversion zone.

Table 4
7G spectra of simple coupled configurations to study the conversion zone.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Proportion of neutrons Conversion B_4C (in%)	8.3	27.6	43.0	18.5	2.6	2.4E−02	6.7E−06
Proportion of neutrons Conversion U 30% (in%)	7.9	27.1	44.7	18.2	2.0	4.3E−02	1.3E−05
Proportion of neutrons Reference (in%)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E−05	2.6E−06

(^{10}B for instance) can be used to cut the low-energy part of the spectrum, or fissile isotopes in order to convert slowed-down neutrons into fission neutrons. In ZPR, as the fast flux intensity is relatively small (around 10^9 neutrons.cm^{-2}.s^{-1} compared to 10^{14} neutrons.cm^{-2}.s^{-1} in Material Testing Reactors), the second technique appears to be more efficient. Indeed, neutrons from the thermal zone strongly contribute to the criticality and are highly efficient for fission. Then, capturing them would highly reduce the coupling benefit and then increase the size and need of fissile fuel of the thermal driver zone.

This statement is quantitatively confirmed by the comparison of two specific configurations (Fig. 4) whose spectra are detailed in the Table 4.

Similar spectra are obtained in the core center whereas the size of the driver zone is reduced by a factor 2.6 which confirms the benefits of using fissile materials for the conversion zone. Moreover, it should be more relevant to produce fast neutrons the furthest from the central position of the core to maximize the fast neutron flux.

3.3. The transition zone

After the conversion zone, the thermal neutrons transformed into fast ones are too energetic. Consequently, a *transition zone* stands as a first step to the targeted fast spectrum. The conversion zone produces fission neutrons and still presents residual thermal and epi-thermal neutrons. The role of the transition zone is to soften fission neutrons and to cut off the residual thermalized neutrons. Several sizes of materials with scattering properties (stainless steel, graphite, natural UO_2) were tested. The Table 5 illustrates the spectra obtained with a 7 cm radium adaptation zone between ZONA1 cells and the fissile conversion zone. While graphite is a better scatterer than natural UO_2 with a very low absorption cross section, it increases the thermal and epithermal flux whereas uranium resonances capture such neutrons. That is why graphite is not suitable for our purpose and therefore natural UO_2 appeared to be the best candidate due to an adapted specific slowing–down power $\xi\Sigma_S/\Sigma_a$.

4. Presentation of two optimized configurations

4.1. An optimized configuration from the step by step methodology

In the first steps of the ZEPHYR project, fast-thermal coupled cores have been identified as strategic configurations as far as dimensions are concerned. Then, the optimization studies presented here tried to use an entire fast zone similar to the one in MINERVE (Cathalau et al., 2014; Martin-Deidier, 1979), which is 35-cm radius. Here, the ZONA1 zone has a radius of 24 cm which allows 9 ZONA1 cells. Then, from the optimization calculations, a conversion zone in enriched fissile materials (30% of ^{235}U) and a transition zone in natural UO_2 are designed. The use of uranium isotopes in the adaptation zone also implies a greater fraction of delayed neutrons β_{eff} than in a plutonium-based configuration. β_{eff} and Λ_{eff} calculations are detailed in Section 4.3.

The optimal configuration is presented in Fig. 5. The spectral indices are calculated in the center of the configuration and com-

Table 5
7 G spectra of simple coupled configurations to study the transition zone.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Proportion of neutrons Graphite (in%)	7.8	26.1	39.2	22.0	4.8	1.1E−01	2.6E−05
Proportion of neutrons Natural UO_2 (in%)	6.9	24.2	44.4	22.1	2.4	6.7E−02	1.8E−05
Proportion of neutrons Steel (in%)	6.2	25.8	45.5	19.8	2.7	3.8E−02	9.8E−06
Proportion of neutrons Reference (in%)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E−05	2.6E−06

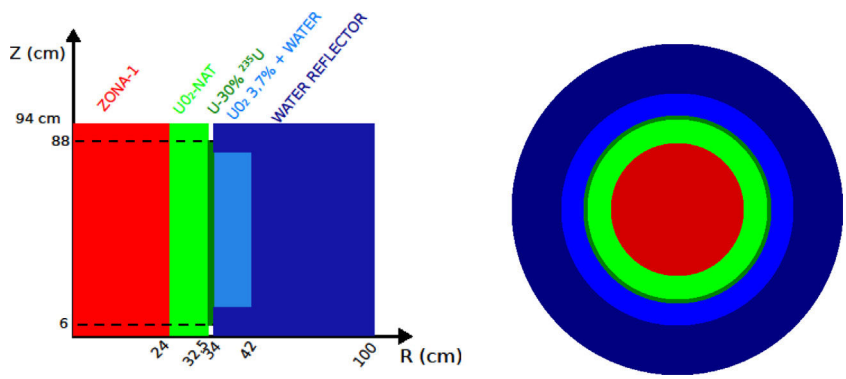


Fig. 5. Optimized configuration in (R-Z) geometry (left) and radial cutting at mid core (right).

Table 6
Spectral indices of Optimized configuration.

Spectral indices	Reference	Optimized configuration
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.604E−02	3.601E−02
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.375E−01	2.379E−01
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.282E−01	1.269E−01
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	1.292	1.313

Table 7
7G spectrum of Optimized configuration.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Optimized configuration (in%)	6.5	22.9	44.0	24.4	2.2	1.3E−02	5.6E−06
Reference configuration (in%)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E−05	2.6E−06

pared to the fast ones in order to point out the very good similarity obtained (Table 6).

The 7 energy-group division of the forward flux is also calculated and compared to the reference in Table 7.

In this configuration, the thermal driver zone provides 57% of fissions whereas the ZONA1 central zone stands for 12% and the remaining fissions are located in the conversion zone. The remaining thermal and epithermal components seen in the 7 energy-group division of the forward flux are tackled thanks to a B_4C ring, mainly in group 6 (Tables 8–13).

4.2. Effect of a B_4C ring

A B_4C ring is introduced in the adaptation zone. Its position results from a compromise. Indeed, to get a full benefice of the thermal driver zone, the B_4C ring has to be far from the interface between the conversion and the thermal zones, but it should not disturb the neutronics conditions in the center. That is why the ring is placed between the ZONA1 and the transition zones. This configuration is also better designed to cope with the reactivity insertion in case of an accidental flooding of the fast central zone (developed in Section 6).

Table 8
Spectral indices – Optimized configuration with B_4C.

Spectral indices	Reference	Optimized Configuration with B_4C
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.604E−02	3.594E−02
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.375E−01	2.372E−01
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.282E−01	1.275E−01
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	1.292	1.300

Table 9
7 G spectrum of Optimized configuration.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Optimized configuration with B_4C (in%)	6.6	22.9	43.5	24.7	2.3	9.1E−04	2.6E−06
Reference configuration (in%)	6.5	22.7	43.6	25.0	2.1	1.2E−05	2.6E−06

Then, a better adaptation is obtained (see Tables 8 and 9).

In this optimized configuration with B_4C, 61% of fissions are provided by the thermal zone and 10% come from the ZONA1 zone.

4.3. Adjoint flux characteristics

Besides the characterization of the forward flux, the energy profile of the adjoint flux is an important element. Indeed, the goal is to perform reactivity effect measurement through the oscillation technique (Foell, 1972). The reactivity variation in a given configuration between a case where the sample is out of the core (called REF) and a case where the sample is put in the core center (called PERT) is given by $\Delta\rho = \frac{\langle \Phi^+_{REF} : \left(-\Delta L + \Delta T + \frac{\Delta F}{k_{REF}}\right)\Phi_{PERT}\rangle}{\langle \Phi^+_{REF} : F_{PERT}\Phi_{PERT}\rangle}$. In this expression, the three operators F, T and L are linked by the equation $L\Phi = (T + \frac{1}{k}F)\Phi$ and stand for:

- $(L\Phi)(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = (\vec{\Omega}.\vec{\nabla} + \sum(\vec{r}, E))\Phi(\vec{r}, E)$
- $(T\Phi)(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_{E'=0}^{+\infty} \int_{4\pi} \sum_S(\vec{r}, E', \vec{\Omega}' \to E, \vec{\Omega})\Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega})dE'd\vec{\Omega}'$

Table 10
TRIPOLI-4® spectral indices in both Reference and Optimized configuration with B4C.

Spectral indices	Reference	Uncertainty (in%)	Optimized Configuration B_4C	Uncertainty (in%)
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	3.396E−02	0.04	3.410E−02	0.05
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	2.271E−01	0.03	2.277E−01	0.03
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	1.308E−01	0.03	1.302E−01	0.04
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	1.306	0.03	1.307	0.04

Table 11
TRIPOLI-4® differences on spectral indices.

Spectral indices	Difference (in%)	Uncertainty on the difference (in%)
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	0.393	0.06
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	0.248	0.04
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	-0.444	0.05
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	0.042	0.05

- $(F\Phi)(\vec{r},E,\vec{\Omega}) = \sum_i \frac{\chi_i(E)}{4\pi} \int_{E'=0}^{+\infty} \nu_i \sum_{f,i}(\vec{r},E')\Phi(\vec{r},E',\vec{\Omega})dE'$ where i refers to fissile isotopes

Then, it appears that the adjoint flux of the fast reference configuration has to be well reproduced in the center of the coupled core. The adjoint fluxes of the two optimized configurations are compared to the adjoint flux in the center of the reference configuration through a 33 energy-groups division in Fig. 6. The upper part reproduces the energy distribution of the adjoint flux, whereas the lower part reproduces the discrepancies between the coupled configurations (with or without B_4C) and the reference adjoint fluxes Fig. 7.

The presence of the B_4C ring slightly debases the energy profile of the adjoint flux. Nevertheless, in the most important groups (2, 3, 6, 7) the difference with the reference case is between −2 and +2%.

As several different zones are coupled, the radial profile of the adjoint flux along the core mid plane is original and brings the information of two separate fissile zones. Fig. 8 illustrates the importance of the high enriched Uranium ring and the decoupling effect of the transition zone around R = 25 cm.

The fraction of delayed neutrons β_{eff} and the effective neutron lifetime Λ_{eff} have been calculated thanks to a dedicated module in the BISTRO code (Rimpault et al., 2002). In the optimized configuration with a B_4C ring, β_{eff} is 742pcm whereas in the reference configuration β_{eff} is 403pcm. This difference comes from the large proportion of Uranium isotopes. The effective neutron lifetime is 17 μs in the optimized configuration with a B_4C ring whereas its value in the fast reference configuration equals 0.3 μs.

This value of 742 pcm brings additional safety margins during the experimental programs.

Finally, the configuration with a B_4C ring is taken as the most optimized one after our calculations.

4.4. Validation through Monte-Carlo calculations

Previous results have been obtained thanks to approximate calculations. An exact calculation is however necessary to get a full demonstration of the performance of the last optimized configuration. This is obtained with a Monte-Carlo calculation by TRIPOLI-4® (Brun et al., 2015). It relies on an exact 3D geometry description and continuous cross-sections and fluxes in both energy and angle. A representation of the geometry in plane (X-Y) is presented in Fig. 9 below.

Results are presented in Tables 10 and 11, proving that the awaited spectral adaptation is well performed.

This set of Monte-Carlo calculations confirms that the optimized configuration with a B_4C ring satisfies the spectral adaptation goal. It also demonstrates that fast-thermal coupled configurations are possible in a reduced volume. This key point shows the feasibility of such experiments in the future ZEPHYR facility.

5. Are the characteristics in the core center independent from the outlying zones?

5.1. Beyond the direct terms

Neutronics characteristics obtained in the center of the optimized configuration come successively from the thermal driver zone, the conversion zone, the transition zone, and then the fast ZONA 1 zone. Each one of them has strongly different characteristics, whose combination allows to get the targeted fast spectrum in the center. For instance, for a reaction rate ratio$R = \frac{\langle\sigma_n;\Phi\rangle}{\langle\sigma_d;\Phi\rangle}$. At first order, the relative variation of R is given by the following formula:

$$\frac{\delta R}{R} \approx \underbrace{\frac{\langle\delta\sigma_n;\Phi\rangle}{\langle\sigma_n;\Phi\rangle} - \frac{\langle\delta\sigma_d;\Phi\rangle}{\langle\sigma_d;\Phi\rangle}}_{\text{Direct}} + \underbrace{\left\langle\frac{\sigma_n}{\langle\sigma_n;\Phi\rangle} - \frac{\sigma_d}{\langle\sigma_d;\Phi\rangle};\delta\Phi\right\rangle}_{\text{Indirect}}$$ (Gandini, 1967).

The two first terms are called "direct" contributions: when a local perturbation is introduced, the local cross sections are modified. The last term is the "indirect" contribution: the flux in the center comes from the whole reactor and a perturbation in a peripheral point could modify the flux in the core center. Then, even peripheral elements can have a strong contribution on a locally centered measurement.

As far as the optimized coupled core is concerned, the peripheral uranium zones (thermal driver, conversion and transition) are rich in ^{235}U and ^{238}U. Even if the targeted fast spectrum is well reproduced, the neutronics characteristics in the core center could be impacted through the indirect contribution. Then, this study has to be completed by sensitivity studies to nuclear data. For this purpose, sensitivity coefficients are used, as mentioned above. For a parameter P, it consists of evaluating by how much this parameter P is changed when another parameter Q is changed. Mathematically, it corresponds to $S_P = \frac{\partial P}{\partial Q}$.Relative sensitivity is also used,

Table 12
TRIPOLI-4® 7G spectra of both Reference and Optimized configuration with B4C.

Group	1	2	3	4	5	6	7
Optimized configuration B_4C (in%)	6.26	22.6	43.8	25.0	2.31	2.63E−03	5.31E−06
Uncertainty (in%)	0.11	0.06	0.05	0.07	0.22	5.5	41
Reference configuration (in%)	6.21	22.6	43.6	25.2	2.34	1.83E−05	4.23E−06
Uncertainty (in%)	0.05	0.03	0.02	0.03	0.09	23	28

Table 13
Representativeness coefficient for spectral indices.

Spectral indices	Representativeness coefficient
$\tau_f(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	0.989
$\tau_f(^{237}Np)/\tau_f(^{235}U)$	0.988
$\tau_C(^{238}U)/\tau_f(^{235}U)$	0.992
$\tau_A(^{10}B)/\tau_f(^{235}U)$	0.982

which is defined by $\tilde{S}_P = \frac{\partial P/P}{\partial Q/Q}$. Sensitivity coefficients become sensitivity vector coefficient to cover the N isotopes of interest: $\vec{S}_P = \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial \Sigma_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial P}{\partial \Sigma_N} \end{pmatrix}$. Naturally, a similar definition is obtained for relative sensitivity coefficients, which leads to $\vec{\tilde{S}}_P$.

5.2. Representativeness coefficient: evaluation of the indirect terms

Such vectors are not easy to use and to compare. In 1980, ORLOV proposed the representativeness coefficient (Orlov, 1980), defined between a Reference core *Ref* and the Experimental core *Exp*. In our studies, *Ref* stands for the fast reference configuration whereas *Exp* stands for the optimized fast-thermal coupled core. Mathematically, the representativity factor is defined through sensitivities by:

$$r_P = \frac{{}^t(\vec{\tilde{S}}_P)_{REF} M (\vec{\tilde{S}}_P)_{EXP}}{\sqrt{{}^t(\vec{\tilde{S}}_P)_{REF} M (\vec{\tilde{S}}_P)_{REF}}\sqrt{{}^t(\vec{\tilde{S}}_P)_{EXP} M (\vec{\tilde{S}}_P)_{EXP}}}$$

where M represents the variance-covariance matrix related to the isotopes of interest used in the sensitivity vector. Then, representativity, also called representativeness, is a correlation coefficient that

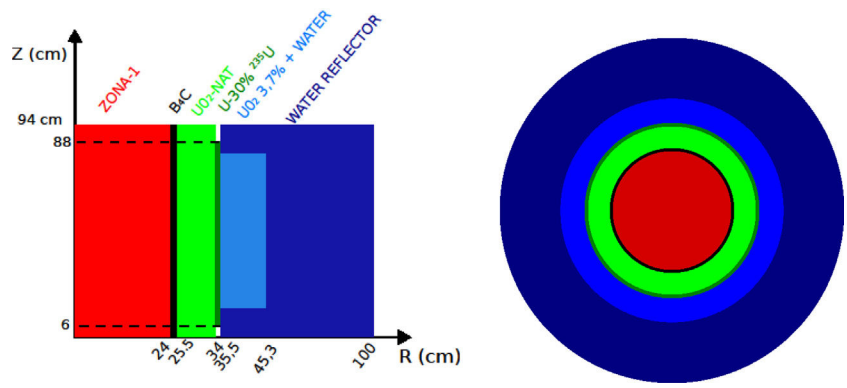


Fig. 6. Optimized configuration with B_4C in (R-Z) geometry (right) and radial cutting at mid core (right).

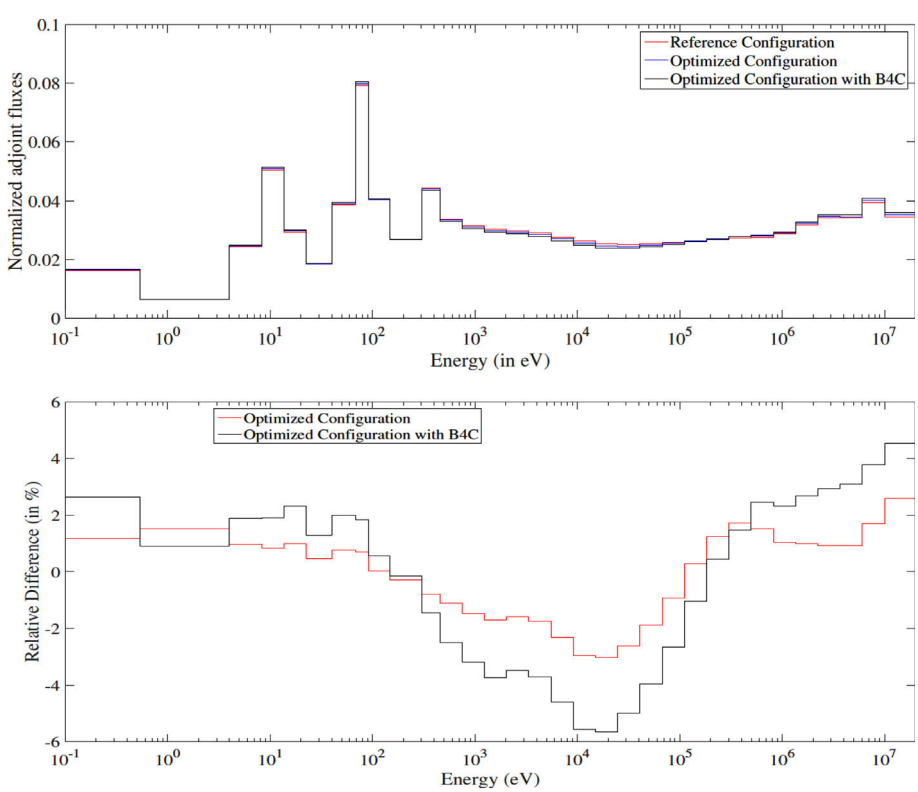


Fig. 7. Comparison of adjoint fluxes for both optimized configurations to the reference.

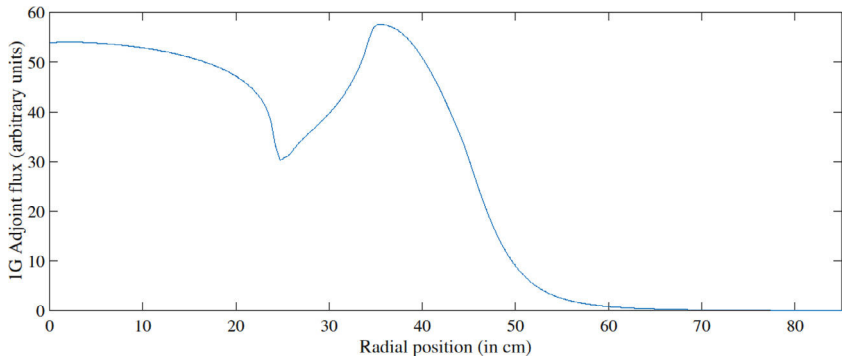


Fig. 8. Radial representation of the 1G adjoint flux in the optimized configuration with B_4C.

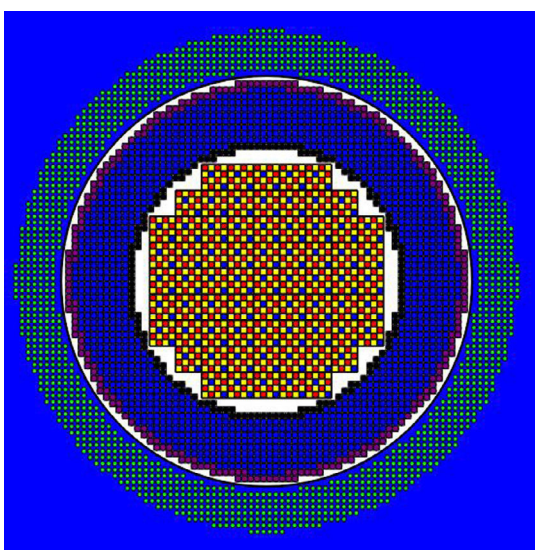


Fig. 9. X-Y representation of the TRIPOLI-4® modelling for the optimized configuration with B_4C Blue: light water – Green: UO_2 3.7% enrichment – Purple: Metallic U 30% enrichment Navy: natural UO_2 – Black: B_4C absorber – White: Air The central cells are the one presented in Fig. 1.. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

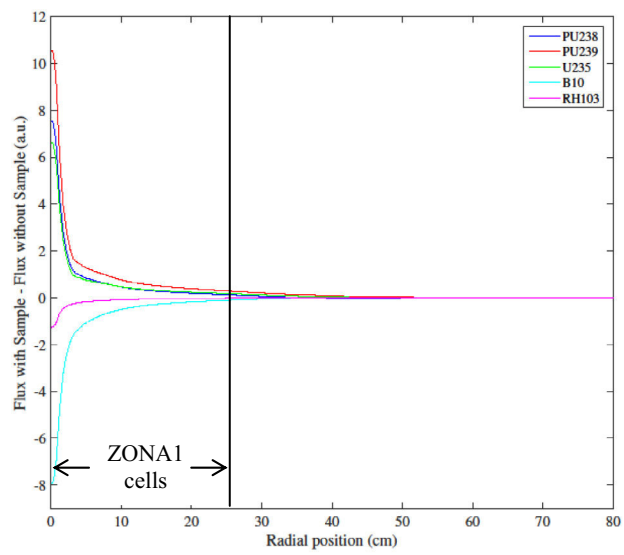


Fig. 11. Radial profile of the forward flux – Difference due to central samples.

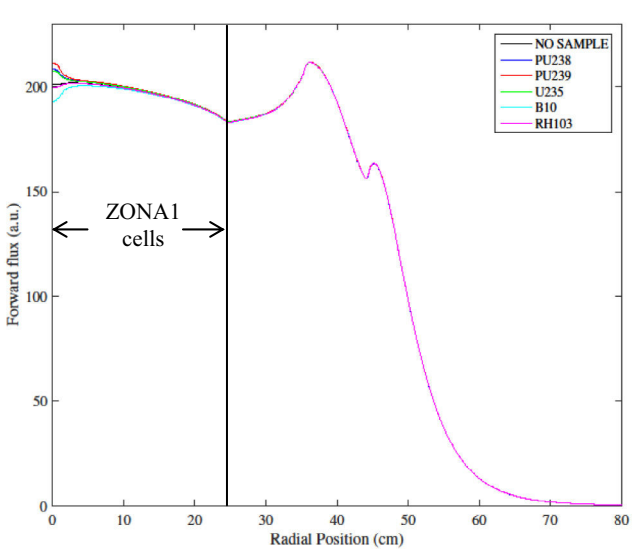


Fig. 10. Radial profile of the total forward flux.

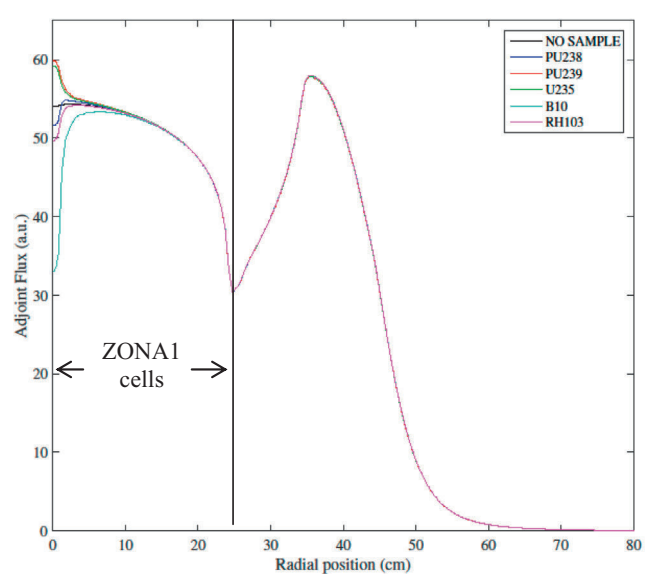


Fig. 12. Radial profile of the total adjoint flux.

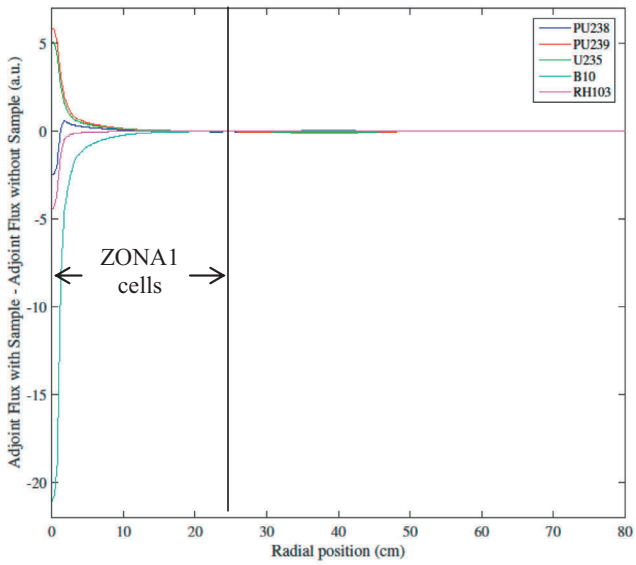


Fig. 13. Radial profile of the adjoint flux – Difference due to central samples.

represents the amount of information transposable from the Experimental to the Reference configurations.

Here, we present representativity factors calculations of several spectral indices used previously, taking into account all the important isotopes for the calculation of the sensitivity coefficients and the variance-covariance matrix from COMAC-V1 (Archier et al., 2014). Besides, only the indirect term $\langle \frac{\sigma_n}{\langle \sigma_n;\Phi\rangle} - \frac{\sigma_d}{\langle \sigma_d;\Phi\rangle}; \delta\Phi\rangle$ is evaluated, which is the key point of the dependence to peripheral zones (see Table 13).

These reactivity coefficients, close to 1, mean that the central fast spectrum in the optimized coupled core is negligibly sensitive to peripheral elements, particularly uranium isotopes, through their cross-sections and related uncertainties.

Note: We could have calculated representativity coefficients of the reactivity effects of samples ($\Delta\rho_{sample}$) to nuclear data but for very small reactivity effects the ECCO/ERANOS system of codes is not entirely trustable. Indeed, the EGPT procedure (for Equivalent Generalized Perturbation Theory) has been developed for large reactivity effects (Gandini et al., 1986). A deep work on this method is currently being performed to analyze its pertinence for small reactivity effects. A preliminary analysis of the modified theoretical approach of the subject can be found in (Ros et al., 2017a).

In order to evaluate the dependence to peripheral isotopes for reactivity effects, the exact formulation of the standard perturbation theory will be used in the followings.

5.3. Reactivity effect due to insertion of samples: influence of peripheral zones

From the transport equation: $L\Phi = (T + \frac{1}{k}F)\Phi$, a sample inserted in the core locally perturbs the flux and the three operators L, T and F. Noting with index PERT the perturbed values, the exact perturbation theory gives the variation of reactivity:

$$\Delta\rho = \frac{\langle \Phi^{+}_{REF}; \left(-\Delta L + \Delta T + \frac{\Delta F}{k_{REF}}\right)\Phi_{PERT}\rangle}{\langle \Phi^{+}_{REF}; F_{PERT}\Phi_{PERT}\rangle} = \frac{\langle \Phi^{+}_{REF}; \left(-\Delta L + \Delta T + \frac{\Delta F}{k_{PERT}}\right)\Phi_{PERT}\rangle}{\langle \Phi^{+}_{REF}; F_{REF}\Phi_{PERT}\rangle}$$

The reactivity effect due to the insertion of the sample is decomposed by reaction, isotopes and energy groups. Such information is essential to determine what the measurement would actual be. Practically, the module 'EXACT_SPT' from ERANOS is used, which is based on the second formulation of $\Delta\rho$.

The insertion of ^{238,239}Pu, ^{235}U, ^{10}B and ^{103}Rh isotopes is simulated because of their interest for the GEN-IV reactors and their sensitivity profiles which cover the whole energy range. Practically, it represents centered cylinders (r = 2 cm and H = 20 cm). The induced modifications of the total forward and adjoint fluxes are illustrated through radial profiles (see Figs. 10–13), as well as the decomposition of each reactivity effects on the influent isotopes and the 33 energy groups (see Tables 14–19).

Even for these significant reactivity effects, both adjoint and forward fluxes are not significantly modified by the central samples out of the ZONA1 zone cells. Moreover, the modification of the adjoint flux is less spatially extended than the modification of the forward flux.

The energy profiles of the reactivity effects in both coupled core and fast reference configurations are illustrated in Figs. 14–18. A

Table 14
Decomposition of the reactivity effect by isotopes and by reactions due to a ^{238}Pu sample in the central oscillation channel.

Isotope	Capture		Fission		Elastic		Inelastic		Sum	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
^{235}U	4.15E−17	2.20E−17	−1.69E−16	−1.09E−16	−5.00E−19	2.73E−19	1.68E−18	1.06E−18	−1.29E−16	−8.70E−17
^{238}U	2.37E−17	1.24E−17	−1.57E−18	−3.20E−18	−9.51E−19	1.05E−19	−2.96E−19	−8.38E−20	1.50E−17	5.50E−18
^{238}Pu	−2.70E−05	−1.65E−05	2.47E−E−04	1.60E−04	−6.46E−08	−8.12E−08	−2.22E−06	−1.68E−06	2.18E−04	1.42E−04
^{239}Pu	6.72E−17	4.03E−17	−8.57E−17	−7.18E−17	−5.79E−19	2.58E−19	−3.86E−19	1.36E−20	−2.02E−17	−3.17E−17
^{240}Pu	8.48E−17	1.70E−16	1.15E−16	4.85E−17	−1.59E−18	−4.19E−19	2.47E−18	1.85E−18	1.99E−16	2.19E−16
^{241}Pu	3.21E−17	1.68E−17	−2.68E−16	−1.68E−16	−4.21E−19	2.73E−19	−1.68E−18	−1.11E−18	−2.40E−16	−1.54E−16
^{242}Pu	5.03E−17	4.50E−17	1.06E−16	4.36E−17	−2.26E−18	−7.90E−19	3.22E−18	2.58E−18	1.54E−16	8.88E−17
^{241}Am	1.65E−16	1.01E−16	1.37E−16	6.25E−17	−2.63E−19	4.79E−19	3.34E−18	2.16E−18	3.05E−16	1.66E−16
^{16}O	4.52E−12	2.97E−12	0.00E+00	0.00E+00	7.23E−11	7.26E−11	5.22E−12	3.60E−12	8.59E−11	8.19E−11
H	2.19E−20	1.34E−20	0.00E+00	0.00E+00	−5.80E−17	−2.76E−17	0.00E+00	0.00E+00	−5.80E−17	−2.75E−17
^{14}N	−8.49E−10	−5.11E−10	0.00E+00	0.00E+00	−2.92E−10	−6.57E−11	4.97E−12	3.61E−12	−1.13E−09	−5.69E−10
^{10}B	2.64E−16	1.56E−16	0.00E+00	0.00E+00	1.20E−17	9.87E−18	7.99E−20	7.59E−20	2.76E−16	1.66E−16
^{11}B	9.15E−20	6.07E−20	0.00E+00	0.00E+00	6.61E−18	7.75E−18	−1.36E−19	−6.99E−20	6.51E−18	7.71E−18
^{27}Al	2.45E−18	1.55E−18	0.00E+00	0.00E+00	1.20E−17	9.22E−18	−2.72E−18	−1.79E−18	1.16E−17	8.93E−18
^{26}Fe	−6.40E−18	−4.21E−18	0.00E+00	0.00E+00	3.07E−19	6.86E−19	−1.97E−18	−1.43E−18	−8.41E−18	−5.15E−18
^{103}Rh	−3.63E−22	−2.98E−22	0.00E+00	0.00E+00	2.70E−18	2.68E−18	2.63E−26	2.24E−26	2.70E−18	2.69E−18
PART > 0	4.53E−12	2.97E−12	2.47E−04	1.60E−04	7.23E−11	7.26E−11	1.02E−11	7.21E−12	2.47E−04	1.60E−04
PART < 0	−2.70E−05	−1.65E−05	−5.25E−16	−3.52E−16	−6.49E−08	−8.12E−08	−2.22E−06	−1.68E−06	−2.93E−05	−1.83E−05
SUM	−2.70E−05	−1.65E−05	2.47E−04	1.60E−04	−6.48E−08	−8.12E−08	−2.22E−06	−1.68E−06	2.18E−04	1.42E−04

Table 15
Decomposition of the reactivity effect by isotopes and by reactions due to a ^{239}Pu sample in the central oscillation channel.

Isotope	Capture		Fission		Elastic		Inelastic		Sum	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
^{235}U	5.20E−17	2.98E−17	−2.04E−16	−1.34E−16	−4.30E−19	4.43E−19	1.81E−18	1.10E−18	−1.53E−16	−1.04E−16
^{238}U	1.22E−17	4.38E−18	1.46E−18	−1.64E−18	−9.68E−19	2.61E−19	−2.58E−19	−2.91E−19	6.16E−18	−1.63E−18
^{238}Pu	7.95E−17	4.53E−17	1.21E−16	5.51E−17	−6.99E−19	3.34E−19	−9.58E−19	−4.13E−19	1.97E−16	9.86E−17
^{239}Pu	−2.62E−05	−1.58E−05	3.36E−04	2.22E−04	−3.99E−08	−6.40E−08	−2.40E−06	−1.91E−06	3.08E−04	2.04E−04
^{240}Pu	8.08E−17	1.49E−16	1.21E−16	5.34E−17	−1.84E−18	−4.12E−19	2.57E−18	1.89E−18	2.01E−16	2.03E−16
^{241}Pu	4.89E−17	2.87E−17	−3.11E−16	−1.99E−16	−3.29E−19	4.57E−19	−1.92E−18	−1.43E−18	−2.67E−16	−1.73E−16
^{242}Pu	7.07E−17	4.45E−17	1.11E−16	4.78E−17	−2.39E−18	−6.73E−19	3.16E−18	2.43E−18	1.80E−16	9.22E−17
^{241}Am	1.92E−16	1.12E−16	1.43E−16	6.83E−17	−2.01E−19	6.55E−19	3.52E−18	2.31E−18	3.38E−16	1.83E−16
^{16}O	4.60E−12	3.38E−12	0.00E+00	0.00E+00	8.66E−11	8.91E−11	5.68E−12	4.33E−12	1.01E−10	1.01E−10
H	2.47E−20	1.47E−20	0.00E+00	0.00E+00	−6.16E−17	−2.67E−17	0.00E+00	0.00E+00	−6.16E−17	−2.67E−17
^{14}N	−8.80E−10	−5.74E−10	0.00E+00	0.00E+00	−2.73E−10	−1.45E−11	5.14E−12	4.16E−12	−1.14E−09	−5.78E−10
^{10}B	2.98E−16	1.71E−16	0.00E+00	0.00E+00	1.35E−17	1.17E−17	6.17E−20	7.27E−20	3.11E−16	1.83E−16
^{11}B	9.60E−20	6.99E−20	0.00E+00	0.00E+00	8.53E−18	1.01E−17	−1.42E−19	−7.77E−20	8.42E−18	1.00E−17
^{27}Al	2.67E−18	1.76E−18	0.00E+00	0.00E+00	1.29E−17	1.04E−17	−2.79E−18	−1.99E−18	1.27E−17	1.01E−17
^{26}Fe	−2.96E−18	−1.77E−18	0.00E+00	0.00E+00	1.74E−19	8.77E−19	−1.99E−18	−1.54E−18	−5.12E−18	−2.65E−18
^{103}Rh	−3.63E−22	−2.74E−22	0.00E+00	0.00E+00	3.32E−18	3.42E−18	2.63E−26	2.32E−26	3.32E−18	3.42E−18
PART > 0	4.60E−12	3.39E−12	3.36E−04	2.22E−04	8.66E−11	8.91E−11	1.08E−11	8.49E−12	3.37E−04	2.22E−04
PART < 0	−2.62E−05	−1.58E−05	−5.15E−16	−3.34E−16	−4.02E−08	−6.40E−08	−2.40E−06	−1.91E−06	−2.86E−05	−1.77E−05
SUM	−2.62E−05	−1.58E−05	3.36E−04	2.22E−04	−4.01E−08	−6.39E−08	−2.40E−06	−1.91E−06	3.08E−04	2.04E−04

Table 16
Decomposition of the reactivity effect by isotopes and by reactions due to a ^{235}U sample in the central oscillation channel.

Isotope	Capture		Fission		Elastic		Inelastic		Sum	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
^{235}U	−3.42E−05	−2.11E−05	2.50E−04	1.64E−04	−4.51E−08	−6.33E−08	−4.84E−06	−3.67E−06	2.11E−04	1.40E−04
^{238}U	4.76E−18	−4.81E−18	−4.69E−18	−5.27E−18	−1.28E−18	−1.22E−19	−8.05E−19	−4.10E−19	−8.72E−18	−1.48E−17
^{238}Pu	8.49E−17	5.88E−17	8.17E−17	2.93E−17	−1.05E−18	−6.44E−20	−1.21E−18	−4.59E−19	1.62E−16	8.60E−17
^{239}Pu	6.09E−17	3.76E−17	−9.05E−17	−7.40E−17	−9.18E−19	1.70E−20	−7.63E−19	−2.77E−19	−3.20E−17	−3.72E−17
^{240}Pu	5.44E−17	1.30E−16	8.46E−17	2.85E−17	−2.23E−18	−8.91E−19	2.03E−18	1.50E−18	1.37E−16	1.58E−16
^{241}Pu	3.86E−17	2.21E−17	−2.90E−16	−1.85E−16	−7.02E−19	7.82E−20	−1.99E−18	−1.34E−18	−2.57E−16	−1.66E−16
^{242}Pu	6.09E−17	4.09E−17	7.55E−17	2.37E−17	−2.48E−18	−9.52E−19	2.09E−18	1.68E−18	1.33E−16	6.36E−17
^{241}Am	1.62E−16	9.46E−17	9.21E−17	3.30E−17	−5.53E−19	2.78E−19	2.38E−18	1.33E−18	2.55E−16	1.29E−16
^{16}O	5.08E−12	3.34E−12	0.00E+00	0.00E+00	5.51E−11	5.91E−11	6.23E−12	4.30E−12	7.11E−11	7.01E−11
H	2.24E−20	1.37E−20	0.00E+00	0.00E+00	−6.33E−17	−3.17E−17	0.00E+00	0.00E+00	−6.33E−17	−3.17E−17
^{14}N	−8.75E−10	−5.28E−10	0.00E+00	0.00E+00	−3.37E−10	−1.02E−10	5.75E−12	4.16E−12	−1.20E−09	−6.20E−10
^{10}B	2.62E−16	1.55E−16	0.00E+00	0.00E+00	1.06E−17	8.65E−18	1.18E−19	1.03E−19	2.73E−16	1.63E−16
^{11}B	9.16E−20	6.13E−20	0.00E+00	0.00E+00	5.55E−18	6.81E−18	−1.29E−19	−6.37E−20	5.44E−18	6.77E−18
^{27}Al	3.01E−18	1.90E−18	0.00E+00	0.00E+00	1.05E−17	8.02E−18	−2.73E−18	−1.78E−18	1.07E−17	8.08E−18
^{26}Fe	−4.47E−18	−2.94E−18	0.00E+00	0.00E+00	−4.13E−19	1.38E−19	−1.89E−18	−1.38E−18	−7.06E−18	−4.36E−18
^{103}Rh	−3.13E−22	−2.57E−22	0.00E+00	0.00E+00	2.11E−18	2.27E−18	2.67E−26	2.27E−26	2.11E−18	2.28E−18
PART > 0	5.08E−12	3.34E−12	2.50E−04	1.64E−04	5.51E−11	5.91E−11	1.20E−11	8.46E−12	2.50E−04	1.65E−04
PART < 0	−3.42E−05	−2.11E−05	−3.85E−16	−2.64E−16	−4.54E−08	−6.34E−08	−4.84E−06	−3.67E−06	−3.90E−05	−2.48E−05
SUM	−3.42E−05	−2.11E−05	2.50E−04	1.64E−04	−4.54E−08	−6.34E−08	−4.84E−06	−3.67E−06	2.11E−04	1.40E−04

Table 17
Decomposition of the reactivity effect by isotopes and by reactions due to a ^{10}B sample in the central oscillation channel.

Isotope	Capture		Fission		Elastic		Inelastic		Sum	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
^{235}U	2.65E−17	1.56E−17	−7.46E−17	−4.79E−17	7.91E−20	1.56E−18	3.45E−18	3.07E−18	−4.42E−17	−2.73E−17
^{238}U	1.38E−17	7.52E−18	3.94E−18	2.53E−18	1.04E−19	1.90E−18	3.80E−18	3.51E−18	2.29E−17	1.62E−17
^{238}Pu	3.68E−17	2.16E−17	7.81E−17	6.54E−17	2.18E−20	1.74E−18	−4.46E−20	9.60E−19	1.15E−16	9.00E−17
^{239}Pu	3.03E−17	1.51E−17	−7.99E−19	−4.84E−19	4.95E−20	1.65E−18	1.08E−18	1.56E−18	3.08E−17	1.79E−17
^{240}Pu	3.06E−17	1.96E−17	8.89E−17	6.38E−17	−3.91E−19	1.61E−18	3.61E−18	3.31E−18	1.23E−16	8.86E−17
^{241}Pu	1.92E−17	1.17E−17	−1.28E−16	−7.97E−17	1.09E−19	1.54E−18	3.08E−19	3.23E−19	−1.07E−16	−6.58E−17
^{242}Pu	3.02E−17	1.72E−17	8.98E−17	6.24E−17	−4.09E−19	1.64E−18	4.34E−18	4.69E−18	1.24E−16	8.62E−17
^{241}Am	8.73E−17	5.76E−17	1.05E−16	7.08E−17	2.42E−19	1.80E−18	4.13E−18	3.64E−18	1.97E−16	1.34E−16
^{16}O	2.15E−12	1.37E−12	0.00E+00	0.00E+00	6.14E−11	1.20E−10	−1.44E−12	−9.94E−13	6.09E−11	1.19E−10
H	1.12E−20	6.37E−21	0.00E+00	0.00E+00	−2.46E−17	8.12E−18	0.00E+00	0.00E+00	−2.45E−17	8.16E−18
^{14}N	−6.73E−10	−4.45E−10	0.00E+00	0.00E+00	1.35E−11	4.14E−10	−1.85E−12	−1.20E−12	−6.63E−10	−3.36E−11
^{10}B	−1.69E−04	−1.04E−04	0.00E+00	0.00E+00	−1.20E−06	−1.11E−06	−7.18E−08	−4.92E−08	−1.70E−04	−1.05E−04
^{11}B	−1.44E−20	−9.33E−21	0.00E+00	0.00E+00	7.44E−18	1.51E−17	−2.34E−19	−1.52E−19	7.20E−18	1.50E−17
^{27}Al	3.76E−19	−5.80E−20	0.00E+00	0.00E+00	7.43E−18	9.55E−18	−1.78E−18	−1.21E−18	6.03E−18	8.29E−18
^{26}Fe	−1.96E−18	−1.12E−18	0.00E+00	0.00E+00	8.28E−19	2.87E−18	−9.21E−19	−7.22E−19	−2.01E−18	1.05E−18
^{103}Rh	−2.67E−22	−1.95E−22	0.00E+00	0.00E+00	2.41E−18	4.61E−18	2.37E−26	2.04E−26	2.41E−18	4.61E−18
PART > 0	2.15E−12	1.37E−12	3.65E−16	2.65E−16	7.50E−11	5.33E−10	2.07E−17	2.11E−17	7.71E−11	5.34E−10
PART < 0	−1.69E−04	−1.04E−04	−2.03E−16	−1.28E−16	−1.20E−06	−1.11E−06	−7.18E−08	−4.92E−08	−1.70E−04	−1.05E−04
SUM	−1.69E−04	−1.04E−04	1.62E−16	1.37E−16	−1.20E−06	−1.11E−06	−7.18E−08	−4.92E−08	−1.70E−04	−1.05E−04

Table 18
Decomposition of the reactivity effect by isotopes and by reactions due to a ^{103}Rh sample in the central oscillation channel.

Isotope	Capture		Fission		Elastic		Inelastic		Sum	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
^{235}U	2.85E−17	6.24E−18	−7.08E−17	−3.39E−17	−2.06E−18	−9.43E−19	−6.75E−20	−8.56E−19	−4.39E−17	−2.91E−17
^{238}U	2.41E−17	8.17E−18	−1.15E−17	−8.55E−18	−2.12E−18	−1.20E−18	7.55E−19	−1.07E−19	1.27E−17	−7.86E−19
^{238}Pu	5.27E−17	1.18E−17	−6.27E−17	−6.52E−17	−2.88E−18	−1.45E−18	−1.07E−18	−9.91E−19	−1.35E−17	−5.55E−17
^{239}Pu	4.02E−17	1.10E−17	−5.76E−17	−3.41E−17	−2.23E−18	−9.67E−19	−7.74E−19	−8.03E−19	−2.02E−17	−2.47E−17
^{240}Pu	4.91E−17	1.50E−17	−4.89E−17	−3.60E−17	−2.81E−18	−1.07E−18	3.01E−19	−3.12E−19	−1.86E−18	−2.21E−17
^{241}Pu	1.64E−17	7.48E−18	−1.37E−16	−6.00E−17	−2.32E−18	−1.16E−18	5.60E−19	3.57E−19	−1.21E−16	−5.28E−17
^{242}Pu	4.00E−17	1.67E−17	−3.75E−17	−3.35E−17	−2.64E−18	−9.49E−19	−4.22E−19	−1.21E−18	5.16E−20	−1.85E−17
^{241}Am	5.12E−17	1.52E−17	−5.27E−17	−4.38E−17	−2.16E−18	−1.04E−18	2.80E−19	−4.94E−19	−3.18E−18	−3.00E−17
^{16}O	2.20E−12	1.43E−12	0.00E+00	0.00E+00	−8.87E−11	−4.62E−11	−1.71E−12	−1.18E−12	−8.89E−11	−4.67E−11
H	1.18E−20	5.01E−21	0.00E+00	0.00E+00	−6.18E−17	−3.59E−17	0.00E+00	0.00E+00	−6.18E−17	−3.59E−17
^{14}N	−3.97E−10	−2.29E−10	0.00E+00	0.00E+00	−4.87E−10	−1.09E−10	−1.66E−12	−1.04E−12	−8.87E−10	−3.40E−10
^{10}B	1.04E−16	3.78E−17	0.00E+00	0.00E+00	−5.49E−18	−3.52E−18	2.32E−20	2.74E−20	9.85E−17	3.42E−17
^{11}B	−6.83E−21	−3.96E−21	0.00E+00	0.00E+00	−9.32E−18	−3.04E−18	−1.76E−19	−1.10E−19	−9.49E−18	−3.14E−18
^{27}Al	5.02E−19	−2.78E−19	0.00E+00	0.00E+00	−4.16E−18	−3.01E−18	−1.08E−18	−6.71E−19	−4.72E−18	−3.94E−18
^{26}Fe	−9.41E−19	6.22E−19	0.00E+00	0.00E+00	−4.19E−18	−2.52E−18	−3.31E−19	−2.93E−19	−5.44E−18	−2.18E−18
^{103}Rh	−3.05E−05	−1.85E−05	0.00E+00	0.00E+00	−3.15E−07	−2.98E−07	−3.73E−06	−2.77E−06	−3.45E−05	−2.16E−05
PART > 0	2.20E−12	1.43E−12	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.92E−18	3.85E−19	6.33E−09	3.51E−09
PART < 0	−3.05E−05	−1.85E−05	−4.79E−16	−3.15E−16	−3.16E−07	−2.98E−07	−3.73E−06	−2.77E−06	−3.45E−05	−2.16E−05
SUM	−3.05E−05	−1.85E−05	−4.79E−16	−3.15E−16	−3.16E−07	−2.98E−07	−3.73E−06	−2.77E−06	−3.45E−05	−2.16E−05

Table 19
Decomposition of the reactivity effects by energy groups due to central samples.

Group	^{238}Pu		^{239}Pu		^{235}U		^{10}B		^{103}Rh	
	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core	REF	C. Core
1	2.44E−07	1.56E−07	2.00E−07	1.38E−07	1.27E−07	8.06E−08	−9.46E−09	−6.31E−09	−5.59E−09	−4.57E−09
2	3.34E−06	2.17E−06	2.53E−06	1.82E−06	1.51E−06	9.72E−07	−1.88E−07	−1.26E−07	−2.23E−07	−1.56E−07
3	1.05E−05	6.77E−06	8.48E−06	6.07E−06	3.77E−06	2.41E−06	−7.86E−07	−5.14E−07	−4.57E−07	−3.17E−07
4	2.23E−05	1.44E−05	1.84E−05	1.29E−05	7.85E−06	5.01E−06	−1.90E−06	−1.24E−06	−1.33E−06	−9.05E−07
5	2.71E−05	1.73E−05	2.34E−05	1.59E−05	1.06E−05	6.70E−06	−2.64E−06	−1.70E−06	−1.45E−06	−9.69E−07
6	2.84E−05	1.82E−05	2.38E−05	1.59E−05	1.14E−05	7.25E−06	−1.39E−06	−8.78E−07	−7.72E−07	−5.27E−07
7	3.83E−05	2.50E−05	3.62E−05	2.40E−05	1.80E−05	1.16E−05	−4.65E−06	−3.03E−06	−1.30E−06	−9.90E−07
8	2.14E−05	1.39E−05	2.95E−05	1.93E−05	1.65E−05	1.06E−05	−7.39E−06	−4.74E−06	−1.83E−06	−1.27E−06
9	1.75E−05	1.13E−05	3.27E−05	2.12E−05	2.05E−05	1.32E−05	−1.22E−05	−7.68E−06	−2.99E−06	−1.91E−06
10	1.22E−05	7.86E−06	3.23E−05	2.08E−05	2.22E−05	1.44E−05	−1.60E−05	−9.81E−06	−3.88E−06	−2.40E−06
11	9.19E−06	5.99E−06	2.69E−05	1.72E−05	1.97E−05	1.29E−05	−1.58E−05	−9.42E−06	−4.05E−06	−2.43E−06
12	7.70E−06	5.14E−06	2.04E−05	1.31E−05	1.69E−05	1.13E−05	−1.45E−05	−8.56E−06	−3.89E−06	−2.31E−06
13	6.45E−06	4.38E−06	1.58E−05	1.03E−05	1.52E−05	1.02E−05	−1.45E−05	−8.49E−06	−3.26E−06	−1.92E−06
14	5.03E−06	3.47E−06	1.22E−05	8.02E−06	1.33E−05	9.03E−06	−1.45E−05	−8.43E−06	−2.92E−06	−1.70E−06
15	3.42E−06	2.40E−06	8.32E−06	5.56E−06	1.06E−05	7.26E−06	−1.33E−05	−7.77E−06	−2.26E−06	−1.32E−06
16	1.94E−06	1.38E−06	4.89E−06	3.32E−06	6.49E−06	4.50E−06	−1.04E−05	−6.25E−06	−1.44E−06	−8.59E−07
17	9.78E−07	7.03E−07	2.46E−06	1.69E−06	4.30E−06	2.98E−06	−7.03E−06	−4.32E−06	−7.60E−07	−4.63E−07
18	2.89E−07	2.11E−07	1.11E−06	7.51E−07	1.55E−06	1.09E−06	−3.03E−06	−1.88E−06	−2.67E−07	−1.64E−07
19	8.84E−07	6.71E−07	3.17E−06	2.23E−06	4.72E−06	3.50E−06	−1.15E−05	−7.26E−06	−6.92E−07	−4.38E−07
20	5.38E−07	4.19E−07	3.19E−06	2.21E−06	3.10E−06	2.37E−06	−9.20E−06	−5.99E−06	−3.44E−07	−2.23E−07
21	1.34E−07	1.20E−07	1.33E−06	9.61E−07	2.01E−06	1.57E−06	−5.45E−06	−3.73E−06	−2.33E−07	−1.58E−07
22	−4.09E−08	−2.56E−08	4.25E−07	3.20E−07	5.32E−07	4.44E−07	−2.03E−06	−1.50E−06	−8.62E−08	−6.29E−08
23	2.89E−08	3.23E−08	3.48E−07	3.09E−07	3.02E−07	3.07E−07	−1.42E−06	−1.32E−06	−6.21E−08	−5.68E−08
24	−9.74E−09	−1.27E−08	5.20E−08	6.30E−08	2.57E−08	3.81E−08	−1.99E−07	−2.69E−07	−4.61E−09	−5.92E−09
25	−1.57E−09	−2.92E−09	1.02E−08	1.54E−08	2.66E−09	5.41E−09	−3.29E−08	−6.42E−08	−2.05E−10	−4.15E−10
26	−8.94E−11	−3.32E−10	2.93E−09	8.34E−09	1.34E−09	5.23E−09	−9.96E−09	−3.92E−08	−8.56E−11	−3.57E−10
27	3.33E−12	4.86E−11	1.31E−10	1.80E−09	6.54E−10	9.82E−09	−9.76E−10	−1.53E−08	−1.37E−12	−9.84E−12
28	−5.81E−12	−1.25E−10	3.49E−11	6.73E−10	4.68E−11	1.01E−09	−1.70E−10	−4.21E−09	2.80E−13	9.26E−12
29	−1.62E−12	−1.62E−10	4.37E−12	3.73E−10	−1.90E−12	−1.53E−10	−7.53E−11	−9.16E−09	−4.13E−13	−4.94E−11
30	−3.01E−13	−1.48E−11	1.64E−11	6.67E−10	1.96E−12	9.66E−11	−6.69E−11	−3.50E−09	−9.06E−13	−4.78E−11
31	−5.85E−12	−4.65E−10	8.27E−11	6.00E−09	3.09E−11	2.57E−09	−1.84E−10	−1.53E−08	−4.66E−11	−3.82E−09
32	−6.77E−11	−4.58E−11	1.78E−11	−1.94E−13	1.87E−11	9.08E−12	−1.32E−10	5.63E−11	−8.46E−11	−6.68E−11
33	−1.37E−10	7.95E−10	2.78E−11	−1.46E−10	1.77E−11	−1.45E−10	−1.76E−10	3.18E−09	−1.04E−10	2.76E−10
PART > 0	2.47E−04	1.60E−04	3.37E−04	2.22E−04	2.50E−04	1.65E−04	3.54E−07	2.33E−07	1.15E−07	7.66E−08
PART < 0	−2.94E−05	−1.83E−05	−2.88E−05	−1.79E−05	−3.91E−05	−2.48E−05	−1.70E−04	−1.05E−04	−3.46E−05	−2.16E−05
SUM	2.18E−04	1.42E−04	3.08E−04	2.04E−04	2.11E−04	1.40E−04	−1.70E−04	−1.05E−04	−3.45E−05	−2.16E−05

normalization coefficient is applied to the coupled core values in order to get the same total reactivity effect as in the fast reference configuration.

It appears that for the five isotopes covering the whole energy domains, the decompositions of the reactivity effects over the isotopes, the main reactions and the 33 energy groups remain very close. Some discrepancies can be observed, especially in the low energy groups (from 28 to 33 *i.e.* under 15 eV). However, such differences are negligible in comparison to the main reactivity effect. **Then, reactivity measurements in fast-thermal coupled cores would be spectraly equivalent to those performed in an entirely fast configuration.**

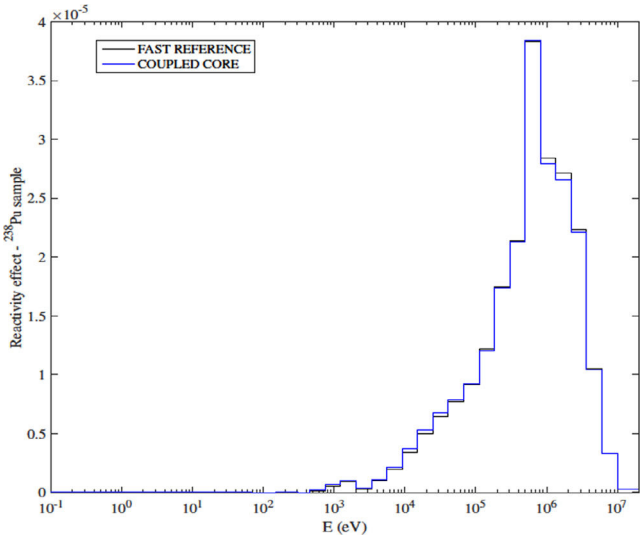


Fig. 14. Energy profiles of reactivity effect – ^{238}Pu sample.

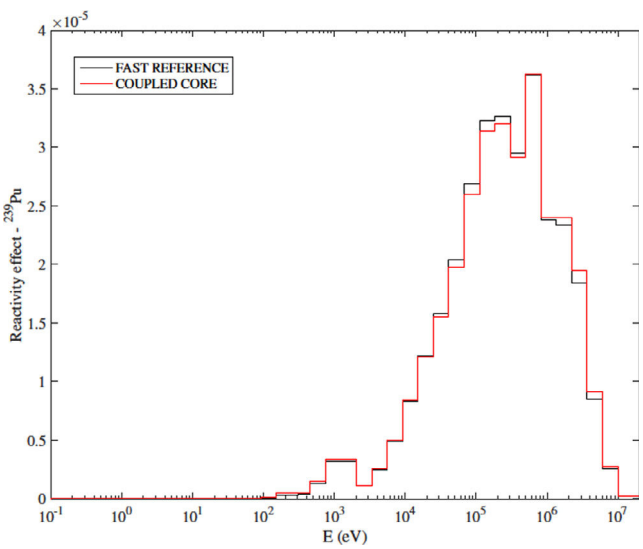


Fig. 15. Energy profiles of reactivity effect – ^{239}Pu sample.

6. Experimental and operational characteristics

This section details two important elements for a safe operation and pertinent measurements in the oscillation technique. The first sub-section presents a pre-dimensioning of oscillation samples thanks to reactivity per gram extrapolated from several small fictive samples. Then, the behavior of the coupled configurations is studied in case of accidental flooding.

6.1. Reactivity effect per gram: pre-dimensioning of oscillation samples

In the oscillation technique used in MINERVE, reactivity effects can be measured with a precision around 0.01 pcm (10^{-7} $\Delta k/k$). In ZEPHYR, preliminary target uncertainties are of the same order of magnitude. Generally, samples are designed in order to represent between 1 and 10 pcm. Then, the uncertainty on the measured effect lies between 0.1 and 1%.

Note: The reference (Foell, 1972) mentions that the standard deviation in oscillation measurements is inversely proportional

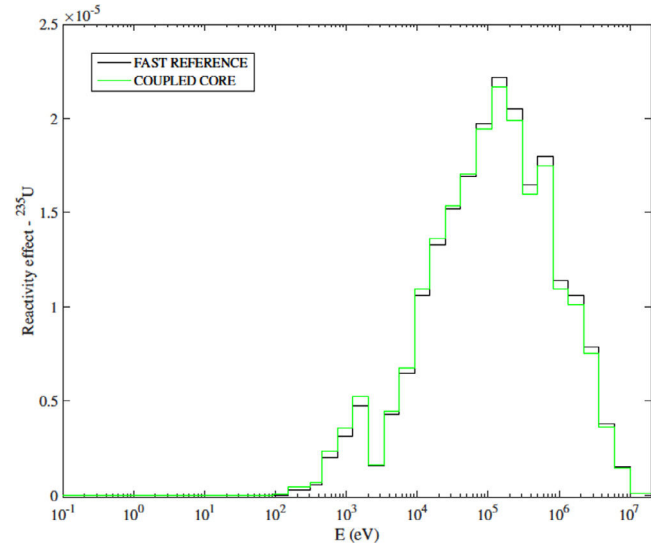


Fig. 16. Energy profiles of reactivity effect – ^{235}U sample.

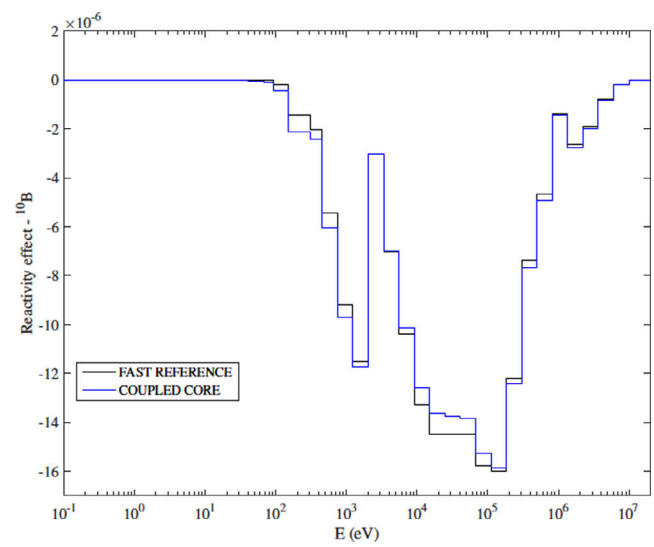


Fig. 17. Energy profiles of reactivity effect – ^{10}B sample.

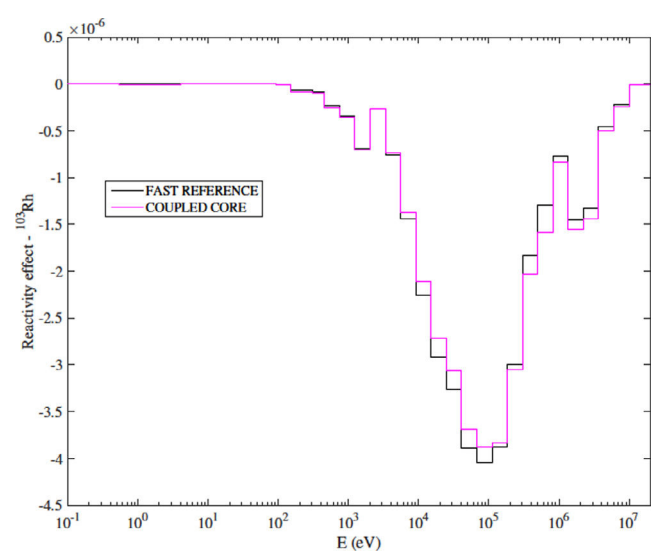


Fig. 18. Energy profiles of reactivity effect – ^{103}Rh sample.

to $\sqrt{P.t_{mes}}$ where P and t_{mes} respectively stand for the power of the pile and the measurement time.

Depending of several characteristics such as scattering or absorption cross-sections, two different quantities of two different isotopes must be put into a sample in order to get the same reactivity effect. That explains why, during the ERMINE V campaign, 20 g were sometimes necessary to get a sufficient reactivity effect (Martin-Deidier, 1979).

The effect of the insertion of a very small quantity of several isotopes of interest is evaluated using the same 'EXACT_SPT' module from the ERANOS code which calculates reactivity effects thanks to the exact formulation of the standard perturbation theory $\Delta\rho = \frac{\langle \Phi^{+}_{REF}; \left(-\Delta L + \Delta T + \frac{\Delta F}{k_{PERT}}\right) \Phi_{PERT} \rangle}{\langle \Phi^{+}_{REF}; F_{REF} \Phi_{PERT} \rangle}$. It allows calculating a reactivity effect per gram without self-shielding.

The Table 20 presents extrapolated reactivity effects per gram (in 10^{-5} $\Delta k/k$ per g) for several isotopes of interest within the frame of GEN IV sodium fast reactors.

Then, even with 10% of fissions occurring in the ZONA1 test zone, the same order of magnitude for sample reactivity values is obtained than in the fast reference configuration. Indeed, the same order of magnitude is obtained on the flux in the center cell between the optimized coupled core with B_4C and the fast reference as illustrated in Table 21.

The Table 22 details the needed masses of these isotopes (in g) in order to get a reactivity measurement of 1 pcm to get around 1% of uncertainty (Antony et al., 2009).

Then, the fast reference leads to higher reactivity effects. However, the same orders of magnitude are obtained for both coupled configurations. This may be the only conclusion to draw. Indeed, even if the spectra are very close, the thermal component in the optimized configuration without B_4C could increase the reactivity effect but not in the targeted energy region.

Note: An alternative oscillation technique based on the correlation between local flux perturbation and global reactivity perturbation has been recently reinvestigated (Geslot et al., 2017). This technique developed in the 1950's could bring useful information to decorrelate neutron reactions into their main contributions.

Table 20
Comparison of reactivity effects per gram for isotopes of interest.

Isotopes	Configuration		
	Fast reference	Optimized without B_4C	Optimized with B_4C
^{235}U	1,71E−01	1,45E−01	1,13E−01
^{238}U	−9,64E−03	−7,02E−03	−5,33E−03
^{238}Pu	1,63E−01	1,37E−01	1,06E−01
^{239}Pu	2,38E−01	2,00E−01	1,55E−01
^{240}Pu	4,98E−02	4,26E−02	3,31E−02
^{241}Pu	3,22E−01	2,72E−01	2,11E−01
^{242}Pu	3,25E−02	2,82E−02	2,20E−02
^{10}B	−3,59E+00	−3,06E+00	−2,25E+00
C−nat	−1,64E−02	−1,81E−02	−1,68E−02
^{1}H	3,15E+00	1,86E+00	1,15E+00
^{56}Fe	−5,71E−03	−3,98E−03	−3,13E−03
^{103}Rh	−6,46E−02	−5,25E−02	−3,95E−02
^{99}Tc	−7,28E−02	−5,93E−02	−4,48E−02
^{133}Cs	−3,13E−02	−2,53E−02	−1,91E−02

Table 21
Absolute integral fluxes in the center.

	Configuration	
	Fast reference	Optimized with B_4C
Flux at 100 W (in neutrons.cm^{-2}.s^{-1})	1.34E+09	8.21E+08

Table 22
Needed masses to get a 1pcm reactivity effect (in g).

Isotopes	Configuration		
	Fast reference	Optimized without B_4C	Optimized with B_4C
^{235}U	5,8	6,9	8,8
^{238}U	103,7	142,5	187,6
^{238}Pu	6,1	7,3	9,4
^{239}Pu	4,2	5,0	6,5
^{240}Pu	20,1	23,5	30,2
^{241}Pu	3,1	3,7	4,7
^{242}Pu	30,8	35,5	45,5
^{10}B	0,3	0,3	0,4
C−nat	61,0	55,2	59,5
^{1}H	0,3	0,5	0,9
^{56}Fe	175,1	251,3	319,5
^{103}Rh	15,5	19,0	25,3
^{99}Tc	13,7	16,9	22,3
^{133}Cs	31,9	39,5	52,4

6.2. Flooding studies

The feasibility of an experimental configuration deeply depends on its safety characteristics. In ZPRs, accidental injections of reactivity above β_{eff} is the main safety concern. It includes various situations such as fuel and reflector loading errors or accidental drop of a fissile sample. As far as fast-thermal coupled cores are concerned, accidental flooding of the fast air zone stands for one of the main risk of prompt criticality, or at least fast transients (Pesic, 1991). Flooding can come from a leakage between the thermal zone to the fast air zone or an addition of water in the exceptional case of fire in the facility. Obviously, mechanical solutions such as suspending the core can be set up; however, neutronics stability during a flooding of the fast zone remains the best safety option.

Uncontrolled withdrawal of control rods and its consequences (heating of the central air zone) could also be a severe cause of reactivity injection. This scenario has not been covered by the present study.

In this section, first calculations are presented to get a better understanding of the phenomena involved during a flooding of the fast zone. On the one hand, variations of reactivity are presented for both the fast reference and the optimized configurations. On the other hand, the evolution of reactivity during the flooding of the optimized configuration with B_4C gives several explanations of the physical background of flooded situations in fast-thermal coupled cores.

6.2.1. Order of magnitudes of the reactivity variations in case of flooding

When a fast zone is flooded, the spectrum is rapidly softened due to the moderation on hydrogen atoms. Therefore, as the fuel in a fast zone is enriched, the reactivity strongly increases. This phenomenon is observed when the fast reference configuration is flooded (Fig. 19). The total flooding reactivivity is always positive and reaches 12 410 pcm.

When a flooding of the fast zone is simulated in the optimized fast-thermal coupled core, the size of the fast zone is reduced and its composition differs from the fast reference configuration. Consequently, the increase of reactivity is reduced compared to the reference fast case (see Fig. 20).

In this configuration, the total flooding reactivity is still always positive but reduced to 4270 pcm.

Moreover, the addition of a B_4C ring close to the ZONA1 cells significantly reduces the flooding reactivity, as shown on Fig. 21.

A total reactivity variation close to zero is obtained (−37 pcm). The sinusoidal shape curve obtained is due to the adaptation zone and results from a balance between opposite effects. The next

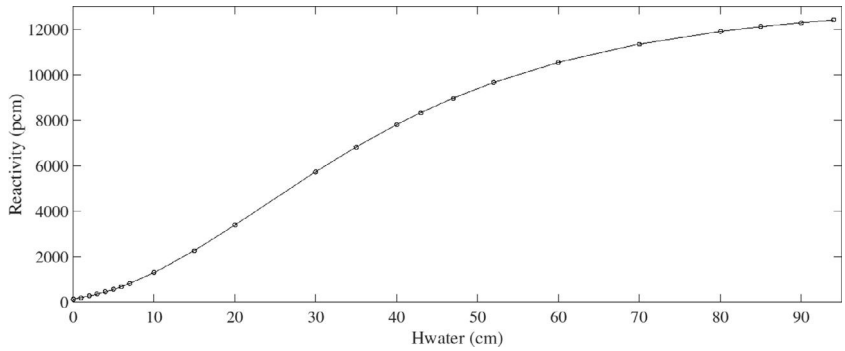


Fig. 19. Evolution of reactivity during axial flooding – Fast reference configuration.

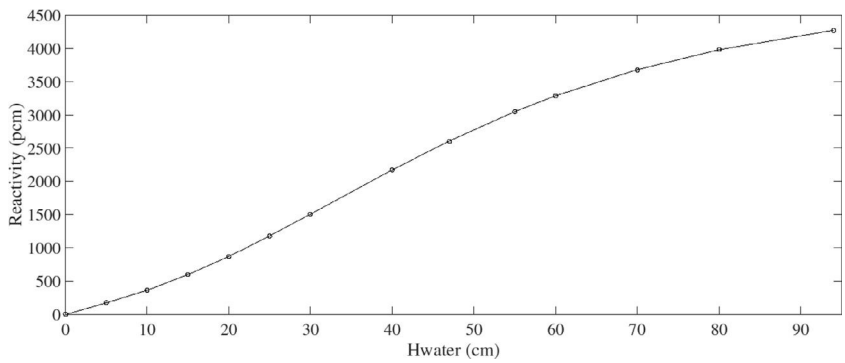


Fig. 20. Evolution of reactivity during axial flooding – Optimized coupled configuration.

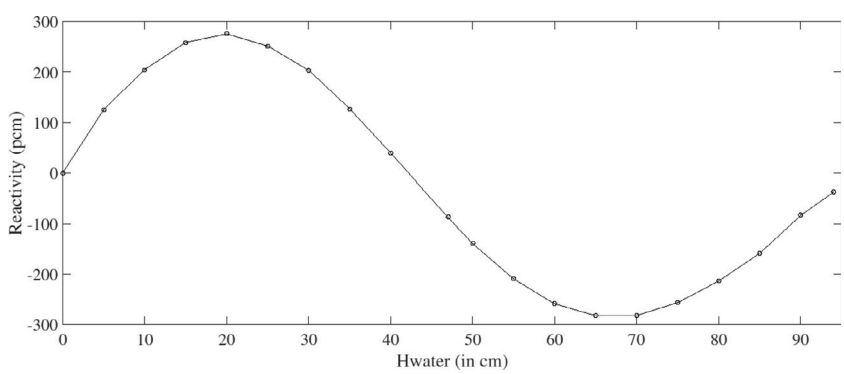


Fig. 21. Evolution of reactivity during axial flooding – Optimized configuration with B_4C.

paragraph aims at giving a better understanding of these phenomena.

6.2.2. Elements to understand the physical balance involved in the flooding

As it can be observed on Fig. 22, the total flooding reactivity results from opposite and high amplitude tendencies.

Even though the total flooding effect is not rigorously equal to the sum of the individual effects in each zone (because of the spectral modifications between zones), the general behavior is well reproduced. To go forward, sensitivity analyses are performed in order to understand the modifications of the tendency.

As defined in Section 4, we compute relative sensibilities of the multiplication factor k_{eff} to the concentration of various isotopes of interest in the fast central zone: ^{1}H, $^{235}U/^{238}U$, $^{239}Pu/^{240}Pu/^{241}Pu$, ^{10}B and ^{16}O. Those calculations are realized in the optimized coupled core with B_4C to compare the behaviors in five different water levels in the fast zone: 0, 20, 45, 70 and 94 cm (respectively called 1–5 below). The results are grouped in Figs. 23 and 24.

Sensitivity coefficients of the k_{eff} to fissile isotopes (^{235}U, ^{239}Pu and ^{241}Pu) are increasing because of the moderation of the spectrum. This evolution is observed for moderation isotopes (^{1}H and ^{16}O) as well. As expected, the higher the water level, the stronger is the sensitivity to ^{10}B. But the most interesting case concerns fertile isotopes as ^{238}U and ^{240}Pu. As the spectrum is shifted to the epi-thermal energy range, the influence of such isotopes is also shifted, from a positive to a negative contribution to the reactivity. This phenomenon results from the competition between the negative capturing component and the threshold positive fission contribution. Then, the modification of the sign of the reactivity observed

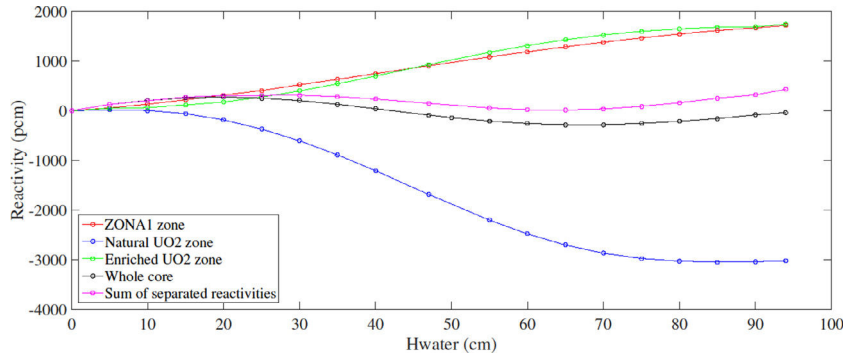


Fig. 22. Decomposition of the evolution of reactivity during axial flooding – Optimized configuration with B_4C.

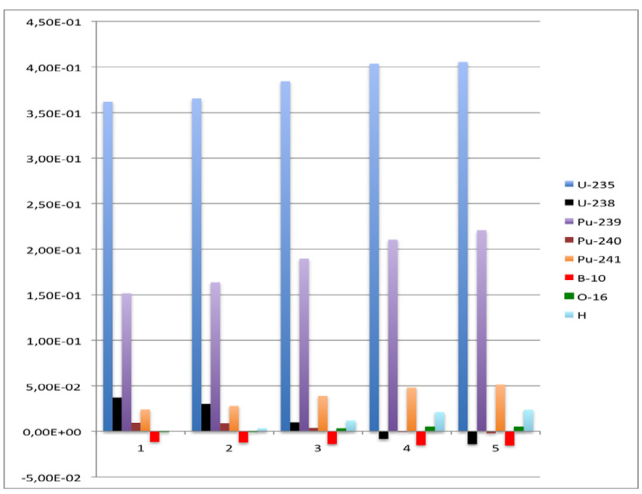


Fig. 23. Evolution of sensitivities of k_{eff} during axial flooding.

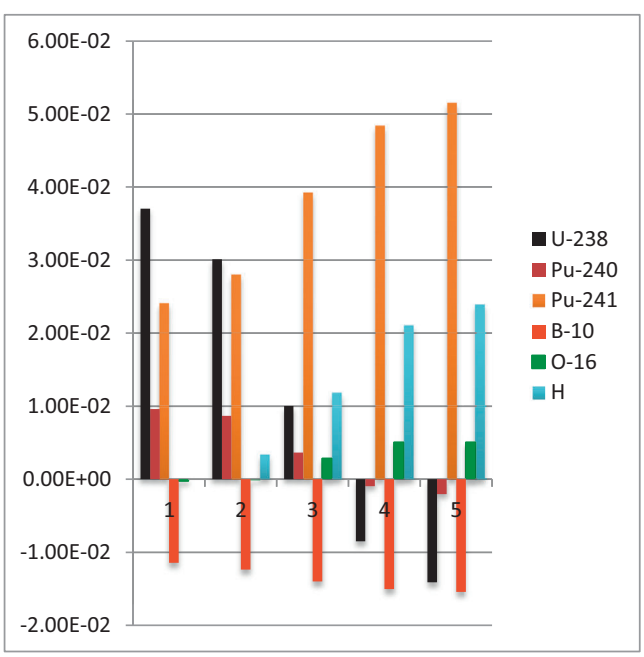


Fig. 24. Evolution of sensitivities of k_{eff} during axial flooding (less sensitive isotopes).

around 45 cm water height can be attributed to this changing contribution from a negative to a positive influence. When the water height reaches 70 cm, it starts increasing again due to the thermal shift on the spectrum and its consequences on fissile isotopes.

In a nutshell, more than the value of reactivity obtained, this section demonstrates that the increase of reactivity during a flooding of the fast zone can be contained by an adequate neutronics design. The variation of the reactivity is the consequence of strong opposite effects due to spectrum shifting, especially for threshold cross-sections, and adequate use of thermal absorbers that have a positive impact on the fast flux when the central zone is in air (see Sections 4.1 and 4.2).

7. Conclusions

Critical experiments have been widely used to validate calculation tools and also improve the knowledge of nuclear data. Development of experimental programs dedicated to the improvement of nuclear data uncertainties in the fast energy range is necessary within the frame of the development for GEN IV reactors. In this perspective, fast-thermal coupled cores are expected in the future ZEPHYR critical facility to be built in Cadarache by the next decade. By means of several calculations, the physics particularities of fast-thermal coupled cores are investigated, in particular for the spectral adaptation between the fast and the thermal zones. One of the main issue is to ensure that the thermal zone does not degrade fast spectrum characteristics in the oscillation channel, and hence ensure a proper representativeness for reactivity effects. Qualitative and undemonstrated choices and general deductions can find here a precise and complete justification thanks to Monte-Carlo based validation using TRIPOLI-4® and sensitivity studies. The results presented here demonstrate that:

- A precise design of the adaptation zone in an approximate radius of 35 cm can produce a fast spectrum as efficient as an entire fast core.
- A thermal low enriched driver zone does not deteriorate the fast central performances.
  These two first statements allow a significant reduction of needed fissile materials to perform ZPR experiments representative of fast reactors.
- The practical measurements in fast-thermal optimized coupled cores would bring similar information than the entirely fast cores.
- The optimized configuration presented here has been evidenced to be stable in terms of neutronics in case of an accidental flooding of the fast zone, which stands for the one of the most severe cause of reactivity injection.

Additional work is ongoing within three main axes. Firstly, it will consist of designing coupled configurations in order to accentuate the epithermal energy range from 10 eV to 10 keV (Ros et al., 2017b). Then, a deeper understanding and evaluation of the indirect contributions in sensitivity profiles for small reactivity measurements will be studied taking into account the differences with large reactivity experiments such as rod drops. Finally, it will focus on improving experimental techniques for ZEPHYR and in particular for fast-thermal coupled cores. Beyond measurements of the total variation of reactivity which leads to integral and total cross-sections, experimental techniques such as the simultaneous utilization of both local and global signals would allow a separation of the reactivity effects in their main components. A better experimental characterization of absorption and scattering cross sections could finally be reached.

The approach of fast-thermal coupled capabilities in ZEPHYR detailed in the present work is generic to any type of GEN-II to IV spectrum. As a consequence, the spectral adaptation done so far could be extended to any kind of GEN-IV design, as far as the operation rules allow the use of adequate fuel and structural materials. No particular limitation is currently identified in the project.

References

Antony, M., et al., 2009. Oscillation experiments techniques in CEA MINERVE experimental reactor. ANIMMA Conference, Marseille.

Archier, P., et al., 2014. COMAC: Nuclear data covariance matrices library for reactor applications. In: Proc. PHYSOR Conference, Kyoto.

Aufiero, M. et al., 2016. Coupled reactors analysis: new needs and advances using Monte-Carlo methodology. Ann. Nucl. Energy 98, 218–225.

Avery, R., 1958. Coupled fast-thermal power breeder. Nucl. Sci. Eng. 3, 129–144.

Blaise, P., et al., 2016. Experimental R&D innovation for Gen-2,3 & IV neutronics studies in ZPRs: a path to the future ZEPHYR facility in Cadarache. In: Proc. IGORR Conference, Berlin.

Bretscher, M.M. et al., 1970. Low flux measurements of Pu-239 and U-235 capture-to-fission ratios in a fast reactor spectrum. Nucl. Sci. Eng. 39, 368–378.

Brun, E. et al., 2015. TRIPOLI-4®, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code. Ann. Nucl. Energy 82, 151–160.

Cathalau, S., et al., 2014. More than forty years of neutronics experiments in critical facilities of Cadarache center: from EOLE and MINERVE to the future ZEPHYR reactor. In: IGORR Conference, Bariloche.

Fahrmann, K. et al., 1981. A fast-thermal coupled system with energy-independent adjoint flux. Kernenergie 24, 431–433.

Foell, W., 1972. Small sample reactivity measurements in nuclear reactors. Am. Nucl. Soc. & U.S. Atom. Energy Commission.

Gandini, A., 1967. A generalized perturbation method for bilinear functional of the real and the adjoint neutrons fluxes. J. Nucl. Energy 21, 755–765.

Gandini, A. et al., 1986. Equivalent Generalized Perturbation Theory (EGPT). Ann. Nucl. Energy 13 (3), 109–114.

Geslot, B. et al., 2017. A hybrid pile oscillator experiment in the Minerve reactor. Ann. Nucl. Energy 108, 268–276.

Lehmann, E. et al., 1986. The method of energy-independent adjoint flux and its perfection by the SEG-V configuration. Kernenergie 29, 30–33.

Lehmann, E. et al., 1991. A fast critical reactor assembly with strong energy dependence of adjoint flux. Kernenergie 34, 9–12.

Martin-Deidier, L., 1979. Mesure intégrale de la capture des produits de fission dans les réacteurs à neutrons rapides PhD Thesis. Université d'Orsay.

H. Meister, 1971. Investigation of reactor physics properties of the SNEAK 3 A – 2 core in the fast-thermal reactor STARK, Assembly 6. Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Milosevic, M. et al., 1995. A comparative study of effective delayed neutron fraction. Ann. Nucl. Energy 22 (6), 389–394.

Nuclear Safety Review 2015, Nuclear Safety and Security Programme, IAEA (2015).

Orlov, V.V., 1980. Problems of fast reactor physics related to breeding. Atomic Energy Rev. 184, 989–1077.

Palmiotti, G., Salvatores, M., 2011. Impact of nuclear data uncertainties on innovative fast reactors and required target accuracies. J. Nucl. Sci. Technol. 48 (4), 612–619.

Pesic, M., 1987. Coupled fast-thermal system at the « RB » Nuclear reactor. Kernenergie 80, 4.

Pesic, M., 1991. A study on criticality of coupled fast-thermal core HERBE at RB reactor. Ann. Nucl. Energy 18 (7), 413–420.

Rimpault, G., et al., 2002. The ERANOS code and data system for fast reactor neutronic analyses. PHYSOR Conference, Seoul, Korea.

Ros, P., et al., 2016. A revision of sensitivity analysis for small reactivity effects in ZPRs. PHYSOR 2016 Conference, Sun Valley.

Ros, P., et al., 2017a. Fast-thermal coupled cores in ZPR revisited: physical specificities and potentialities for ZEPHYR. In: Proc. Int. Conf. ICAPP2017, Fukui & Kyoto.

Ros, P., et al., 2017b. Spectral adaptation to emphasize the 10 eV to 10 keV energy domain for ZEPHYR, a future multipurpose ZPR for CEA. Proc. Int. Conf. ICAPP2017, Fukui & Kyoto.

Youinou, G., et al., 2016. Versatile Coupled Thermal-Fast Irradiation Test Reactor. In: PHYSOR 2016 Conference, SunValley.

Résumé :

Les travaux réalisés au cours de cette thèse portent sur la conception neutronique de configurations expérimentale destinées à améliorer la connaissance de paramètres neutroniques, en particulier les données nucléaires dans une gamme de spectres neutroniques élargie, dans le futur réacteur de puissance nulle ZEPHYR. La grande flexibilité expérimentale attendue de ce réacteur présente un défi majeur lié à la présence obligatoire d'une zone en eau périphérique. Or, répondre aux besoins des réacteurs électronucléaires nécessite de reproduire fidèlement leurs caractéristiques neutroniques dans les zones de mesure. L'enjeu est alors de comprendre puis réaliser une adaptation spectrale efficace entre la périphérie et la zone de mesure, afin de l'appliquer pour des configurations dédiées aux réacteurs de Générations II, III et IV.

Dans un premier temps les couplages thermique-rapides ont été étudiés, stimulés par le développement des réacteurs rapides de Génération IV. De telles configurations ayant été réalisées par le passé, le travail réalisé a visé à produire une démarche rigoureuse de conception permettant de s'assurer de l'indépendance neutronique de la zone centrale rapide vis-à-vis de la zone thermique périphérique. Une configuration optimisée a pu être définie et des déclinaisons permettent de cibler préférentiellement les sections efficaces d'absorption ou de diffusion lors de mesures d'oscillations d'échantillons dans un canal expérimental dédié, situé au centre du massif. Des premières études relatives à la sûreté de cette configuration optimisée ont également été réalisées afin de justifier sa faisabilité pratique.

Dans un second temps, les principes d'adaptation spectrale sont appliqués pour cibler le domaine énergétique entre 10 eV et 10 keV. Ce domaine ne vise pas un soutien direct à un concept de réacteur mais à pallier au manque de mesures dans cette zone, notamment pour les aspects de sûreté/criticité.

Enfin, l'étude de sensibilité aux données nucléaires des effets en réactivité mesurés au centre de ces configurations reste un problème ouvert auquel cette thèse apporte une contribution au travers d'une modélisation théorique.

Abstract :

This PhD thesis focuses on the neutronics design of experimental configurations to improve knowledge on neutronical parameters, in particular nuclear data in enlarged spectrum energy domains, in the future Zero Power Reactor ZEPHYR. Its awaited high spectral flexibility faces a major challenge due to the presence of a peripheral water zone. Answering the needs of current and future electronuclear reactor fleet requires a faithful reproduction of their neutronical characteristics in the measurement zone. Then, the issue is to understand how to design an efficient spectral adaptation between the periphery and the experimental zone, and to apply it on Generations II, III and IV dedicated configurations.

As a first step, fast-thermal coupled cores were studied in order to support the development of Generation IV fast reactors. Such configurations had been previously realized, but our work intends to provide a rigorous design approach to insure the neutronical independence of the fast central zone regarding the peripheral thermal zone. An optimized configuration has been defined; some adaptations allow to target either absorption or scattering cross-sections during dedicated sample oscillation campaigns. Preliminar studies associated to the safe operation of this optimized configuration have also been realized in order to justify its feasibility.

A second step used the spectral adaptation principles to target the 10 eV to 10 keV energy domain. Even though this domain is not directly related to a concept of reactor, it suffers from a lack of dedicated experiments despite several applications, in particular for criticality/safety issues.

Finally, the sensitivity calculations of reactivity effects to nuclear data measured in the centers of these configurations still remains an unresolved problem to which this PhD thesis brings a contribution thanks to a theoretical modelisation.