



Contributions aux études de sûreté pour des filières innovantes de réacteurs nucléaires

Fabien Perdu

► **To cite this version:**

Fabien Perdu. Contributions aux études de sûreté pour des filières innovantes de réacteurs nucléaires. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. <tel-00003958>

HAL Id: tel-00003958

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003958>

Submitted on 11 Dec 2003

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.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

doctorat de Physique

Fabien PERDU

fabien.perdu@polytechnique.org

**Contributions aux études de sûreté pour des filières
innovantes de réacteurs nucléaires**

Thèse dirigée par Roger Brissot
Soutenue le 4 décembre 2003

Jury :

Bernard Carlucc	rapporteur et président du jury
Frédéric Ducros	rapporteur
Michel Spiro	examineur
Jean-Marie Loiseaux	examineur
Roger Brissot	directeur de thèse

Remerciements

Je remercie tout d'abord messieurs Joël Chauvin et Johann Collot, directeurs successifs de l'Institut des Sciences Nucléaires, renommé entre-temps Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, dans lequel ils m'ont accueilli durant trois années. Je remercie aussi la DGA de m'avoir fourni le financement nécessaire à l'accomplissement de ce travail. J'ai plaisir également à remercier messieurs Jean-Marie Loiseaux et Roger Brissot, directeurs successifs du groupe Réacteurs Hybrides de ce laboratoire, rebaptisé entre-temps Groupe de Physique des Réacteurs. Je remercie mon directeur de thèse, Roger Brissot, de la confiance qu'il m'a accordée et de la liberté qu'il m'a laissée dans la conduite de ma thèse.

Je tiens également à remercier les rapporteurs, messieurs Bernard Carlucci de Framatome et Frédéric Ducros du CEA, pour leur relecture patiente et attentive du présent travail, ainsi que monsieur Michel Spiro qui, après m'avoir converti à la discipline lors de ses cours à l'Ecole Polytechnique, a accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie tout particulièrement ceux avec qui j'ai travaillé, en premier lieu Jean-Marie Loiseaux, qui a toujours vu avec beaucoup d'intuition où pourrait conduire chaque idée et dans quelle voie il fallait s'engager. Sans toujours savoir où l'on était, il savait toujours dans quel sens se diriger. Un grand merci aussi à Olivier Méplan, pêcheur devant l'Eternel, pour ses nombreux conseils notamment informatiques et à Daniel Heuer, le Titan, qui a supporté mes intrusions répétées dans son bureau et mes questions saugrenues.

Un merci particulier revient au laboratoire SMTH du CEA Grenoble, pour m'avoir permis d'utiliser le code Trio_U, en particulier Fabien Boulanger, Frédéric Ducros, Georges Berthoud, Pierre Ledac qui a modifié le code pour mes besoins, Ulrich Bieder qui s'est ingénié à me faire comprendre quelques notions de thermohydraulique et Liliane Delapierre qui a assuré ma formation initiale.

Merci aussi à Elsa Merle-Lucotte qui pendant la moitié de ma thèse a survécu à ma présence dans son bureau, et à Joachim Vollaire, mon Jochounet, qui en a fait de même pour l'autre moitié. Je le remercie également d'avoir cru à la méthode $P(\tau)$, de l'avoir appliquée à l'expérience, et de m'avoir permis d'utiliser ses résultats dans cette thèse. Merci à Sylvain David et à Alexis Nuttin, dont les thèses sont le point de départ d'une grosse partie de mon travail. Merci à Roger Brissot et à Eric Liatard pour leurs relectures pointilleuses.

Je dois aussi beaucoup à tous les autres, ceux qui ont contribué à la dynamique de notre équipe, notamment Annick Billebaud, Alain Giorni, Elisabeth Huffer, Christian Le Brun, Eric Liatard, Hervé Nifenecker, Jean-Bernard Viano, et puis aux petits jeunes, mes contemporains thésards : Denis Kerdraon, Olivier Laulan, Ludovic Mathieu, Luc Perrot, et Nicolas Thiollière

qui se souviendra j'espère de Joliot-Curie comme je me souviendrai du picodon.

Merci encore à ceux qui m'ont initié au blast et à ceux que j'ai initiés et qui m'ont ensuite montré sans ménagement mon infériorité.

Merci à Christine Gondrand pour sa disponibilité au service informatique ("Christine, au secours, j'ai fait `rm * ~` au lieu de `rm *~`!"). Et merci à isnpx3023 (134.158.43.23) pour son travail fidèle et ininterrompu pendant trois ans, même pendant que je prenais des vacances...

Enfin, je remercie grandement ma famille et plus particulièrement mes parents sans qui, tous en conviendront, cette thèse n'existerait pas. Merci à mon père de m'avoir donné le virus de la physique. Et merci à Véro pour avoir accompagné mes trois ans de gestation et mes deux mois d'accouchement... à charge de revanche !

Table des matières

Introduction	7
Contexte énergétique	8
Le problème des déchets	11
Les filières nucléaires proposées	15
I Simulation complète d'un réacteur à sels fondus	19
1 Les réacteurs à sels fondus, le MSRE	23
1.1 Les réacteurs à sels fondus	23
1.1.1 Brève histoire des sels fondus	24
1.1.2 Avantages des réacteurs à sels fondus	25
1.1.3 Inconvénients des réacteurs à sels fondus	27
1.1.4 Les questions qui subsistent	29
1.2 Le MSRE	34
1.2.1 Un aperçu historique	34
1.2.2 La géométrie du réacteur	35
1.2.3 Les matériaux utilisés	42
2 Simulations à puissance nulle	47
2.1 Simulation neutronique : la criticité initiale	47
2.1.1 Simplifications opérées	47
2.1.2 Etude de sensibilité	50
2.1.3 Les barres de contrôle	51
2.1.4 Choix des zones à simuler entièrement	52
2.2 Le transport des constituants	55
2.2.1 Les canaux	55
2.2.2 Les plenums supérieur et inférieur	59
2.2.3 L'anneau de retour	59
2.2.4 Le circuit de retour	61
2.2.5 Couplage entre les différentes zones	61
2.3 Couplage neutronique - transport	62
2.3.1 Source de précurseurs	62
2.3.2 Source de neutrons	63

2.3.3	De la source de neutrons aux fissions	64
2.4	Fraction de neutrons retardés	66
2.4.1	Méthode de calcul	66
2.4.2	Résultat et dépendance aux paramètres	67
2.5	Transitoire de démarrage de pompe	70
2.5.1	Méthode de calcul	70
2.5.2	Résultat et dépendance aux paramètres	71
2.6	Conclusions des simulations à puissance nulle	73
3	Simulation en puissance	79
3.1	Etude des coefficients de sûreté	79
3.1.1	Séparation des coefficients en plusieurs termes	80
3.1.2	Les résultats	81
3.1.3	Rapport de modération	82
3.1.4	Améliorer les coefficients de sûreté des RSF	83
3.2	Le dépôt de puissance	85
3.3	Equilibre thermique d'un canal	86
3.3.1	Profil de température	87
3.3.2	Durée de la mise à l'équilibre	87
3.3.3	Effets de la différence de température entre sel et graphite	88
3.4	Conclusions sur la simulation en puissance	90
II	Détermination de la réactivité d'un ensemble sous-critique	95
4	Physique des réacteurs sous-critiques	99
4.1	Les coefficients de multiplication	100
4.2	Considérations de sûreté	101
5	La méthode de détermination de k_{eff}^p	103
5.1	Présentation de la méthode	103
5.2	Amélioration de la méthode	105
5.3	Avantages et limites de la méthode	106
6	Un exemple d'application expérimentale	111
6.1	Description de l'expérience	111
6.2	Applicabilité de la méthode	112
6.3	Premiers résultats	114
6.4	D'autres cas intéressants	118
6.4.1	Détecteur à réponse lente	118
6.4.2	Forte sous-criticité	120
6.5	Autres méthodes appliquées à la même expérience	121
7	Conclusion	123

Conclusion	125
A <i>Progress in Nuclear Energy</i>, 42 :107-120, 2003	129
A.1 Introduction	131
A.2 The one group point kinetics and its failure	132
A.2.1 The prediction	132
A.2.2 The real decrease	132
A.2.3 Role of the reflector	133
A.2.4 Role of the subcriticality	134
A.3 The intergeneration time distribution $P(\tau)$	134
A.3.1 Kinetic equations using $P(\tau)$	136
A.3.2 Some results for Ω_∞	136
A.3.2.1 Two simple cases	136
A.3.2.2 Upper limit of Ω_∞	137
A.3.2.3 Developing Ω_∞ near $k_{\text{eff}}^p = 1$	137
A.4 The proposed method	138
A.4.1 Application to the reference reactor	138
A.4.2 Improving the method	140
A.5 Robustness of the method	142
A.5.1 Robustness of $P(\tau)$	142
A.5.2 Robustness of $\Omega(t)$	144
A.6 Conclusion	146

Introduction

La décadence d'une société commence lorsque l'homme se demande "que va-t-il arriver ?" au lieu de "que puis-je faire ?".

Denis de Rougemont

L'énergie est actuellement au coeur de débats dans de nombreux pays, qui ne concernent plus seulement la classe politique mais qui ont été largement médiatisés. L'enjeu est de taille : la consommation d'énergie ne cesse de croître, mais les sources d'énergie semblent toutes soit limitées, soit polluantes ou dangereuses. Les dangers du réchauffement global et ceux de l'accumulation des déchets radioactifs et d'éventuels accidents de centrales nucléaires sont régulièrement soulignés. C'est dans ce contexte que nous allons tenter de replacer les études menées ici sur deux filières innovantes de réacteurs nucléaires, les réacteurs à sels fondus et les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur.

Les deux parties de cette thèse seront consacrées chacune à l'une de ces deux filières.

Les réacteurs à sels fondus basés sur le cycle thorium constituent une filière potentielle productrice d'énergie générant très peu de déchets, avec une grande capacité de déploiement et d'intéressantes caractéristiques de sûreté. Cependant, des questions subsistent quant au contrôle du réacteur, notamment en ce qui concerne la fraction de neutrons retardés effective et les contre-réactions thermiques. Des réponses satisfaisantes ne peuvent être apportées que par la simulation complète du réacteur, tant sur le plan neutronique que thermohydraulique. C'est cette étude ambitieuse que nous allons aborder dans la première partie, en modélisant le réacteur expérimental qui s'est le plus rapproché de ce concept, le MSRE (Molten Salt Reactor Experiment).

Les réacteurs sous-critiques apportent, eux, un grand gain en sûreté intrinsèque de par leur sous-criticité même, et permettent d'utiliser des combustibles dont les caractéristiques sont incompatibles avec le fonctionnement en mode critique. En particulier, ils sont étudiés pour l'incinération des déchets radiotoxiques à vie longue. Comme ils sont conçus pour rester toute leur vie loin de l'état où la réaction en chaîne s'entretient d'elle-même, il faut être capable de le vérifier, et les méthodes fiables pour mesurer la réactivité d'un système sans jamais s'approcher de la criticité manquent. C'est ce point fondamental que nous allons traiter, en allant plus loin que

la cinétique point dans la compréhension de la décroissance prompte de la puissance après une impulsion de source.

Contexte énergétique

La consommation d'énergie

Depuis l'ère industrielle, la consommation d'énergie ne cesse de croître, plus vite encore que la population mondiale. Il a fallu la satisfaire par de nouvelles formes, et chaque source d'énergie après son heure de gloire connaît le déclin. Après la combustion du bois, puis le charbon, nous sommes passés au pétrole, qui actuellement atteint ses limites. La figure 1 montre l'évolution des parts de marché des différentes énergies, superposées avec un modèle prédictif de l'IIASA (International Institute for Applied Systems Analysis)[68]. Il apparaît clairement que les énergies en développement actuellement sont le gaz et le nucléaire. Le gaz prend logiquement la suite du charbon et du pétrole comme énergie fossile.

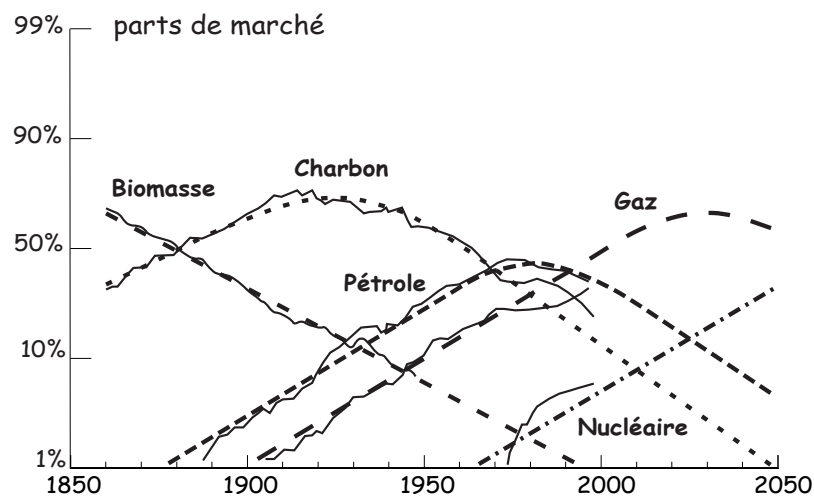


FIG. 1 – Evolution des parts de marché des différentes énergies. Données et modèle de l'IIASA.

L'électricité correspond seulement à un tiers de l'énergie consommée. Actuellement, le parc nucléaire mondial compte 360 GW électriques, dont 60 sont installés en France, deuxième plus gros parc après les Etats-Unis, et premier si on le rapporte à la population.

Une étude de TotalFina-Elf [18] prédit l'évolution des besoins énergétiques d'ici 2050, ainsi que leur distribution suivant les différentes sources. Ces prédictions sont synthétisées sur la figure 2.

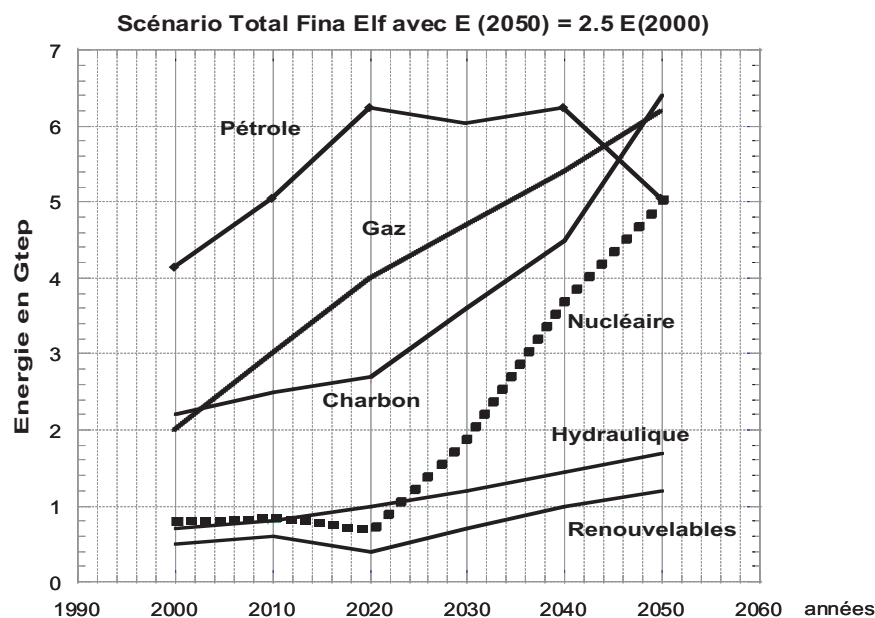


FIG. 2 – Evolution du volume des différentes énergies.

Il est considéré que la demande sera multipliée par 2.5 d'ici 50 ans, notamment à cause du développement rapide de grands pays comme la Chine et l'Inde. Compte tenu de l'augmentation de la part du nucléaire, le parc mondial serait multiplié par dix, ce qui élèverait l'équipement nucléaire de nombreux pays au niveau de celui de la France actuellement. Un tel parc ne pourrait être déployé avec les technologies actuelles, ni même de troisième génération (European Pressurized water Reactor), et nécessite de réelles innovations.

Nous allons maintenant examiner les potentialités des différentes énergies et voir ce qui limite chacune d'entre elles.

Les potentialités des différentes énergies

Le tableau 1, extrait de [40] montre les réserves en années des différents combustibles fossiles, ainsi que de l'uranium utilisé dans les filières actuelles à eau sous pression. Ces durées sont données au taux de consommation actuel, elles seront donc nettement plus faibles du fait de l'augmentation de la demande.

Ces chiffres expliquent le fait que le pétrole ait atteint son point culminant. Les nouvelles réserves qui sont régulièrement découvertes sont de moins en moins accessibles et le prix s'en ressent. D'autres combustibles fossiles, en revanche, sont loin d'être épuisés. Mais les ressources en uranium 235 sont aussi limitées, et si le parc nucléaire devait se développer rapidement en conservant la filière à eau sous pression actuelle, les réserves seraient épuisées vers 2050. Heureusement, il est possible de concevoir des filières régénératrices fonctionnant soit à l'uranium 238 soit au thorium 232, beaucoup plus abondants. Dans ce dernier cas, les réserves peuvent

combustible	années
pétrole	40 ans
charbon	200 ans
lignite	300 ans
gaz	60 ans
uranium 235	200 ans

TAB. 1 – Réserves disponibles pour les différents combustibles

passer à plusieurs dizaines de milliers d'années au rythme actuel de consommation. Il est aussi envisageable d'extraire l'uranium de l'eau de mer, ce qui en augmente beaucoup le coût, mais permet d'accéder à des réserves 300 fois plus importantes, à raison de 3.3 microgrammes d'uranium par litre.

D'autres critères sont à prendre en compte dans le choix de l'énergie. La tableau 2 [40, 38], résume les coûts (en centimes d'euros par kilowatt-heure) et les surfaces au sol nécessaires (en kilomètres carrés pour l'équivalent d'une tranche de réacteur actuel) de différentes énergies dont les énergies renouvelables.

énergie	prix (centimes/kWh)	superficie (km ²) pour 7 TWh/an
fossile	6	
fossile en cycle combiné	4	
nucléaire actuel	5	
nucléaire innovant	3	
hydraulique	2.5	
solaire photo-voltaïque	50	26
solaire thermique	12	26
éolienne	6	116
biomasse	18	2500

TAB. 2 – prix du kiloWatt-heure et superficie occupée par l'équivalent d'une tranche de centrale nucléaire pour différentes énergies.

Les énergies solaire et éolienne ont en outre le défaut d'être intermittentes. On voit que l'énergie solaire photo-voltaïque est très chère, que la biomasse et les éoliennes utilisent une superficie considérable. Pour remplacer un tiers du parc nucléaire français actuel, qui est de 60 tranches de réacteur, par des éoliennes, il faudrait couvrir toutes les côtes françaises (les endroits les plus ventés du pays) d'éoliennes de grande puissance à raison d'une tous les cinquante mètres. Remplacer l'ensemble du parc par de la biomasse utiliserait entre un quart et un tiers de la superficie du pays ! L'énergie hydraulique est, elle, limitée par le nombre de sites disponibles. S'il est clair que ces sources d'énergie ne peuvent prétendre occuper une place prépondérante dans la production mondiale, elles peuvent néanmoins se montrer très compétitives en énergie d'appoint,

de façon locale et intermittente. Le solaire thermique sans conversion en électricité (chauffage d'eau par exemple) permettrait de grosses économies dans certaines conditions.

Il reste que les principales composantes de notre énergie future seront très probablement des formes d'énergie fossile (combustion de composés carbonés) et des formes d'énergie nucléaire. Celle-ci regroupe la fission et la fusion. Toutes ont en commun le problème de production de déchets, dont les conséquences sont diverses et vont être étudiées dans le paragraphe suivant. La fusion, de plus, est encore très loin du stade industriel. Par ailleurs, un effort important doit être entrepris en faveur des économies d'énergie, car il est clair que toute énergie non consommée n'a créé aucun déchet ni aucune perturbation de l'environnement ! Il faut cependant tenir compte dans ce but d'effets indirects et pervers car, de même que la baisse du prix d'un bien en augmente le volume de vente, la baisse de consommation énergétique des biens et services pourrait à terme mener à une augmentation de la consommation d'énergie totale. Par exemple, si la consommation d'essence des voitures était cent fois plus importante qu'actuellement, leur usage ne se serait pas développé et la consommation totale d'essence serait beaucoup plus faible.

Le problème des déchets

Le concept de développement durable, très à la mode, désigne "un développement qui répond aux besoins du présent sans compromettre la capacité des générations futures de répondre aux leurs"(G. Brundtland, *Our Common Future*, Oxford University Press,1987). C'est une notion nouvelle puisque ce n'est que récemment que l'homme a pris assez de pouvoir pour apporter des modifications importantes à son environnement. En particulier, en ce qui concerne l'énergie, le développement durable implique de ne pas accumuler des déchets dans une quantité incontrôlable, sans connaître le moyen de les gérer.

Considérons tout d'abord le cas des énergies fossiles. Leur combustion produit entre autres du dioxyde de carbone, du dioxyde de soufre et du dioxyde d'azote, qui sont des gaz à effet de serre et qui sont aussi à l'origine de troubles respiratoires. L'ensemble de la communauté scientifique considère maintenant que ces émissions de gaz à effet de serre d'origine humaine sont probablement la cause du réchauffement global qui s'est amorcé. Ce réchauffement se produit à une vitesse très supérieure à toutes les données qui nous sont accessibles sur le passé.

La figure 3 met en relation les augmentations du taux de dioxyde de carbone dans l'atmosphère et de la température moyenne de l'hémisphère Nord[41]. Les données remontent à l'an 1000, et les modèles recensés par l'IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) les extrapolent jusqu'en 2100.

Qui plus est, même une réduction rapide des émissions de gaz à effet de serre ne suffirait pas à stabiliser la situation en peu de temps. L'inertie du climat à l'échelle mondiale est telle que les effets s'en feraient sentir encore longtemps, comme le montre la figure 4, extraite de la même source.

L'échelle de temps va de la centaine d'années à plusieurs milliers d'années. Les changements sont tels que de nouveaux phénomènes peuvent entrer en jeu, comme la libération du méthane contenu dans les hydrates de méthane des océans ou dans le permafrost continental. Le méthane étant lui-même un gaz à effet de serre très puissant, le phénomène est difficile à modéliser mais

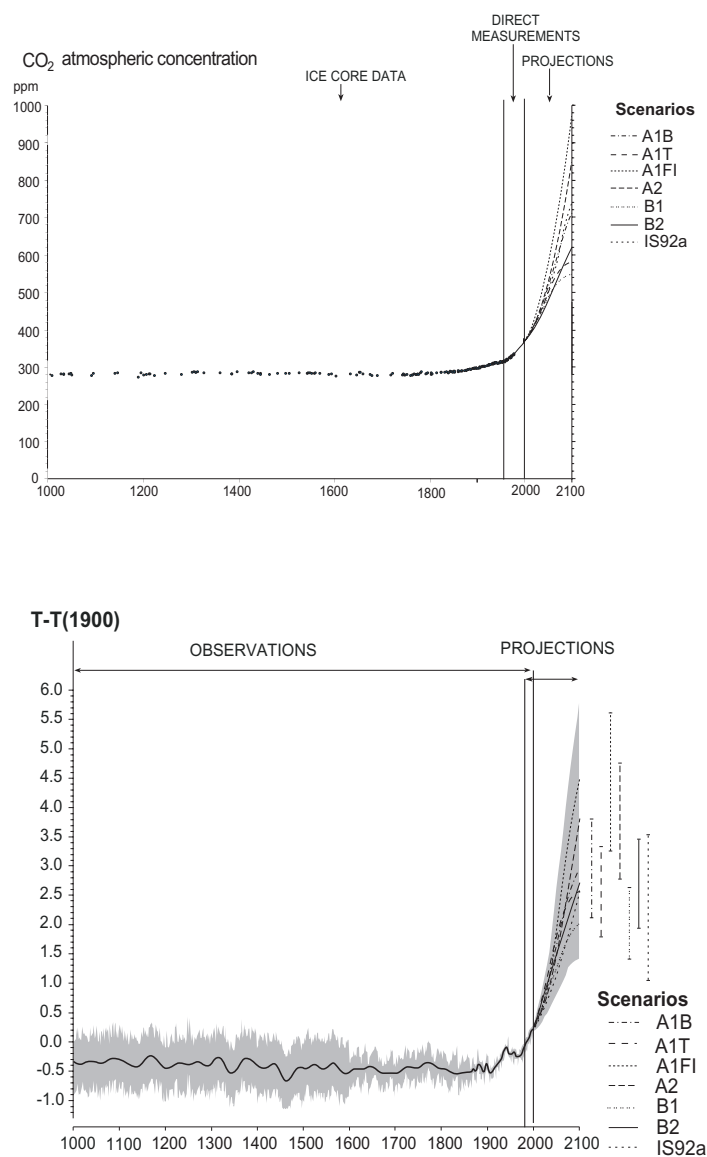


FIG. 3 – Evolution du taux de dioxyde de carbone et de la température moyenne, données et prédictions recensées par l’IPCC.

les conséquences pourraient être désastreuses.

On le voit, l’utilisation des énergies fossiles est loin de satisfaire le concept de développement durable. Cependant, il n’y a pas qu’au niveau planétaire que les émissions liées aux énergies fossiles posent des problèmes. Aux échelles régionales et locales, les oxydes d’azote et le dioxyde de soufre contribuent aux pluies acides, à la pollution photochimique et à la pollution urbaine. Ils peuvent être à l’origine de problèmes de santé publique dans les grandes agglomérations et peser de ce fait sur les choix énergétiques.

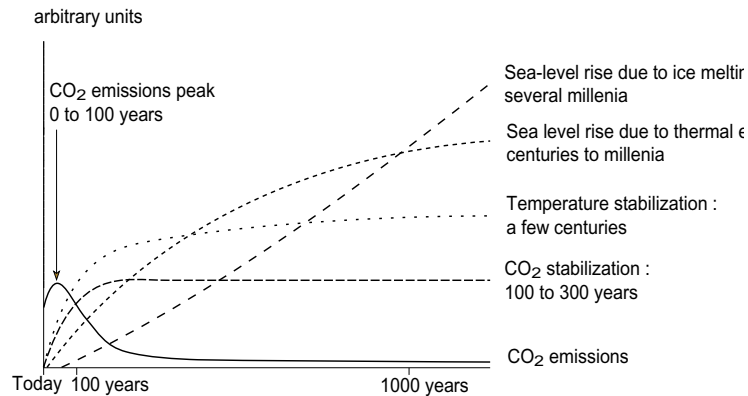


FIG. 4 – Effets de l’inertie climatique sur différents paramètres affectés par la production de dioxyde de carbone.

Considérons maintenant le cas de l’énergie nucléaire. Les déchets radioactifs qu’elle produit peuvent être classés en plusieurs catégories. Chacune sera caractérisée par une durée de vie, une quantité produite et radiotoxicité, qui est mesurée en sievert et représente le risque encouru en ingérant la substance radioactive (cas le plus défavorable). Plus la durée de vie est longue et moins le produit est radioactif. Il y a donc peu de noyaux qui posent problème en ayant à la fois une vie longue, une quantité produite importante, et une grande radiotoxicité. La loi du 30 décembre 1991 a motivé de nombreuses recherches sur les déchets nucléaires, en favorisant les trois grands axes de stockage, de transmutation, et d’incinération.

Le premier grand groupe de déchets est constitué des produits de fissions. C’est la fission qui produit l’énergie, à raison de 200 MeV, en divisant un gros atome (d’uranium ou de plutonium le plus souvent) en deux atomes environ deux fois plus petits et mieux liés. Ces produits de fissions sont inévitables, il y en aura toujours deux pour 200 MeV d’énergie produite (soit 1000 kg par GW électrique et par an), et ce seront toujours à peu près les mêmes noyaux, quels que soient le combustible utilisé et le type de réacteur. Il n’y a donc aucun moyen de limiter la quantité qui est produite. On peut classer les produits de fissions en deux groupes : les produits à vie courte ou moyenne, de période inférieure à 30 ans environ, et les produits à vie longue, quasi-infinie à l’échelle humaine. Les premiers rendent compte de l’immense majorité de la radiotoxicité des produits de fission. Heureusement, leur durée de vie inférieure à 30 ans permet de les stocker un temps raisonnable (300 ans) en attendant leur décroissance. Après ce stockage temporaire, ils auront décrépu pour donner des noyaux stables inoffensifs. La radiotoxicité des produits de fission à vie longue, elle, ne diminue pas avant des temps de l’ordre de 100 000 ans. Mais, du fait même de leur très longue durée de vie, leur radiotoxicité est très faible. Pour ces déchets, on peut envisager deux gestions. Soit on considère que leur faible radiotoxicité et leur faible quantité (70 kg par

GW électrique et par an) nous permet de les conditionner en stockage profond, soit on peut les transmuter en les plaçant dans le flux d'un réacteur pour les transformer par capture neutronique en produits stables ou à durée de vie plus courte. Cette méthode s'applique en particulier à l'iode 129 et au technécium 99 qui représentent 80% de la radiotoxicité à long terme des produits de fission. Sur la figure 5, la radiotoxicité des produits de fission est montrée en fonction du temps après la sortie du réacteur (courbe FPs). On voit une première composante courte, liés aux produits de fission de durée de vie maximum 30 ans, suivie d'un très large plateau dû aux produits à vie longue.

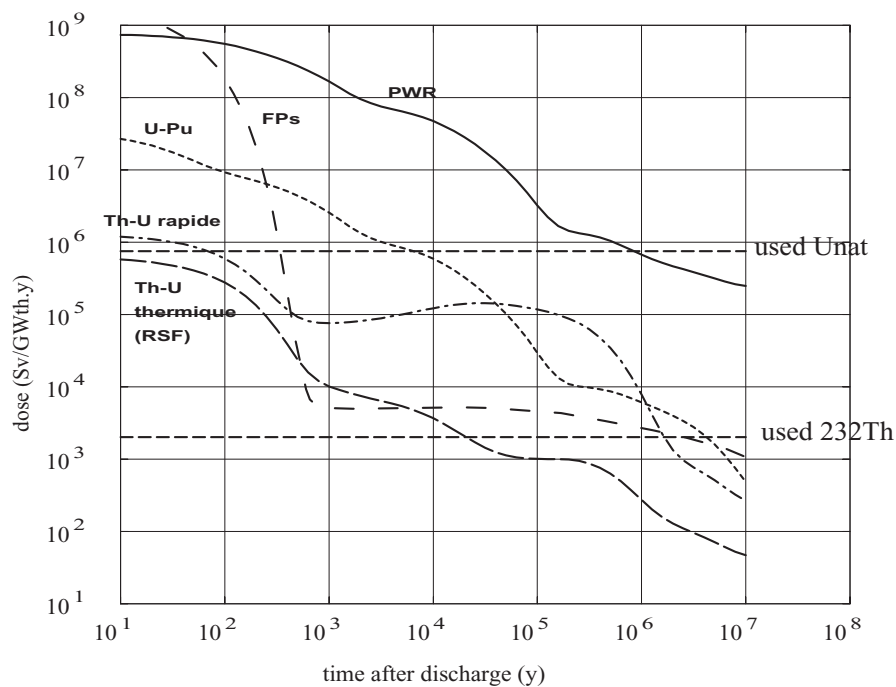


FIG. 5 – Radiotoxicité des rejets de différentes filières, en fonction du temps écoulé après l'arrêt du réacteur

Le deuxième grand groupe de déchets n'est pas intrinsèquement lié à la fission donc à la production d'énergie. Ce sont des noyaux de grande masse produits par captures successives de neutrons sur les gros noyaux présents (uranium, plutonium,...). Chaque capture conduit à un noyau de masse un peu plus grande, et instable. Ces noyaux plus lourds que l'uranium (appelés donc transuraniens) sont malheureusement très radiotoxiques, et de longue durée de vie pour beaucoup d'entre eux. Du plus léger au plus lourd, il s'agit du neptunium, du plutonium, de l'américium, du curium. Ils sont produits à raison de 30 kg par GW électrique et par an, sans compter le plutonium (250 kg). Ce sont eux qui sont responsables de l'immense majorité de la radiotoxicité à long terme des déchets des réacteurs actuels, dès que les produits de fission à vie courte ou moyenne ont disparu. On peut le voir sur la courbe PWR de la figure 5, extraite de [55].

Un choix de combustible ou de spectre neutronique différent peut amener à un changement significatif de la production des transuraniens. Le plutonium est un cas à part, car c'est un combustible tout à fait utilisable dans une transition vers le nucléaire du futur, notamment dans des réacteurs à spectre rapide (le spectre rend compte de la vitesse des neutrons dans le réacteur). Il est donc dommage de le considérer comme un déchet et de l'incinérer dans les réacteurs actuels sous forme d'oxyde mixte avec de l'uranium. Les autres transuraniens peuvent, éventuellement après une période de décroissance, soit être incorporés dans le même combustible que le plutonium, pour des réacteurs à spectre rapide, soit être dirigés vers des incinérateurs dédiés, où ils subiront une fission et donneront de nouveau des produits de fission, mais également de l'énergie.

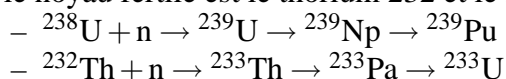
On le voit, il existe des solutions pour chacun des déchets pris séparément. Cependant, la pratique actuelle qui consiste vitrifier l'ensemble des déchets (sauf le plutonium et l'uranium résiduel) est irréversible et les transforme en déchets définitifs dont on ne sait rien faire d'autre que les stocker. Une séparation poussée, déjà possible, ouvrirait la porte à une meilleure gestion future des déchets actuels.

Les filières nucléaires proposées

Des considérations précédentes il résulte qu'il est indispensable, sous peu de temps, de réduire considérablement les émissions de gaz à effet de serre. Or la principale alternative capable de répondre aux besoins énergétique avec un coût raisonnable reste le nucléaire. Mais le nucléaire tel qu'il est, avec des réacteurs à eau sous pression utilisant de l'uranium 235 comme combustible principal, et sans retraitement poussé, se heurte à la fois au problème des ressources limitées et à celui de la radiotoxicité des déchets, notamment des transuraniens. Il est donc indispensable de définir de nouvelles filières, tant pour la production d'énergie que pour l'incinération des déchets.

Production d'énergie

En ce qui concerne la production d'énergie, le seul noyau fissile par neutrons thermiques disponible à l'état naturel est l'uranium 235, et sa disponibilité est, on l'a vu, limitée. Il existe également deux cycles possibles utilisant des noyaux fertiles. Les noyaux fertiles sont des noyaux disponibles dans la nature et donnant naissance, après une capture neutronique, à un noyau fissile. Ces noyaux sont utilisables en réacteur si avec une fission du noyau fissile, on peut obtenir une nouvelle fission ET effectuer une capture sur un noyau fertile pour remplacer le noyau fissile consommé. A cette condition le réacteur est dit régénérateur. Il n'y a que deux possibilité pour de tels cycles, l'un où le noyau fertile est l'uranium 238 et le fissile est le plutonium 239, l'autre où le noyau fertile est le thorium 232 et le fissile est l'uranium 233 :



Comme les capacités de régénération dépendent du spectre, le premier cycle ne peut être régénérateur qu'en spectre rapide, tandis que le deuxième peut l'être en spectre thermique ou en spectre rapide. Ceci nous définit donc trois filières principales.

Ces filières sont comparées en termes de production de déchets sur la figure 5, où il apparaît que l'utilisation de thorium en spectre thermique est la plus avantageuse, permettant de gagner un facteur mille sur la radiotoxicité des transuraniens par rapport aux réacteurs actuels. Cependant, c'est aussi la filière où le bilan neutronique est le plus serré et où il est le plus difficile d'être isogénérateur. Pour y parvenir, il faut limiter au minimum les absorptions de neutrons dans le réacteur. Le thorium, qui est l'absorbant principal, doit donc être apporté au fur et à mesure qu'il est consommé, et les produits de fission qui apparaissent doivent être retiré du coeur. Le seul type de réacteur qui permette un telle flexibilité est le réacteur à sels fondus, où le combustible est liquide, sous forme de sels de fluorures fondus. Ses potentialités en termes de production d'énergie ont été extensivement étudiées par le LPSC [55] et par EDF [66]. Comme le sel sert aussi de caloporteur et circule dans tout le circuit primaire, il apparaît dans ce type de réacteur des phénomènes nouveaux au niveau de la thermohydraulique et de son couplage avec la neutronique.

L'un d'eux concerne les neutrons retardés. Les neutrons retardés représentent une faible proportion (quelques pour mille) des neutrons émis par une fission. Ils sont émis au bout de plusieurs secondes voire dizaines de secondes à la suite de la décroissance bêta de l'un des produits de fission. Sans eux, les temps caractéristiques de variation de la puissance d'un réacteur s'étendraient de quelques microsecondes à quelques millisecondes, et il serait impossible de piloter le réacteur avec des barres de contrôle, par exemple. Dans le cas d'un réacteur à sels fondus, le produit de fission a été entraîné par la circulation de sel entre la fission et la décroissance β . Le neutron peut donc être émis hors du réacteur, ce qui revient à réduire la proportion de neutrons retardés. Pour modéliser cette perte de neutrons retardés, il convient de simuler l'ensemble du transport et de la décroissance des précurseurs. Un autre phénomène concerne les coefficients de contre-réaction en température. Un réacteur critique est stabilisé par les contre-réactions qui apparaissent lorsque sa puissance varie. La principale d'entre elles est la contre-réaction en température : le réacteur chauffe, et les sections efficaces des différentes réactions des neutrons avec les atomes présents dans le réacteur dépendent de la température. Si un échauffement implique une baisse de la réactivité, le réacteur est stable. Dans le cas des sels fondus, le combustible est à la fois source de chaleur et caloporteur, donc évacuateur de chaleur. La situation est différente de celle des réacteurs classiques et mérite d'être étudiée en détail. Ce sont ces deux points qui seront traités dans la première partie du présent travail, sur le modèle de la principale expérience existante sur les sels fondus, le MSRE (Molten Salt Reactor Experiment), qui a fonctionné dans les années 1960 à Oak Ridge aux Etats-Unis. Nous tenterons de modéliser à la fois la neutronique et la thermohydraulique de ce système, dans un but de démonstration de faisabilité de la simulation, qui pourra plus tard être appliquée à des réacteurs plus réalistes dans le cadre de la production d'énergie.

Incinération

En ce qui concerne l'incinération, elle peut avoir lieu dans des réacteurs à neutrons rapides, dont il reste à définir la forme du combustible, à base de plutonium, et le caloporteur. Le sodium utilisé à Super-Phénix présentait des problèmes de sûreté d'exploitation mal acceptés par la société, en raison des réactions violentes qu'il pouvait avoir avec l'eau. De tels concepts sont en ce moment activement explorés, tant pour l'incinération que la production d'énergie. Mais la forte

proportion d'actinides mineurs, notamment d'américium, présents dans les déchets à incinérer pourrait rendre ces réacteurs difficiles à piloter en diminuant beaucoup la proportion de neutrons retardés qui sont indispensables au bon contrôle du réacteur, voire en inversant les coefficients de température.

De cette constatation est née l'idée d'utiliser comme incinérateurs des réacteurs sous-critiques, dont la puissance ne peut pas diverger puisqu'elle n'est entretenue que par une source externe, en l'occurrence un accélérateur de protons dirigé vers une cible de spallation. Le réacteur se comporte alors comme un amplificateur vis-à-vis de cette source[3]. Couper l'accélérateur revient à éteindre le réacteur, et les neutrons retardés n'ont aucun rôle dans le pilotage par la source. Cependant, ce gain en sûreté n'est acquis que s'il l'on sait en permanence vérifier que le réacteur est bien sous-critique, et de combien. La deuxième partie du présent travail expose une méthode originale pour déterminer la réactivité d'un massif sous-critique, loin de la criticité, à partir de l'étude de la décroissance de la puissance après une impulsion de source.

Première partie

Simulation complète d'un réacteur à sels fondus

640 kB should be enough for everyone.

Bill Gates, 1981

Chapitre 1

Les réacteurs à sels fondus, le MSRE

1.1 Les réacteurs à sels fondus

Le concept de réacteur à sels fondus fait partie des quelques possibilités retenues pour la génération 4 de réacteurs, qui feront suite aux EPRs, lesquels constituent une évolution mineure par rapport aux réacteurs REPs actuels. Les autres réacteurs retenus pour la génération 4 sont le réacteur à eau supercritique, les réacteurs rapides refroidis au gaz, au plomb ou au sodium, et le réacteur à très haute température refroidi au gaz. Parmi ces possibilités, le réacteur à sels fondus est le concept le plus radicalement différent de toutes les installations de puissance existant actuellement. La génération 4 de réacteurs se doit de posséder d'excellentes caractéristiques de sûreté, d'utiliser le minimum de combustible, de produire le minimum de déchets et de ne pas favoriser la prolifération du nucléaire à des fins militaires.

Le réacteur à sels fondus possède la caractéristique unique d'avoir le combustible sous forme liquide, qui joue en même temps le rôle de caloporteur. Les sels envisagés sont pour la plupart à base de fluorures de lithium ou de sodium, dans lesquels sont dissous les éléments lourds, également sous forme de fluorures. Ils sont contraints par de nombreux critères mécaniques, chimiques, et neutroniques.

C'est dans le cycle thorium isogénérateur ou surgénérateur en spectre thermique que ce type de réacteur trouve sa meilleure application, car il est particulièrement adapté aux cas où le bilan neutronique est très tendu. Pour thermaliser les neutrons, il faut des noyaux légers peu ou pas absorbants qui, au cours des chocs successifs, vont récupérer par recul l'énergie des neutrons incidents.

Le modérateur doit satisfaire à des conditions de résistance à la température et à la corrosion contraignantes, tout en absorbant très peu de neutrons. Le meilleur candidat reste le carbone. Les réacteurs à sels fondus se présentent donc pour la plupart sous la forme d'une matrice de graphite percée de canaux où circule le sel combustible.

Après avoir retracé l'histoire des sels fondus, nous recenserons leurs avantages et leurs inconvénients, puis les questions qui subsistent et auxquelles nous nous intéresserons dans la suite de ce travail.

1.1.1 Brève histoire des sels fondus

Historiquement [51], les réacteurs à sels fondus ont été développés à l'ORNL, Oak Ridge National Laboratory, aux Etats-Unis, peu après la seconde guerre mondiale. Le but initial était de construire un avion dont l'énergie viendrait d'un réacteur nucléaire. C'est ainsi que naquit l'ARE, Aircraft Reactor Experiment, en 1954, dont le modérateur était de l'oxyde de béryllium. Il fonctionna au sol de façon satisfaisante à 2.5 MWth pendant une centaine d'heures.

Puis, en 1956, le spectre de la guerre s'éloignant, l'ORNL se tourna vers la production d'énergie civile. Ce programme aboutit à l'expérience qui nous intéresse, le MSRE, Molten Salt Reactor Experiment, qui se poursuivit de 1965 à 1969.

Pendant le déroulement de cette expérience, l'ORNL concevait déjà un réacteur de taille industrielle, mais surtout, surgénérateur. Il s'agit du MSBR, Molten Salt Breeder Reactor, qui était au centre d'un grand programme de développement des réacteurs à sels fondus proposé par l'ORNL en 1972. Ce programme incluait une véritable usine de retraitement nécessaire à la surgénération. Le MSBR ne fut cependant jamais construit. En effet, le concept sels fondus était en compétition avec un réacteur refroidi par métal liquide basé sur le cycle plutonium en spectre thermique, le LMFBR, liquid metal fast breeder reactor. A cette époque, les arguments liés aux déchets, en faveur du cycle thorium, étaient moins prépondérants et le LMFBR, de conception plus classique, gagna la course aux financements et atteint le stade de la commercialisation.

Le programme de réacteurs à sels fondus fut finalement arrêté par le gouvernement en 1976, pour des raisons indépendantes de quelconques difficultés techniques, mais liées aux sommes déjà engagées dans le LMFBR et à l'isolement de l'ORNL par rapport aux autres laboratoires américains.

Depuis, l'intérêt pour ce type de réacteur ne s'est jamais complètement tari.

Des études ont été menées dans les années 1980, notamment au Japon où un projet prévoyait de coupler la production d'énergie en réacteur à sels fondus presque régénérateur avec la surgénération d'uranium 233 dans un système sous-critique [7], ainsi qu'à EDF où divers problèmes de matériaux et de chimie ont été étudiés dans des boucles de sel expérimentales[42].

Le projet américain de Bowman [19] décrit un réacteur à sels fondus sous-critique doté d'une cible de spallation, dans le but d'incinérer le plutonium en spectre thermique. Mais ces études ont été abandonnées en raison de leur trop grande complexité.

Actuellement, un regain d'intérêt pour les réacteurs à sels fondus est sensible en Europe, autour du programme MOST. EDF reprend les études au point où elles ont été arrêtées sur le MSBR, dans leur concept AMSTER (actinide molten salt transmuter). Après avoir revisité en détail le projet MSBR, le CNRS explore, à travers des simulations numériques, diverses voies en cherchant à minimiser les déchets et la complexité du système. Le projet PEREN (plateforme d'études et de recherches sur l'énergie nucléaire), conduit au LPSC, a notamment pour but de valider les sections efficaces importantes pour cette filière, le retraitement chimique du sel et l'extraction par bullage des produits de fissions gazeux, dont les enjeux vont être précisés dans le paragraphe suivant.

1.1.2 Avantages des réacteurs à sels fondus

Le principal avantage des réacteurs à sels fondus, et leur raison d'être si la filière arrive jusqu'au stade industriel, est leur capacité à travailler en bilan neutronique tendu. Pour qu'un réacteur puisse fonctionner en mode critique, il faut que la réaction en chaîne s'entretienne d'elle-même. Une fission doit donc conduire à une autre fission. Le mode critique est souhaitable pour la très grande majorité du parc, exception faite d'éventuels réacteurs dédiés à l'incinération. En effet, le fonctionnement d'un réacteur sous-critique demande la présence d'un accélérateur, ce qui accroît notablement son coût et sa complexité. Pour qu'il soit régénérateur, ou surgénérateur, ce que l'on souhaite pour une filière de production d'énergie durable, une fission doit conduire à une fission plus une capture sur un noyau fertile. On a vu qu'il n'existait que deux cycles pouvant satisfaire cette condition. Mais ce n'est pas aussi facile dans chacun des cas.

En effet, chaque fission donne naissance à ν neutrons. Ils doivent produire une nouvelle fission. Mais les noyaux fissiles sont aussi capturants : leur section efficace de capture est plus faible que leur section efficace de fission, mais non nulle. Le rapport entre les sections efficaces de capture et de fission, noté α , conditionne le nombre de neutrons perdus de cette façon. Pour produire une nouvelle fission, on utilise donc $1 + \alpha$ neutrons, et on consomme autant de noyaux fissiles. Il faut régénérer ces noyaux par $1 + \alpha$ captures sur les noyaux fertiles. Sur les ν neutrons issus de la fission, il n'en reste donc plus que :

$$N_d = \nu - 2(1 + \alpha)$$

Les fuites et les absorptions dans les autres noyaux que les fissiles et les fertiles doivent donc être inférieurs à ce nombre N_d . Plus il est grand, plus il est facile d'obtenir la régénération. La table 1.1 montre les valeurs de N_d pour les cycles uranium et thorium en spectre rapide et en spectre thermique. On voit que le bilan est beaucoup plus serré en cycle thorium.

TAB. 1.1 – Neutrons disponibles pour chaque cycle en fonction du spectre

type de spectre	thermique	rapide
cycle Thorium 232 / Uranium 233	0.3	0.3
cycle Uranium 238 / Plutonium 239	-0.32	0.43

Ceci implique qu'il va être beaucoup plus difficile de faire fonctionner un réacteur régénérateur en cycle thorium qu'en cycle uranium. Il y a de nombreuses causes pour la perte des 0.3 neutrons disponibles. Plus le réacteur est petit, plus une proportion importante des neutrons s'échappe du coeur et vont se perdre dans les protections qui l'entourent. Il est donc nécessaire de minimiser les fuites en concevant un réacteur assez gros. Il faut également minimiser les absorptions dans tous les éléments du réacteur qui ne sont pas le combustible. Le modérateur en particulier doit être le moins absorbant possible, un carbone très pur satisfait cette condition. Les éléments de structure du réacteur, destinés à contenir et maintenir en place le modérateur et le combustible, sont en acier. Ce matériau étant absorbant, il faut limiter au maximum la quantité de ces éléments de structure exposés au flux neutronique. Un réacteur constitué uniquement d'un

bloc de carbone percé de canaux dans lesquels circule le sel combustible est idéal de ce point de vue.

Enfin, et c'est le point principal, il faut que toutes les absorptions ayant lieu dans le combustible soient utiles soit à la criticité, soit à la surgénération. La difficulté vient du fait que le combustible, sous flux, évolue. L'inventaire de noyaux fertiles diminue, et des produits de fissions sont créés. En l'absence de retraitement du combustible en cours de vie, cela conduit à deux nécessités. Tout d'abord, pour assurer la régénération même après une longue exposition au flux, il faut un surplus de noyaux fertiles en début de cycle car ceux-ci sont consommés progressivement. D'autre part, pour que le réacteur reste critique en fin de vie, en présence des produits de fissions absorbants, il faut que sa composition initiale permette une réserve de réactivité, ou de façon équivalente qu'il soit plus que régénérateur.

Dans le cas d'un réacteur de puissance fonctionnant plusieurs années, ces conditions sont difficilement remplies. Ces contraintes disparaissent avec un réacteur à combustible liquide car il est possible d'ajouter des noyaux fertiles dans le circuit de combustible au fur et à mesure des besoins, et de retirer les produits de fissions avant qu'ils ne deviennent trop pénalisants. Ce retrait des produits de fission peut se faire typiquement par entraînement gazeux pour les produits de fission gazeux et quelques métaux nobles, et éventuellement par traitement chimique du sel pour les autres, si cela s'avère nécessaire.

Une difficulté supplémentaire apparaît avec le cycle thorium. La régénération passe par la décroissance du ^{233}Pa en ^{233}U , qui a une période de 27 jours. Entre-temps, si le protactinium est exposé au flux de neutrons, il peut effectuer des captures, ce qui détériore la surgénération. Il y a deux solutions à ce problème : soit le réacteur doit être assez grand et donc le flux assez faible pour que la décroissance soit nettement favorisée par rapport à la capture neutronique, soit le protactinium doit décroître hors flux. Cette dernière possibilité n'est envisageable qu'avec un réacteur à sels fondus, où le protactinium peut être extrait en ligne et réinjecté quelques mois plus tard après sa décroissance en uranium.

Grâce à cette grande flexibilité dans la gestion du combustible, le réacteur à sels fondus est parmi les mieux placés pour être régénérateur en cycle thorium et en spectre thermique. Il bénéficie de ce fait de la très faible production de déchets radiotoxiques caractéristique du cycle thorium, et d'un faible inventaire fissile grâce au spectre thermique. Il possède donc une grande capacité de déploiement.

De plus, le réacteur à sels fondus possède d'intéressantes caractéristiques de sûreté. La nature liquide du combustible exclut d'emblée l'accident de référence des réacteurs actuels, qui est la fusion du coeur. Elle exclut également les dommages mécaniques au combustible. Par ailleurs le graphite, qui constitue la plus grosse partie du coeur avec le combustible, est extrêmement réfractaire et ne subit aucune modification de structure avant 2000°C . La possibilité de fonctionner à haute température permet aussi un meilleur rendement électrique. Cependant, exposé au flux neutronique, le graphite a une durée de vie limitée. Notamment, sa conductivité thermique décroît progressivement.

Le risque associé à la perte de caloporteur est éliminé. Dans ce type d'accident, le réacteur continue à produire de la chaleur mais elle n'est plus évacuée. Ici c'est impossible puisque perdre le caloporteur revient à perdre le combustible. Les sels sont par ailleurs de bons caloporteurs grâce à leur grande capacité calorifique et à leur conductivité thermique moyenne, qui permet

d'éviter les chocs thermiques. Leur pression de vapeur saturante est faible, ce qui permet d'éviter de mettre la cuve réacteur sous pression, source potentielle d'accidents dans le cas des REP.

La possibilité d'ajuster la composition du sel en permanence permet d'éviter toute réserve de réactivité. Dans les réacteurs à eau sous pression, pour compenser la baisse de réactivité en cours de vie due à l'accumulation des produits de fission et à la disparition de l'uranium, l'eau du circuit primaire est additionnée d'une quantité de bore, noyau très absorbant, qui décroît progressivement. Ce mode de fonctionnement comporte un risque d'accident de criticité dans le cas où de l'eau non borée serait injectée dans le circuit primaire : la réserve de réactivité présente dans le réacteur ne serait plus compensée, entraînant potentiellement une excursion surcritique prompte et la fusion du cœur. Dans le cas d'un réacteur à sels fondus, cette situation ne peut advenir. Si le retrait des produits de fissions s'arrête, le réacteur s'empoisonne progressivement, et si trop de thorium est ajouté dans le circuit, il devient aussi sous-critique. Par ailleurs, si les ajouts de thorium s'arrêtent, la réactivité peut augmenter très doucement suite à la consommation du thorium présent dans le cœur, mais le temps caractéristique de cette augmentation est très supérieur à celui du contrôle du réacteur.

En cas de panne du système de pompage, il est possible de vidanger rapidement le cœur après avoir fait chuter la puissance. Le sel, sorti du modérateur, se trouve alors dans une configuration sous-critique. Reste à évacuer la puissance résiduelle, qui vaut environ 6% de la puissance nominale juste après l'arrêt du réacteur et 1.5% au bout d'une heure. La configuration du sel vidangé peut être étudiée pour permettre d'évacuer cette puissance de façon passive par convection naturelle et par rayonnement.

Enfin, les sels ont une grande inertie chimique, et en particulier ne subissent aucune réaction violente avec l'air ni avec l'eau, contrairement au sodium utilisé dans certains réacteurs à neutrons rapides. Cependant, le contact de l'air est à éviter car il peut entraîner la précipitation d'oxyde d'uranium, et donc l'apparition de points chauds aux endroits où se forme ce précipité.

1.1.3 Inconvénients des réacteurs à sels fondus

Il reste cependant quelques ombres au tableau. Si le sel n'a aucun effet sur le carbone, il est en revanche corrosif à haute température pour l'acier. Heureusement, les solutions technologiques existent et des aciers de plus en plus résistants sont disponibles. Pour l'expérience MSRE, un acier nommé INOR-8 a été développé, et amélioré au cours de l'expérience. Un acier nommé Hastelloy-N, tenant compte des acquis du MSRE, était prévu pour le MSBR. Si la corrosion est un problème réel, elle ne sera probablement pas un facteur limitant pour la filière, puisqu'elle est déjà bien maîtrisée et que les progrès sont rapides dans ce domaine.

Le circuit primaire en particulier comporte deux points sensibles : la pompe et l'échangeur. Dans un réacteur à sels fondus, tous deux sont soumis aux radiations émises par le combustible. Ils doivent donc bénéficier d'une conception particulière pour résister à ces conditions et leur maintenance est rendue beaucoup plus lourde et difficile par cette exposition au flux. De ce fait, l'ensemble du circuit primaire devrait, du point de vue de la sûreté, être considéré au même titre que le cœur du réacteur puisque le combustible y est présent. De plus, à faible puissance, le circuit primaire doit être chauffé pour éviter la solidification du sel, qui rendrait très difficile le redémarrage du réacteur.

Par ailleurs, le graphite peut prendre feu s'il est au contact de l'air. La température minimum d'inflammation du graphite dans l'air, dans la proportion air-graphite optimale, est de 400°C. La combustion du graphite est au centre de l'accident de Windscale en 1957. Celui-ci est lié à l'effet Wigner. Lorsque du graphite est exposé aux neutrons, des atomes sont déplacés dans le réseau et celui-ci emmagasine de l'énergie. Si rien n'est fait, cette énergie emmagasinée se libère brutalement lorsqu'elle dépasse une certaine limite, et peut provoquer un échauffement très important du graphite, donc un incendie. Pour libérer l'énergie emmagasinée dans le réseau cristallin avant qu'elle ne soit trop importante, il suffit de chauffer le graphite, ce qui remet les atomes à leur place. Dans le cas de Windscale, cette opération a été mal conduite, et la température a atteint le point où l'uranium métallique qui constituait le combustible a pris feu, entraînant également la combustion du graphite. Une première tentative d'extinction du feu avec du dioxyde de carbone s'est avérée inefficace puisqu'en certains points la température avait dépassé 1300°C, et que dans ces conditions l'uranium métallique brûle dans le dioxyde de carbone. Il a donc fallu recourir à l'eau pour maîtriser l'incendie, au prix de la détérioration des barreaux d'uranium métallique [64].

L'accident de Tchernobyl a aussi mis en jeu la combustion du graphite, mais celle-ci n'a été que la conséquence d'une excursion surcritique prompte et des explosions qui s'en sont ensuivies. En revanche, elle a joué un rôle important dans la dissémination des matières radioactives, à cause de la mauvaise conception du confinement.

Revenons au cas du réacteur à sels fondus. La température de fonctionnement est largement suffisante pour éviter que l'énergie Wigner ne s'accumule. De plus, le combustible est ininflammable, contrairement à l'uranium métallique. Enfin, le caloporteur, qui est aussi le sel, ne produit pas de substance inflammable avec le graphite, contrairement à d'autres filières. En effet, l'eau avec le graphite peut produire du méthane, inflammable (cas des RMBK), et le dioxyde de carbone avec le graphite peut produire du monoxyde de carbone, inflammable également (cas des UNGG, uranium naturel graphite gaz).

Cependant, il convient de prendre au sérieux la combustion du graphite, puisqu'elle est parfaitement possible à la température de fonctionnement normale d'un réacteur à sels fondus (environ 600°C à 650°C). De plus, elle est favorisée par la présence éventuelle de zirconium dans le sel. C'est pourquoi le graphite ne doit jamais être en contact avec de l'air. En fonctionnement normal, il baigne entièrement dans le sel combustible. Mais en cas de vidange du sel, il faut absolument que le sel soit remplacé par autre chose que de l'air. Dans le cas du MSRE, toute l'atmosphère du bâtiment réacteur était raréfiée en oxygène. Dans le pire des cas, la combustion du graphite n'est pas un phénomène violent, et ne risque pas de provoquer d'explosion. Mais elle peut produire des fumées qui emportent avec elles des produits de fission et des transuraniens qui seraient restés à la surface du graphite. La radioactivité correspondante est beaucoup plus faible que celle issue de la combustion des barreaux d'uranium métallique de Windscale, mais trop forte cependant pour être relâchée dans l'atmosphère. Le confinement et le filtrage doivent être prévus en conséquence.

Le double rôle du sel, combustible et caloporteur, a, on l'a vu, beaucoup d'avantages. Mais il a aussi un inconvénient. Un réacteur à combustible solide compte trois barrières de confinement entre les matières radioactives et l'environnement : la gaine du combustible, le circuit primaire et le bâtiment. Ici, le combustible occupe la totalité du circuit primaire. Il n'y a donc plus que

deux barrières de confinement : le circuit primaire et le bâtiment réacteur. D'autre part le combustible étant sous forme liquide, la radioactivité qu'il contient peut se disperser plus facilement.

Dans les configurations de type MSBR, le réacteur à sels fondus possède un inconvénient majeur : son coefficient de vide est positif, c'est-à-dire que la réactivité augmente lorsque la quantité de sel présente dans le coeur commence à diminuer. Cette situation peut se produire dans plusieurs cas. Il se peut que l'extraction gazeuse des produits de fission produise des bulles qui seraient entraînées dans le circuit primaire jusqu'au coeur. Cependant, le volume en cause sera probablement trop faible pour induire une variation importante de réactivité. Dans le cas où le sel entrerait en ébullition, le coefficient de vide positif impliquerait une aggravation de l'accident. C'est précisément le scénario qui s'est déroulé à Tchernobyl en 1986. Enfin, le dernier recours en cas d'accident consiste à vider le réacteur de son combustible. Il faut s'assurer que le début de vidange n'ait pas un effet positif sur la réactivité. Pour toutes ces raisons, il paraît indispensable de rendre le coefficient de vide négatif. Nous verrons plus loin quelques solutions à explorer dans ce sens.

Si la fusion du coeur est impossible, l'ébullition du sel présente, elle, un fort danger. Tout d'abord, la vapeur produite serait hautement toxique et radioactive. Sa toxicité provient principalement du béryllium, et de la radioactivité de l'ensemble des produits de fissions et transuraniens créés par le fonctionnement du réacteur. De plus, en cas de coefficient de vide positif à cette température, elle pourrait conduire à un accident de criticité prompt. L'ébullition du sel doit donc être évitée à tout prix. Associée à la combustion du graphite, ce pourrait être l'accident de référence pour la conception du confinement du réacteur, qui ne peut être identique à celui des réacteurs à combustible solide. Fort heureusement, la température d'ébullition du sel est évaluée à 1700°C environ, soit plus de 1000°C au-dessus de la température de fonctionnement et 300°C au-dessus de la température de fusion de l'acier. Cela laisse une large plage de températures pour la mise en place d'éléments de sûreté passive redondants garantissant l'impossibilité de l'ébullition du sel dans le coeur, même de façon localisée dans des points chauds. Outre des systèmes semblables à ceux qui seront décrits pour le MSRE, on peut imaginer un poison solide localisé en aval du coeur dans le circuit primaire et dont la température de fusion est choisie dans cette plage. Notons à titre de comparaison que Superphénix avait un coefficient de vide positif, et que le sodium ne bout que 330°C au-dessus de la température de fonctionnement du réacteur. Dans le cas où un échauffement excessif du sel est détecté, l'arrêt du réacteur et la vidange du coeur, associée à un bon refroidissement du sel évacué, devrait permettre dans tous les cas de limiter la température du sel. Le réacteur à sel fondu a de ce point de vue l'avantage unique de permettre le refroidissement du combustible dans une configuration indépendante de celle qu'il occupe en fonctionnement normal. En revanche, lorsque la température augmente dans un réacteur à combustible solide et que le refroidissement est insuffisant, il est impossible de soustraire le combustible pour éviter la fusion du coeur.

1.1.4 Les questions qui subsistent

Il reste plusieurs points encore non résolus concernant le fonctionnement d'un réacteur à sels fondus régénérateur, et qui doivent être traités avant de pouvoir construire un réacteur de puissance.

Le premier concerne le retraitement du sel. Ce point ne sera pas détaillé ici, puisqu'il fait l'objet d'une autre thèse au LPSC [52]. Cependant, moins le besoin en retraitement chimique sera lourd, et plus le réacteur sera facile à faire fonctionner et acceptable tant par les autorités de sûreté que par l'opinion. C'est pourquoi les efforts actuels tendent à optimiser le réacteur pour diminuer les besoins en chimie.

Les deux points suivants concernent des phénomènes physiques particuliers à cette filière : la perte de neutrons retardés en circulation et le signe du coefficient de température.

Les neutrons retardés sont émis par les produits de fission après une décroissance β . Pour l'uranium 235, ils représentent environ 650 pcm (pour cent mille) des neutrons émis par une fission. Pour l'uranium 233, ce chiffre tombe à 290 pcm environ. De plus, si le sel est en circulation, les précurseurs sont entraînés et peuvent décroître hors du coeur, ou en périphérie auquel cas le neutron a une importance plus faible, c'est-à-dire engendre moins de fissions. Ce phénomène réduit encore la fraction de neutrons retardés effective.

Or la fraction de neutrons retardés représente une marge de sécurité dans le contrôle du réacteur. Si l'on définit le coefficient de multiplication prompt k^p comme le nombre de fissions engendrées directement par les neutrons issus d'une fission donnée, sans passage par un précurseur et un neutron retardé, $k^p = k(1 - \beta)$, où β est la fraction de neutrons retardés et k le coefficient de multiplication total. Alors on peut considérer un réacteur critique comme un réacteur sous-critique, de coefficient de multiplication k^p , alimenté par une source qui correspond aux neutrons retardés. C'est cette approche qui sera utilisée dans la simulation complète du réacteur à sels fondus. En fonctionnement normal, k^p reste inférieur à 1 puisque k est proche de 1. Chaque neutron retardé est à l'origine d'une chaîne prompte finie. L'évolution de la puissance du réacteur est donnée par l'équation "inhour" [54]. Pour des réactivités $\rho = \frac{k-1}{k}$ petites devant β , elle se simplifie en :

$$\alpha = \lambda \frac{\rho}{\beta}$$

où la puissance croît comme $\exp(\alpha t)$, et λ est la constante de décroissance moyenne des précurseurs, de l'ordre de la douzaine de secondes. La puissance évolue donc elle aussi avec cet ordre de grandeur de temps, assez lent pour que les barres de contrôle puissent intervenir. A l'inverse, si k^p devient plus grand que 1, les neutrons retardés donnent naissance à des chaînes promptes infinies, dont la multiplication est conditionnée par la durée de vie prompte du neutron, l . Dans la limite $\rho \ll \beta$:

$$\alpha = \frac{k^p - 1}{l}$$

L'ordre de grandeur du temps caractéristique d'augmentation de la puissance est alors d'une microseconde pour les réacteurs à spectre rapide et d'une milliseconde pour les réacteurs à spectre thermique. Dans ce cas il est illusoire d'espérer enrayer le phénomène avec des barres de contrôle.

Un réacteur à sels fondus fonctionnant en cycle thorium, donc à l'uranium 233, et avec le sel en circulation, dispose de peu de neutrons retardés (un peu moins de 200 pcm). Cela représente environ trois fois moins de neutrons retardés qu'avec de l'uranium 235, mais presque autant

qu'avec du plutonium 239. La criticité prompt sera donc beaucoup plus facile à atteindre que dans les réacteurs actuels, mais heureusement nous avons vu qu'avec l'absence de réserve de réactivité et le coefficient de vide négatif, l'insertion accidentelle de réactivité était beaucoup moins probable.

Cette faible valeur de β a également des conséquences sur le contrôle du réacteur, qui devient plus nerveux : ses réactions à des changements de position des barres de contrôle sont plus fortes et plus rapides. Mais le contrôle du réacteur ne peut être correctement décrit sans aborder la contre-réaction thermique.

Un réacteur critique ne pourrait fonctionner dans des conditions de sûreté satisfaisantes sans contre-réactions. On a vu que si k est légèrement différent de 1, la puissance augmente ou diminue avec un temps caractéristique assez long, grâce à la présence de neutrons retardés. Pour les groupes de neutrons retardés de l'uranium 235, ce temps est de l'ordre d'une heure si la réactivité vaut 0.0035β . Ce résultat n'est pas très différent pour l'uranium 233 ou le plutonium 239[54]. Le phénomène n'a aucune raison de s'arrêter : la puissance tend lentement vers 0 ou vers l'infini. Pour la maintenir au niveau désiré, il faut actionner en permanence les barres de contrôle pour corriger les petits écarts à la criticité. Le contrôle du réacteur est possible, mais entièrement actif, car il n'y a pas de point d'équilibre. Or la sûreté se fonde essentiellement sur des phénomènes passifs, requérant le minimum d'intervention humaine ou automatique.

Heureusement, un changement de puissance implique un changement de température, et plusieurs phénomènes peuvent influencer sur la réactivité. Tout d'abord les matériaux se dilatent avec la température. Dans le cas où le modérateur se dilate, les neutrons subissent donc moins de collisions hors du combustible et le spectre se durcit. Les neutrons présents sont en moyenne plus énergétiques et les sections efficaces moyennées sur le spectre sont modifiées. Dans le cas des sels fondus, c'est le sel qui se dilate, donc pour le même volume il y a moins de combustible dans le coeur. Bien que le graphite ne se dilate pratiquement pas, son échauffement durcit le spectre en déplaçant l'énergie thermique. En effet, après de nombreuses collisions sur le modérateur, les neutrons ont une énergie moyenne proportionnelle à la température du modérateur. Ces neutrons entièrement thermalisés représentent une proportion non négligeable de la population neutronique et sont plus énergétiques quand le graphite s'échauffe, ce qui est une nouvelle cause de changement de réactivité. De plus, les sections efficaces décroissant globalement avec l'énergie, des neutrons plus rapides subissent moins de collisions et sortent plus facilement du réacteur, ce qui augmente les fuites par rapport aux fissions et aux absorptions. Enfin, la dernière cause possible de changement de réactivité avec la température est l'effet Doppler, induit par l'agitation thermique des noyaux. Lors d'une collision, la vitesse du noyau cible s'ajoute ou se soustrait à celle du neutron incident. Comme nombre de sections efficaces présentent des résonances, cet ajout d'une vitesse aléatoire a tendance à augmenter la largeur effective de ces résonances. Or les neutrons ont une énergie bien définie entre deux collisions. Plus la résonance est élargie, plus grande est la probabilité qu'ils la rencontrent.

Tous ces effets se combinent et peuvent agir dans un sens ou dans l'autre. Si, au total, une augmentation de température induit une baisse de réactivité (coefficient de température négatif), alors en cas de légère surcriticité la puissance et la température vont croître doucement jusqu'à ce que la réactivité s'annule, le réacteur retrouvant sa stabilité. Une action sur les barres de contrôle va seulement déplacer le point d'équilibre vers une puissance différente. Mieux encore : le ré-

acteur peut être piloté par la demande : plus le circuit primaire est refroidi (demande d'énergie), plus la puissance d'équilibre est importante. Plus la demande est faible, plus le réacteur est chaud et plus la puissance est faible. Un coefficient de température négatif est donc une condition nécessaire imposée aux filières présentes et à venir, tant pour la sûreté que pour la simplicité du contrôle du réacteur.

Examinons maintenant le cas des réacteurs à sels fondus et, à titre de comparaison, celui des réacteurs à eau sous pression.

Les REP sont des réacteurs sous-moderés à combustible solide et caloporteur liquide. Le combustible présente un effet Doppler de -2.5 pcm/K environ, dans les conditions nominales. L'échauffement du caloporteur, qui est de l'eau borée, donne lieu à deux effets principaux antagonistes : la dilatation de l'eau pure, en diminuant la modulation des neutrons, contribue à la contre-réaction thermique à hauteur de -50 pcm/K ; mais cette dilatation entraîne aussi une diminution de la quantité de bore présente dans le coeur, dont l'effet est positif et contre-balance presque entièrement le précédent. Dans les conditions nominales, la fraction de bore dans l'eau est de 1200 ppm, et le coefficient total de dilatation de l'eau est de -7.5 pcm/K. Des ajouts excessifs de bore pourraient entraîner un coefficient de modérateur, voire un coefficient total, positif. Cependant, en fonctionnement normal, à la fois le coefficient de combustible et le coefficient de dilatation du modérateur sont négatifs [58].

Le cas du réacteur à sels fondus est très différent. Lui aussi est sous-moderé, mais cette fois-ci le liquide est le combustible, et non le modérateur. Dans un cas où les absorptions hors du sel et les fuites de neutrons sont faibles, comme par exemple le MSBR, une diminution de la quantité de sel dans le réacteur augmente le rapport de modulation, donc la réactivité. L'effet de la dilatation du sel est positif, ainsi que le coefficient de vide, et de l'ordre de 2 pcm/K. L'effet de la dilatation est contre-balançé par l'effet Doppler, de l'ordre de -3 à -4 pcm/K, donc le coefficient total d'échauffement du sel est négatif. Finalement, l'échauffement du graphite a pour effet d'augmenter l'énergie des neutrons thermalisés, ce qui, compte tenu des sections efficaces, augmente la réactivité. Au total, pour un échauffement global homogène du réacteur, les effets du sel et du graphite se compensent en grande partie, le coefficient total de température étant presque nul.

Cette situation n'est pas satisfaisante du point de vue de la sûreté. Il faut donc trouver des solutions pour améliorer le coefficient de vide et le coefficient total de température. Il n'est pas très gênant que le coefficient de température du graphite soit positif, puisqu'en cas d'échauffement, le sel s'échauffe d'abord (c'est là qu'est produit le maximum de puissance), puis le graphite au bout d'un temps plus long. Une proposition d'EDF consiste à insérer de l'erbium dans le graphite. Comme l'erbium présente une résonance d'absorption à une énergie un peu supérieure à l'énergie thermique correspondant à la température de fonctionnement normal, un échauffement augmente l'absorption dans l'erbium. De ce fait, le coefficient de température du graphite peut être amélioré. Cette solution a deux inconvénients : d'une part les neutrons absorbés par l'erbium sont perdus du point de vue de la régénération, d'autre part le problème du coefficient de vide subsiste.

Comme le coefficient de multiplication peut s'écrire sous la forme $\frac{\nu \text{ fissions}}{\text{fissions} + \text{captures} + \text{fuites}}$, la présence d'un terme de capture ou de fuites indépendant de la dilatation du sel peut améliorer le coefficient de vide, car alors le numérateur présentera une décroissance proportionnelle à celle

de la quantité de sel dans le coeur, tandis que le dénominateur décroîtra moins vite. Mais ces deux termes correspondent à des neutrons perdus, et sont défavorables à la régénération.

Le choix d'une forte proportion de fuites a également un effet bénéfique sur le coefficient de température du graphite. En effet, un échauffement du graphite, en augmentant l'énergie des neutrons, favorise les fuites, et entraîne une perte de réactivité. Mais les neutrons qui sortent du réacteur, s'ils sont utiles à la sûreté, sont encore perdus pour ce qui concerne la régénération.

Les contraintes à satisfaire sont nombreuses et une étude approfondie est nécessaire pour définir un réacteur possédant à la fois de bonnes conditions de régénération même en retraitement simplifié et de bonnes caractéristiques de sûreté. Il doit notamment posséder les propriétés suivantes :

- être critique
- être régénérateur
- posséder un coefficient de vide négatif
- posséder un coefficient de température total négatif pour la stabilité aux temps longs
- posséder un coefficient de température du sel négatif pour la stabilité aux temps courts

Ces conditions sont difficiles à réunir car elles sont contradictoires. Plus d'uranium améliore la criticité mais dégrade la régénération. Plus d'absorbant dans le graphite améliore les coefficients de sûreté mais dégrade la criticité. Un coeur plus modéré améliore la régénération mais dégrade la criticité. Le coeur qui satisfait tous les critères n'est pas encore défini.

Ces conditions sont également difficiles à définir précisément. En effet, pour le moment nous définissons le coefficient de température pour un échauffement global de l'ensemble du sel ou du graphite. En réalité, les échauffements sont loin d'être uniformes, et il faut vérifier que dans les cas réels de fonctionnement le réacteur est effectivement stable.

Il faut notamment étudier et valider les différents transitoires de mise en marche et d'arrêt de la pompe primaire, de montée en puissance et de stabilisation de la puissance, d'insertion de réactivité, d'insertion de bulles dans les canaux, de bouchage d'un ou de plusieurs canaux par des corps étrangers (débris de graphite par exemple), ...

Pour comprendre la complexité d'un tel travail, considérons le cas de l'arrêt de la pompe. Il a plusieurs effets. Tout d'abord, le sel n'est plus refroidi, en tous cas beaucoup moins puisqu'il reste la convection naturelle. Par conséquent il s'échauffe. Puis, c'est au tour du graphite de voir sa température augmenter avec une constante de temps plus longue. Les deux coefficients de température ne sont donc pas mis en jeu simultanément. Dans le même temps, la circulation cessant, moins de neutrons retardés sont émis hors du coeur, ce qui est une cause d'augmentation de la réactivité totale. Pour reproduire fidèlement l'évolution de la puissance et de la température, il est donc nécessaire de simuler l'ensemble du réacteur, à la fois du point de vue neutronique, du point de vue du transport des précurseurs de neutrons retardés, et du point de vue thermique. Le présent travail a pour but de poser les bases d'un tel calcul complet du réacteur.

Dans le but de valider une simulation aussi complexe, il a été choisi de la confronter à une expérience plutôt que de simuler directement un réacteur dont le comportement est a priori inconnu. Très naturellement, le choix de l'expérience s'est porté sur le MSRE, puisque c'est celle sur laquelle nous disposons du maximum de données expérimentales.

1.2 Le MSRE

L'ORNL a défini l'expérience MSRE dans l'intention de démontrer qu'un réacteur à sels fondus pouvait fonctionner de manière sûre et fiable, et de tester les différents matériaux, sel, graphite et acier, dans des conditions de température et de flux neutronique réalistes. Le succès de l'expérience devait démontrer la possibilité de construire des réacteurs à sels fondus pour la production d'énergie. Cependant, comme on l'a vu, la filière a été abandonnée malgré le succès de l'expérience, pour des raisons indépendantes de la physique des réacteurs.

Après un rappel historique du déroulement de l'expérience, nous examinerons en détail la géométrie du réacteur et les choix technologiques qui ont été adoptés, ainsi que les matériaux utilisés. Au cours de cette description, nous indiquerons toujours quelles ont été les valeurs retenues et les simplifications éventuellement apportées dans la description utilisée pour notre simulation. Les longueurs seront indiquées en pouces (2.54 cm) puisque c'est dans cette unité qu'elles s'expriment le plus simplement.

1.2.1 Un aperçu historique

De 1957 à 1960, des études furent menées à l'ORNL sur la chimie du sel, sur des alliages métalliques résistant à la corrosion par le sel, sur des pompes pour la circulation du combustible, et sur la maintenance à distance du réacteur. Après des résultats encourageants, l'AEC (Atomic Energy Commission) demanda en avril 1961 à l'ORNL de concevoir, construire et faire fonctionner le MSRE.

La construction débuta en 1962. Le manque de moyens et des retards dans la livraison du modérateur graphite repoussèrent l'installation des équipements majeurs à 1964. En janvier 1965, le sel circulait pour la première fois dans le réacteur, et 5 mois plus tard le réacteur était critique. La pleine puissance ne fut atteinte qu'en mai 1966.

En janvier 1967, un régime stable fut obtenu, et le réacteur fonctionna à pleine puissance pendant la majorité des 15 mois suivants, au cours desquels furent menées plusieurs expériences.

Puis l'uranium 235 fut retiré par fluoration, en août 1968, et remplacé par de l'uranium 233. En octobre, le réacteur atteignait la criticité avec comme seul combustible de l'uranium 233, ce qui n'avait jamais été fait auparavant. L'année 1969 fut consacrée à diverses expériences concernant l'extraction du xénon, la déposition des produits de fission, le comportement du tritium, des additions de plutonium.

Enfin, le mois de décembre 1969 marqua la fin de l'exploitation du réacteur, pour permettre de rediriger les fonds disponibles vers d'autres expériences. Il était initialement prévu de faire fonctionner le MSRE avec un mélange de thorium et d'uranium 233, mais cette phase de l'expérience fut supprimée.

La principale conclusion qui en fut tirée est que le réacteur était très pratique à faire fonctionner et très fiable [51]. Il est resté à puissance nominale pendant de longues périodes et la maintenance n'a pas posé de problèmes particuliers. Les manipulations du sel se sont elles aussi révélées faciles, même avec de l'uranium 233 qui, à cause de sa forte radioactivité, aurait été plus difficile à manipuler sous forme de combustible solide. Le processus de fluoration a lui aussi démontré son efficacité, puisque le sel a pu être débarrassé de la totalité de l'uranium qu'il

contenait en 4 jours. Le sel s'est avéré stable et la corrosion est restée à un niveau faible. Les résultats de l'exposition au flux ont permis notamment de déceler l'accumulation d'hélium à la surface de l'acier, et d'y apporter une solution.

1.2.2 La géométrie du réacteur

Un important travail de bibliographie sur les rapports de l'ORNL [62, 2, 44, 46, 45, 47, 48, 49, 50, 21, 22, 24, 23, 25, 26, 27, 28, 30, 29, 32, 31, 9, 8, 11, 10, 13, 12, 14] a permis de retrouver une description suffisamment précise du réacteur pour les besoins de la simulation. La présente section donne un résumé des informations collectées.

Le MSRE servant uniquement de démonstrateur, la conversion de l'énergie produite en électricité n'a pas été prévue. La chaleur était donc simplement dissipée dans l'atmosphère par des radiateurs, après avoir été véhiculée dans le circuit secondaire par un sel semblable à celui du circuit primaire mais, bien sûr, sans combustible. La présence du circuit secondaire est imposée uniquement par les contraintes de confinement.

Nous décrivons brièvement le circuit primaire, mais seul le réacteur lui-même sera simulé précisément, le reste du circuit ne servant qu'au retour du sel.

Le circuit primaire comporte trois éléments principaux, reliés par des canalisations en acier. Dans le sens de circulation du sel, il s'agit du réacteur, de la pompe primaire et de l'échangeur. Il est représenté en vue tridimensionnelle dans le bâtiment réacteur figure 1.1. L'ensemble de ce bâtiment est placé sous une atmosphère enrichie en azote et contenant moins de 5% d'oxygène. Ceci permet de limiter tant les risques d'incendie de graphite que de précipitation d'uranium dans le sel.

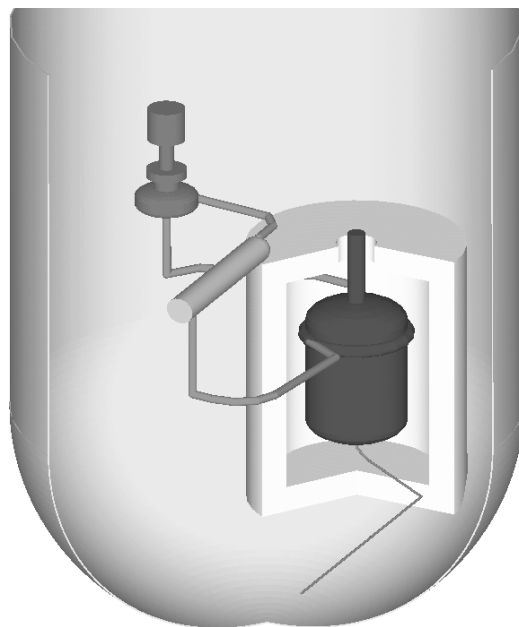


FIG. 1.1 – Le circuit primaire dans le bâtiment réacteur

Dans le projet MSBR en revanche, les pompes et les échangeurs sont intégrés dans le même bloc que le réacteur, ce qui minimise la quantité de sel nécessaire ainsi que le nombre d'éléments en contact avec le combustible.

Le sel chaud sort du réacteur par le haut, aspiré par la pompe, représentée figure 1.2. Celle-ci est de type centrifuge, et tourne à 1600 tours par minutes pour un débit de 76 litres par seconde. La pompe a aussi de nombreuses autres fonctions. C'est dans le bol de la pompe que se situe le niveau libre du sel, qui est mesuré en permanence pour déterminer l'inventaire total de sel. C'est aussi à ce niveau que sont faits les prélèvements de sel pour analyse et les ajouts d'uranium. Enfin, 5% du flux de sel est réinjecté dans le bol sous forme de gouttelettes au-dessus du niveau libre. Une circulation d'hélium de 5 à 6 mètres cubes par jour entraîne les produits de fission gazeux ainsi relâchés, notamment le xénon et le krypton. La présence d'hélium au-dessus du niveau libre permet aussi d'éviter que le sel soit en contact avec de l'air ou de la vapeur d'eau, ce qui induirait un risque de précipitation d'oxyde d'uranium, et donc de point chaud dans le réacteur. C'est le même circuit d'hélium dont la pression est utilisée pour faire transiter le sel des réservoirs vers le réacteur en phase de remplissage.

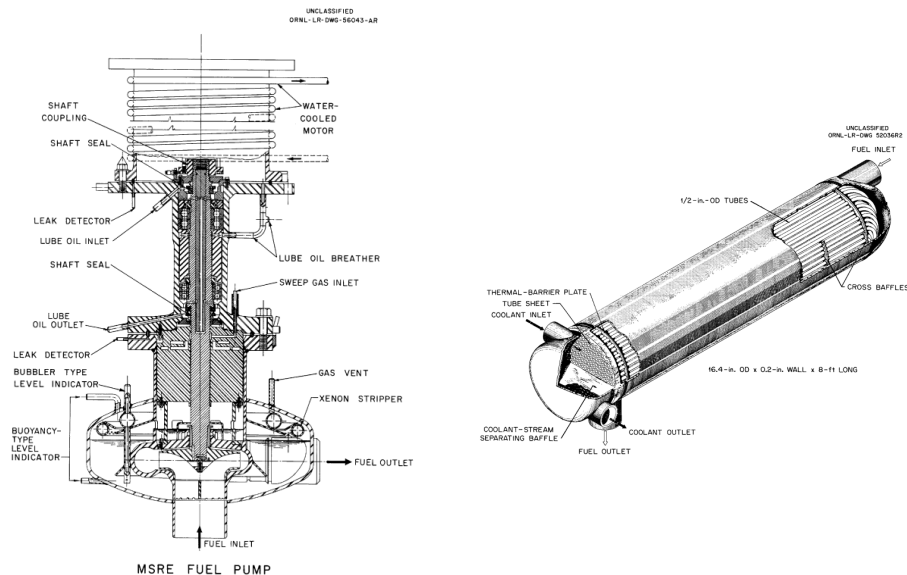


FIG. 1.2 – Pompe et échangeur de chaleur du MSRE.

De la pompe, le sel est dirigé vers l'échangeur de chaleur, lui aussi représenté figure 1.2, où il est refroidi de 936 K à 908 K (de 663°C à 635°C). L'échangeur mesure environ 40 cm de diamètre pour 2.5 m de long et contient 159 tubes en U d'un demi-pouce de diamètre pour une surface d'échange de près de 25 m². Le sel combustible circule autour des tubes et le sel secondaire à l'intérieur des tubes, avec un débit de 54 litres par seconde. Le sel secondaire est chauffé de 825 K à 866 K, la pompe secondaire est très semblable à la pompe primaire.

De l'échangeur, le sel repart vers le réacteur, dans lequel il entre par un distributeur spécialement étudié. Nous verrons plus loin son circuit à l'intérieur du réacteur.

La canalisation de vidange se trouve sous le réacteur et mène à plusieurs réservoirs, semblables à celui de la figure 1.3, dont chacun peut contenir l'ensemble des 2 mètres cube du sel primaire dans une configuration sous-critique, car non modérée. Ces réservoirs sont refroidis par une circulation d'eau bouillante, et peuvent évacuer 100 kW de chaleur produite par la décroissance des produits de fission.

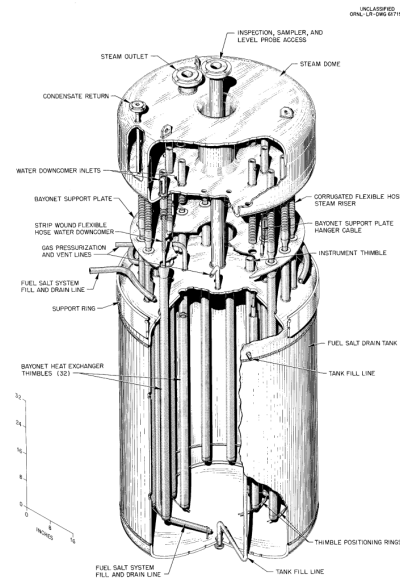


FIG. 1.3 – Réservoir de sel

Un grand soin a été apporté également aux canalisations qui relient les éléments principaux du circuit primaire. Elles sont composées du même acier que la cuve du réacteur, et font 5 pouces de diamètre. Le montage et le démontage du circuit est facilité par des jonctions appelées “freeze flanges”, non représentées sur la figure 1.1. Il y en a une entre le réacteur et la pompe, une entre la pompe et l'échangeur, et une entre l'échangeur et le réacteur. Elles utilisent un joint torique conventionnel mais aussi du sel solidifié pour assurer l'étanchéité du circuit. Les seules valves en contact avec le sel sont celles du circuit de vidange et de remplissage. Elles n'ont aucune pièce mécanique, et fonctionnent par fusion ou solidification du sel dans une section aplatie du tuyau qui peut être chauffée ou refroidie. En particulier, une panne de courant arrêterait le refroidissement de la vanne située sous le réacteur, qui se viderait alors dans un des réservoirs de vidange.

Pour éviter la solidification du sel, qui rendrait très difficile le redémarrage du réacteur, tous les éléments contenant du sel sont chauffés électriquement. La capacité totale de chauffage est de 1930 kW, dont la moitié suffisent à maintenir le sel au-dessus de sa température de fusion (725 K environ). La température est mesurée en permanence en près de 400 points des circuits primaire et secondaire. Au moment du démarrage du réacteur, tout le circuit est chauffé avant l'introduction du sel, et le chauffage ne cesse qu'après l'arrêt du réacteur et la vidange du sel dans les réservoirs. Le réacteur est entouré d'une épaisse protection thermique équipée d'un

système de refroidissement à eau. Entre le réacteur et cette isolation thermique, un système de chauffage électrique permet d'amener le réacteur à température avant l'introduction du sel.

Le réacteur lui-même est constitué d'une zone unique de graphite percé de canaux où circule le sel combustible. Il ne comporte pas de réflecteur. Plusieurs critères ont contribué à définir sa taille et le rapport de modération. Tout d'abord, il devait être assez grand pour reproduire le spectre neutronique qui serait présent dans un réacteur de puissance. Cependant, il ne devait pas être trop gros non plus, notamment pour limiter l'inventaire fissile. La taille choisie, un cylindre de 5.5 pieds de haut pour 4.5 pieds de diamètre environ, correspond à une zone où la masse critique est peu dépendante de la taille, et proche de son minimum. La fraction de sel a été choisie pour minimiser la concentration critique. Avec une proportion volumique de sel de 22.5% environ, le réacteur est proche de l'optimum de modération. Cette configuration possède également l'avantage que si du sel infiltre le graphite, le coefficient de multiplication varie très peu. A titre de comparaison, un RSF régénérateur serait plus gros pour limiter les fuites, posséderait un réflecteur et serait moins modéré. La puissance prévue était de 10 MW thermiques, mais à cause d'erreurs de calcul sur le dimensionnement de l'échangeur la puissance réelle n'a jamais dépassé 7.5 MW.

Le sel pénètre dans le réacteur par un distributeur annulaire, situé vers le haut de la cuve. La fonction de celui-ci est d'imprimer au sel un mouvement en spirale de façon à rendre l'écoulement nettement turbulent. Puis le sel descend en tournant le long de la cuve en acier, sur le bord. Il refroidit le graphite par l'extérieur, ainsi que la cuve elle-même. C'est pour que le refroidissement soit optimal qu'un écoulement turbulent est recherché. Au-dessus et au-dessous de la région modérée par le graphite se trouvent deux plenums de forme aplatie, formés d'acier épais de un pouce. Le plenum inférieur collecte le sel qui descend de la région annulaire le long de la cuve, et le redistribue dans les canaux. Le mouvement tournant du sel est stoppé par des structures radiales à la périphérie de ce plenum. Sur ces structures repose une grille en acier qui sert à la fois de support pour le bloc modérateur lorsque le sel est absent du coeur, et de guide pour donner au sel une direction verticale avant son entrée dans les canaux. Cette grille sera sommairement modélisée dans la simulation, dans le seul but de rendre compte de la quantité d'acier, absorbant neutronique, présent dans le plenum inférieur.

Après son passage dans les canaux, le sel est collecté dans le plenum supérieur, puis sort de la cuve par l'extrémité supérieure du plenum, par une canalisation de 10 pouces de diamètre. Contrairement au plenum inférieur, la quasi-totalité du volume du plenum supérieur est occupée uniquement par du sel. L'ouverture par laquelle sort le sel est mise à profit pour faire passer l'ensemble des éléments qui doivent pouvoir être insérés ou retirés du coeur. Il s'agit tout d'abord des trois barres de contrôle, mais aussi d'un échantillonneur dans lequel peuvent être placées des pièces de graphite et d'acier à irradier pour des expériences sur les matériaux. De plus, quelques barres de graphite au centre du réacteur peuvent être retirées par cette ouverture. Nous n'avons pu retrouver de façon précise la hauteur des plenums, mais des mesures sur les schémas de l'ORNL donnent un résultat entre 12.5 et 13.5 pouces.

La cuve réacteur, elle, est parfaitement connue. C'est un cylindre de 58 pouces de diamètre intérieur, et épais de 9/16 de pouces. Dans sa partie haute, au niveau du distributeur, l'épaisseur est de un pouce. La zone annulaire par laquelle le sel descend le long de la cuve est épaisse de un pouce, elle est séparée du coeur par un cylindre d'acier d'un quart de pouce d'épaisseur et de

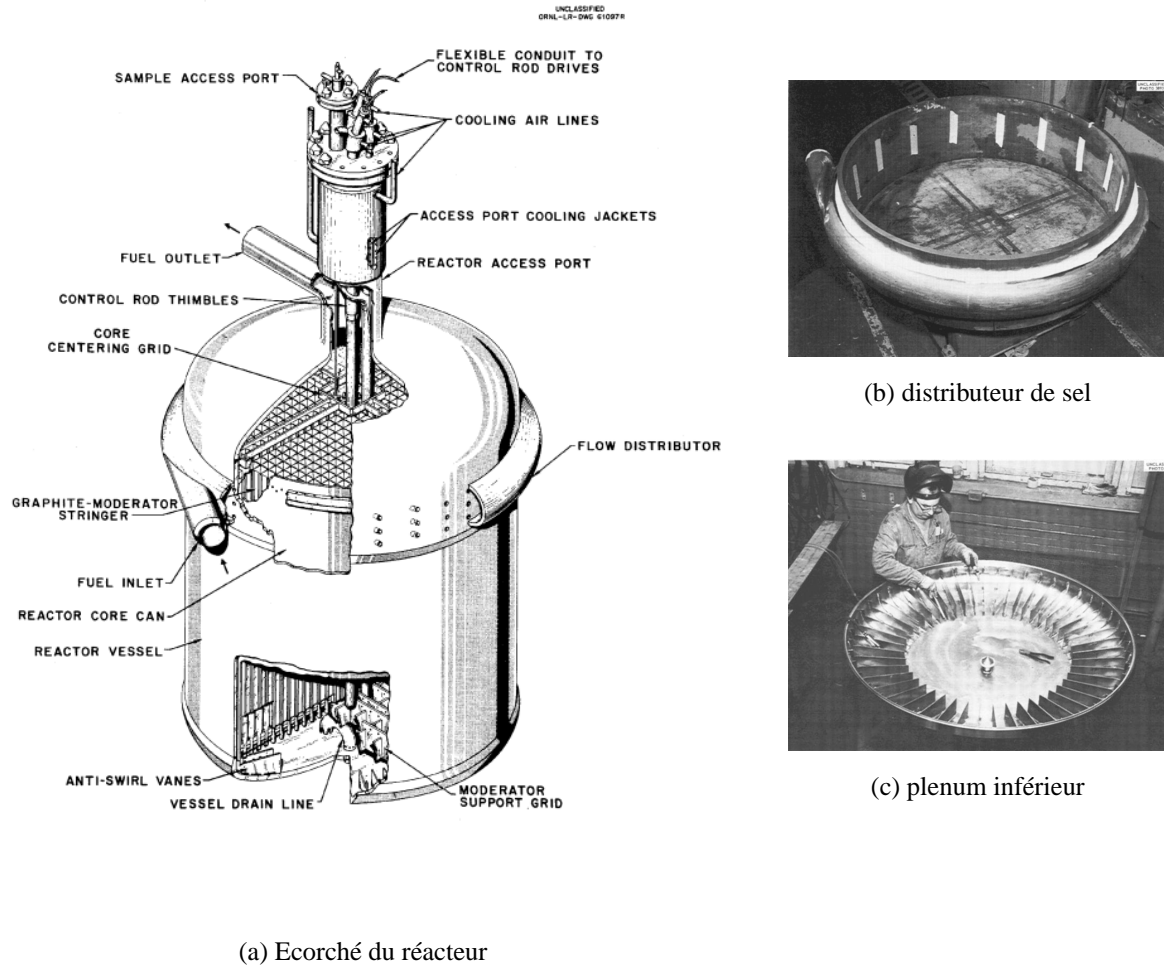


FIG. 1.4 – Ecorché du réacteur. En haut à droite, photographie du distributeur avant son montage sur la cuve. En bas à droite, photographie du plenum inférieur montrant les structures radiales périphériques et l'ouverture centrale pour la vidange du coeur.

58 pouces de diamètre extérieur, solidaire du graphite et retenu à la cuve en son extrémité supérieure. C'est ce cylindre qui empêche le graphite de flotter dans le sel. L'ensemble du réacteur est représenté figure 1.4.

Examinons maintenant le coeur, la partie modérée du réacteur. Le graphite n'est pas monobloc mais composé de 513 barres verticales de section carrée de deux pouces de côté. Ces pièces de graphite n'ont pas des extrémités planes et horizontales, ce qui rend difficile la définition précise de la hauteur du coeur. La valeur couramment utilisée est de 65.5 pouces, c'est celle que nous retiendrons. Des demi-canaux sont évidés sur chaque face des barres de graphite. La taille

des canaux a été choisie pour éviter que de petits morceaux de graphite puissent les obstruer. Leur section est allongée, composée d'un rectangle de 0.8 pouce de long par 0.4 pouce de côté, prolongé de deux demi-cercles de 0.4 pouces de diamètre. Leur diamètre hydraulique équivalent est proche de 1.6 centimètre. Comme les canaux sont petits et proches les uns des autres, les échanges thermiques avec le graphite sont assez rapides, et les différences de température entre sel et graphite restent faibles, de l'ordre de 20 K. D'autre part, avec une vitesse du sel de 0.2 m/s, l'écoulement dans les canaux reste laminaire. Il en va très différemment dans le cas d'un projet de taille industrielle comme le MSBR. En effet, la puissance spécifique à évacuer étant plus grande, la vitesse du sel est plus élevée. Pour limiter les pertes de charge, la taille des canaux doit également augmenter. L'écoulement dans le canal devient turbulent, ce qui est favorable aux échanges thermiques. Mais la proportion de sel est fixée par des contraintes sur le spectre neutronique liées à la régénération, et les canaux doivent être séparés les uns des autres par de plus grandes distances. Les distances caractéristiques du réseau sont multipliées par 10 environ entre le MSRE et les réacteurs actuellement étudiés. Le temps caractéristique de propagation de la chaleur du sel au graphite est donc multiplié par 100 et passe de 30 secondes à une heure. Le réseau de canaux du MSRE et sa description dans la simulation seront présentés plus précisément en 2.1.1.

Les valeurs retenues pour toutes les dimensions géométriques sont résumées sur la figure 1.5, qui est une coupe de la géométrie effectivement utilisée dans le programme de neutronique MCNP. La principale incertitude qui subsiste concerne la taille des plenums, un encadrement des valeurs probables est fourni. De plus, la forme de ces plenums est approximée par une ellipse, alors qu'en réalité ils sont torosphériques.

Intéressons-nous enfin aux barres de contrôle. Celles-ci ne sont pas prévues comme l'organe essentiel de la sûreté du réacteur, puisque les coefficients de température sont fortement négatifs et que le réacteur est stable à toutes les puissances. Leur rôle est principalement de fixer le niveau de puissance dans le coeur.

Elles sont au nombre de trois, placées près du centre du réacteur, à trois angles d'un carré dont le quatrième angle est occupé par l'échantillonneur. Pour des raisons d'encombrement du mécanisme des barres de contrôle et du système d'échantillonnage, le trajet des barres ne pouvait être rectiligne, elles ont donc été conçues de façon à être flexibles. Elles coulisent à l'intérieur de tubes en acier INOR 8, dans lesquels est maintenue une circulation de gaz (95% d'azote, 5% d'oxygène) pour le refroidissement des barres. Le poison choisi est constitué d'oxyde de gadolinium très absorbant, et d'oxyde d'aluminium, entouré d'une fine couche d'inconel. Les tubes en acier descendent jusqu'au bas de la matrice en graphite. Les barres elles-mêmes, pour être flexibles, sont segmentées en cylindres de 1.325 pouces de long, montés les uns à la suite des autres tous les 1.562 pouces sur un flexible en acier inoxydable. La longueur du flexible équipée de poison est de 59.4 pouces, soit un peu moins que la hauteur de la matrice de graphite.

Les positions verticales des barres de contrôle sont données à partir de 21 pouces au-dessus du plan médian. Leur course normale est de 0 à 51 pouces. En bout de course, elles couvrent donc toute la hauteur de la matrice de graphite, à l'exception de 3 pouces environ en haut et en bas. La vitesse d'une barre est de 0.5 pouce par seconde, soit 30 pcm par seconde d'antiréactivité sur les 2250 pcm que représente une barre. Le mouvement des barres peut être stoppé en 0.25 seconde, ou inversé en 0.5 seconde. En cas d'arrêt d'urgence, le mécanisme peut être débrayé en 0.05

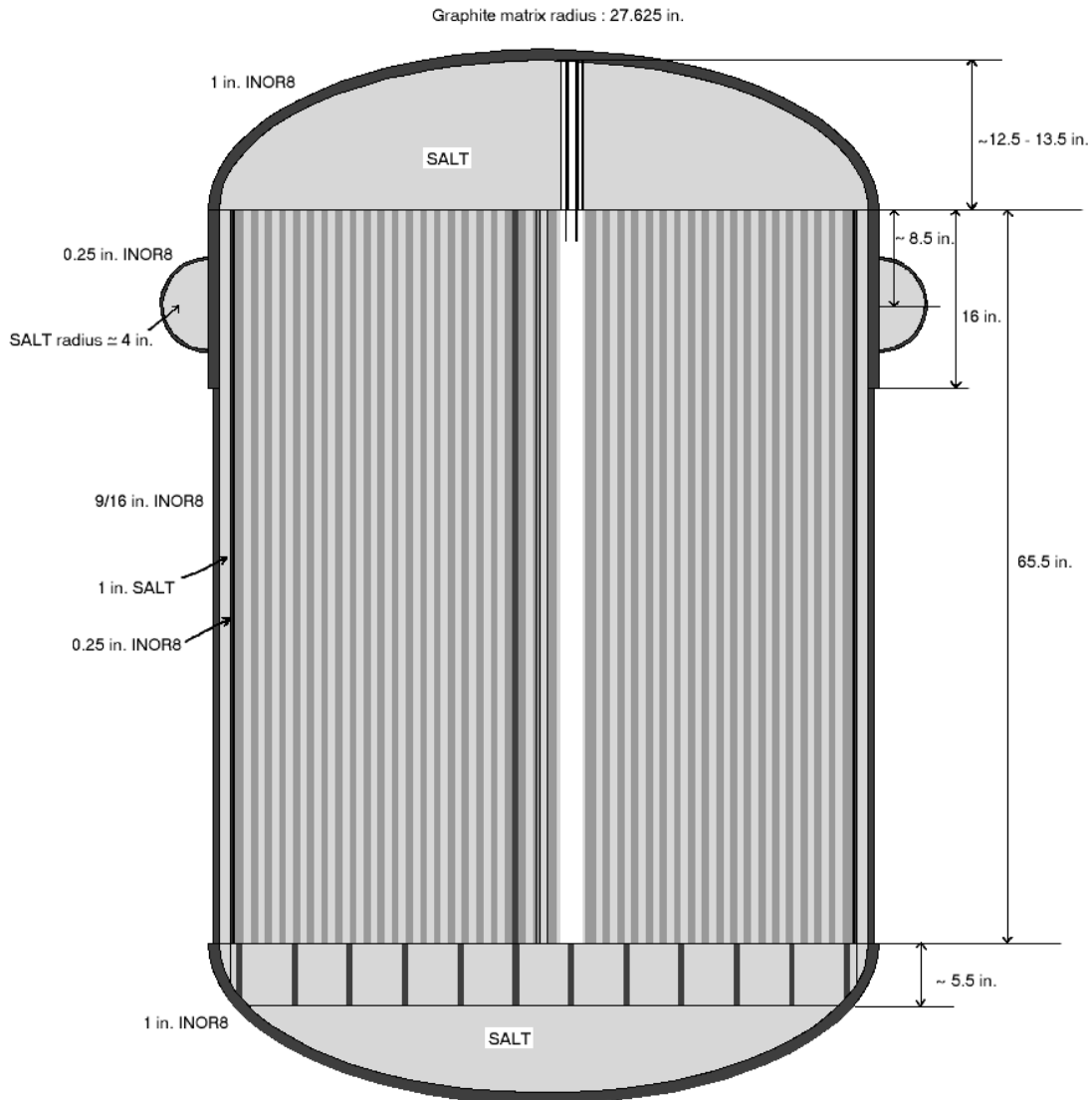


FIG. 1.5 – Géométrie du réacteur utilisée dans la description neutronique.

seconde, les barres étant alors soumises à une accélération de $3.66 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Leur insertion totale prend donc moins d'une seconde, et permet de faire chuter la puissance avant qu'intervienne la vidange du réacteur.

Le MSRE possède deux modes de fonctionnement :

- Au-delà de 100 kW, les barres de contrôle sont pilotées pour maintenir constante la température du sel en sortie du coeur. La puissance est donc pilotée par le refroidissement, qui conditionne la température en entrée du coeur. Le refroidissement peut être régulé par l'ouverture ou la fermeture de volets au niveau des radiateurs séparant le circuit secondaire

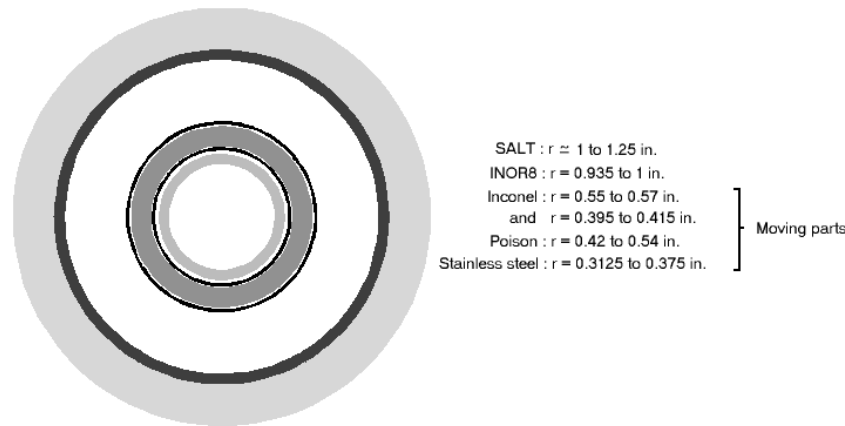


FIG. 1.6 – Géométrie radiale des barres de contrôle.

de l'atmosphère.

- A faible puissance (jusqu'à 100 kW), la différence de température entre l'entrée et la sortie du coeur est très faible, et l'application du protocole précédent entraînerait de fortes fluctuations relatives de puissance. Les barres de contrôle sont donc utilisées pour ajuster directement le niveau de flux neutronique, mesuré par des détecteurs situés juste à l'extérieur de la cuve. La température, considérée comme uniforme, est régulée par le refroidissement.

1.2.3 Les matériaux utilisés

L'expérience MSRE a fait l'objet de nombreuses études concernant les matériaux, notamment le sel et l'acier de structure.

Si le réacteur a fonctionné avec deux types de sel, à l'uranium 235 et à l'uranium 233, seul le premier fait l'objet des présentes simulations. En effet, la composition du sel à l'uranium 233 est difficile à établir, puisqu'elle résulte de la fluoration du premier, après 72440 MWh de fonctionnement du réacteur, et ajout d'un mélange fortement enrichi en uranium 233. De plus, s'agissant d'une démonstration de faisabilité de la simulation, il n'était pas nécessaire de traiter les deux cas.

Le sel est à base de fluorure de lithium, choisi pour ses propriétés hydrauliques. L'ajout d'environ 30% de fluorure de béryllium permet d'abaisser le point de fusion à 722 K. Enfin, environ 5% de fluorure de zirconium sont là pour précipiter préférentiellement à l'uranium en cas de contamination par l'oxygène. Deux retraitements ont été mis en oeuvre dans le cadre de l'expérience MSRE. Le retrait d'uranium par fluoration a permis de passer du sel à l'uranium 235 au sel à l'uranium 233. Un traitement par un mélange d'hydrogène et d'acide fluorhydrique permet de retirer l'oxygène d'un sel contaminé pour le réutiliser par la suite.

La composition adoptée pour les présentes simulations est celle de l'expérience de criticité initiale, puisque c'est à ce moment qu'elle est le mieux connue [2]. Cette expérience a consisté en

l'ajout progressif de capsules d'uranium enrichi à 93% à un sel de départ contenant de l'uranium appauvri. La proportion molaire de fluorure de lithium est fixée à 65%. Le lithium est théoriquement du lithium 7 pur, mais il reste 74 ppm de lithium 6. La quantité d'uranium 235 nécessaire à la criticité a été mesurée, elle est de 32.5 g/l environ à la température de l'expérience, soit 911 K. L'enrichissement final est donné comme étant de 32% d'uranium 235 pour 68% d'uranium 238. Il reste à déterminer les quantités de fluorure de béryllium et de fluorure de zirconium, qui seront prises proportionnelles aux valeurs nominales, respectivement 30% et 5% molaires. Connaissant la densité du sel à 911 K, qui est de 2.32, toutes ces données permettent de reconstituer l'ensemble de la composition du sel, qui est donnée table 1.2.

TAB. 1.2 – Composition du sel durant l'expérience de criticité initiale.

Elément	Proportion molaire
⁷ Li	0.2638
⁶ Li	$1.952 \cdot 10^{-5}$
F	0.5940
Be	0.1191
Zr	0.01985
²³⁵ U	$9.989 \cdot 10^{-4}$
²³⁸ U	$2.122 \cdot 10^{-3}$

Toutes les parties en acier en contact avec le sel sont en INOR 8, un acier à haute teneur en nickel et en molybdène spécialement développé pour le MSRE. Les données de l'ORNL fournissent un encadrement des proportions massiques des différents éléments dans l'acier, et une majoration de la quantité d'impuretés. A partir de ces données, nous avons défini deux compositions extrêmes, l'une exempte d'impuretés et l'autre en comprenant le maximum. La table 1.3 résume les données de départ et les compositions calculées.

Pour éviter les absorptions parasites, le graphite utilisé est le plus pur possible. Les principales impuretés présentes sont du bore ($8.88 \cdot 10^{-7}$ molaire), du vanadium ($2.12 \cdot 10^{-6}$), du soufre ($1.87 \cdot 10^{-6}$), et de l'oxygène ($1.7 \cdot 10^{-5}$) sous forme de monoxyde de carbone. Il a été également choisi de manière à présenter une faible perméabilité au sel.

Les compositions des matériaux annexes sont résumées dans la table 1.4. Aucune donnée sur l'inconel et l'acier inoxydable utilisés pour les barres de contrôle n'étant disponible dans les documents de l'ORNL, des compositions moyennes de produits courants ont été utilisées. La densité du poison pur est de 5.873.

La table 1.5 résume les propriétés physiques des matériaux qui nous seront nécessaires dans les simulations. La plupart des valeurs retenues sont les mêmes que dans le benchmark [43]. Celui-ci, développé dans le cadre du programme MOST du 5^{me} PCRD, a pour but de reproduire les expériences menées sur le MSRE. Ses résultats sont exposés en [60] et serviront de point de comparaison à notre travail. La densité du sel, cependant, est plus importante dans notre cas puisqu'il s'agit du sel à l'uranium 235 et 238 et non à l'uranium 233 comme dans le benchmark. Nous

TAB. 1.3 – Composition de l'acier INOR 8

Elément	Proportion massique (ORNL)	Proportion molaire (pur)	Proportion molaire (impur)
Ni	0.66 à 0.71	0.74273	0.70042
Mo	0.15 à 0.18	0.11684	0.10834
Cr	0.06 à 0.08	0.09582	0.08231
Fe	< 0.05	0.04461	0.05474
C	0.0004 à 0.0008	0	0.00407
Ti, Al	< 0.005	0	0.00319 et 0.00567
S	< 0.0002	0	0.00038
Mn	< 0.01	0	0.01113
Si	< 0.01	0	0.02177
Cu	< 0.0035	0	0.00337
B	< 0.0001	0	0.00057
W	< 0.005	0	0.00166
P	< 0.00015	0	0.00030
Co	< 0.002	0	0.00208

TAB. 1.4 – Composition molaire des matériaux annexes

	Inconel 718	Acier inoxydable SS304	Poison
densité	8.19	7.89	5.873
Ni	0.53878	0.09428	
Mo	0.01831		
Cr	0.20273	0.20220	
Fe	0.19400	0.70352	
Ti	0.01101		
Al	0.01085		0.17703
Nb	0.01607		
Ta	0.00825		
Gd			0.22297
O			0.6

avons supposé que cette différence n'avait pas ou peu d'impact sur les autres paramètres physiques du sel. La valeur de la conductivité thermique du graphite est très approximative puisque celle-ci est divisée par trois au cours de la vie du réacteur. La valeur retenue est faible pour permettre de souligner les gradients locaux et les décalages temporels de température entre le sel et

le graphite.

TAB. 1.5 – Propriétés physiques des matériaux

	Sel	Graphite	INOR 8
densité à 911 K	2.32	1.86	8.775
dilatabilité (K^{-1})	$2.124.10^{-4}$	0	0
viscosité ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)	$7.738.10^{-3}$		
chaleur spécifique ($J.K^{-1}.kg^{-1}$)	1982.5	1750	
conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	1.44	30	
Point de fusion (K)	722		1630-1670

Chapitre 2

Simulations à puissance nulle

2.1 Simulation neutronique : la criticité initiale

Cette étude préliminaire sert à vérifier que la description neutronique du réacteur est correcte et complète. Nous nous attacherons notamment à valider les simplifications opérées sur la géométrie et à mesurer la sensibilité à différents paramètres, concernant tant la géométrie que la description des matériaux. Nous considérerons que le réacteur est correctement décrit si nous sommes capables de reproduire l'expérience de criticité initiale. Connaissant mieux le réacteur sur le plan neutronique, nous serons alors à même de décider quelles zones devront être simulées sur le plan thermohydraulique.

Le code de neutronique qui sera utilisé dans l'ensemble des simulations présentées ci-dessous est MCNP4B [20]. Il s'agit d'un code monte-carlo très précis et très complet développé à Los Alamos. Les sections efficaces de tous les matériaux utilisés sont générées par NJOY97 [53], à la température adéquate.

2.1.1 Simplifications opérées

Comme la géométrie exacte du réacteur, comprenant notamment plus de mille canaux, serait d'une complexité prohibitive au niveau de la simulation complète, diverses simplifications ont été opérées. Le but étant de décrire principalement les évolutions de réactivité et de puissance, les simplifications ont été choisies de manière à privilégier l'acuité de la simulation neutronique. La simulation thermohydraulique est présente pour rendre compte des déplacements des précurseurs de neutrons retardés et de la propagation de la chaleur.

La première priorité a été de réduire à un nombre minimum les canaux à simuler. Pour cela deux approches ont été utilisées. L'une consiste à utiliser un nombre maximum de symétries. L'autre consiste à ne simuler sur le plan thermohydraulique que certains canaux et déduire le comportement des autres par interpolation.

Le réseau réel est visible figure 2.1. Il est de maille carrée, mais ne présente qu'un seul axe de symétrie, puisque les barres de contrôle sont au nombre de trois, la quatrième position équivalente sur le réseau étant occupée par l'échantillonneur. En conservant le même nombre de

barres de contrôle, il faut passer à un réseau hexagonal pour maximiser les symétries. Il suffit alors de simuler un sixième seulement du réacteur. De même, nous avons choisi de remplacer les canaux oblongs par des canaux cylindriques, de manière à pouvoir simuler un canal individuel en géométrie bidimensionnelle R-Z. Il reste donc à déterminer le rayon des canaux, le pas du réseau hexagonal, à placer les barres de contrôle et l'échantillonneur, et enfin à vérifier que les deux réseaux sont équivalents tant sur le plan neutronique que thermohydraulique.

La proportion relative de sel et de graphite, qui doit être conservée, fixe le rapport entre le rayon des canaux et le pas du réseau hexagonal. Plus les canaux et le pas du réseau seront grands, plus le coeur sera hétérogène. Sur le plan neutronique, la taille des canaux détermine les effets d'auto-absorption. Sur le plan thermohydraulique, elle détermine le nombre de Reynolds de l'écoulement. Le changement de réseau ne sera possible que si la taille équivalente pour la neutronique est la même que pour la thermohydraulique.

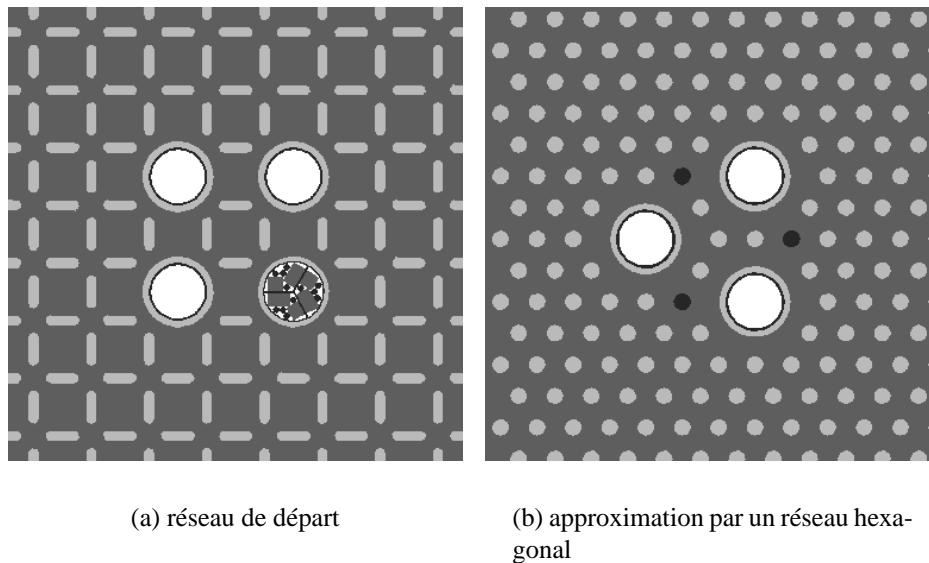
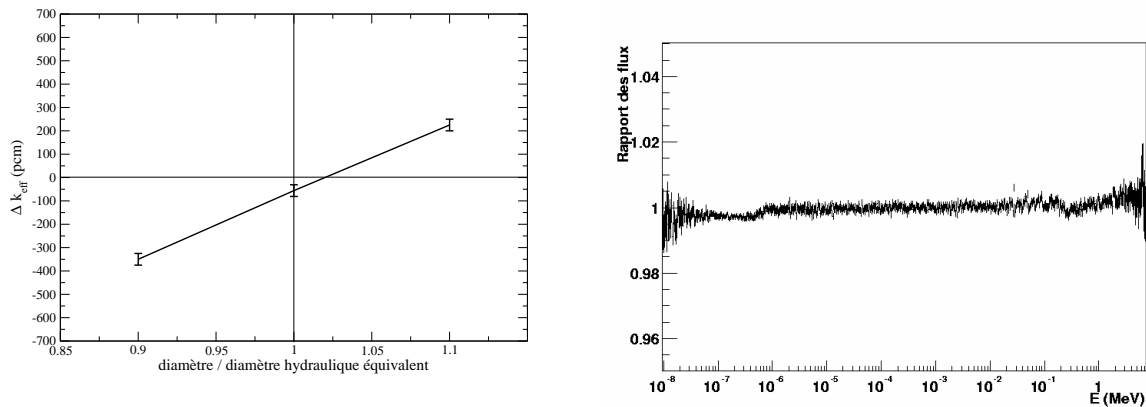


FIG. 2.1 – Changement de réseau

Côté neutronique, nous avons simulé le réacteur en réseau infini, d'une part avec le réseau carré de départ, d'autre part avec le réseau hexagonal, de même proportion sel-graphite, et avec différentes tailles de canaux. Nous avons comparé les coefficients de multiplication et les spectres neutroniques dans les deux cas. Côté thermohydraulique, nous avons considéré que le rayon des canaux devait être le rayon hydraulique équivalent, celui qui présente le même rapport entre la surface et le périmètre que pour les canaux de départ. Les résultats, visibles figure 2.2, sont parfaitement satisfaisants. L'étude du coefficient de multiplication montre que le rayon neutronique équivalent est, à 2% près environ, égal au rayon hydraulique équivalent. Si l'on se place au rayon hydraulique équivalent, l'erreur sur le coefficient de multiplication (50 pcm) est peu supérieure à l'erreur statistique (30 pcm), et bien inférieure aux incertitudes couramment admises induites par les bases de données (200 pcm). De plus, la comparaison des spectres neutroniques dans

le graphite montre que ceux-ci sont quasiment identiques, à 0.5% près, sur toute l'étendue du spectre, des neutrons de fission aux neutrons thermiques. Nous pouvons donc considérer que le changement de réseau est validé en milieu infini.



(a) Différence entre le coefficient de multiplication en réseau hexagonal infini et en réseau carré infini, fonction du rayon choisi pour les canaux

(b) Rapport des flux dans le graphite entre les réseaux carré et hexagonal, pour le rayon hydraulique équivalent

FIG. 2.2 – Recherche du rayon de canal équivalent

En plaçant ce réseau dans la structure du MSRE, le résultat reste valable, puisque la différence de coefficient de multiplication est, cette fois, inférieure à l'erreur statistique. Il reste maintenant à placer les barres de contrôle et l'échantillonneur. Les trois barres de contrôle ont leurs places toutes désignées en trois points du réseau aux sommets d'un triangle équilatéral. Par rapport à la configuration expérimentale, elles sont alors environ 10% trop près du centre et 5% trop près les unes des autres. De plus, elles sont devenues équivalentes entre elles, ce qui n'était pas le cas dans le réseau carré. Concernant l'échantillonneur, il n'est constitué que de carbone et d'acier. Le carbone étant présent partout dans le coeur, il suffit de rendre compte de la quantité d'acier, absorbant, qu'il représente. Le moyen le plus simple est de placer cet acier dans l'hexagone central. Cependant, dans ce cas, le coefficient de multiplication est trop grand de 500 pcm, ce qui est inacceptable. En augmentant artificiellement la quantité d'acier, il est bien sûr possible de diminuer k_{eff} , mais alors une trop grande proportion des captures a lieu dans l'acier de l'échantillonneur et trop peu dans les tubes de barres de contrôle. La raison de cette situation est que dans le réseau carré, l'échantillonneur est aussi accessible par les neutrons que les barres de contrôle, tandis qu'au centre du réseau hexagonal, il est écranté par la présence des barres de contrôle autour de lui. C'est pourquoi nous avons dû placer cet acier sur des positions équivalentes à celles des barres de contrôle, et pour conserver la symétrie le séparer en trois parties, comme cela est visible sur la figure 2.1. De cette façon, le coefficient de multiplication est conservé dans la limite des erreurs statistiques sans changer artificiellement la quantité d'acier, et

la proportion de captures entre l'échantillonneur et les tubes de barres de contrôle est maintenue.

Il reste un élément de la géométrie du réacteur qui n'est pas encore précisément défini : la grille de support de la matrice de graphite. Celle-ci est en acier. Ne connaissant pas sa géométrie précise, nous avons tenté de rendre compte du volume d'acier qu'elle représente tout en conservant la symétrie du réacteur et le degré d'hétérogénéité entre le sel et l'acier. Elle est donc représentée par une grille en nid d'abeille, dont les parois sont épaisses, comme dans l'expérience, de 0.5 pouce. Le pas du réseau a été choisi pour que l'écartement des plaques soit approximativement celui visible sur les schémas de l'ORNL, ce qui fixe le rapport volumique entre sel et acier dans cette zone. En l'occurrence, le côté des hexagones est pris égal à 2.85 pouces. Enfin, le volume total d'acier impose une épaisseur de grille de 5.5 pouces environ. Une coupe verticale de cette grille est visible sur la figure 1.5.

2.1.2 Etude de sensibilité

Nous allons maintenant tenter de reproduire l'expérience de criticité initiale, c'est-à-dire vérifier que le coefficient de multiplication du réacteur simulé est proche de un dans les conditions où le réacteur expérimental est devenu critique. A cette occasion, nous chiffrerons la sensibilité de ce coefficient à divers paramètres mal connus, et l'importance des divers éléments absorbants contenus dans le réacteur. Chacune de ces sensibilités est calculée en soustrayant les coefficients de multiplication obtenus par deux simulations MCNP indépendantes. L'erreur statistique étant de 20 à 30 pcm, les valeurs données ici sont arrondies.

Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 2.1.

Il en ressort que les incertitudes sont de l'ordre de quelques centaines de pcm. La composition du sel est établie de manière suffisamment précise en 1.2.3. La principale source d'erreur est le degré de pureté de l'acier, puisque les valeurs extrêmes sont séparées de 800 pcm. Nous avons jusqu'ici supposé que la lumière présente entre les tubes de barres de contrôle et l'acier environnant était occupée par du sel. Ce n'est nulle part précisé dans les documents de l'ORNL, mais c'est probablement le cas puisque l'ensemble du graphite baigne dans le sel. En revanche, aucune donnée n'est disponible sur la vitesse de circulation de ce sel. Ne pouvant donc l'inclure dans la simulation thermohydraulique, nous avons décidé pour éviter de comptabiliser des fissions dont les produits ne seraient pas transportés et n'émettraient pas de neutrons retardés de l'exclure également de la simulation neutronique. Ce sel ne représente que 0.36% du volume de sel dans le coeur. Or le réacteur est conçu pour être proche de l'optimum de modération. Changer légèrement la quantité de sel dans le coeur a donc un effet relativement faible. Le remplacement du sel autour des barres de contrôle par du vide induit une perte de réactivité de 530 pcm environ. Pour compenser le retrait du sel entourant les tubes de barres de contrôle, l'acier est supposé pur, ce qui a aussi pour effet d'alléger la simulation, en réduisant le nombre de sections efficaces nécessaires. La base de données retenue pour les sections efficaces est ENDF-B6. Les noyaux qui en sont absents sont ensuite recherchés dans JENDL-3, et enfin dans JEF-2.2.

Par ailleurs, on peut déduire des études présentées en 3.1 sur les coefficients de sûreté que les erreurs liées aux incertitudes sur la densité de sel et à la proportion de sel sont faibles, de l'ordre de 200 pcm.

La valeur de la réactivité obtenue dans ces conditions (sans sel autour des barres et avec

TAB. 2.1 – Sensibilité du coefficient de multiplication

	Variation de k
Paramètres mal connus :	
Hauteur des plenums : +1 pouce	+150 pcm
Hauteur du graphite	négligeable
Pureté de l'acier	800 pcm
Densité du graphite : +0.01	+300 pcm
Pureté du sel	négligeable
Concentration d' ²³⁵ U : +0.5 g/l	+200 pcm
Enrichissement de l'uranium : +1%	+400 pcm
Choix de la base de données	300 pcm
Absorbants principaux :	
Lithium 6 présent dans le sel	2100 pcm
Tubes des barres de contrôle	2100 pcm
Acier de l'échantillonneur	1600 pcm
Grille de support du graphite	800 pcm
Impuretés du graphite (B, V, S, O)	300 pcm
Barres de contrôle en position haute	200 pcm

l'acier pur) est de +393 pcm, avec une erreur statistique de 12 pcm. Compte tenu des erreurs incompressibles liées aux bases de données et aux petites incertitudes concernant la géométrie du réacteur qui sont de plusieurs centaines de pcm, ce résultat est parfaitement satisfaisant et nous pouvons considérer que la description neutronique du réacteur, barres de contrôle relevées, est validée.

2.1.3 Les barres de contrôle

Pour vérifier notre compréhension de la neutronique du réacteur, nous devons simuler les barres de contrôle, et comparer les valeurs que nous trouvons pour une, deux et trois barres insérées avec les résultats expérimentaux. Les barres sont décrites tronçon par tronçon. Il va de soi que, lors de l'insertion d'une ou de deux barres, la symétrie d'ordre six est rompue, le réacteur devant alors être simulé en entier. Cependant ce n'est pas pénalisant du point de vue de la simulation neutronique seule.

La table 2.2 résume les résultats expérimentaux et les résultats des simulations. Tout d'abord, nous pouvons analyser les résultats expérimentaux. L'antiréactivité insérée n'est pas proportionnelle au nombre de barres, puisque la présence d'une barre crée une déplétion du flux neutronique ce qui diminue l'effet de l'ajout d'une deuxième barre. L'effet de la troisième est encore plus faible. Notons également que dans l'expérience les trois barres ne sont pas équivalentes, tandis qu'elles le sont dans la simulation, comme cela peut se voir sur la figure 2.1.

TAB. 2.2 – Valeurs des barres dans l’expérience et dans notre simulation.

	1 barre	2 barres	3 barres
Expérience	2250 pcm	4050 pcm	5592 pcm
Simulation de référence	2521 pcm	4436 pcm	6141 pcm
Simulation avec les impuretés de l’acier et le sel autour des barres	2334 pcm	4229 pcm	5763 pcm

On voit que notre simulation reproduit bien l’écrantage mutuel des barres, mais surestime leur efficacité de 10% environ. Comme nous avons fait des approximations sur l’environnement immédiat des barres de contrôle, nous devons vérifier quel est l’effet de ces approximations. Elles sont au nombre de deux : d’une part nous avons supposé que le vide autour des tubes de barres de contrôle n’était pas rempli de sel, et d’autre part nous avons supposé que l’acier des tubes était exempt d’impuretés. Nous avons recalculé les valeurs des barres avec un acier comportant le taux maximum d’impuretés et du sel autour des barres. L’acier a pour effet d’écranter les barres qui sont soumises à un flux légèrement plus faible. Le sel a pour effet de durcir le spectre localement. Les valeurs trouvées se rapprochent donc de l’expérience, l’écart n’étant plus que de 3 à 4%.

Il reste à vérifier que le changement de réseau effectué n’a pas d’influence sur le spectre neutronique local au niveau des barres. Nous avons donc comparé les spectres neutroniques à l’intérieur des tubes de barres de contrôle, pour les réseaux carré et hexagonal de la figure 2.1. Ces spectres, multipliés par la section efficace de capture dans le gadolinium, sont montrés figure 2.3. Ils se superposent presque parfaitement, et le taux de capture total est identique à 3‰ près.

Le léger écart que nous trouvons entre l’expérience et la simulation n’est donc pas dû au changement de réseau. Il faut noter que la valeur des barres est très sensible à l’opacité du milieu, donc en particulier à la proportion de sel dans le coeur et d’uranium dans le sel. Des expériences avec plus ou moins d’uranium dans le sel du MSRE ont montré que la valeur des barres était inversement proportionnelle à la concentration en uranium. Les incertitudes concernant la proportion de sel dans le coeur, la concentration d’uranium dans le sel et l’enrichissement de l’uranium, sont elles aussi de l’ordre de quelques pour cent. La table 2.1 et la figure 3.1 montrent que ces incertitudes influent peu sur la valeur de k_{eff} . Cependant, à moins que la description des barres de contrôle ne soit erronée, les résultats des simulations de la valeur des barres semblent indiquer que le réseau utilisé dans notre simulation est légèrement moins opaque aux neutrons que celui du réacteur réel.

2.1.4 Choix des zones à simuler entièrement

Avant de passer à la partie thermohydraulique, il faut déterminer quelles zones du réacteur doivent être simulées de ce point de vue. Le transport des précurseurs de neutrons retardés doit être simulé précisément, d’une part dans les zones où ces noyaux sont produits, c’est-à-dire là où ont lieu les fissions, et d’autre part dans les zones où ils émettent des neutrons qui entraînent

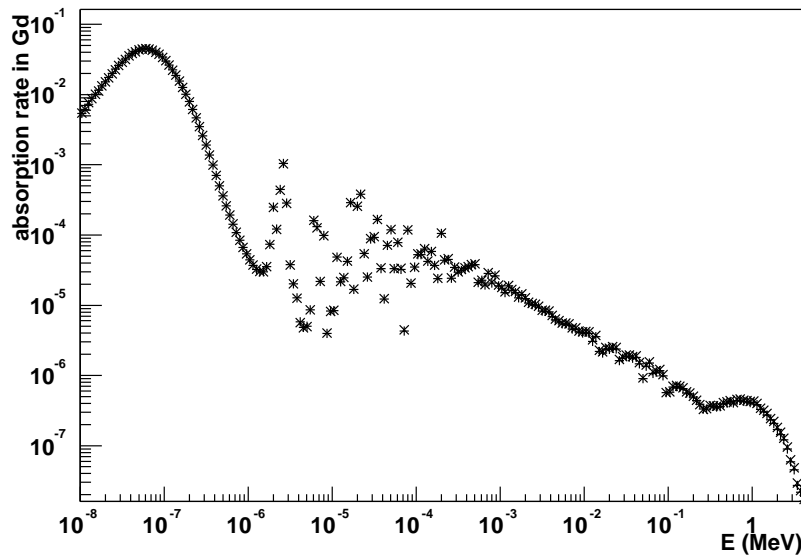


FIG. 2.3 – Taux de capture dans le gadolinium, pour les réseaux carré (symboles 'X') et hexagonal (symboles '+'). Les deux courbes sont presque parfaitement superposées.

de nouvelles fissions, c'est-à-dire là où l'importance neutronique est grande. Tout le reste de la boucle peut être considéré comme l'extérieur du réacteur, et ne sert que pour le retour des précurseurs. Il n'est donc pas nécessaire de connaître la position des précurseurs à chaque instant le long de ce trajet de retour, mais seulement la distribution du temps qu'ils y passent avant de revenir au réacteur.

Reste maintenant à définir la limite entre le réacteur et le circuit de retour. La table 2.3 montre la répartition des fissions en fonction de la zone du réacteur. On peut en déduire que toutes les zones sont importantes du point de vue de la fission à l'exception du distributeur de sel. Nous pourrions donc l'exclure de la simulation si les neutrons émis par les précurseurs dans le distributeur sont peu nombreux, ou ont une importance négligeable.

Comment peut-on mesurer cette importance ? L'idée est de placer une source de neutrons dans la zone que l'on souhaite caractériser, et de calculer les coefficients de multiplication prompts de chaque génération, k_i^P . Ceux-ci convergent vers le coefficient de multiplication effectif prompt. Supposons qu'après n générations, les coefficients soient tous égaux à k_{eff}^P . La puissance induite dans le réacteur est proportionnelle à $k_1^P + k_1^P k_2^P + \dots + k_1^P k_2^P \dots k_n^P / (1 - k_{eff}^P)$. Si la convergence prend peu de générations, c'est-à-dire si n est petit, la quasi-totalité des fissions sont contenues dans le dernier terme de la somme, et la puissance induite dans le réacteur est proportionnelle au produit des premiers coefficients. La figure 2.4 montre qu'au bout de 9 générations, tous les k_i^P sont égaux. Nous pouvons donc définir l'importance de la source par le produit $k_1^P k_2^P \dots k_8^P$. Les valeurs des importances de sources homogènes dans chacune des zones du réacteur sont récapitulées table 2.3. On peut voir en particulier qu'une source placée dans le

distributeur a un faible impact sur le flux dans le réacteur. De plus, le distributeur se trouvant après le circuit de retour où les précurseurs décroissent et avant le passage dans le coeur où ils sont produits, c'est la zone où la source de neutrons est la plus faible.

TAB. 2.3 – Répartition des fissions par zone du réacteur

Zone	Volume (m ³)	Proportion des fissions	Importance
Canaux	0.554	86.6%	0.866
Plenum supérieur	0.382	7.2%	0.278
Plenum inférieur	0.342	2.8%	0.142
Anneau de retour	0.192	3.3%	0.186
Distributeur	0.082	< 0.2%	0.070

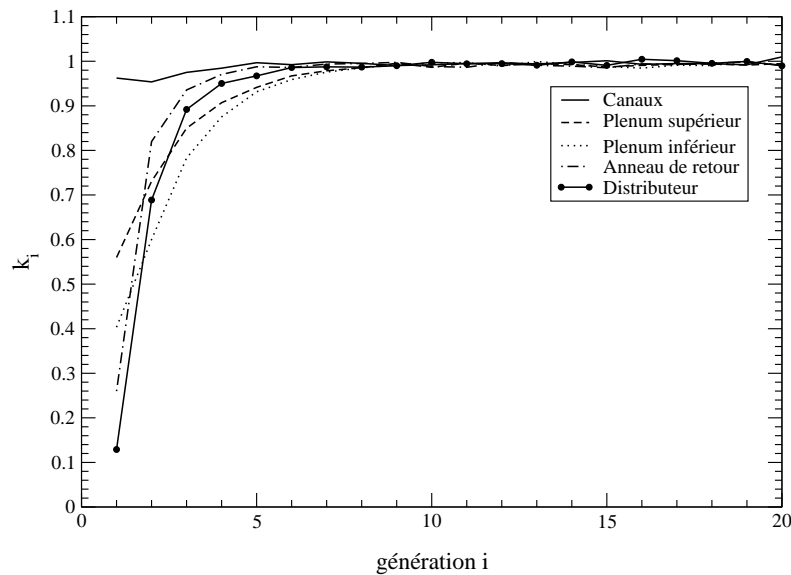


FIG. 2.4 – Coefficients de multiplication génération par génération, en fonction de la position de la source.

Nous pouvons en conclure que la simulation hydraulique du distributeur n'est pas nécessaire à une description neutronique précise du réacteur. Il sera inclus dans le circuit de retour. Les canalisations arrivant au coeur et partant du coeur présentent les mêmes caractéristiques que le distributeur, mais sont encore plus loin du centre du réacteur et de volume plus faible. Il n'est donc pas non plus utile de les simuler.

Nous concentrerons donc nos efforts sur les canaux, les plenums inférieur et supérieur, et l'anneau de retour du sel.

2.2 Le transport des constituants

Le logiciel utilisé pour le transport des constituants est Trio_U version 1.3.1[36], légèrement modifié pour permettre de suivre plusieurs atomes. Il s'agit d'un logiciel de thermohydraulique fondé sur la méthode des éléments finis développé au CEA Grenoble. Dans ce travail, chaque zone du réacteur fait l'objet d'une simulation séparée. Ce sont ces différentes simulations qui sont présentées ci-dessous.

Les groupes de précurseurs utilisés dans nos simulations sont au nombre de six. Leurs caractéristiques sont celles retenues dans [43], issues de [2]. Elles sont récapitulées table 2.4.

TAB. 2.4 – Groupes de précurseurs utilisés, de la plus longue à la plus courte durée de vie

Groupe	fraction β_i (pcm)	constante de décroissance λ_i (s^{-1})
0	21.1	0.0124
1	140.2	0.0305
2	125.4	0.111
3	252.8	0.301
4	74.0	1.14
5	27	3.01

2.2.1 Les canaux

La partie la plus importante du réacteur est bien sûr constituée des canaux, puisque c'est là qu'ont lieu la plupart des fissions et que les neutrons issus de la décroissance des précurseurs ont la plus grande importance. Malheureusement, dans un sixième du réacteur, les canaux sont au nombre de 300 environ, et il est impossible de les simuler tous individuellement. Cependant, on peut considérer que le comportement d'un canal est proche de celui de ses voisins, et qu'il suffit d'en simuler quelques-uns, les autres se déduisant par interpolation. La figure 2.5 montre les canaux que l'on a choisi de simuler. Ils sont au nombre de douze, plus nombreux vers le centre et les barres de contrôle, où les gradients de flux peuvent être forts, que près du bord du réacteur. Considérant que, loin du bord, le flux dépend essentiellement du rayon et non de la position angulaire, les canaux simulés sont placés le long d'un rayon du réacteur. Le choix de l'interpolation découle de la même constatation : plutôt que d'interpoler en coordonnées cartésiennes, nous le ferons en coordonnées cylindriques.

Nous voulons pouvoir calculer une grandeur quelconque dans un canal arbitraire du réacteur comme une combinaison linéaire de la même grandeur calculée sur les douze canaux simulés.

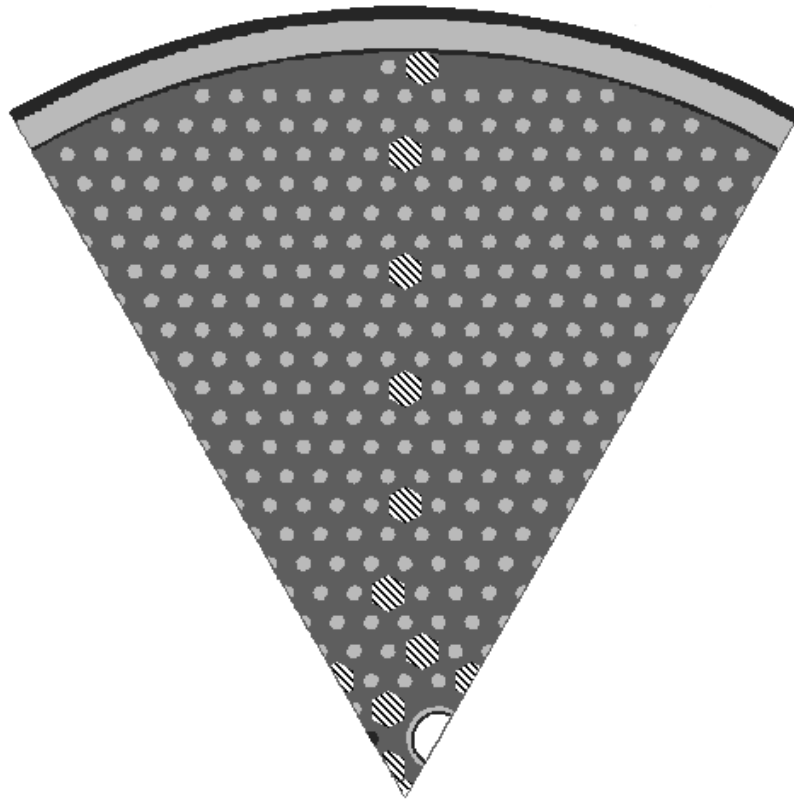


FIG. 2.5 – Le réseau de canaux. En hachuré, les canaux pour lesquels une simulation complète est réalisée.

Pour trouver les coefficients de la combinaison linéaire, les douze canaux simulés, ainsi que toutes leurs images par les symétries du réacteur, sont placés sur un plan en fonction de leurs coordonnées cylindriques (r, θ) . Une triangulation de Delaunay [56] est opérée sur l'ensemble de points ainsi formé. Elle fournit un ensemble de triangles tels que le cercle circonscrit à chaque triangle ne contienne aucun des autres points. Ceci garantit qu'aucun triangle ne soit très allongé. La triangulation obtenue est montrée figure 2.6. Maintenant, chaque canal du réacteur est soit simulé directement, soit compris à l'intérieur d'un triangle. Dans le premier cas, la grandeur recherchée est connue directement. Dans le deuxième, le point correspondant au canal recherché est exprimé comme le barycentre des trois sommets du triangle, dans lequel il se trouve. Les coefficients barycentriques sont précisément les coefficients de la combinaison linéaire que nous recherchions. Cette méthode d'interpolation a été testée sur la distribution spatiale des densités de fission. L'écart entre la valeur réelle et la valeur issue de l'interpolation à partir des 12 canaux choisis n'était nulle part supérieure à 1%, et presque partout bien inférieure. Nous considérerons donc cette interpolation comme légitime.

Intéressons-nous maintenant à la simulation d'un canal en particulier. Au débit maximum

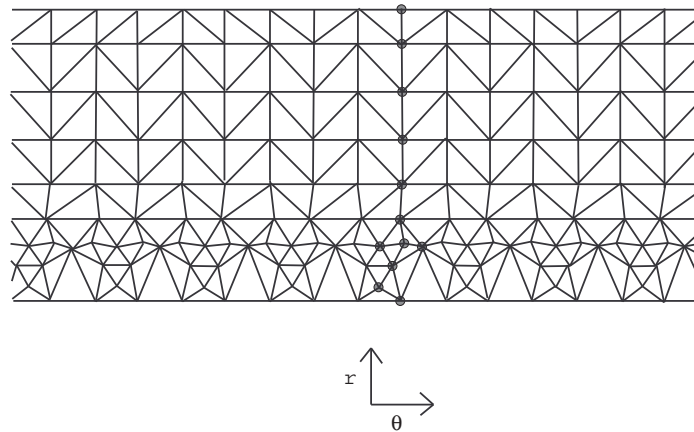


FIG. 2.6 – Triangulation utilisée pour les interpolations entre les canaux simulés. Les douze canaux de départ sont entourés d'un cercle, les autres points sont leurs images par les symétries du réacteur.

et dans le canal le plus rapide, le nombre de Reynolds vaut environ 900, l'écoulement est donc laminaire. Nous négligerons donc tous les termes de turbulence. Comme les canaux sont petits devant la taille du réacteur, les variations de flux neutronique sont négligeables dans le sens transverse à l'écoulement. De ce fait, lorsqu'on considère un canal particulier, le problème possède une symétrie cylindrique. Notons que ce ne serait pas le cas dans un réacteur de type MSBR, où les canaux ont un diamètre dix fois plus grand. La simulation hydraulique sera donc choisie de type bidimensionnelle axisymétrique, ce qui permet de limiter grandement le temps de calcul nécessaire.

La vitesse d'entrée du sel au bas du canal est imposée. Elle est déduite de mesures effectuées par l'ORNL sur une maquette à taille réelle du MSRE, avant la construction de celui-ci. Ces mesures indiquaient que la vitesse dans les canaux décroissait linéairement avec la distance du canal au centre du réacteur, le rapport de vitesse entre les canaux périphériques et les canaux centraux étant proche de 0.8. Combinée à la connaissance du débit de sel dans le circuit, cette donnée permet de calculer le débit dans chaque canal. La vitesse est supposée uniforme sur la face d'entrée du canal.

Reste à définir le maillage utilisé pour la simulation. Sa finesse est imposée par un phénomène d'accumulation de précurseurs au bord du canal. La création de précurseurs est proportionnelle au taux de fission dans le sel, donc homogène sur toute la section du canal. Cependant, la vitesse du sel au bord étant nulle, les précurseurs créés près du bord du canal sont emportés beaucoup moins rapidement par le sel que ceux créés près du centre du canal. Il y a donc accumulation au cours du temps de précurseurs sur les bords du canal. Deux phénomènes limitent cette accumulation. Tout d'abord la durée de vie des précurseurs limite le temps d'accumulation. Il est clair que les précurseurs dont la durée de vie est la plus longue seront les plus sujets à ce phénomène

d'accumulation. D'autre part la diffusivité des précurseurs dans le sel, non nulle, leur permet de se rapprocher du centre du canal et d'être emportés par le flux de sel. Il est difficile de connaître la valeur de cette diffusivité. Cependant, des études concernant les actinides et les lanthanides dans le fluorure de lithium et de béryllium [6] permettent de définir un intervalle probable de 10^{-9} à $10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. La finesse du maillage au bord sera donc déterminée par le temps de vie le plus long des précurseurs et la valeur de diffusivité la plus petite, qui donneront la concentration la plus piquée près du bord. La figure 2.7 montre les distributions de précurseurs à l'équilibre pour les valeurs extrêmes de temps de vie et de diffusivité.

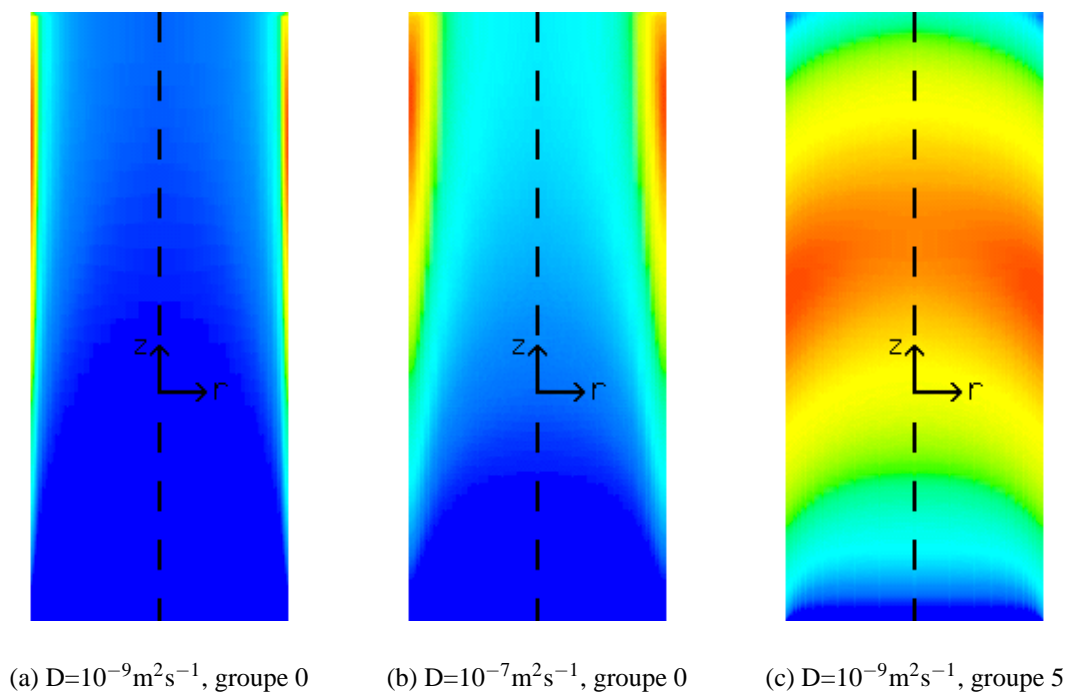


FIG. 2.7 – Distributions spatiale de la concentration de précurseurs dans le canal central, pour différentes diffusivités et différents groupes de précurseurs. Le groupe 0 est le plus lent à se désintégrer, le groupe 5 le plus rapide. Pour plus de lisibilité, la dimension verticale a été compressée d'un facteur 50. Le bleu symbolise la concentration minimum, et le rouge la concentration maximum.

Le maillage choisi permet de décrire même la plus fine des couches de précurseurs qui peuvent s'accumuler. Il comporte 13 mailles radialement, chacune 25% plus fine que la précédente, de façon à obtenir des mailles très fines au bord du canal. Le nombre de mailles verticales est de 322. De cette façon, les mailles centrales sont environ cinq fois plus hautes que larges. Il est intéressant de noter que dans le cas d'un réacteur de type MSBR, la présence de turbulence empêche cette accumulation de précurseurs en surface.

2.2.2 Les plenums supérieur et inférieur

Les plenums supérieur et inférieur sont simulés de façon simplifiée. La description des conditions aux limites avec le réseau de canaux implique une simulation tridimensionnelle. Comme celle-ci devient rapidement prohibitive, un maillage structuré a été choisi, et seulement un sixième du réacteur est simulé. De plus, les plenums sont supposés ne contenir que du sel. Nous ne tenons donc pas compte de la présence des barres de contrôle dans le plenum supérieur ni de la présence de la grille de support du graphite dans le plenum inférieur. Nous verrons plus loin les inconvénients de ces approximations. Le nombre de Reynolds atteignant 10000 à l'entrée du plenum inférieur et 20000 à la sortie du plenum supérieur, la turbulence est traitée dans Trio_U à l'aide d'un modèle " $k - \varepsilon$ ". Ce modèle ajoute deux variables, donc deux équations, à l'écoulement. Ce sont l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε . Les équations régissant l'évolution de ces variables sont dérivées des équations de Navier-Stokes, en séparant les vitesses moyennées à une certaine échelle des fluctuations autour de cette moyenne.

La finesse du maillage est établie comme un compromis entre le temps de calcul et la finesse exigée par les conditions aux limites avec les canaux, soit en entrée, soit en sortie. Une maille est considérée comme faisant face à un canal - nous dirons faisant partie du bord d'entrée ou de sortie - si son centre est inclus dans le cylindre décrivant le canal. Trois conditions ont été retenues : tous les canaux doivent être représentés dans la définition du bord, ne serait-ce que par une maille, la surface totale du bord doit être aussi proche que possible de la surface totale des canaux, et la répartition à grande échelle des mailles faisant partie du bord doit être aussi uniforme que possible. Le maillage retenu comporte 63 mailles dans chaque direction horizontale et 29 mailles dans la direction verticale. De cette façon les mailles sont approximativement cubiques. La figure 2.8 montre comment ce maillage décrit le réseau de canaux dans le plenum inférieur. La figure serait identique pour le plenum supérieur, les canaux correspondant alors à l'entrée de sel, la sortie se faisant par le haut du plenum (figure 1.4). On constate que chaque canal est représenté par une ou deux mailles seulement, et cependant la surface totale du bord est exacte à un pour mille près.

Enfin, les deux plans qui limitent le sixième de réacteur simulé possèdent une condition de symétrie au bord. Cependant, cette condition de symétrie n'est pas traitée de façon satisfaisante puisque, ces plans n'étant pas parallèles au maillage, les bords sont crénelés, ce qui perturbe le calcul de l'écoulement du sel parallèlement au bord. La vitesse radiale du sel sera donc toujours sous-estimée dans les plenums près des plans de symétrie et surestimée vers le centre du secteur simulé. Associée à l'absence de simulation de la grille de support qui canalise le flux verticalement, cette imprécision rend la simulation hydraulique des plenums approximative. Cependant, une simulation tridimensionnelle non structurée utiliserait un temps de calcul beaucoup trop grand compte tenu de l'importance des plenums, qui sont somme toute des parties annexes du réacteur.

2.2.3 L'anneau de retour

L'anneau de retour par lequel le sel descend le long de la cuve réacteur est lui aussi simulé sur le plan hydraulique de façon très simplifiée. Dans le MSRE, le sel présente un mouvement

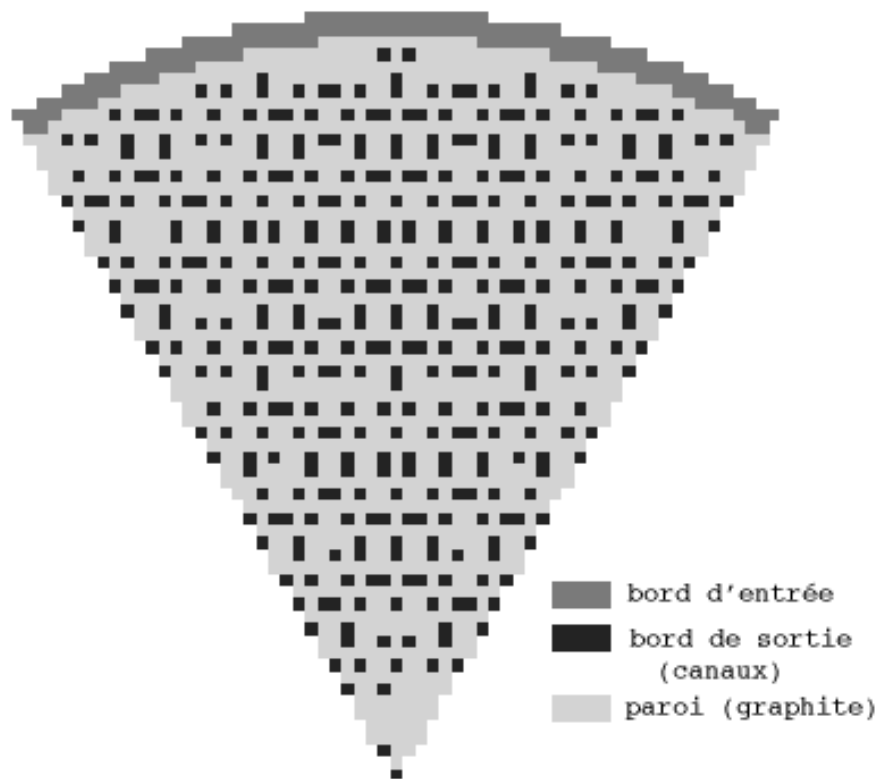


FIG. 2.8 – Coupe horizontale du maillage du plenum inférieur. Le sel entre en descendant de l’anneau de retour (gris foncé) et sort en montant dans les canaux (noirs).

de rotation autour de la cuve, qui lui est imprimé par le distributeur, et dont le but est de faire passer le nombre de Reynolds de 10000 à 25800 pour augmenter les échanges de chaleur. Ici, nous ne nous intéressons qu’au parcours des précurseurs, et notamment à leur position verticale qui conditionne leur proximité au centre du réacteur. Nous n’avons donc pas besoin de simuler ce mouvement de rotation.

Dans ce cas, l’écoulement présente une symétrie cylindrique, et la simulation de l’anneau de retour est bidimensionnelle axisymétrique. Du fait de la turbulence, ici aussi traitée avec le modèle $k - \epsilon$, le phénomène d’accumulation des précurseurs à la paroi n’a pas lieu comme dans les canaux. Le maillage choisi est donc régulier. Il comporte 15 mailles radialement et 200 mailles verticalement. Les mailles sont donc, comme dans les canaux, environ 5 fois plus longues que larges.

2.2.4 Le circuit de retour

Entre la sortie du plenum supérieur et l'entrée dans l'anneau de retour, l'écoulement du sel n'est pas simulé, puisque cette partie du circuit primaire n'est pas soumise aux flux neutronique de façon significative. Tout ce circuit de retour est essentiellement caractérisé par son volume, qui conditionne le temps durant lequel le sel y séjourne avant de retourner au réacteur. De plus, ce temps de séjour présente une dispersion qu'il faut aussi évaluer, et qui provient de l'étalement spatial en sortie de précurseurs qui y sont entrés au même instant.

Le circuit de retour est représenté schématiquement par une canalisation unique de rayon 2.5 pouces. La pompe et l'échangeur ne sont pas pris en compte. Le temps de résidence de 6 secondes au débit nominal de $0.076 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ impose une longueur fictive de 36 mètres. L'étalement spatial en sortie a été calculé par des simulations préliminaires du tuyau, incluant la turbulence, et est évalué à 1.5 mètres, de façon quasiment indépendante du débit. Connaissant ces valeurs, il est facile de calculer la concentration en sortie à un temps donné connaissant l'historique des débits et des concentrations en entrée aux temps antérieurs.

Bien sûr cette représentation schématique ne rend pas compte de la dispersion des précurseurs qui a certainement lieu au niveau de la pompe et peut-être aussi au niveau de l'échangeur, mais celle-ci est difficile à évaluer.

2.2.5 Couplage entre les différentes zones

Le couplage entre les différentes zones comprend la définition des conditions aux limites à l'entrée d'une zone, une fois la simulation effectuée pour le même pas de temps sur la zone précédente. Nous verrons que le pas de temps maximum entre deux simulations est proche de 0.1 seconde.

De façon générale, les vitesses en entrée (exceptionnellement en sortie pour le plenum inférieur puisque c'est en sortie que sont les canaux) sont calculées à partir du débit global, qui est imposé à chaque instant. Ainsi, au débit nominal, la vitesse en entrée de l'anneau de retour est de $0.66 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, et de 0.21 à $0.26 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à l'entrée des canaux selon qu'ils sont périphériques ou centraux. Les vitesses en entrée du plenum supérieur et en sortie du plenum inférieur sont prises égales à celles des canaux correspondant à chaque face du bord. Cependant, comme il est impossible dans Trio_U de définir la vitesse d'entrée face par face, celle-ci est approximée par une fonction polynômiale de la distance au centre. Un faible facteur correctif est appliqué de façon à conserver un débit global rigoureusement exact.

Le plus important maintenant est de définir les concentrations en entrée. La concentration en sortie de la zone précédente est calculée en divisant le flux de précurseurs par le flux de sel, tous deux étant donnés par Trio_U. Une valeur globale est suffisante pour l'interface entre le plenum supérieur et le circuit de retour, de même qu'entre l'anneau de retour et le plenum inférieur. Dans ces deux cas la concentration d'entrée est supposée uniforme, puisque les surfaces des interfaces sont faibles. Ce n'est pas le cas pour les interfaces des plenums avec les canaux, qui sont inhomogènes entre le centre et la périphérie du réacteur. Dans ces deux cas, la concentration est calculée en chaque canal, puis approximée par une fonction polynomiale de la distance au centre. De même que pour les vitesses, un facteur correctif est appliqué pour que, une fois la

concentration multipliée par les vitesses précédemment calculées, le flux total de précurseurs reste rigoureusement exact.

Enfin, la prise en compte de la turbulence requiert une estimation des valeurs de k et ε en entrée des zones concernées. Celles-ci sont évaluées de façon classique par les formules :

$$u' = 0.05 u$$

$$k = \frac{3}{2} u'^2$$

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{d}$$

où u et d sont respectivement la vitesse et le diamètre hydraulique équivalent à la sortie de la zone précédente.

A la fin de chaque simulation, tous les champs sont sauvegardés pour être utilisés comme conditions initiales de la simulation correspondant au pas de temps suivant pour la même zone.

2.3 Couplage neutronique - transport

Le couplage entre la neutronique et le transport est effectué de la façon la plus simple qui soit : ces simulations sont effectuées l'une après l'autre pour un même pas de temps. Connaissant l'état du réacteur à l'instant t , la source de neutrons correspondant aux précurseurs présents est utilisée pour connaître le taux de fissions en tous points du réacteur entre t et $t + dt$. A partir de celui-ci, la source de précurseurs est calculée et utilisée pour la simulation hydraulique sur le même pas de temps. Il ne faut pas confondre ce pas de temps avec celui qui est utilisé en interne à la simulation hydraulique, et qui peut être beaucoup plus court. Puis le cycle recommence pour le pas de temps suivant.

Le choix du pas de temps est crucial : trop court, le temps de calcul augmente considérablement ; trop long, les aspects neutronique et hydraulique ne peuvent plus être considérés comme indépendants sur cet intervalle.

2.3.1 Source de précurseurs

Si l'on note C_i la concentration de précurseur i , λ_i sa constante de décroissance, β_i sa fraction de création, F le taux de fission et ν le nombre moyen de neutrons par fission, alors on a :

$$\frac{d}{dt} C_i = -\lambda_i C_i + \beta_i \nu F$$

C_i et F sont des champs dépendant de l'espace. λ_i et β_i sont les constantes récapitulées table 2.4. La source de précurseurs donnée à Trio_U peut donc être calculée à partir de la concentration au début du pas de temps et du champ de fissions.

Cependant, même avec un champ de fissions supposé indépendant du temps, le calcul peut devenir numériquement instable si le pas de temps est trop long et que $\lambda_i C_i dt$ devient du même ordre de grandeur que C_i . La plus grande valeur de λ_i étant 3.01 s^{-1} , le pas de temps doit être inférieur à 0.33 seconde. Il s'avère que la simulation présente une bonne stabilité avec un pas de temps de 0.1 seconde. Comme tous les phénomènes qui ont lieu dans le réacteur, à l'exception de situations accidentelles très violentes, ont un temps caractéristique supérieur, cette valeur de 0.1 seconde est conservée comme pas de temps constant.

Il reste à connaître le champ de fissions. MCNP n'est pas prévu pour délivrer des champs dépendant de l'espace, mais plutôt des valeurs intégrales sur toute une zone du réacteur, le nombre de zones ne pouvant pas être augmenté à l'infini. Une procédure a donc été spécialement développée et intégrée à MCNP pour écrire la valeur du champ de fissions en chaque maille d'un maillage tridimensionnel structuré régulier. Connaissant le champ de fissions sur ce maillage, il faut ensuite le convertir pour l'adapter au maillage de chaque zone de la simulation hydraulique, dont plusieurs sont bidimensionnels axisymétriques, avant de pouvoir calculer la source de précurseurs donnée à Trio_U. En particulier, le champ de fissions dans un canal est supposé dépendre uniquement de la coordonnée verticale z , et il est approximé par une fonction polynômiale de z . Des précautions sont prises lors de ces conversions de maillage pour conserver rigoureusement le nombre total de fissions, au prix quelquefois de disparités systématiques entre une maille et ses voisines, notamment dans les plenums.

2.3.2 Source de neutrons

La source de neutrons se déduit de façon immédiate des champs de concentration des précurseurs. Si on la note S , alors on a la relation :

$$S = \sum_i \lambda_i C_i \quad (2.1)$$

Ceci nous donne la localisation des neutrons émis. Leur direction d'émission étant supposée isotrope, il reste à définir leur énergie. Le spectre d'émission utilisé est celui de l'uranium 235 en spectre thermique tel que décrit dans [65]. Il est repris table 2.5.

Cependant, MCNP utilise pour générer les neutrons sources (avec la carte *KSRC*) un spectre décrit par 32 intervalles d'énergie équiprobables. Pour calculer ces intervalles, nous avons approximé le spectre précédent par une fonction analytique, puis déduit de cette fonction les intervalles équiprobables. L'approximation du spectre cumulé (intégré depuis $E = 0$) utilisée est la suivante :

$$\int_0^E P(E) dE = -2.8 * E * e^{-E/0.28} + 1 - e^{-E/0.28}$$

l'énergie étant exprimée en MeV. Les intervalles équiprobables qui s'en déduisent sont résumés table 2.6.

TAB. 2.5 – Spectre d'émission des neutrons retardés tel qu'il est disponible dans les bases de données.

Energie minimum (eV)	Energie maximum (eV)	Proportion de neutrons
3.10^6	$1.7.10^7$	0.002
$1.4.10^6$	3.10^6	0.032
9.10^5	$1.4.10^6$	0.103
4.10^5	9.10^5	0.307
10^5	4.10^5	0.389
$1.7.10^4$	10^5	0.093
3.10^3	$1.7.10^4$	0.013
550	3.10^3	0.001
100	550	0

TAB. 2.6 – Bornes supérieures des intervalles d'énergie équiprobables utilisés par MCNP

Energie (MeV)	Energie (MeV)	Energie (MeV)	Energie (MeV)
0.0352339	0.0646701	0.0913105	0.116348
0.14041	0.163887	0.187046	0.210087
0.233175	0.256448	0.280036	0.30406
0.328644	0.353915	0.380012	0.407086
0.435312	0.464891	0.496062	0.529117
0.564416	0.602417	0.643717	0.689118
0.739736	0.797194	0.863996	0.944312
1.04591	1.18611	1.419650	3.5

2.3.3 De la source de neutrons aux fissions

Pour pouvoir transporter les précurseurs de neutrons retardés, nous les soustrayons artificiellement de la réaction en chaîne. Du point de vue de la simulation neutronique par MCNP, le réacteur ne produit pas de neutrons retardés, il est donc sous-critique. Les précurseurs de neutrons retardés sont produits et transportés comme décrit précédemment, et nous donnent accès à la source de neutrons retardés. Le réacteur, sous-critique prompt, est donc considéré comme un milieu multiplicateur pour cette source retardée. En première approximation, nous pouvons supposer que la multiplication prompt est instantanée comparée aux temps qui nous intéressent. Nous verrons par la suite comment il est possible de ne pas faire cette hypothèse.

Théoriquement, il est très facile de déduire le nombre et la distribution des fissions engendrées par les neutrons sources. Il suffit de transporter ces neutrons en suivant l'ensemble de la réaction en chaîne prompt, MCNP permettant de déterminer les lieux des fissions. Il y a ce-

pendant un obstacle à cette approche. Le calcul étant stochastique, il faut conserver une erreur statistique faible. Or, la variance de la longueur des chaînes de réactions pour un neutron source, et donc la variance du nombre de fissions, tend vers l'infini quand le coefficient de multiplication effectif prompt k_{eff}^p tend vers 1 [63]. Dans le cas qui nous intéresse, $1 - k_{eff}^p$ vaut quelques centaines de pcm, et la puissance du réacteur est dominée par quelques rares chaînes très longues. Dans ces conditions, sachant qu'une de ces très longues chaînes peut coûter de plusieurs minutes à plusieurs dizaines de minutes de calcul, l'approche directe est prohibitive.

C'est pourquoi nous allons utiliser une propriété que nous avons déjà remarquée en 2.1.4 : en considérant séparément les générations de neutrons, les coefficients de multiplication prompts successifs k_i^p convergent rapidement vers le coefficient de multiplication effectif prompt k_{eff}^p du réacteur. Nous avons vu que pour des positionnements extrêmes de la source, seulement huit générations se distinguaient nettement des suivantes. Dans les cas qui se présentent dans le réacteur, nous avons vérifié qu'au plus cinq générations étaient singularisées. Le nombre total de fissions engendrées par un neutron source est donc :

$$N_f = \frac{1}{\nu} \left(k_1^p + k_1^p k_2^p + \dots + k_1^p \dots k_5^p + k_1^p \dots k_5^p \frac{k_{eff}^p}{1 - k_{eff}^p} \right)$$

Comme la simulation se fait génération par génération, la détermination des k_i^p ne souffre pas d'une variance excessive. De plus, MCNP est spécialement optimisé pour obtenir la meilleure valeur possible de k_{eff}^p . Enfin, la valeur de k_{eff}^p étant par définition indépendante de la source, tant que le réacteur ne change pas, elle reste constante et cette simulation peut être effectuée une fois pour toutes. Outre k_{eff}^p , nous conserverons la distribution de fissions pour les générations supérieures à cinq, F_{eff} . A chaque pas de temps, nous aurons donc simplement à simuler cinq générations. Pour chacune d'elles, nous conserverons la valeur de k_i^p et la distribution des fissions F_i , dont l'intégrale volumique vaut k_i^p/ν . Le champ de taux de fissions F vaudra donc :

$$F = N_s \left(F_1 + k_1^p F_2 + \dots + k_1^p \dots k_4^p F_5 + \frac{k_1^p \dots k_5^p}{1 - k_{eff}^p} F_{eff} \right) \quad (2.2)$$

où N_s est le nombre de neutrons source par seconde. Vérifions maintenant si l'hypothèse selon laquelle la multiplication prompt est rapide devant un pas de temps est justifiée. La durée de génération l entre une fission et la précédente dans la chaîne vaut 0.27 milliseconde. Selon la cinétique point [17], la population neutronique décroît avec un temps caractéristique de $\frac{l}{1 - k_{eff}^p}$ après la source. Nous verrons dans la partie II que cette estimation n'est pas toujours exacte, mais qu'à proximité de la criticité, elle constitue une très bonne approximation. La sous-criticité étant du même ordre de grandeur que la fraction de neutrons retardés, soit quelques centaines de pcm, le temps de décroissance est de plusieurs dizaines de millisecondes (60 millisecondes au régime nominal). Il n'est donc pas négligeable devant le pas de temps, qui vaut 0.1 seconde, et peut lui devenir supérieur en cas d'insertion de réactivité. Il faut donc oublier cette hypothèse.

Les cinq premières générations, quant à elles, sont immédiates à l'échelle du pas de temps. Nous pouvons donc séparer les premiers termes de 2.2 qui resteront instantanés, du dernier qui

doit être reformulé. Pour cela, nous introduisons une nouvelle variable $N(t)$, le nombre de neutrons présents dans le réacteur dont la génération est supérieure à cinq. La durée de vie de ces neutrons est l , et chacun d'eux en disparaissant induit k_{eff}^p/v fissions selon le champ F_{eff} . Le dernier terme de 2.2 peut donc se réécrire $\frac{N(t)}{l}F_{eff}$. Chacune de ces fissions recrée v neutrons de génération supérieure à cinq. D'autre part, le réservoir de ces neutrons de génération supérieure à cinq est alimenté par les fissions de la cinquième génération, dont le taux est $k_1^p \dots k_5^p N_s(t)$. Nous avons donc le système d'équations :

$$F(t) = N_s(t) (F_1 + k_1^p F_2 + \dots + k_1^p \dots k_4^p F_5) + \frac{N(t)}{l} F_{eff} \quad (2.3)$$

$$\frac{d}{dt} N(t) = k_1^p \dots k_5^p N_s(t) - \frac{1 - k_{eff}^p}{l} N(t) \quad (2.4)$$

On peut vérifier que dans la limite $l \rightarrow 0$, $N(t)$ est immédiatement à sa valeur d'équilibre et ce système se réduit à l'équation 2.2. La simulation neutronique au cours d'un pas de temps comprend donc les étapes suivantes :

- Calcul des k_i^p et F_i par MCNP pour les cinq premières générations.
- Evolution de $N(t)$ au cours du pas de temps selon 2.4
- Calcul du champ de fissions total selon 2.3 en utilisant pour $N(t)$ la valeur moyenne sur le pas de temps.

Dans la pratique, il s'avère que le premier terme de 2.3 est négligeable devant le second, mais nous le conservons car aucun gain de temps significatif ne peut être obtenu de cette simplification.

2.4 Fraction de neutrons retardés

Lors de l'expérience MSRE, la perte de neutrons retardés a été mesurée lors de la mise en circulation du sel, à puissance faible. Les barres de contrôle étant pilotées pour maintenir un flux neutronique constant dans le coeur, la pompe a été mise en marche et le changement de réactivité induit par la circulation du sel a été déduit du changement de position des barres de contrôle.

La perte mesurée est de 212 pcm. Notre but est de reproduire ce chiffre et d'analyser sa sensibilité à divers paramètres mal connus.

2.4.1 Méthode de calcul

La méthode de couplage présentée en 2.3 ne permet pas un accès direct à la valeur de la proportion de neutrons retardés effective β_{eff} . Cependant, nous pouvons mettre à profit le fait que le réacteur est en régime stationnaire. Dans notre modèle, le maintien d'un flux constant par les barres se traduit par une valeur constante de $N(t)$. Il y a deux façons possibles d'obtenir ce régime stationnaire. Soit, et c'est le rôle des barres dans l'expérience, nous devons ajuster k_{eff}^p de façon à rapprocher $N(t)$ d'une valeur fixée. Cependant le point d'équilibre est instable, et k_{eff}^p doit être réajusté en permanence. Soit nous fixons arbitrairement l'intensité de la source de neutrons retardés, et attendons que le réacteur atteigne un équilibre. Dans ce cas nous avons un réacteur

sous-critique piloté par une source constante et l'équilibre est stable. C'est cette méthode que nous utiliserons pour la détermination de β_{eff} , parce qu'elle présente de plus faibles variations statistiques que la précédente.

En fixant la source de neutrons retardés à une valeur constante, S_0 , le réacteur est dans un état stable, mais nous ne disposons pas encore de la valeur de β_{eff} . Comme nous ne modifions pas k_{eff}^p , il n'est pas garanti que $k_{eff}^p + \beta_{eff} = 1$. Par conséquent l'intégrale de la source de neutrons S , telle que définie en 2.1, ne vaut pas S_0 .

La chaîne prompte issue d'un neutron retardé donne lieu à un nombre N_f de fissions. Si les neutrons retardés étaient semblables, en distribution spatiale et énergétique, aux neutrons prompts de grandes générations, ce nombre ne serait pas N_f mais $N'_f = k_{eff}^p / \nu (1 - k_{eff}^p)$. La définition de la fraction effective de neutrons retardés est $\beta_{eff} = \beta N_f / N'_f$. Elle tient compte de la différence d'importance entre les neutrons retardés et les neutrons prompts. Les N_f fissions engendrées par un neutron retardé créent à leur tour $\nu \beta N_f$ nouveaux neutrons retardés. On obtient donc :

$$\iiint_V S dV = S_0 \nu \beta N_f = S_0 \nu \beta_{eff} N'_f = \frac{S_0 \beta_{eff} k_{eff}^p}{1 - k_{eff}^p}$$

Par conséquent la valeur de β_{eff} peut être calculée comme

$$\beta_{eff} = \frac{1 - k_{eff}^p}{k_{eff}^p} \frac{\iiint_V S dV}{S_0}$$

Cette expression a l'avantage de ne présenter que des termes constants (k_{eff}^p , S_0) et le terme $\iiint_V S dV$ qui est peu sensible aux variations statistiques des k_i^p d'un pas de temps à l'autre puisque moyenné sur le temps caractéristique de décroissance des précurseurs, soit en moyenne plusieurs dizaines de pas de temps. Sa validité a été confirmée en comparant la valeur de β_{eff} obtenue par cette formule avec la valeur de $1 - k_{eff}^p$ lorsque k_{eff}^p est ajusté en permanence pour conserver $N(t)$ à un niveau constant.

2.4.2 Résultat et dépendance aux paramètres

La simulation du réacteur comporte donc à chaque pas de temps de 0.1 seconde cinq simulations MCNP (une par génération), douze simulations Trio_U pour les canaux, deux pour les plenums et une pour l'anneau de descente du sel. Il n'est pas nécessaire de refaire la simulation MCNP pour les grandes générations, puisque celle-ci est indépendante de la source et que le réacteur ne change pas d'un pas de temps à l'autre. L'ensemble de ces simulations, associé à toutes les relectures de fichiers résultats et écritures de fichiers d'entrée, utilise un temps de calcul d'une demi-heure environ sur un ordinateur rapide. La simulation du réacteur progresse donc de 5 secondes pour un jour de calcul. La convergence de β_{eff} demande plusieurs fois le plus long temps de vie des précurseurs, qui est de 56 secondes. Il faut donc compter deux mois pour obtenir une valeur précise de β_{eff} . C'est pourquoi nous n'avons pu faire varier tous les paramètres pour

une étude exhaustive. Il en va de même des calculs de transitoire, qui durent 60 secondes réacteur donc deux semaines de simulation. Ces calculs sont actuellement très longs mais devraient devenir rapidement accessibles si l'évolution des ordinateurs se poursuit au rythme actuel.

Les deux paramètres les moins bien connus sont la taille des plenums inférieur et supérieur et la diffusivité des précurseurs dans le sel. Dans la configuration de référence, les plenums sont supposés mesurer 13.3 pouces de haut, et la diffusivité des précurseurs est fixée à $10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Dans ces conditions, la simulation du réacteur à l'arrêt donne

$$\beta_{eff}^{\text{stop}} = 672 \text{ pcm}$$

La valeur utilisée par l'ORNL est de 666.1 pcm, ce qui est parfaitement compatible avec notre calcul. Au débit nominal de $0.076 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, on obtient

$$\beta_{eff}^{\text{circ}} = 436 \text{ pcm}$$

Soit une diminution de la proportion de neutrons retardés

$$\Delta\beta_{eff} = 236 \pm 1 \text{ pcm}$$

La diminution mesurée par l'ORNL est de 212 pcm. Notre résultat lui est donc légèrement supérieur. A titre de comparaison, les résultats donnés par le benchmark [60] sont récapitulés table 2.7. Ils vont de 212.2 à 278 pcm. La valeur que nous trouvons est parmi les plus proches de la valeur mesurée. D'autre part, le fait que toutes les évaluations sans exception donnent un résultat supérieur à la valeur expérimentale, malgré la diversité des modèles et des codes utilisés, tend à prouver que le jeu de groupes de précurseurs utilisé (table 2.4) représente mal les émissions de neutrons retardés dans le MSRE. Même pour une valeur de β_{eff} donnée, la répartition dans les différents groupes a une grande influence sur $\Delta\beta_{eff}$. En effet, les plus grands temps de décroissance correspondent à plusieurs tours de circuit primaire. La perte sur ces groupes est donc de l'ordre de la proportion de sel hors du flux, soit plus de 40%. Les plus petits temps de décroissance, en revanche, correspondent à une avancée du sel dans les canaux de seulement 5 centimètres. La mise en circulation n'a donc quasiment aucun effet sur eux. La valeur de $\Delta\beta_{eff}$ est donc très sensible aux poids des différents groupes de précurseurs. Cependant le calcul n'a pas été effectué pour d'autres données que celles de l'ORNL.

Nous avons vu sur la figure 2.7 que le transport des neutrons de grands temps de décroissance est fortement influencé par la diffusivité des précurseurs dans le sel. Pour évaluer l'effet de la diffusivité sur la perte de neutrons retardés, nous avons reconduit la simulation en supposant que tous les précurseurs avaient une diffusivité de $10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. La valeur de $\Delta\beta_{eff}$ n'a augmenté que de 4 pcm. En effet, même si la répartition des précurseurs de longue durée de vie a fortement changé, ceux-ci sont relativement peu nombreux (21 pcm sur 640 pour le groupe 0) et la sensibilité globale de $\Delta\beta_{eff}$ à la diffusivité est faible. Les répartitions spatiales des précurseurs sont représentées figure 2.9. La connaissance précise de la diffusivité des précurseurs n'est donc pas nécessaire pour déterminer la cinétique retardée des réacteurs à sels fondus. Il faut noter cependant que son importance augmente avec la vitesse de circulation du sel. De plus, l'uranium 233

TAB. 2.7 – Résultats du benchmark concernant la fraction de neutrons retardés

Equipe	$\Delta\beta_{eff}(\text{pcm})$
expérience ORNL	212±4
LPSC	236±1
BUTE	244
EDF	228.8
ENEA	259.2
FZK(Simmer)	262.2
FZK(SimADS)	212.2
FZR	253.2
PoliTO	278

ayant proportionnellement plus de précurseurs à longue durée de vie que l'uranium 235, un sel à l'uranium 233 sera plus sensible à la diffusivité qu'un sel à l'uranium 235.

Avant l'inclusion des plenums dans ses calcul l'ORNL prévoyait une baisse de la proportion de neutrons retardés de 305 pcm. Face aux résultats expérimentaux, les plenums ont été inclus dans le calcul et l'ORNL a obtenu a posteriori une perte de 222 pcm. Il est donc intéressant d'évaluer la sensibilité de $\Delta\beta_{eff}$ à la hauteur des plenums qui n'est connue qu'approximativement. En ramenant la hauteur des plenums de 13.3 pouces à 12.5 pouces, β_{eff}^{stop} diminue de 12 pcm tandis que β_{eff}^{circ} ne diminue que de 8 pcm. De ce fait, la perte $\Delta\beta_{eff}$ diminue de 4 pcm. Contrairement aux cas extrêmes envisagés par l'ORNL, des plenums moins haut engendrent moins de pertes de neutrons retardés. Ce phénomène peut s'expliquer en considérant que la faible variation de hauteur envisagée n'affecte que des parties loin du coeur, où l'importance de la source est très faible. Que le neutron soit émis tout en haut du plenum supérieur ou beaucoup plus loin n'a pas une grande influence. En revanche, la diminution du volume des plenums entraîne un retour plus rapide des précurseurs vers le coeur, donc une plus grande probabilité qu'ils n'aient pas décro. En d'autres termes, supprimer les extrémités des plenums revient à supprimer des régions de faible importance, donc diminue $\Delta\beta_{eff}$. En revanche, supprimer la totalité des plenums revient à supprimer des régions de forte importance où circulent des précurseurs (notamment le plenum supérieur), donc augmente $\Delta\beta_{eff}$. Cependant, dans la limite des incertitudes que nous avons sur la géométrie du MSRE, la taille des plenums n'influe qu'à la hauteur de 4 pcm sur $\Delta\beta_{eff}$, ce qui est négligeable.

En conclusion, l'étude de la diminution de la proportion de neutrons retardés apporte plusieurs indications. En accord avec la majorité des participants au benchmark, $\Delta\beta_{eff}$ est surestimé d'une vingtaine de pcm. Les principales incertitudes, provenant de la diffusivité des précurseurs dans le sel et de la hauteur des plenums, ont été chiffrées à 4 pcm chacune et ne permettent pas d'expliquer cette surestimation. Il en résulte qu'il est probable que les groupes de neutrons retardés utilisés, qui sont ceux fournis par l'ORNL, soient inexacts. Ces données ont été utilisées dans le but d'obtenir des résultats compatibles avec ceux de l'ORNL et du benchmark, il serait

cependant intéressant d'étudier les résultats obtenus avec des bases de données plus récentes.

2.5 Transitoire de démarrage de pompe

La mesure de $\Delta\beta_{eff}$ renseigne de façon globale sur la description du transport des précurseurs. Cependant, l'étude d'un transitoire est beaucoup plus contraignante et permet de séparer des effets à plusieurs échelles de temps. Parmi les expériences menées à l'ORNL, la plus adaptée au suivi des précurseurs de neutrons retardés est le transitoire de démarrage de pompe.

Au début de l'expérience, le réacteur est stabilisé, pompe à l'arrêt, à faible puissance. Une barre de contrôle est pilotée pour maintenir le flux constant dans le coeur. Puis, la pompe est mise en marche. Les précurseurs sont entraînés hors du coeur, puis y reviennent après avoir fait le tour du circuit primaire. Pour maintenir le flux constant, la barre de contrôle doit bouger en permanence. Le résultat de l'expérience, que nous tentons de reproduire, est donné par la position au cours du temps de cette barre de contrôle. Cette position donne accès à la variation de la fraction de neutrons retardés au cours du temps puisque k_{eff} est maintenu égal à 1.

Le débit de la pompe en fonction du temps est connu. C'est le point d'entrée de notre simulation. Il est représenté figure 2.10.

2.5.1 Méthode de calcul

La méthode de calcul utilisée pour calculer la proportion de neutrons retardés n'est valable qu'en régime stationnaire, ce qui n'est pas le cas ici. Nous ne pouvons fixer la source à une valeur constante S_0 . Nous devons donc, comme c'est le cas dans la réalité, ajuster k_{eff}^P en permanence pour obtenir un flux constant.

Nous pourrions recalculer à chaque pas de temps la distribution de fissions promptes effective F_{eff} en bougeant légèrement la barre de contrôle et en observant l'effet de ce mouvement de la barre sur k_{eff}^P . Cependant, une estimation précise de k_{eff}^P demande un long calcul, et la distribution de fissions change très peu. Nous avons donc choisi de ne pas changer la description du réacteur, et de ne pas recalculer la distribution de fissions effectives, mais de simplement la renormaliser pour que son intégrale soit k_{eff}^P/ν , où k_{eff}^P est calculé pour maintenir le flux constant.

Dans notre représentation, le maintien du flux constant se traduit en pratique par un terme $N(t)$ constant, tel qu'il a été défini pour les équations 2.3 et 2.4, c'est-à-dire le nombre de neutrons présents dans le réacteur, de génération supérieure à 5. Si on note N_0 la valeur à laquelle on fixe $N(t)$, il découle de l'équation 2.4 que k_{eff}^P doit à chaque instant valoir :

$$k_{eff}^P(t) = 1 - k_1 \dots k_5 \frac{N_s(t)}{N_0} l \quad (2.5)$$

Dans cette expression, le nombre de neutrons source $N_s(t)$ et les k_1, \dots, k_5 qui dépendent de la distribution de la source de neutrons sont variables. Pour le reste, le traitement exposé en 2.3.3 est appliqué sans modification.

Notons qu'il aurait été possible de calculer les β_{eff} avec cette méthode en régime stationnaire : on aurait simplement $\beta_{eff} = 1 - k_{eff}^p$. Cependant, les variations statistiques sur les k_1, \dots, k_5 sont nettement supérieures à celles sur $N_s(t)$ et les résultats auraient été moins précis que ceux que nous avons obtenus. Notamment, les effets de 4 pcm de la hauteur des plenums et de la diffusivité des précurseurs n'auraient pas été détectés.

Grâce à l'équation 2.5, nous pouvons suivre la valeur de k_{eff}^p en fonction du temps. Pour la comparer aux données expérimentales qui concernent la position de la barre de contrôle, il faut pouvoir convertir un déplacement de la barre de contrôle en modification de k_{eff}^p . Cette conversion est possible grâce à la donnée de la valeur différentielle de la barre en fonction de leur position (figure 2.11). Comme, lors de l'expérience, la position de la barre a varié de 14.5 pouces à 19.5 pouces, nous considérons que sa valeur différentielle est constante et vaut 60 pcm/pouce.

2.5.2 Résultat et dépendance aux paramètres

L'ensemble des résultats obtenus est montré figure 2.12. On peut interpréter les courbes comme la variation de k_{eff}^p en fonction du temps ou comme la hauteur de la barre de contrôle en fonction du temps.

La première simulation qui a été faite est montrée en pointillés. On voit qu'elle ajuste très mal l'expérience, représentée en traits pleins avec des disques noirs. En particulier, dès les premières secondes, la barre monte plus vite que dans l'expérience. La raison de cette différence de comportement est la suivante : en réalité, la vitesse de la barre est limitée à 0.5 pouce par seconde, tandis qu'aucune contrainte n'a été fixée sur la simulation. De ce fait, la barre est incapable en pratique de maintenir un flux constant au moment du démarrage, quand les précurseurs présents dans le coeur sont entraînés en dehors par la mise en circulation du sel. Le flux passe pendant quelques secondes en-dessous de la valeur qui lui a été fixée, comme on le voit sur la figure 2.14. Quand la criticité est retrouvée, le flux est trop faible. Pour retrouver le flux souhaité, la barre doit donc continuer à monter pour maintenir le réacteur surcritique le temps que le flux augmente jusqu'à la valeur souhaitée, puis redescendre. C'est pourquoi la position expérimentale maximale est supérieure au maximum atteint par la simulation.

Nous avons donc inclus la vitesse maximum de la barre dans notre simulation. Comme celle-ci est de 0.5 pouce par seconde et que la valeur différentielle de la barre est de 60 pcm par pouce, cela se traduit par une vitesse limite de variation de k_{eff}^p de 30 pcm par seconde. En imposant cette limite, on obtient le cas de référence de la figure 2.12, en ligne continue. Cette limite imposée à la vitesse de variation de k_{eff}^p diminue en même temps l'amplitude des oscillations statistiques, puisque k_{eff}^p ne peut changer que de 3 pcm par pas de temps. On voit que la simulation reproduit bien l'expérience. A titre de comparaison, les résultats du benchmark pour le même transitoire sont montrés figure 2.13. En suivant la répartition des précurseurs sur la simulation, nous pouvons donc maintenant interpréter finement chaque structure de la courbe expérimentale. De ce fait, il est possible de détecter les petites erreurs qui entachent la description utilisée pour la simulation.

Tout d'abord la pente de montée est bien reproduite, ce qui signifie seulement que la limite de 30 pcm par seconde correspond bien à la vitesse limite de la barre. Plus intéressant, cette montée

s'arrête au bon moment : au bout de 13 secondes, le flux imposé est retrouvé et la barre cesse de monter, tant dans l'expérience que dans la simulation. Nous avons donc correctement simulé la sortie des neutrons par le plenum supérieur. Peu de temps après (presque en même temps sur la simulation) les premiers précurseurs reviennent du circuit de retour et commencent à redescendre par l'anneau autour du coeur. Comme ils apportent des neutrons supplémentaires, la barre doit redescendre. C'est la redescente qui est visible entre 15 et 17 secondes sur l'expérience, plus nettement encore que sur la simulation. A partir de 17 secondes, les précurseurs quittent l'anneau pour se retrouver dans le plenum inférieur. Ils s'éloignent donc du coeur et leur importance diminue. La bosse présente dans l'expérience entre 17 et 20 secondes correspond au passage de la vague de précurseurs dans le plenum inférieur, pendant lequel la barre doit légèrement remonter. Enfin, ces précurseurs passent dans les canaux où l'importance est maximale. C'est lors de ce passage que la position la plus basse de la barre est atteinte, entre 21 et 29 secondes. Les canaux mesurant 1.60 mètre et la vitesse moyenne du sel étant de 0.2 mètre par seconde, le temps de parcours correspond effectivement à 8 secondes. Par la suite, cette vague de précurseurs qui s'étaient accumulés avant que la pompe ne se mette en marche décroît et se dilue, du fait de la dispersion des vitesses, et une large oscillation de 25 secondes (temps de parcours de l'ensemble du circuit primaire) est à peine visible.

Nous avons donc maintenant compris les différentes structures de la courbe. Notons déjà qu'elles ne sont visibles sur aucune des simulations du benchmark (figure 2.13). Celles-ci sont soit trop oscillantes, soit très plates (SimADS). Sont-elles bien reproduites par notre simulation ? Le premier écart entre l'expérience et la simulation se situe au niveau de la descente de la barre lorsque les précurseurs parviennent au niveau de l'anneau entourant le coeur. Dans l'expérience, cette descente est plus tardive et plus violente (la barre descend à sa vitesse maximale) que dans la simulation. On peut envisager plusieurs raisons à cela. Soit les précurseurs arrivent effectivement plus tard et de façon plus groupée que dans notre simulation, soit le mécanisme automatique de contrôle de la barre a réagi avec retard, et a dû rattraper ce retard en agissant plus fortement pour faire diminuer le flux qui avait augmenté au-delà de sa valeur fixée (nous n'avons pas accès aux enregistrements du flux expérimental). Notons que nous n'avons pas inclus dans notre simulation le temps de 0.5 secondes nécessaire à inverser le mouvement des barres. Pour tester le premier cas, nous avons reconduit la simulation en allongeant le circuit de retour (symboles triangulaires sur la figure 2.12). Il est également possible que le débit du sel ait été en réalité légèrement inférieur à celui de la figure 2.10. Cependant, si l'on observe les oscillations rapides et désordonnées de l'expérience au-delà de 30 secondes, qui sont manifestement des artefacts dus au système de contrôle des barres ou à des perturbations extérieures, elles sont d'une taille compatible avec le plateau de 13 à 15 secondes que notre simulation ne reproduit pas.

La seconde différence correspond à l'arrivée dans le plenum inférieur, qui est très marquée à 17 secondes dans l'expérience et beaucoup plus discrète, à 16 secondes, dans la simulation. Les explications peuvent être les mêmes que pour le plateau précédent. Si les précurseurs arrivent plus tard et plus groupés, la bosse peut se trouver décalée et plus marquée. Il se peut aussi que cette bosse soit en partie due aux fluctuations induites par le système de contrôle de la barre. Il existe une raison supplémentaire qui explique que l'arrivée des précurseurs dans le plenum inférieur ne soit pas assez visible dans la simulation. En effet, notre simulation hydraulique du plenum inférieur ne comporte pas la grille de support du graphite, et les conditions aux limites

de symétrie sont mal gérées. De ce fait, l'écoulement de sel est probablement mal représenté de même que le temps au bout duquel les précurseurs accèdent aux canaux. Il se peut qu'ils y accèdent trop rapidement, et que cet effet masque en partie celui de la faible importance du plenum inférieur. De même, la sortie du plenum supérieur est peut-être retardée pour les précurseurs trop proches des plans de symétrie, et l'arrivée des précurseurs dans l'anneau puis le plenum inférieur n'est pas aussi groupée que dans la réalité. Il serait donc souhaitable d'affiner la représentation des plenums, qui sont les parties du réacteur où l'écoulement est le plus complexe.

Enfin, le point le plus bas correspondant au passage dans les canaux est bien reproduit, suivi d'une légère remontée vers le niveau d'équilibre. Comme nous l'avons vu précédemment, la perte de neutrons retardés calculée est un peu trop importante, rendant le niveau d'équilibre trop haut par rapport à celui issu de l'expérience.

Les paramètres du circuit de retour ont été modifiés pour évaluer leur influence. Tout d'abord, la dispersion spatiale en sortie du circuit de retour a été augmentée jusqu'à 5 m, ce qui correspond à 1 seconde environ au débit nominal, ou encore à trois fois la taille du bol de la pompe. Il est peu probable qu'elle soit très supérieure dans la réalité. Le résultat correspond aux symboles carrés sur la figure 2.12. On ne voit quasiment aucune différence avec le cas de référence. On peut donc considérer que la dispersion ayant lieu dans le circuit de retour est négligeable pour notre problème.

Nous avons également allongé le circuit de retour à 43 m au lieu de 36 m, dans l'espoir de mieux reproduire les structures de la courbe. Les données sur le volume de sel à l'extérieur du réacteur n'étant pas précises et difficiles à interpréter, nous avons choisi la valeur maximale compatible avec les données disponibles. Cet allongement correspond à un temps de parcours du circuit de retour de 7.2 secondes au lieu de 6 secondes au débit nominal. Le résultat de cette simulation est en symboles triangulaires sur la figure 2.12. Elle est semblable au cas de référence, sauf au niveau de la bosse correspondant au passage des précurseurs dans le plenum inférieur. En effet, entre 17 et 20 secondes, les précurseurs étant majoritairement dans le plenum inférieur, la barre est plus haute que dans le cas de référence et semble mieux reproduire la forme de la bosse visible sur l'expérience. La barre se trouve aussi plus haut que dans l'expérience, ce qui est compatible avec la surestimation globale de $\Delta\beta_{eff}$. Dans tous les cas, cet effet n'est pas assez prononcé pour ne pas pouvoir être imputé aux fluctuations statistiques. Cependant, on peut remarquer que le résultat de cette simulation présente environ la même forme que l'expérience, simplement décalée vers le haut. Le décalage est quasi-constant sauf au moment du passage dans les canaux, où il est moindre. La mauvaise représentation des conditions aux limites de symétrie peut expliquer ce phénomène, en canalisant préférentiellement les précurseurs vers les canaux centraux, où l'importance est maximale.

2.6 Conclusions des simulations à puissance nulle

La description neutronique du MSRE, malgré les simplifications effectuées, s'avère très précise. L'influence des différentes parties du réacteur a été analysée en détail, de même que la sensibilité aux principaux paramètres de la description du réacteur sur lesquels subsiste une incertitude. Du point de vue neutronique, notre modèle reproduit fidèlement le MSRE tel qu'il était

lors de l'expérience de criticité initiale en 1965.

La description hydraulique est moins précise. En particulier, il apparaît que les simplifications apportées dans les plenums et notamment le plenum inférieur peuvent jouer un rôle sur la cinétique du réacteur. De futures simulations devront rendre compte de la présence de la grille de support qui modifie fortement l'écoulement sous les canaux et donc leur alimentation. Enfin, les problèmes liés aux conditions de symétrie sur des plans non parallèles au maillage remettent en cause notre choix d'une simulation tridimensionnelle des plenums. Une simulation bidimensionnelle axisymétrique, plus simple, serait peut-être aussi plus exacte.

Malgré cela, les résultats sont très proches de l'expérience. En ce qui concerne la perte de neutrons retardés, celle-ci est légèrement surestimée (235 pcm au lieu de 212 pcm), comme elle l'est par l'ensemble des participants au benchmark [60]. La sensibilité aux paramètres mal connus, qui sont la diffusivité des précurseurs et la hauteur des plenums, est inférieure à 4 pcm. Il est donc probable que cette surestimation systématique est due aux données utilisées pour les groupes de neutrons retardés, et qui proviennent de l'ORNL, ou au spectre d'émission de ces neutrons. De nouvelles simulations avec d'autres données devront être effectuées.

La simulation du transitoire de démarrage de pompe est très proche de l'expérience, et peu sensible aux incertitudes sur la description du circuit de retour. Les légers écarts qui subsistent sont à peine supérieurs aux erreurs statistiques et aux fluctuations expérimentales et peuvent éventuellement être expliqués par la méconnaissance du mécanisme de contrôle automatique des barres. La valeur asymptotique présente bien sûr la même erreur que la perte de neutrons retardés. La qualité de ce résultat est supérieure à la quasi-totalité des résultats du benchmark.

Sachant maintenant que nous sommes capable de décrire de façon fiable le réacteur à puissance nulle, malgré des insuffisances dans la simulation de l'écoulement dans les plenums, nous pouvons aborder la simulation en puissance du MSRE.

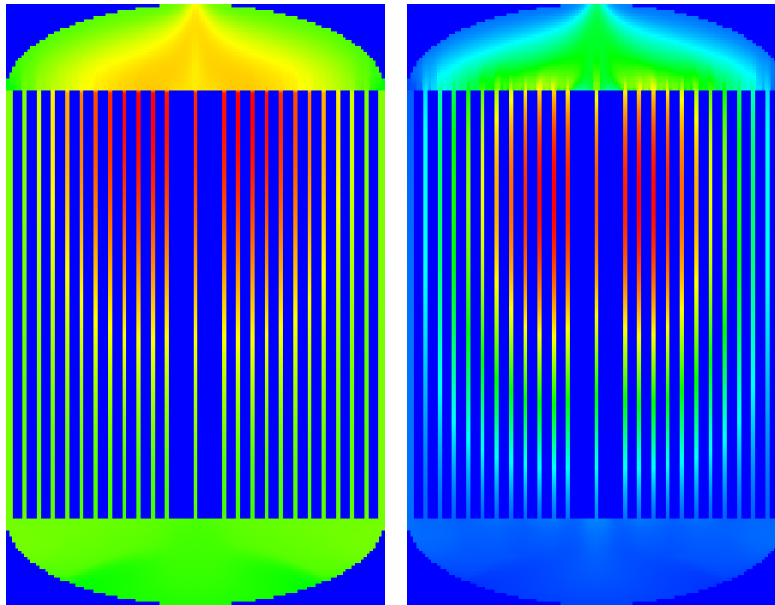
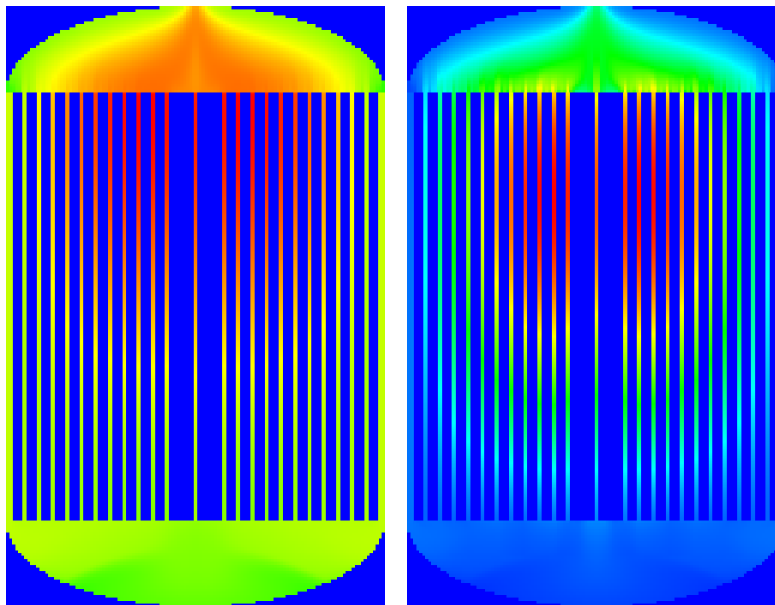
(a) $D=10^{-9}\text{m}^2\text{s}^{-1}$, groupe 0(b) $D=10^{-9}\text{m}^2\text{s}^{-1}$, ensemble des neutrons retardés(c) $D=10^{-7}\text{m}^2\text{s}^{-1}$, groupe 0(d) $D=10^{-7}\text{m}^2\text{s}^{-1}$, ensemble des neutrons retardés

FIG. 2.9 – Répartition des précurseurs en circulation à débit nominal. Les répartitions sont données pour le groupe 0 de précurseurs (le plus lent à décroître) et pour l'ensemble des neutrons retardés. On voit qu'avec une plus grande diffusivité, le groupe 0 est plus entraîné vers le plenum supérieur. En revanche l'effet est quasi nul sur l'ensemble de la source retardée.

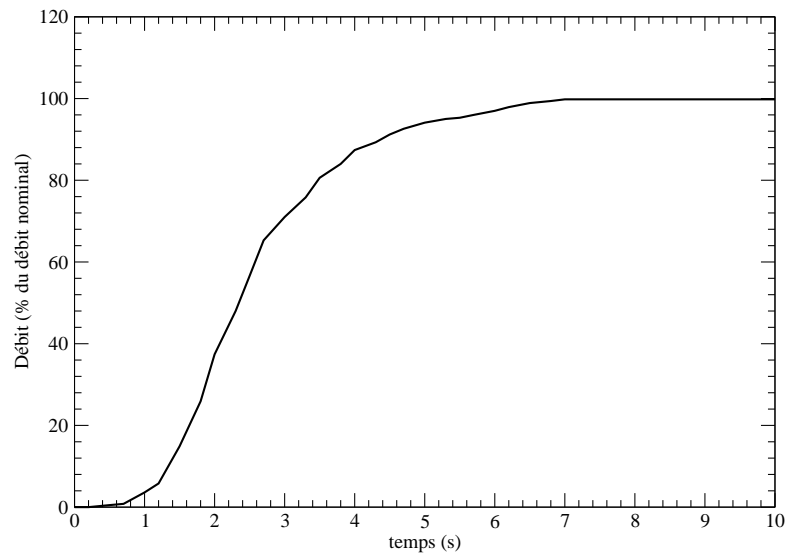


FIG. 2.10 – Débit de la pompe lors du transitoire de démarrage. Le débit nominal est atteint en 7 secondes.

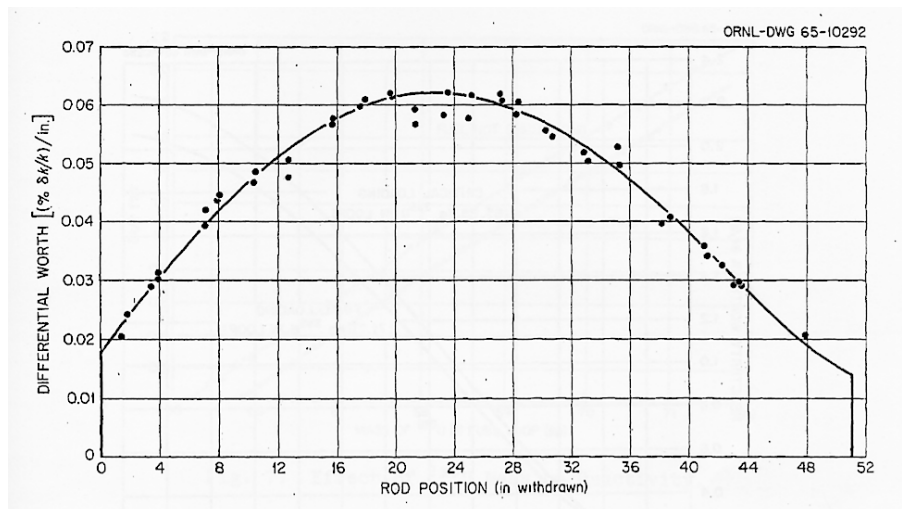


FIG. 2.11 – Valeur différentielle de la barre de contrôle n°1, mesurée pompe arrêtée et renormalisée à la concentration critique d'uranium.

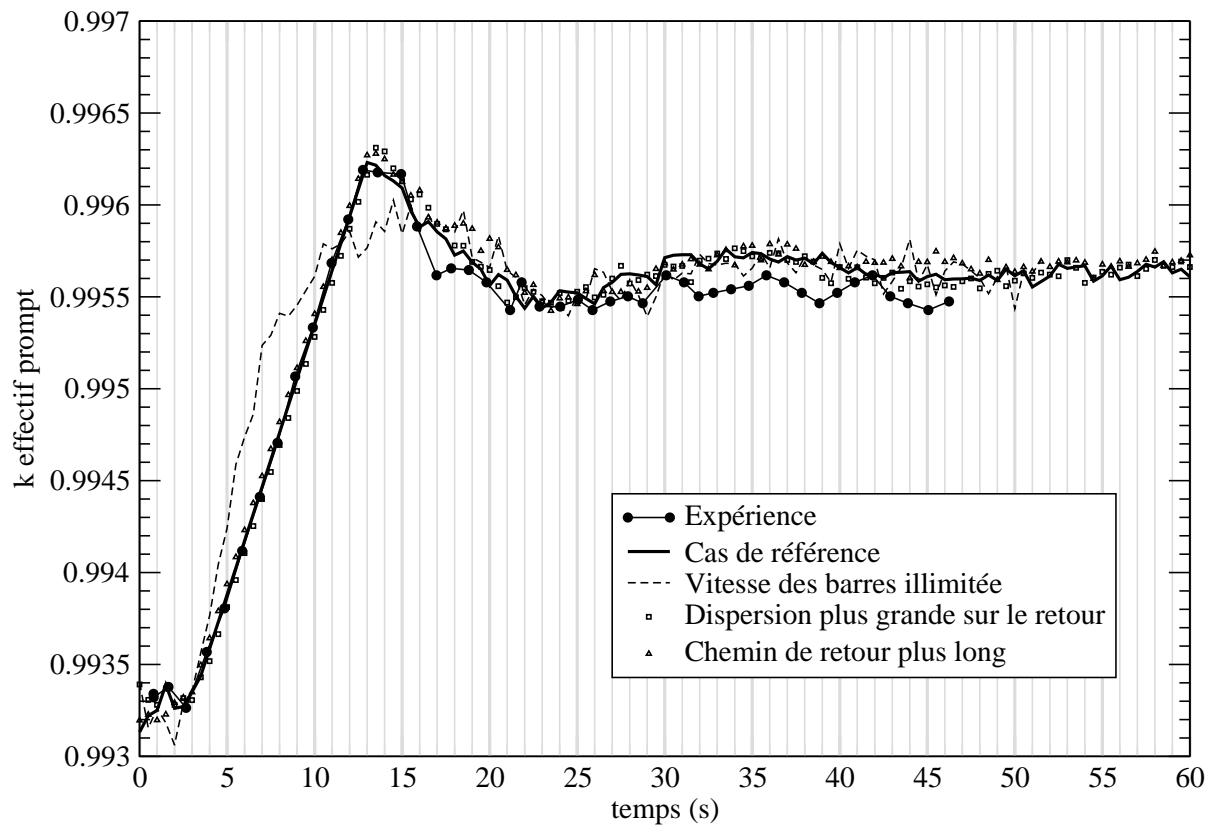


FIG. 2.12 – Résultats de la simulation du transitoire de démarrage de pompe. Les résultats expérimentaux et le cas de référence sont en traits pleins. En pointillés, la même simulation sans limite à la vitesse des barres. En symboles carrés et triangulaires, des simulations où le circuit de retour a été modifié. En triangles, la longueur est de 43 m au lieu de 36 m. En carrés, la dispersion spatiale des précurseurs est de 5 m au lieu de 1.5 m.

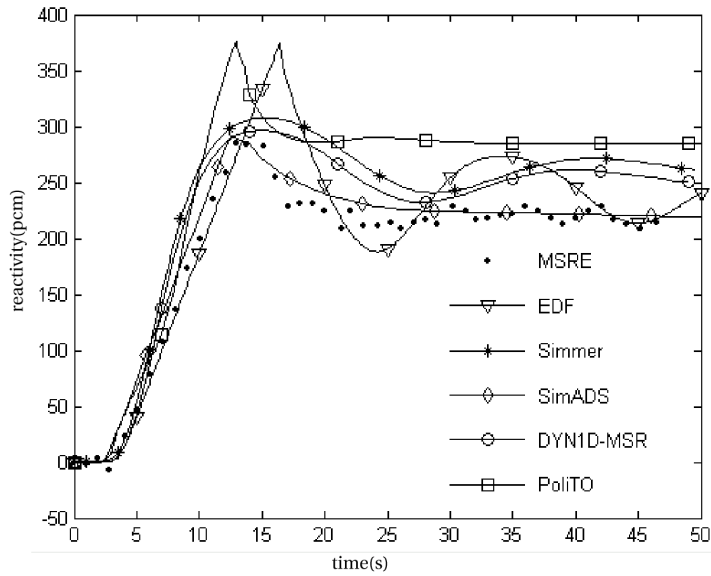


FIG. 2.13 – Résultats des participants au benchmark [60] pour le transitoire de démarrage de pompe.

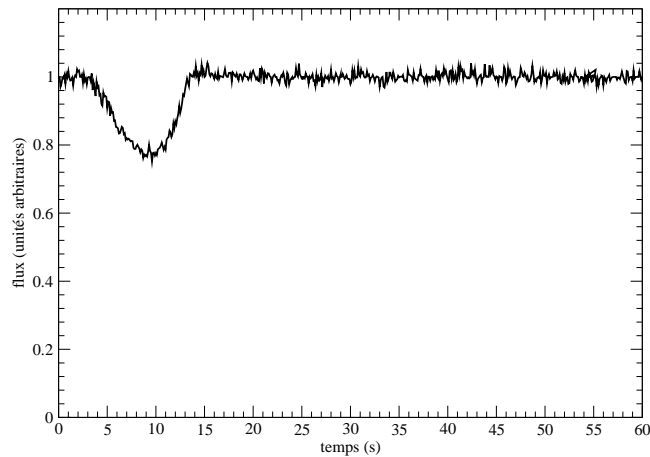


FIG. 2.14 – Variation du flux au cours du transitoire de démarrage de pompe. Ce résultat provient de la simulation dans le cas de référence de la figure 2.12

Chapitre 3

Simulation en puissance

Le principal objectif de la simulation en puissance du MSRE est de comprendre comment il a pu fonctionner de manière stable et avec une grande régularité, alors que la plupart des calculs récents sur le MSBR indiquent que les coefficients de température de celui-ci seraient proches de zéro et que le réacteur serait de ce fait difficile à piloter. Si nous étions capables de reproduire par la simulation les réactions et le pilotage du MSRE, nous pourrions appliquer la même procédure à des filières en cours d'étude, pour étudier leur comportement.

Malheureusement, les simulations à puissance nulle se sont révélées tellement consommatrices de temps que la simulation complète du réacteur, incluant la thermique, n'a pu être menée à bien dans le cadre de ce travail. Néanmoins, nous avons conduit des études préliminaires qui indiquent que la description du MSRE que nous utilisons se prête parfaitement à l'étude en puissance. De plus, la simulation du transport de chaleur est très semblable à celle du transport des constituants et ne devrait pas rencontrer d'obstacles insurmontables, en dehors d'une consommation encore accrue de ressources informatiques. Ce travail sera repris et poursuivi au sein du groupe de physique des réacteurs du LPSC.

Les études préliminaires présentées ici concernent d'une part les coefficients de sûreté et d'autre part le dépôt d'énergie dans le réacteur. Celui-ci est utilisé pour trouver, par l'étude d'un canal simplifié, des approximations des températures présentes et des temps caractéristiques mis en jeu.

3.1 Etude des coefficients de sûreté

L'étude des coefficients de sûreté du MSRE présente un intérêt particulier, puisque ces coefficients sont très bons, et qu'ils ont été mesurés. Si la simulation est capable de les reproduire, il sera instructif de les comparer aux coefficients d'un réacteur type MSBR, qui sont mauvais et représentent l'une des difficultés rencontrées par le concept. En identifiant les différences entre les deux réacteurs qui sont à l'origine de ces comportements opposés, on peut espérer trouver un axe de recherche pour l'amélioration de la sûreté passive des réacteurs de puissance à sels fondus.

3.1.1 Séparation des coefficients en plusieurs termes

Les coefficients de sûreté décrivent la variation du coefficient de multiplication k_{eff} en fonction de changements dans le réacteur, en particulier la température ou la densité de certains matériaux. Pour mieux les comprendre, nous allons utiliser la définition de k_{eff} pour séparer ces coefficients en plusieurs termes. Le coefficient de multiplication représente le nombre de neutrons de la génération $n + 1$ engendrés par un neutron de la génération n . Si on note N_f le nombre de fissions pour un neutron de la génération n ,

$$k_{eff} = \nu N_f$$

Les différentes destinations possibles de ce neutron sont, outre la fission (N_f), la capture stérile (N_c) et la fuite (N_e). Pour séparer les effets dus au sel des effets dus aux autres absorbants, nous écrirons N_c comme la somme des captures stériles dans le sel, $N_{c,sel}$, et hors du sel, $N_{c,autres}$. Enfin, une très faible proportion $N_{n,2n}$ des neutrons entraînent une réaction (n,2n). En faisant le bilan des destinations possibles d'un neutron, on obtient :

$$N_f + N_{c,sel} + N_{c,autres} + N_e = 1 + N_{n,2n}$$

Par conséquent,

$$k_{eff} = \nu (1 + N_{n,2n} - N_e - N_{c,autres}) \frac{N_f}{N_f + N_{c,sel}}$$

Cette expression de k_{eff} sous forme d'un produit sépare ce qui se passe dans le sel de ce se passe en dehors. En prenant la dérivée logarithmique de ce produit, on obtient :

$$\frac{dk_{eff}}{k_{eff}} = \frac{d\left(\frac{N_f}{N_f + N_{c,sel}}\right)}{\frac{N_f}{N_f + N_{c,sel}}} - \frac{dN_e}{N_f + N_{c,sel}} - \frac{dN_{c,autres}}{N_f + N_{c,sel}} + \frac{dN_{n,2n}}{N_f + N_{c,sel}}$$

Le dernier terme est négligeable devant les trois premiers. On exprimera donc la dérivée logarithmique de k_{eff} comme la somme de trois termes, respectivement liés au sel, aux fuites, et aux captures hors sel. Ainsi, un changement dans le réacteur (température, densité, ...) induira un changement de réactivité par chacun de ces trois termes. Chaque coefficient de sûreté sera séparé en ses trois composantes. Notons que les captures hors sel ont lieu pour la plupart dans les structures en acier en périphérie du coeur, notamment la cuve réacteur et la grille de support du graphite. Les absorptions dans le graphite sont faibles (6% environ des captures hors sel), et les captures dans les tubes de barres de contrôle et l'échantillonneur représentent 15 à 20% des captures hors du sel. La variation de k_{eff} due aux captures hors du sel est donc, dans notre cas, fortement liée au terme de fuite : plus les neutrons fuient du coeur, plus grande est la probabilité qu'ils soient capturés dans les structures périphériques en acier.

3.1.2 Les résultats

L'analyse précédente est appliquée aux coefficients de température du MSRE. Seuls deux d'entre eux ont été mesurés lors de l'expérience. Le coefficient de température globale a été déduit du changement de position des barres de contrôle après échauffement global du réacteur, à faible puissance. Pour déterminer le coefficient de température du sel, il a fallu mesurer la réaction rapide du réacteur à un changement de température du sel, avant que celui-ci se propage au graphite. Pour ce faire, le sel a été chauffé dans le circuit de retour, pompe arrêtée, puis la pompe a été mise en marche le plus rapidement possible. Le temps de circulation du sel étant plus faible que le temps de propagation de la chaleur au graphite, la variation de position des barres de contrôle donnait une approximation du coefficient de température du sel.

Par la simulation nous pouvons beaucoup plus facilement décorrélérer les effets individuels de chaque matériau, voire plusieurs effets distincts du même matériau. L'intervalle de température sur lequel sont calculés les coefficients a été choisi assez petit pour conserver la linéarité des comportements et pouvoir identifier dk_{eff}/dT par $(k_{eff}^2 - k_{eff}^1) / (T_2 - T_1)$, mais assez grand pour que les erreurs statistiques sur chaque coefficient de multiplication soient petites devant la différence. Pour un temps de calcul raisonnable, on peut obtenir une erreur statistique de 10 pcm sur chaque coefficient de multiplication. En considérant un intervalle de 50K entre 900K et 950K, qui englobe la plage d'utilisation du MSRE, l'erreur statistique sur dk_{eff}/dT est de 0.3 pcm/K. Toutes les valeurs données plus bas sont entachées de cette erreur. Par ailleurs, la linéarité du coefficient de multiplication sur la plage de température utilisée a été vérifiée.

Outre le coefficient de température global, les coefficients de température du graphite seul et du sel seul ont été calculés. Par ailleurs, les deux effets de la température sur le sel ont été séparés. Il s'agit d'une part de la dilatation et d'autre part de l'effet Doppler sur les sections efficaces. Les résultats sont résumés table 3.1. Les deux valeurs expérimentales disponibles y sont également mentionnées, ainsi que les coefficients d'un réacteur de taille industrielle [55].

Les coefficients mesurés sont remarquablement bien reproduits par la simulation dans la limite de l'incertitude de 0.3 pcm/K. Cette confrontation à la mesure permet de valider les analyses plus détaillées qui suivent.

Le MSRE présente de très bons coefficients de température. Le coefficient de température globale est très négatif, ainsi que le coefficient de température du sel seul, correspondant aux temps courts. De plus, le coefficient de vide, qui est proportionnel au coefficient de dilatation du sel, est lui aussi négatif. Les trois coefficients qui ont une importance dans le contrôle et le comportement en situation accidentelle du réacteur sont nettement négatifs. Or dans le cas d'un réacteur de taille industrielle, un seul d'entre eux est négatif, le coefficient de température du sel, car seul l'effet Doppler dans le sel a une influence favorable. Mais celle-ci est insuffisante et plus que contrebalancée par les effets de dilatation et de température du graphite. Cet état de fait est général dans les réacteurs à sels fondus de taille industrielle. Même si la composition du sel ou la géométrie du réacteur varient légèrement, les coefficients restent positifs ou proches de zéro.

Si l'on observe les trois termes de la décomposition des coefficients de température, il apparaît que la quasi-totalité de la stabilité du MSRE est acquise grâce aux termes de fuites et de captures hors sel qui, on l'a vu, s'apparentent dans notre cas à des fuites et sont liés à la taille du réacteur. Sans eux, le coefficient de vide serait positif. Les termes indépendants de la taille

TAB. 3.1 – Coefficients de température du MSRE. Chaque coefficient issu de la simulation est séparé sur trois lignes en ses composantes dues au sel, aux fuites et aux captures hors sel. Le coefficient de température du sel est séparé sur deux colonnes en ses composantes dues d'une part à la dilatation du sel et d'autre part aux changements de sections efficaces par effet Doppler. Toutes les valeurs simulées sont à 0.3 pcm/K près. Les valeurs expérimentales et celles d'un réacteur de la taille du MSBR sont mentionnées pour comparaison.

$\frac{dk_{eff}}{dT}$ (pcm/K)	Température globale	Température du graphite	Température du sel	Dilatation du sel	Effet Doppler du sel
Total simulation	-13.4	-4.7	-8.3	-5.4	-2.8
<i>sel</i>	-2.4	-1.6	-0.5	+2.1	-2.6
<i>fuites</i>	-6.7	-2.0	-4.4	-4.4	-0.2
<i>captures hors sel</i>	-4.0	-1.2	-3.1	-2.8	+0.2
mesure MSRE	-13.14		-8.46		
réacteur de puissance	+0.8	+2.2	-1.5	2.0	-3.5

du réacteur, liés au rapport $N_f / (N_f + N_{c,sel})$ sont, eux, comparables aux coefficients du réacteur de puissance, qui est presque sans fuites. Les différences s'expliquent par la présence d'uranium 233 dans le réacteur de type MSBR au lieu de l'uranium 235 dans le MSRE. Le coefficient de température du graphite est positif pour le réacteur de puissance et négatif dans le terme lié au sel du MSRE, l'uranium 233 présentant un épaulement à proximité de l'énergie des neutrons thermiques qui induit une perte de 4 pcm/K. D'autre part l'effet Doppler de l'uranium 233 est plus prononcé que celui de l'uranium 235, ce qui apporte un gain de -1 pcm/K.

On voit donc que le MSRE, malgré un combustible différent et une taille de canaux beaucoup plus faible, se comporte de façon assez semblable à un réacteur type MSBR lorsqu'on ne considère que les termes indépendants de la taille. Il a alors un coefficient de vide positif, un effet Doppler favorable et un coefficient de température globale insuffisamment négatif. En revanche, les termes de fuites et de captures périphériques apportent un gain de sûreté sur tous les plans. Les fuites augmentant quand le sel se dilate, le coefficient de vide devient nettement négatif. De même, les fuites augmentant avec l'énergie des neutrons, le coefficient de température du graphite est fortement amélioré.

Une autre façon de comprendre l'importance des fuites est de voir leur influence sur l'optimum de modération.

3.1.3 Rapport de modération

Selon l'ORNL, le rapport de modération a été choisi proche de l'optimum, c'est-à-dire proche du rapport qui maximise le coefficient de multiplication, pour minimiser l'inventaire fissile et limiter les effets sur la réactivité de la pénétration de sel dans le graphite. Cependant, un réacteur

de type MSBR, avec 30% de sel, soit un peu plus que dans le MSRE, est très fortement sous-modéré. C'est cette sous-modération qui est à l'origine des mauvais coefficients de vide et de température

Nous avons donc simulé le réacteur à différents rapports de modération, en éloignant ou en rapprochant les canaux les uns des autres, dans deux configurations : d'une part dans la cuve du MSRE, d'autre part en étendant le réseau de canaux à l'infini. Les résultats sont reportés figure 3.1.

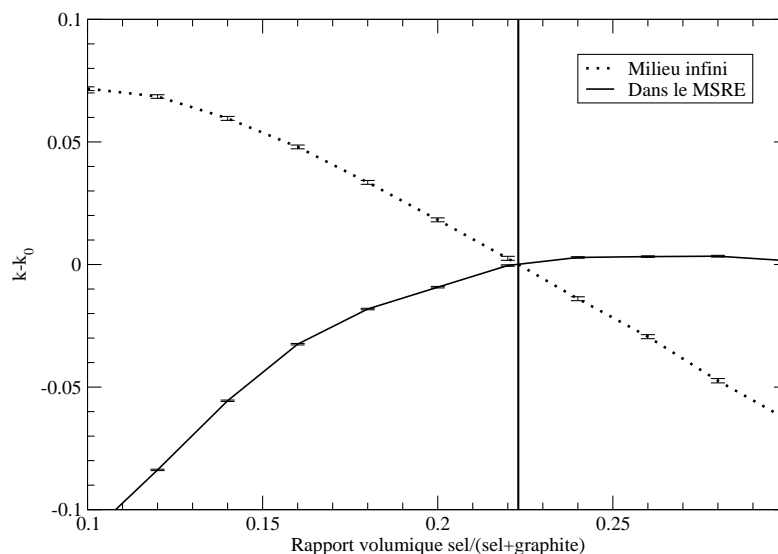


FIG. 3.1 – Evolution du coefficient de multiplication en fonction du rapport de modération, dans le MSRE et en réseau infini.

On observe qu'au rapport de modération du MSRE, soit 22.5% de sel, le réacteur est très fortement sous-modéré en milieu infini. Cependant, les absorptions n'ayant lieu que dans le sel, les fuites induites par la taille finie de la cuve augmentent avec le rapport de modération, ce qui déplace l'optimum vers un coeur beaucoup moins modéré. En définitive, à taille fixée, le MSRE est légèrement surmodéré, ce qui explique en partie ses bons coefficients de sûreté.

3.1.4 Améliorer les coefficients de sûreté des RSF

Des constatations précédentes, nous allons tenter de déduire une piste de recherche pour l'amélioration des coefficients de sûreté des réacteur à sels fondus de taille industrielle.

Tout d'abord, il est impossible de se placer à l'optimum de modération en milieu infini, qui se situe à moins de 10% de sel, puisque le spectre qui en résulte est très défavorable à la surgéné-

ration. Ensuite, il est impossible pour un réacteur industriel d'avoir la taille du MSRE, puisque la puissance produite serait beaucoup trop faible. Enfin, augmenter les fuites pour améliorer la sûreté du réacteur revient à abandonner la régénération, puisque les neutrons qui s'échappent n'y participent pas. De plus, une forte proportion de fuites pose d'importants problèmes de radioprotection.

La solution proposée consiste à utiliser les fuites à la fois pour améliorer les coefficients de sûreté et pour créer de l'uranium 233 par capture dans une couverture de thorium. Plus précisément, le réflecteur radial de graphite présent dans le MSBR est remplacé par une circulation lente de sel semblable au combustible, contenant du thorium mais exempt d'uranium. Les neutrons qui sortent du coeur sont absorbés par cette couverture et servent à la fois à la surgénération et à l'amélioration des coefficients de sûreté. Le rayon du coeur est déterminé pour fixer la proportion de fuites. Trop peu de fuites dégrade les coefficients de sûreté, trop de fuites complique la gestion de la couverture de thorium et augmente inutilement l'inventaire fissile. L'optimum se situe probablement entre 1.5 m et 2 m de rayon, une valeur intermédiaire entre le MSRE (74 cm) et le MSBR (2.3 m). Une fois le rayon fixé, la densité de puissance et la puissance totale souhaitée fixent la longueur du coeur, qui a la forme d'un cylindre allongé. La concentration de thorium dans le coeur est réduite par rapport au MSBR, ou la concentration d'uranium augmentée, pour maintenir la criticité. Un exemple de géométrie est représenté figure 3.2.

Dans cette configuration, les deux fonctions du coeur, régénération et production d'énergie, sont séparées spatialement. La circulation externe de sel thorié est exclusivement régénératrice, tandis que la circulation interne de sel combustible est principalement source de puissance. De ce fait nous pouvons enfin satisfaire séparément les contraintes qui nous semblaient incompatibles de sûreté, nécessitant la perte de neutrons, et de régénération, pour laquelle le bilan neutronique est très serré. Une évaluation précise du gain en sûreté et en régénération est en cours de réalisation au LPSC [52].

Il va de soi que le gain obtenu l'est au prix d'une augmentation de la complexité du réacteur, puisqu'un deuxième circuit de sel fondus est nécessaire. Cependant celui-ci présente beaucoup moins de contraintes que le premier. La puissance qui y est produite est faible, donc le refroidissement facile. De plus, ce sel comporte peu de noyaux actifs, et le seul retraitement qui est nécessaire est un lent retrait de l'uranium 233 produit, ou du protactinium 233 qui est son précurseur. Cet uranium issu du circuit externe peut être réinjecté dans le circuit interne, sous-générateur, au fur et à mesure des besoins. Enfin, n'oublions pas que le caloporteur dans le circuit secondaire du MSRE était un sel fondu semblable au sel combustible, ce qui indique qu'une telle circulation de sel n'est pas d'une complexité prohibitive. Notons aussi que le MSRE était initialement censé représenter la circulation combustible d'un régénérateur à deux fluides, dont l'un contenait exclusivement de l'uranium et l'autre exclusivement du thorium. Cette configuration imposerait cependant un retraitement et refroidissement du sel thorié beaucoup plus intenses que dans notre proposition, du fait d'une exposition au flux beaucoup plus grande.

3.2 Le dépôt de puissance

L'étude précédente supposait que les variations de température étaient globales et homogènes dans tout le réacteur. Il est souhaitable d'avoir une description plus précise, et notamment de différencier les variations de température du sel et du graphite, qui ne sont pas égales et n'ont pas lieu en même temps. La première étape dans l'inclusion de la température dans la simulation est de déterminer la distribution du dépôt de puissance dans le réacteur.

Plusieurs mécanismes physiques interviennent, et l'énergie correspondante est déposée à des endroits et en des temps différents. Tout d'abord, au moment de la fission, les deux noyaux produits ont une énergie de recul (environ 165 MeV) qui est déposée instantanément et localement. Les neutrons, à chaque collision avec les noyaux du milieu, leur transfèrent une partie de leur énergie cinétique. Enfin, chaque collision inélastique, chaque capture neutronique et chaque fission produit des photons qui se déplacent dans le milieu, éjectent des électrons et finissent par être absorbés par effet photo-électrique ou production de paire. Une fraction de ces photons sont émis longtemps après la fission, avec des constantes de temps très variables, par la désexcitation des produits de fissions. Au total, une fission produit environ 200 MeV.

Le code MCNP est capable de représenter tous ces phénomènes, y compris le transport des photons. L'effet Compton, l'effet photo-électrique et la production de paires électron-positron sont pris en compte. Les électrons émis ne sont pas transportés, et sont supposés déposer leur énergie immédiatement, éventuellement en créant de nouveaux photons. Seules les décroissances β des fragments de fission ne sont prises en compte. Nous supposons que, pour chaque fission, ces décroissances retardées émettent 7 MeV sous forme d'électrons et 7 MeV sous forme de photons, plus précisément sept photons de 1 MeV. D'autre part, nous supposons que ces électrons et ces photons sont émis sur le lieu de la fission, et que les noyaux dont ils sont issus n'ont pas été entraînés.

Nous avons donc besoin, pour déterminer l'énergie totale déposée, de deux simulations MCNP. La première permet de déterminer le dépôt d'énergie par tous les mécanismes prompts, ainsi que la répartition des fissions. Nous utilisons cette répartition de fissions pour calculer le dépôt d'énergie par les électrons retardés à raison de 7 MeV par fission. Enfin, une deuxième simulation transporte les photons retardés, supposés émis aux lieux des fissions, et calcule le dépôt d'énergie dû à ces photons. Les trois résultats sont ensuite additionnés pour obtenir le dépôt d'énergie total. La table 3.2 résume, pour chaque partie du réacteur, l'énergie déposée par les mécanismes prompts et par les mécanismes retardés. Il n'a pas été tenu compte des tubes de barres de contrôle, qui possèdent leur propre refroidissement par circulation de gaz.

Tout d'abord, la quantité totale d'énergie déposée est proche de 200 MeV, ce qui est cohérent avec les valeurs usuelles. Nous pouvons comparer nos résultats avec les calculs de l'ORNL. Ceux-ci prédisent que 80% de l'énergie est déposée dans les canaux et 6% dans le graphite. Ces résultats sont en parfait accord avec notre simulation. Une puissance, même faible, dans le graphite ne sera évacuée que si la température du graphite est supérieure à celle du caloporteur, le sel. C'est pourquoi, même si la puissance dans le graphite est 13 fois moindre que dans le sel, et la densité de puissance 45 fois moindre, le graphite est plus chaud que le sel en régime stationnaire.

Il est donc intéressant pour prédire les points chauds de calculer les densités de puissance dans

TAB. 3.2 – Dépôt d'énergie prompt et retardé dans chaque zone du réacteur. Les dépôts sont en MeV et normalisés pour une fission.

Zone	Dépôt prompt	Dépôt retardé	Dépôt total	Fraction du total
canaux	150.93	8.13	159.06	79.7%
graphite	8.34	3.69	12.03	6.0%
plenum supérieur	13.09	1.04	14.13	7.1%
plenum inférieur	5.06	0.29	5.35	2.7%
grille de support	0.33	0.05	0.37	0.2%
anneau de retour	5.87	0.34	6.21	3.1%
distributeur	0.33	0.02	0.35	0.2%
cuve	1.62	0.32	1.95	1.0%
<i>total</i>	185.57	13.88	199.45	100%

les structures fixes. Elles sont relativement faibles dans le graphite et beaucoup plus importantes dans les structures en acier. C'est pourquoi les tubes de barres de contrôle possèdent leur propre refroidissement, et la quantité d'acier dans le coeur est minimisée. D'autre part, les plus grandes densités de puissance se retrouvent dans la cuve réacteur et surtout le cylindre d'acier qui entoure la matrice de graphite. Le sel froid qui revient de l'échangeur passe entre la cuve et ce cylindre, et permet de les refroidir ainsi que l'extérieur du graphite. La figure 3.3 montre une coupe radiale de la densité de puissance.

A titre de comparaison, la même figure pour le MSBR présenterait plusieurs différences : le nombre de canaux serait trois fois moindre et leur diamètre dix fois plus grand. Du fait de l'auto-protection, le dépôt d'énergie au centre des canaux serait 40% plus faible qu'à leur périphérie. Enfin, une large épaisseur de réflecteur diminuerait le dépôt d'énergie dans la cuve, mais celle-ci ne bénéficierait pas du refroidissement par le retour du sel. Dans notre proposition (figure 3.2), la couverture de thorium peut servir à la fois d'écran contre la plupart des neutrons et des photons vis-à-vis de la cuve, et de caloporteur puisqu'une légère circulation est nécessaire pour évacuer la chaleur produite par les absorptions. La couverture de thorium pourrait donc jouer, sur le plan thermique, un rôle similaire à celui de l'anneau de retour dans le MSRE.

3.3 Equilibre thermique d'un canal

Sans faire la simulation thermohydraulique de l'ensemble du réacteur, nous allons nous intéresser aux ordres de grandeur des températures dans le sel et dans le graphite, ainsi qu'aux échelles de temps nécessaires pour atteindre l'équilibre.

Nous considérons donc une représentation très simplifiée d'un canal, où la densité de puissance est supposée uniforme et valant 30 W/cm^3 . Elle correspond à la puissance maximum déposée près du centre du réacteur, en fonctionnement nominal à 10 MW. Le canal est entouré d'une gaine de graphite dont l'épaisseur est déterminée par le rapport volumique entre le sel et

le graphite. Dans cette gaine la puissance déposée est également uniforme et vaut 0.6 W/cm^3 . C'est la puissance maximum déposée dans le graphite. La longueur du canal est fixée à un mètre pour que la puissance totale déposée dans le canal soit la même que la puissance totale déposée dans les canaux centraux du MSRE. Comme la densité de puissance utilisée est la densité de puissance maximale, cette longueur est inférieure à la longueur réelle des canaux (1.66 m).

Dans ces conditions, les températures maximales pour le sel et pour le graphite sont atteintes en haut du canal. Dans la réalité cependant, les densités de puissance ne sont pas homogènes mais sont maximales à mi-hauteur du canal, et les répartitions verticales de températures sont différentes de celles que nous calculons.

3.3.1 Profil de température

Le profil de température le long d'une section transversale du canal est montrée figure 3.4. Nous pouvons tirer plusieurs enseignements de cette figure. D'une part, la conductivité thermique du graphite est suffisante et les canaux suffisamment rapprochés pour que le profil de température soit quasiment plat à l'intérieur du graphite (à un degré près). Ce ne serait pas le cas si les canaux étaient dix fois plus grands et dix fois plus espacés comme dans le MSBR. D'autre part, le coefficient d'échange entre le sel et le graphite ($8500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$) est suffisamment grand pour que le saut de température à l'interface sel-graphite ne dépasse pas un degré. Enfin, de grosses différences de température existent à l'intérieur du sel. Elles sont dûes au même phénomène qui provoque l'accumulation des précurseurs de neutrons retardés sur les bords du canal : le sel étant moins renouvelé au bord qu'au centre, la puissance déposée s'accumule et la température augmente.

La température moyenne du sel en sortie est supérieure de 48 K à la température en entrée. Cette valeur dérive directement de la puissance totale déposée, et de ce fait est identique à celle des véritables canaux du MSRE. La température du graphite est estimée à 88 K de plus que la température d'entrée du sel, soit 40 K de plus que le sel avec lequel il est en contact. Cette valeur est différente de la réalité, puisque le maximum de puissance dans le graphite est déposé à mi-hauteur, et qu'à cet endroit le graphite est en contact avec un sel plus froid, qui n'a reçu que la moitié de la puissance totale, et a donc une température de 25 K supérieure à l'entrée. Ceci explique que la température maximale du graphite dans le réacteur réel n'est que de 65 K supérieure à la température d'entrée du sel (25 K+40 K), et non 88 K comme dans notre modèle simplifié. Ces quelques considérations permettent de confirmer que, malgré les importantes approximations effectuées, notre modèle reproduit bien la réalité et le profil de température obtenu est bien représentatif de celui d'un canal du MSRE.

3.3.2 Durée de la mise à l'équilibre

Le point qui nous intéresse pour le contrôle du réacteur est le temps de mise à l'équilibre des températures du sel et du graphite, qui va conditionner le temps au bout duquel interviennent leurs coefficients de température respectifs. La figure 3.5 montre les températures du sel et du graphite en fonction du temps.

Nous avons jusqu'à présent considéré que le sel parvenait rapidement à sa température d'équilibre et que le graphite convergait plus lentement. Nous voyons maintenant que le phénomène est légèrement plus compliqué. Le graphite tend effectivement vers sa température d'équilibre avec une période d'une minute environ. Pour le MSBR où les distances sont dix fois plus grandes, ce temps serait cent fois plus long et atteindrait une heure et demie. Cependant, il est faux de dire que le sel atteint sa température d'équilibre quasi-instantanément. En effet, la température du sel sur les bords du canal est fortement influencée par celle du graphite adjacent, et varie donc avec la même constante de temps. La variation de la température moyenne du sel en fonction du temps présente deux portions nettement distinctes. L'une correspond au chauffage direct du sel, et dure cinq secondes environ, soit le temps de parcours du canal. L'autre correspond au chauffage indirect par le graphite, et présente la même période d'une minute que ce dernier. Il est remarquable que ces deux contributions soient quasiment identiques en valeur absolue.

Ainsi, plutôt que de considérer que le coefficient de température du sel est mis en jeu rapidement, et celui du graphite par la suite, il serait plus juste de définir autrement la composante rapide et la composante lente. La composante rapide mobilise la moitié du coefficient de température du sel, tandis que la composante lente met en jeu la somme du coefficient de température du graphite et de la moitié du coefficient de température du sel. Etant donné que le coefficient de température du sel est négatif et celui du graphite positif, cette nouvelle décomposition permet plus facilement d'avoir les deux composantes négatives. Une étude préliminaire sur un réacteur type MSBR dont le réflecteur a été remplacé par une couverture de thorium donne un coefficient de température du sel de -2.7 pcm/K et un coefficient de température du graphite de 1.2 pcm/K. Dans ce cas particulier, la composante rapide présente un coefficient de -1.35 pcm/K et la composante lente de -0.15 pcm/K. Cette situation est particulièrement favorable puisque, le coefficient de la composante lente étant presque nul, l'essentiel des contre-réactions permettant le contrôle du réacteur ont un temps caractéristique de quelques secondes. Les effets dont le temps caractéristique est d'une heure sont négligeables en comparaison.

3.3.3 Effets de la différence de température entre sel et graphite

Enfin, nous allons nous intéresser aux effets que peut avoir sur le contrôle du réacteur la différence de température entre le sel et le graphite. Pour cela, nous allons considérer deux modèles simples.

Dans l'un d'eux, l'ensemble du réacteur est caractérisé par une température moyenne, $\langle T \rangle$. A l'équilibre, cette température est reliée à la puissance P et à la température d'entrée du sel T_{in} par la relation $\langle T \rangle = T_{in} + \frac{d\langle T \rangle}{dP} P$. Il n'y a qu'un coefficient de température $\frac{dk}{d\langle T \rangle}$.

Dans l'autre, le réacteur est caractérisé par deux températures différentes, la température moyenne du sel $\langle T \rangle_{sel}$ et la température moyenne du graphite $\langle T \rangle_{gra}$. Elles sont déterminées à l'équilibre par $\langle T \rangle_{sel} = T_{in} + \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} P$ et $\langle T \rangle_{gra} = T_{in} + \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} P$. Il y a maintenant deux coefficients de température : $dk = \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} d\langle T \rangle_{sel} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} d\langle T \rangle_{gra}$.

Pour chacun de ces deux modèles, nous allons comparer les effets d'une insertion de réactivité δk_0 sur l'équilibre, en supposant que la température d'entrée du sel T_{in} est fixée.

Pour le modèle à une température, le nouvel équilibre présente encore $k = 1$, donc la variation de réactivité entre les deux états d'équilibre est nulle : $\delta k_0 + \frac{dk}{d\langle T \rangle} d\langle T \rangle = 0$, ce qui fixe la variation de puissance à

$$dP = - \frac{\delta k_0}{\frac{dk}{d\langle T \rangle} \frac{d\langle T \rangle}{dP}}$$

Pour le modèle à deux températures, la variation de réactivité entre les deux états d'équilibre s'écrit $\delta k_0 + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} d\langle T \rangle_{sel} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} d\langle T \rangle_{gra} = 0$, soit $\delta k_0 + \left(\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} \right) dP = 0$. La variation de puissance de l'ancien équilibre au nouvel équilibre s'écrit donc :

$$dP = - \frac{\delta k_0}{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP}}$$

Cependant, même si le coefficient de température global $\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}$ est négatif, comme $\frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} > \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP}$ il est possible que le dénominateur soit positif ou nul, ce qui rend le réacteur instable ! Par exemple si $\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} = -3$ pcm/K et $\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} = +2$ pcm/K, le coefficient de température total est légèrement négatif. Mais en considérant $\frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} = 8$ K/MW et $\frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} = 5$ K/MW, valeurs qui sont proches de celles du MSRE, on obtient $\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} = +1$ pcm/MW, et le réacteur est instable malgré un coefficient de température global négatif. Pourtant les valeurs utilisées sont toutes vraisemblables.

Heureusement, les réacteurs ne sont pas pilotés en réalité en maintenant T_{in} constante. C'est la demande qui, en fixant la quantité de chaleur perdue au niveau de l'échangeur, détermine la différence entre la température de sortie et la température d'entrée, donc la puissance. De ce fait, si le réacteur s'échauffe, la température d'entrée augmente également. En reprenant les calculs précédents mais en fixant cette fois la demande, donc la puissance, nous pouvons calculer l'échauffement du réacteur dans les deux cas. Pour le modèle à une température, on obtient

$$d\langle T \rangle = - \frac{\delta k_0}{\frac{dk}{d\langle T \rangle}}$$

et pour le modèle à deux températures

$$d\langle T \rangle_{sel} = d\langle T \rangle_{gra} = - \frac{\delta k_0}{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}}$$

Cette fois-ci, la puissance étant constante, l'échauffement est uniforme et le réacteur est stable dès que le coefficient de température global est négatif.

Comme le pilotage se fait par la demande, il est légitime de rechercher l'effet sur l'équilibre d'une augmentation dP de la demande de puissance.

Dans le modèle à une température, $dk = 0$ implique $d\langle T \rangle = 0$ et donc $dT_{in} = -dP \frac{d\langle T \rangle}{dP}$. La température moyenne ne change pas, mais la température d'entrée diminue et, de même, la température de sortie augmente.

Avec deux températures, on a $\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} \left(dT_{in} + \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} dP \right) + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} \left(dT_{in} + \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} dP \right) = 0$, d'où

$$dT_{in} = -dP \frac{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}} \frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP}}{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}}$$

On en déduit les variations des températures du sel et du graphite :

$$d\langle T \rangle_{sel} = dP \left(\frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} - \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} \right) \frac{-\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}}{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}}$$

$$d\langle T \rangle_{gra} = dP \left(\frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} - \frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} \right) \frac{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}}}{\frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{sel}} + \frac{\partial k}{\partial \langle T \rangle_{gra}}}$$

Au dénominateur, on retrouve le coefficient de température global, il est négatif et bien connu. Les variations de température sont distribuées différemment par rapport au modèle à une température, mais restent du même ordre de grandeur. Une divergence des températures peut apparaître si le coefficient de température global est très petit devant ses deux composantes, le coefficient de sel et le coefficient de graphite, c'est-à-dire si elles sont de signes opposés et de valeurs presque égales. Mais alors le coefficient global serait très faible, ce qui est exclu. Si les coefficients de température du sel et du graphite sont négatifs, une augmentation de la demande diminue la température du sel et augmente la température du graphite. Si le coefficient de température du graphite est positif, les températures du sel et du graphite augmentent toutes les deux, mais toujours dans des proportions modérées. En reprenant les valeurs des coefficients utilisées précédemment et qui sont très défavorables, on obtient les résultats suivants :

– Pour le modèle à une température, $\frac{dT_{in}}{dP} = -6.5 \text{ K/MW}$ et $\frac{d\langle T \rangle}{dP} = 0$.

– Pour le modèle à deux températures, $\frac{dT_{in}}{dP} = 1 \text{ K/MW}$, $\frac{d\langle T \rangle_{sel}}{dP} = 6 \text{ K/MW}$, $\frac{d\langle T \rangle_{gra}}{dP} = 9 \text{ K/MW}$.

Dans ce cas très défavorable, l'ensemble des températures dans le réacteur augmente avec la demande de puissance, mais dans le même ordre de grandeur que dans le modèle à une température, et le réacteur reste stable.

3.4 Conclusions sur la simulation en puissance

De l'étude fine des coefficients de réactivité du MSRE, qui reproduit parfaitement les mesures faites pendant l'expérience, il est ressorti que la quasi-totalité des contre-réactions de ce réacteur sont dues à sa forte proportion de fuites et, ce qui est équivalent, aux absorptions dans les zones périphériques. Sans les fuites, ce réacteur serait fortement sous-moderé et posséderait un coefficient de vide positif. Son coefficient de température serait beaucoup moins négatif et serait probablement devenu positif avec de l'uranium 233. De cette constatation est née l'idée de séparer, dans un réacteur de puissance, les fonctions de production d'énergie et de surgénération

en réduisant la taille du réacteur de manière à augmenter les fuites et en l'entourant d'une couverture de sel thorié qui met à profit ces fuites pour alimenter les captures sur le thorium nécessaires à la régénération.

Une étude préliminaire à la simulation couplée portant sur la répartition des dépôts d'énergie dans le réacteur a permis de reproduire les données de l'ORNL, validant ainsi cette partie de la simulation, et de comprendre les choix qui ont été faits quant à la circulation du sel et au refroidissement du réacteur.

Ces dépôts d'énergie ont été utilisés pour déduire les répartitions de températures dans un canal typique et dans le graphite qui l'entourne. Nous en avons déduit que la température dans le graphite est uniforme, et nettement supérieure à la température moyenne du sel adjacent. La mise à l'équilibre thermique du graphite, après un changement de puissance, présente une période d'une minute dans le cas du MSRE et donc plus d'une heure dans le cas du MSBR. De plus, la mise à l'équilibre du sel présentant deux temps caractéristiques très différents, dont l'un lié au réchauffement par le graphite qui l'entoure, nous avons dû redéfinir les composantes lente et rapide des coefficients de température en incluant une partie du sel dans la composante lente. Enfin, nous avons examiné les conséquences des différences de température entre sel et graphite sur le contrôle du réacteur. En particulier, nous avons montré qu'un réacteur dont la température d'entrée du sel était maintenue constante pouvait être instable même si son coefficient de température global était négatif. Cependant, dans le cas habituel d'un pilotage par la demande en puissance, un coefficient de température global négatif suffit à assurer la stabilité du système, et les variations de température en fonction de la puissance restent faibles.

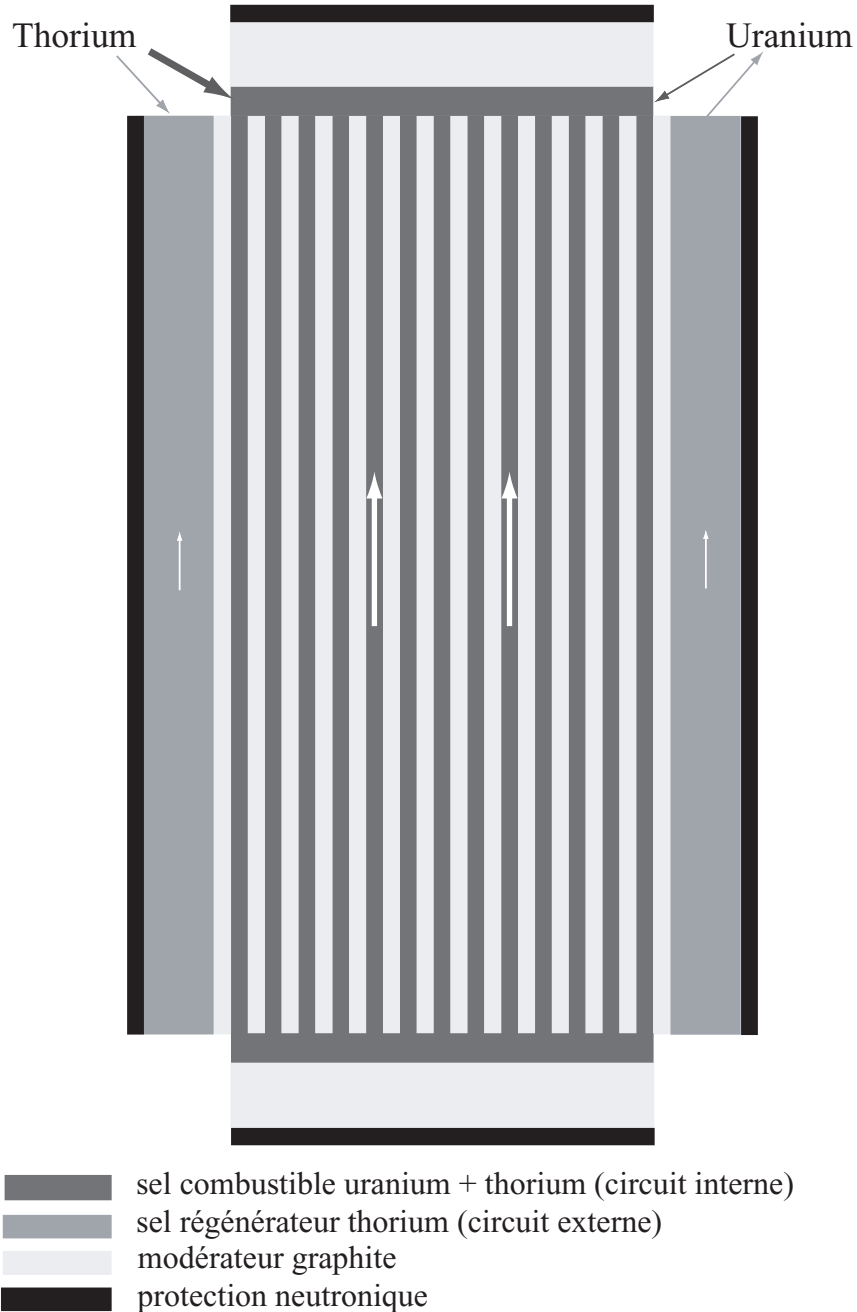


FIG. 3.2 – Proposition de réacteur à sels fondus à deux circuits de sel. Les alimentations en thorium et uranium sont indiquées par des flèches plus ou moins épaisses. Les flèches blanches indiquent le sens et la vitesse du sel dans chaque circuit. La taille du coeur (canaux) est de l'ordre de 3.5 m de diamètre par 7 m de hauteur.

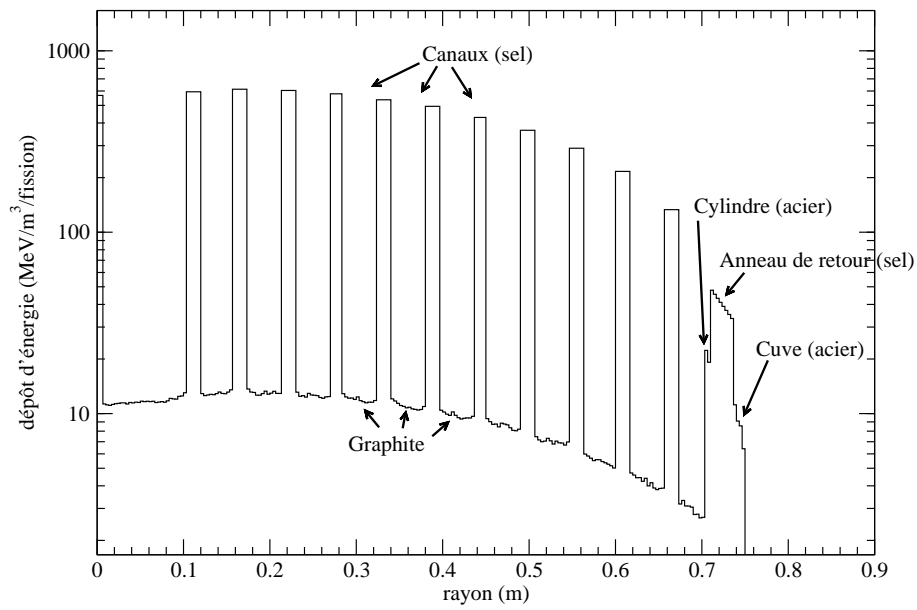


FIG. 3.3 – Coupe radiale de la densité de puissance dans le plan médian du MSRE.

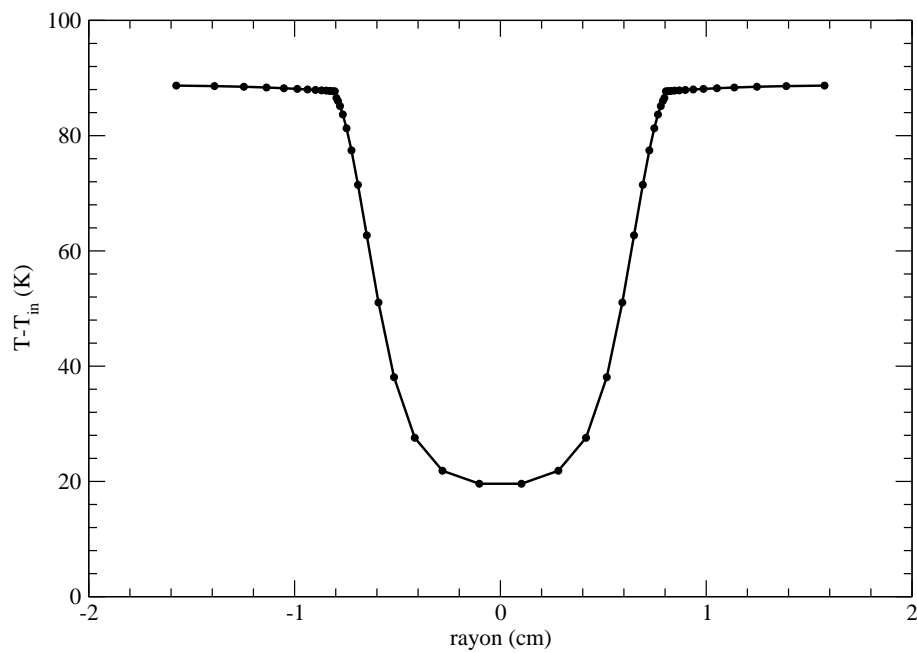


FIG. 3.4 – Profil de température le long d'une section transversale du canal, à proximité de la sortie.

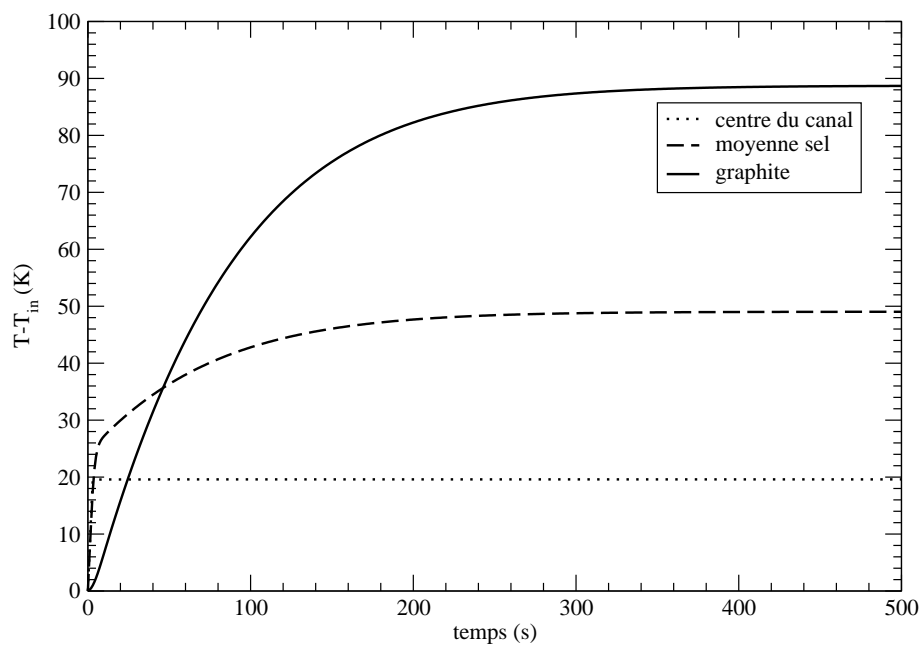


FIG. 3.5 – Mise à l'équilibre des températures du sel et du graphite, en fonction du temps après l'établissement de la puissance. On distingue la température moyenne du sel et la température au centre du canal.

Deuxième partie

Détermination de la réactivité d'un ensemble sous-critique

*Tous les hommes sont menteurs, inconstants, faux, bavards,
hypocrites, orgueilleux et lâches ; toutes les femmes sont
perfides, artificieuses, vaniteuses, curieuses et dépravées ;
le monde n'est qu'un égout sans fond où les phoques les
plus informes rampent et se tordent sur des montagnes de
fange ; mais il y a au monde une chose sainte et sublime,
c'est l'union de deux de ces êtres si imparfaits et si affreux.*

Alfred de Musset

Chapitre 4

Physique des réacteurs sous-critiques

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateurs (Accelerator Driven Systems en anglais, soit ADS) sont, on l'a vu, une solution prometteuse pour ce qui est de l'incinération des déchets nucléaires. Ce concept a été relancé dans les années 1990 par C. Rubbia [3] et C.D. Bowman [19]. Le rapport du GAT11 (Groupe d'Analyse Thématique) sur le nucléaire du futur conclut, suite aux nombreuses études qui ont été menées, à la possibilité de décider la construction d'un démonstrateur de 100MW environ, tel qu'étudié en détail dans le programme européen PDS-XADS du 5^{me} PCRD. La source de neutrons la plus couramment envisagée est produite par un faisceau de protons d'une énergie proche du GeV et de forte intensité dirigé vers une cible de spallation, typiquement de plomb. Une réaction en cascade à l'intérieur du plomb entraîne la production d'une trentaine de neutrons par proton incident. La complexité d'un système comprenant à la fois un réacteur nucléaire et un accélérateur de protons de haute énergie et d'une intensité de 20 mA est telle qu'il est peu probable que ce type de réacteurs puisse un jour constituer la majorité d'un parc de production d'énergie. Cependant, nous verrons que le fonctionnement en mode sous-critique permet de relâcher plusieurs contraintes de sûreté sur les caractéristiques du combustible et du réacteur. De ce fait, les ADS peuvent avoir leur place dans la recherche de nouvelles filières, afin de vérifier dans des conditions de sûreté satisfaisantes les propriétés de réacteurs destinés à être critiques. Par ailleurs, ils sont aussi adaptés à fonctionner avec des combustibles aux caractéristiques dégradées comme les déchets d'autres filières, fortement chargés en actinides mineurs et en plutonium. Enfin, le fonctionnement en mode sous-critique améliore le bilan neutronique, les neutrons disponibles pouvant être utilisés pour des captures "utiles" comme par exemple la production d'uranium 233 ou la transmutation de produits de fission à vie longue.

Le présent chapitre, après avoir présenté les différents coefficients de multiplication qui nous seront utiles et leurs définitions, examinera les points forts et les points faibles de la sûreté de réacteurs sous-critiques en général.

4.1 Les coefficients de multiplication

Un réacteur sous-critique est caractérisé par la présence d'une source externe de neutrons. Ces neutrons présentent des distributions spatiales et spectrales très différentes de celles des neutrons de fission. L'idée sur laquelle se fonde ce travail est que deux neutrons peuvent être beaucoup plus différents l'un de l'autre que ne peuvent l'être deux fissions. En particulier, un neutron est caractérisé par son énergie, et les sections efficaces des différentes réactions qu'il peut subir varient fortement avec cette énergie. En revanche, deux fissions présenteront toujours un spectre d'émission similaire, quelque soient les caractéristiques des neutrons qui en sont à l'origine.

De ce fait, nous avons choisi de définir les coefficients de multiplication à partir d'un rapport de nombre de fissions, et non d'un nombre de neutrons comme c'est le cas généralement. La source considérée n'est pas la source de neutrons, mais l'ensemble des premières fissions induites par ces neutrons source. Cette définition est moins ambiguë, puisque les neutrons peuvent subir des réactions (n,xn) et qu'il peut être difficile de déterminer à quel instant de son histoire le neutron quitte la source de spallation et commence à faire partie de la réaction en chaîne des fissions. Le coefficient de multiplication de la première génération, k_1 , est défini comme le nombre de fissions de première génération induites par une fission source. k_1 est bien sûr dépendant de la source. De même, nous définissons les coefficients des générations successives k_2, k_3, \dots . S'il n'est pas tenu compte de la production de neutrons retardés mais que seule la réaction en chaîne prompte est considérée, les coefficients sont notés k_1^p, k_2^p, \dots .

Après de nombreuses générations, les caractéristiques de la source sont oubliées, et les coefficients de multiplication successifs convergent vers une valeur limite, qu'on appelle le coefficient de multiplication effectif.

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

Il est facile de se convaincre que le coefficient de multiplication effectif ainsi calculé est précisément égal à celui défini par la multiplication des neutrons et non des fissions. Cette différence de définition n'a d'impact que sur les premières générations. D'autre part, ce coefficient effectif est totalement indépendant de la source utilisée. On peut bien sûr définir de la même façon

$$k_{eff}^p = \lim_{i \rightarrow \infty} k_i^p$$

Considérons maintenant l'ensemble de la réaction en chaîne produite par une fission source. Le nombre de fissions total de cette chaîne est $1 + k_1 + k_1 k_2 + k_1 k_2 k_3 + \dots$. Il dépend de la source considérée. Si l'on suppose, ce qui est faux, que chaque k_i est égal à k_{eff} , on obtient pour le nombre total de fissions $1 / (1 - k_{eff})$, puisque $k_{eff} < 1$. On définit le coefficient de multiplication de la source k_s comme le coefficient de multiplication effectif qu'il faudrait avoir pour que cette expression soit égale au nombre de fissions total réel :

$$\frac{1}{1 - k_s} = 1 + k_1 + k_1 k_2 + k_1 k_2 k_3 + \dots$$

De la même façon, en ne considérant que les neutrons prompts,

$$\frac{1}{1 - k_s^p} = 1 + k_1^p + k_1^p k_2^p + k_1^p k_2^p k_3^p + \dots \quad (4.1)$$

Les deux coefficients k_{eff} et k_s rendent donc compte de deux réalités physiques différentes. k_{eff} rend compte de la multiplication des neutrons dans le réacteur, longtemps après que la source soit oubliée, tandis que k_s rend compte de la totalité de la chaîne, y compris les premiers coefficients qui peuvent être très différents. Plus k_{eff} est proche de un, plus la réaction en chaîne est capable de s'auto-entretenir longtemps. Plus k_s est proche de un, plus la puissance produite pour une fission source est importante. Cependant, ces deux coefficients ne sont pas indépendants. En effet, comme les k_i convergent vers k_{eff} , $k_{eff} = 1$ implique que la réaction en chaîne est infinie et donc $k_s = 1$. A proximité de la criticité, les premières générations sont très minoritaires devant le nombre total de fissions et $1 - k_{eff} \sim 1 - k_s$.

4.2 Considérations de sûreté

Les conditions de sûreté d'un ADS sont très différentes de celles d'un réacteur critique. Cela provient du fait que le contrôle de la puissance n'intervient pas de la même façon. Dans un réacteur critique, si les coefficients de température sont négatifs, la puissance s'ajuste d'elle-même jusqu'à ce que $k_{eff} = 1$. Le pilotage est toujours réalisé par insertion ou retrait de réactivité, ce qui modifie la puissance d'équilibre. Pour que le réacteur reste stable, les insertions de réactivité doivent être petites devant β , ou lentes devant le temps d'échauffement du réacteur. Dans un ADS, la puissance est proportionnelle à $S/(1 - k_s)$ où S est l'intensité de la source. Comme $1 - k_s$ est de l'ordre de plusieurs milliers de pcm, soit une dizaine de β , des changements de réactivité comme ceux qui permettent de piloter un réacteur critique n'auraient quasiment aucune influence sur la puissance. En revanche, la puissance est directement proportionnelle à l'intensité de la source, et le réacteur peut être piloté par l'accélérateur.

Cette caractéristique peut être utilisée dans le cadre de l'incinération des déchets. En effet, les actinides mineurs présents dans les déchets ont une faible proportion de neutrons retardés. Le plutonium 239 en a trois fois moins que l'uranium 235 et l'américium 241 cinq fois moins, soit seulement 130 pcm. Or l'américium est le principal noyau à incinérer, à la fois à cause de la quantité produite, de sa radiotoxicité, et de sa très longue durée de vie. Un tel combustible ne peut pas être utilisé dans un réacteur critique puisqu'une faible insertion accidentelle de réactivité suffirait à amener la criticité prompte. En revanche, dans un réacteur sous-critique, les neutrons retardés ne jouent aucun rôle dans le pilotage et ce combustible peut être utilisé sans détérioration de la sûreté.

De même, il est impossible de faire fonctionner en mode critique un réacteur dont le coefficient de température serait positif, puisque le fonctionnement du réacteur, instable, reposerait sur un ajustement actif, continu, des barres de pilotage et que la moindre défaillance mécanique se traduirait par la divergence du réacteur. En mode sous-critique cependant, même avec un coefficient de température positif, le réacteur reste stable et une insertion de réactivité ou un échauffement ne produit qu'une variation finie, et faible, de puissance. Il faut bien sûr s'assurer que la réactivité reste assez négative sur toute la plage de températures envisagée. Cette possi-

bilité de fonctionner malgré un mauvais coefficient de température autorise à étudier en mode sous-critique un réacteur mal connu, dont il n'a pas encore été démontré qu'il serait sûr en mode critique. Cela pourrait s'avérer un grand gain de temps dans la définition et l'étude de nouvelles filières.

Cependant, si le fonctionnement en mode sous-critique présente de nombreux avantages, il reste à pouvoir vérifier à tout instant que le réacteur est suffisamment loin de la criticité. Il faut donc être capable de mesurer le coefficient de multiplication. La plupart des méthodes existantes reposent sur l'approche de la criticité. Lorsque le réacteur approche de la criticité, $1 - k_{eff} \sim 1 - k_s$, donc la puissance augmente en $S/(1 - k_{eff})$, S étant cette fois la source intrinsèque due aux fissions spontanées et aux réactions (α, n) sur l'oxyde. La variation de la puissance avec la réactivité insérée renseigne donc sur la valeur de $1 - k_{eff}$. Ces méthodes ont l'inconvénient de nécessiter de s'approcher très près de la criticité, ce qui est impossible dans les cas qui nous intéressent.

De plus, il est insuffisant de déduire le coefficient de multiplication de mesures de puissance loin de la criticité. En effet, la mesure de puissance renseigne sur la valeur de $S/(1 - k_s)$. Si la source est stable et connue, on ne peut en déduire que la valeur de k_s , tandis que la sûreté nécessite une marge de sécurité connue sur k_{eff} . Il est possible qu'au cours de la vie du réacteur, la valeur de k_{eff} augmente. Dans le même temps, la qualité de la source peut se dégrader par déplacement du faisceau, dégradation de la cible de spallation, ou accumulation d'absorbants neutroniques autour de la cible. Dans ce cas, il est possible que $S/(1 - k_s)$ reste constant ou même décroisse, alors que le réacteur s'approche progressivement de la criticité. L'augmentation de k_{eff} peut même provenir de mesures prises pour maintenir la puissance constante, si la dégradation de la source est passée inaperçue. Dans ce cas, les avantages liés à la sous-criticité disparaissent. Le réacteur n'est plus seulement piloté par la source, mais des chaînes de réactions autonomes de plus en plus longues apparaissent. Les neutrons retardés retrouvent leur importance et la puissance répond avec retard aux variations de la source. Si le coefficient de température est positif, le réacteur devient instable au-delà d'une certaine valeur de k_{eff} . Enfin, la moindre addition accidentelle de réactivité peut entraîner la divergence du réacteur.

C'est pourquoi il convient de mesurer effectivement la valeur de k_{eff} , et non seulement la puissance pour une intensité de faisceau donnée. De plus, cette mesure doit pouvoir être faite sans approcher de la criticité dans le cas où le réacteur ou le combustible ne s'y prête pas. C'est cette mesure qui fait l'objet de l'article en annexe 7 [5]. Le prochain chapitre en rappelle succinctement les grandes lignes, ainsi que les limites d'utilisation. Il ne reprend pas l'ensemble de la démonstration apportée dans l'article.

Chapitre 5

La méthode de détermination de k_{eff}^P

5.1 Présentation de la méthode

La méthode présentée ici consiste à étudier la décroissance prompte de la population neutronique après une impulsion de source. Elle repose sur l'idée que plus le coefficient de multiplication est faible, plus la population neutronique décroît rapidement lorsque la source est éteinte. Comme seule la multiplication prompte est prise en compte, la valeur obtenue est celle de k_{eff}^P et non k_{eff} .

La première approximation qui peut être utilisée pour calculer la décroissance prompte est de supposer que la distribution spatiale et spectrale des neutrons est invariable, ou de façon équivalente que tous les neutrons ont les mêmes propriétés, à tout instant. Cette approximation constitue la cinétique point à un groupe. Dans ce cadre, le taux de décroissance $\Omega(t)$ de la population neutronique $N(t)$ est constant et vaut :

$$\Omega(t) = -\frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{1 - k_{eff}^P}{l} \quad (5.1)$$

où l est la durée de vie du neutron, c'est-à-dire le temps moyen au bout duquel il est absorbé ou a quitté le réacteur. Les hypothèses de la cinétique point impliquent que c'est aussi le temps moyen au bout duquel il est capturé, et encore le temps moyen au bout duquel il induit une fission. C'est cette dernière formulation qui s'applique le mieux à la description de la réaction en chaîne, c'est donc celle que nous conserverons par la suite. Cependant, nous montrons que cette description ne permet pas de décrire la décroissance prompte dans tous les cas. La valeur de $\Omega(t)$ n'est en réalité pas constante, et elle ne converge pas toujours avec le temps vers la valeur calculée par la cinétique point.

La cinétique point se trouve en défaut lorsque la durée de vie du neutron présente une grande variance et que le réacteur est loin de la criticité. En particulier, la présence d'un réflecteur entraîne des durées de vie beaucoup plus longues pour les neutrons qui y séjournent sans être absorbés avant de revenir au réacteur. Plus le réacteur est petit, plus nombreux sont les neutrons qui passent par le réflecteur. Un petit réacteur pourvu d'un réflecteur présente donc une grande variance dans la durée de vie des neutrons, ce qui est incompatible avec les suppositions de la

cinétique point. De ce fait, la décroissance neutronique de ce type de réacteurs est mal décrite par la cinétique point. Nous montrons également que plus le réacteur est sous-critique et plus son comportement s'éloigne de la cinétique point, celle-ci restant valable dans la limite $k_{eff}^P \rightarrow 1$. Il est donc impossible dans le cas de réacteurs sous-critiques de plusieurs milliers de pcm de déduire la valeur de k_{eff}^P de la formule 5.1, d'autant plus qu'en réalité $\Omega(t)$ n'est pas constant.

Il faut donc remplacer l'hypothèse que tous les neutrons sont équivalents par une hypothèse moins réductrice. Comme nous l'avons mentionné plus haut, deux fissions ne peuvent être aussi différentes que peuvent l'être deux neutrons. La nouvelle hypothèse par laquelle nous remplaçons la cinétique point est donc l'équivalence de toutes les fissions. Il en résulte qu'un neutron issu d'une fission est caractérisé par une unique variable, le temps depuis lequel a eu lieu cette fission. Nous notons τ ce temps, qui est l'âge du neutron. Si les propriétés du neutron sont indépendantes de son âge, nous retrouvons la cinétique point. En particulier, les sections efficaces que rencontre le neutron ne dépendent que de τ , tandis qu'elles sont constantes dans le cas de la cinétique point.

Enfin, nous montrons que toute la cinétique du réacteur peut être décrite à partir de la distribution $P(\tau)$ des temps séparant deux fissions successives dans la réaction en chaîne. Cette distribution caractérise entièrement le réacteur, indépendamment de la source qui lui est couplée. Son intégrale est la valeur de k_{eff}^P , et son premier moment définit la durée de génération moyenne. La décroissance du taux de fissions total dans le réacteur après une impulsion de source suit la loi :

$$N_f(t) = P + P * P + P * P * P + \dots \quad (5.2)$$

où l'étoile indique une convolution.

La force de cette représentation tient dans le fait que la forme la distribution $P(\tau)$ est très peu sensible à des changements de géométrie ou de composition du réacteur qui peuvent avoir une influence de plusieurs milliers de pcm sur la réactivité. Cette robustesse de $P(\tau)$ est montrée en détail dans l'article. Cependant, le lent retour des neutrons du réflecteur, qui correspond aux grands τ , doit être correctement décrit. Ainsi, une description imprécise du coeur du réacteur peut suffire à calculer très précisément $P(\tau)$ si le réflecteur est suffisamment bien connu, alors qu'elle ne permet absolument pas de déterminer directement la valeur de k_{eff}^P .

Connaissant la forme de $P(\tau)$ mais non son intégrale k_{eff}^P , la méthode proposée consiste à calculer pour toute valeur de k_{eff}^P le taux de décroissance $\Omega(t) = -\frac{1}{N_f(t)} \frac{dN_f(t)}{dt}$ à partir de l'équation 5.2 en normalisant $P(\tau)$ à k_{eff}^P . La valeur réelle de k_{eff}^P est déduite en ajustant ce taux de décroissance $\Omega(t)$ à celui mesuré expérimentalement. Il est préférable d'ajuster $\Omega(t)$ et non le taux de fissions $N_f(t)$ directement puisque $\Omega(t)$ est invariable quand $N_f(t)$ est multiplié par un facteur constant. Ce choix permet donc de s'affranchir des problèmes d'étalonnage des détecteurs, de la détermination de l'intensité de la source et de la multiplication qui a lieu lors des premières générations. De plus, nous montrons dans l'article que $\Omega(t)$ est caractéristique du réacteur, et pratiquement indépendant de la source utilisée.

5.2 Amélioration de la méthode

Cette méthode donne d'excellents résultats, cependant deux améliorations permettent de la rendre encore plus générale et encore plus précise.

La première prend en compte le détecteur utilisé, qui n'est pas exactement sensible au taux de fissions total dans le réacteur $N_f(t)$. En effet, le détecteur est situé à un endroit particulier du réacteur, et sa réponse en fonction de l'énergie du neutron n'est pas toujours proportionnelle à la section efficace de fission. L'étude montre que la réponse du détecteur est proportionnelle à $N_f(t)$ dans deux cas : lorsque le détecteur est situé bien à l'intérieur du coeur, et lorsque le détecteur utilise une réaction à seuil et n'est sensible qu'aux neutrons rapides. En revanche, un détecteur à spectre large et situé dans le réflecteur est sensible à des neutrons qui ont passé un temps long dans le réflecteur, pendant lequel ils ont été ralentis. Le signal correspondant est donc émis longtemps après la fission qui en est à l'origine. Il faut alors tenir compte de cette distribution de temps entre la fission et la détection du neutron, que nous notons $D(\tau)$. En convoluant $N_f(t)$ par $D(\tau)$ avant de calculer $\Omega(t)$, le retard de réponse du détecteur est pris en compte et notre méthode reste applicable. Il reste préférable cependant, pour limiter les sources d'erreur, d'utiliser un détecteur à seuil ou un détecteur situé dans le coeur, de sorte que sa réponse $D(\tau)$ soit rapide et qu'il ne soit pas nécessaire de la calculer.

Bien entendu, comme la source utilisée dans l'expérience ne peut être une impulsion de durée infiniment courte, il faut aussi convoluer $N_f(t)$ par la forme de l'impulsion de source, que nous notons $S(t)$. Plus celle-ci est piquée autour de 0, et notamment plus le temps de descente est court, plus nous avons accès aux temps courts de la décroissance.

La deuxième amélioration remet en cause l'hypothèse selon laquelle toutes les fissions sont équivalentes. En effet, il apparaît que les fissions ayant lieu au bout d'un temps τ long sont engendrées par des neutrons ayant séjourné longtemps dans le réflecteur. De ce fait, ils ont progressivement perdu leur énergie, et au retour dans le réacteur ils rencontrent des sections efficaces très importantes. Ainsi, les fissions correspondantes sont localisées à la périphérie du réacteur. Or, les neutrons émis par ces fissions périphériques ont une plus grande probabilité de s'échapper et une plus faible probabilité d'engendrer de nouvelles fissions. Les fissions engendrées par de vieux neutrons (τ grand) ont une moins grande importance dans la réaction en chaîne que celles de petit τ . En pondérant $P(\tau)$ par cette importance $I(\tau)$ avant de le normaliser à k_{eff}^p , on améliore encore l'ajustement entre les $\Omega(t)$ mesuré et calculé. Comment définir précisément $I(\tau)$? L'importance doit être le nombre de fissions engendrées par les neutrons issus d'une fission ayant lieu au bout d'un temps τ . C'est donc précisément la valeur de $1 / (1 - k_s^p)$ en prenant comme fissions source les fissions de temps τ . Si les k_i^p sont supposés égaux à k_{eff}^p à partir de $i > n$, et que les i premières générations sont minoritaires devant les suivantes, alors d'après 4.1 :

$$I(\tau) = \frac{1}{1 - k_s^p} = 1 + k_1^p + k_1^p k_2^p + \dots + k_1^p k_2^p \dots k_n^p / (1 - k_{eff}^p) \propto k_1^p k_2^p \dots k_n^p$$

Nous utilisons donc comme valeur de $I(\tau)$ le produit des n premiers k_i^p , qui est une approximation mais beaucoup plus rapide à calculer que $1 / (1 - k_s^p)$.

L'efficacité de ces deux améliorations de notre méthode, par l'inclusion du détecteur et de l'importance des fissions, est vérifiée dans l'article.

5.3 Avantages et limites de la méthode

La méthode proposée ici peut s'avérer très précise, comme nous le verrons dans le chapitre 6. Cependant, il convient de définir ses avantages, ses limites et son domaine d'application.

Procéder par un ajustement de $\Omega(t)$ sur la mesure possède plusieurs avantages. Tout d'abord, en trouvant deux valeurs de k_{eff}^P qui encadrent la fonction sur tout le domaine temporel étudié, on obtient une estimation de l'erreur de la mesure. La précision obtenue est de l'ordre de 5 à 10% sur $1 - k_{eff}^P$. De plus, une estimation visuelle de la qualité de l'ajustement, ou un calcul du χ^2/n permet de vérifier instantanément si la description du réacteur utilisée pour calculer $P(\tau)$ et $I(\tau)$ est suffisamment fidèle. Par exemple, il est clair sur les figures de l'article que les ajustements sans l'importance sont d'une qualité moins bonne, notamment à forte sous-criticité, que ceux tenant compte de l'importance. Cela permet de détecter les erreurs commises et de remettre en cause les résultats obtenus le cas échéant.

Les méthodes de suivi de la décroissance prompte ont en commun plusieurs inconvénients. L'un d'eux est la nécessité de recourir à une source pulsée, alors qu'il serait peut-être plus facile de concevoir des accélérateurs continus. Notons que des interruptions de faisceau régulières de 100 microsecondes sont prévues dans le cadre du démonstrateur PDS-XADS. D'autre part elles donnent accès à k_{eff}^P et non k_{eff} . Cependant, il est également possible de mesurer β par d'autres moyens. De plus, les changements susceptibles d'intervenir sur la valeur de β sont au plus de la dizaine de pcm, tandis que $1 - k_{eff}^P$ est typiquement de plusieurs milliers de pcm dans les systèmes qui nous intéressent.

Notre méthode consiste à ajuster $\Omega(t)$ sur un intervalle de temps. Il faut bien entendu définir cet intervalle. La limite supérieure est imposée par la présence des neutrons retardés et d'une source intrinsèque dans le réacteur. Ceux-ci induisent un fond qui, aux échelles de temps qui nous intéressent, est constant. Il faut donc se placer assez tôt pour que la décroissance prompte soit supérieure à ce fond, et le soustraire avant de calculer le taux de décroissance. La limite inférieure est imposée par la nécessité que les premières générations soient écrasées par les suivantes. Il est possible de calculer, à chaque temps, les contributions des différentes générations, mais il suffit en pratique de placer la limite à plusieurs fois la durée de vie l , d'autant plus que le nombre de générations pour lesquelles $k_i \neq k_{eff}$ est grand. Pour qu'un tel intervalle puisse être défini il faut donc que le niveau du fond soit atteint à un temps très supérieur à la durée de vie prompte. Cette condition sera presque toujours réalisée en pratique.

D'autre part, la méthode décrite ici repose sur la supposition que toutes les fissions sont équivalentes (à l'importance $I(\tau)$ près), donc en particulier que toutes les générations sont équivalentes. Elle ne tient pas compte des premières générations dont les k_i^P sont différents de k_{eff}^P . Selon le réacteur et la source, ces premières générations peuvent être plus ou moins importantes, et il convient de quantifier leur impact sur la cinétique du réacteur. Nous avons défini un indice de convergence permettant de quantifier l'écart entre la décroissance réelle et une décroissance fictive qui aurait lieu si on avait $\forall i, k_i^P = k_{eff}^P$. Il s'écrit comme le rapport entre le nombre total de fissions dans la décroissance réelle et le nombre total de fissions dans la décroissance fictive, celles-ci étant normalisées l'une par rapport à l'autre aux grandes générations. Considérons donc une génération n avec n grand, et supposons qu'elle comporte une fission exactement. Le nombre

de fissions dans la chaîne réelle jusqu'à la génération n s'écrit :

$$N_f^{\text{réelle}} = \frac{1 + k_1^p + k_1^p k_2^p + \dots + k_1^p k_2^p \dots k_n^p}{k_1^p k_2^p \dots k_n^p}$$

En faisant le même calcul pour la décroissance fictive où $\forall i, k_i^p = k_{eff}^p$, on obtient

$$N_f^{\text{fictive}} = \frac{1 + k_{eff}^p + (k_{eff}^p)^2 + \dots + (k_{eff}^p)^n}{(k_{eff}^p)^n}$$

L'indice de convergence est défini comme la limite de $N_f^{\text{réelle}}/N_f^{\text{fictive}}$ quand $n \rightarrow \infty$:

$$I_c = \frac{1 + k_1^p + k_1^p k_2^p + \dots}{1 + k_{eff}^p + (k_{eff}^p)^2 + \dots} \frac{k_{eff}^p}{k_1^p} \frac{k_{eff}^p}{k_2^p} \dots$$

D'après 4.1, l'indice de convergence peut se réécrire :

$$I_c = \frac{1 - k_{eff}^p}{1 - k_s^p} \prod_{i=1}^{\infty} \left(\frac{k_{eff}^p}{k_i^p} \right) \quad (5.3)$$

Si $I_c > 1$, les premières générations ont un poids relatif plus important que si tous les k_i^p étaient égaux à k_{eff}^p , c'est-à-dire que les premiers k_i sont plus petits que k_{eff} . Si $I_c < 1$, leur poids relatif est au contraire trop faible, les premiers k_i étant plus grands que k_{eff} . Ces deux situations sont représentées graphiquement sur la figure 5.1.

La méthode présentée ici est applicable si et seulement si l'indice I_c de convergence des k_i est proche de 1. Il est donc possible a priori, pour un réacteur, une source, et une sous-criticité donnés, de savoir dans quelle mesure cette méthode de détermination de k_{eff}^p est judicieuse. En particulier, plus la sous-criticité augmente, et moins l'hypothèse de départ est vérifiée. En effet, de même qu'une population dont la natalité est faible vieillit, un réacteur très sous-critique est dominé par les neutrons des premières générations. Si le réacteur a été simulé à une valeur de k_{eff}^p donnée, on peut en première approximation considérer que lorsque k_{eff}^p varie, les k_i^p varient proportionnellement, et en déduire la sous-criticité maximum au-delà de laquelle notre méthode ne s'applique plus à ce réacteur.

Enfin, une limitation intrinsèque à cette méthode est la nécessité de connaître le réacteur pour en déduire les fonction $P(\tau)$, $I(\tau)$ et éventuellement $D(\tau)$. Cependant, nous avons montré que le niveau de détail nécessaire dans la description du réacteur est faible, et très inférieur à celui qui conduirait à la connaissance directe de k_{eff} . Les fonctions dont nous avons besoin dépendent peu d'erreurs sur le réacteur, et sont surtout sensibles au réflecteur, qui est moins sujet à changer. Enfin, les éventuelles erreurs peuvent être détectées au moment de l'ajustement et le résultat remis en question. N'oublions pas non plus que toutes les méthodes de détermination de k_{eff} ou k_{eff}^p nécessitent de connaître le réacteur, même si cette connaissance est cachée dans des variables plus simples mais non moins sensibles aux erreurs comme la durée de vie des

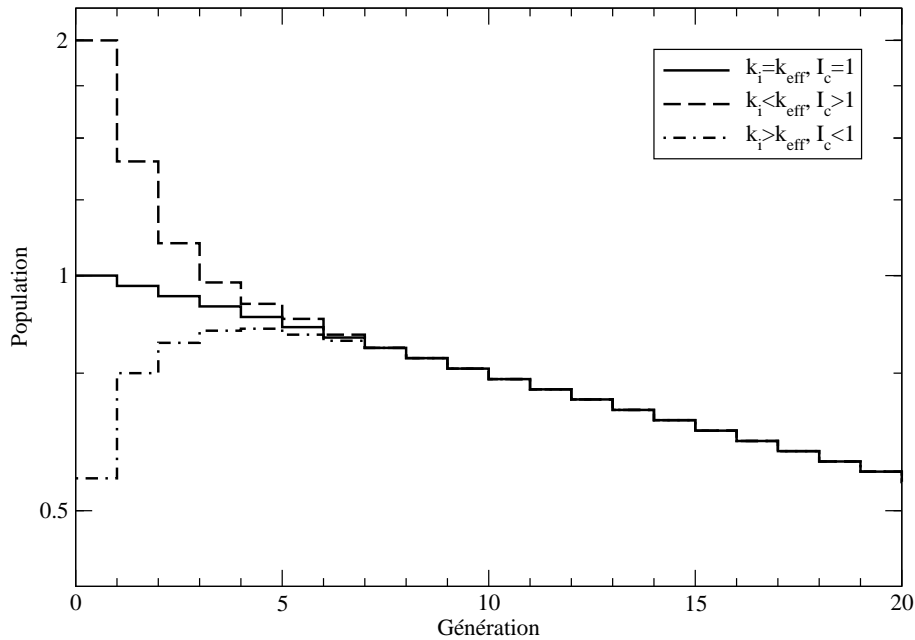


FIG. 5.1 – Population de chaque génération, pour trois valeurs de l'indice de convergence. Les populations sont normalisées pour être identiques aux grandes générations. L'indice de convergence est calculé comme la somme des populations sur toutes les générations, divisée par la même somme pour le cas de référence $k_i \equiv k_{eff}$. On voit que si $k_i < k_{eff}$ pour les premières générations, la courbe décroît plus vite et, après normalisation, se trouve au-dessus de la courbe de référence. Les premières générations sont donc trop nombreuses par rapport aux suivantes et l'indice de convergence est supérieur à 1. Inversement, si $k_i > k_{eff}$, les premières générations présentent un déficit relatif de neutrons par rapport aux suivantes, et l'indice de convergence est inférieur à 1.

neutrons ou l'antiréactivité que représente une certaine quantité d'absorbant placée dans le coeur. Il n'existe aucune méthode permettant de déterminer k_{eff} sans avoir la moindre donnée sur le réacteur, sauf pour $k_{eff} = 1$!

Les domaines d'application d'une méthode précise de détermination de la réactivité, en milieu fortement sous-critique et sans passer par $k_{eff} = 1$ sont beaucoup plus variés que la physique des réacteurs sous-critiques. On peut imaginer par exemple qu'elle soit utilisée pour vérifier que les déchets nucléaires stockés à la Hague sont bien dans une configuration où $k_{eff} < 0.95$ comme les autorités de sûreté l'imposent. Il suffit d'un petit accélérateur de deutons comme GENEPI[33], qui est construit au LPSC, et d'une cible et d'un détecteur placés contre les colis. Toute anomalie, comme un retour des neutrons dû à une présence d'eau insoupçonnée, serait détectée sur la forme de $\Omega(t)$. En l'absence d'anomalie, la sous-criticité serait connue avec précision et fiabilité. De même, la sous-criticité devrait être vérifiée à intervalles réguliers au cours du chargement d'un réacteur critique. En effet, plusieurs incidents, dont la fusion partielle du coeur de la centrale à gaz de Saint-Laurent-des-Eaux en 1969, ont déjà eu lieu suite à des erreurs

de chargement qui auraient pu être évitées avec une mesure fiable de la sous-criticité.

Le chapitre suivant montre les résultats de l'application de notre méthode à l'expérience MUSE 4.

Chapitre 6

Un exemple d'application expérimentale

L'expérience MUSE 4 conduite au CEA Cadarache a pour but l'étude du couplage d'un massif sous-critique, le réacteur MASURCA, avec l'accélérateur GENEPI du LPSC. Ses caractéristiques permettent pleinement l'application de la méthode exposée plus haut. Les données exploitées dans ce chapitre ont été obtenues en 2003 par le groupe de physique des réacteurs du LPSC [1, 67] et par le CEA [1, 59].

6.1 Description de l'expérience

MASURCA (MAquette de SURgénérateur de CAdarache) est un petit réacteur expérimental dédié initialement à l'étude des filières surgénératrices à neutrons rapides. Il peut fonctionner à 5 kW maximum pour un flux neutronique de $10^8 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. De ce fait, le refroidissement est assuré par une simple circulation d'air. Le réacteur est constitué d'assemblages verticaux (environ 20 x 20) qui peuvent être chargés ou déchargés automatiquement. Le coeur peut donc être étudié dans plusieurs configurations en un temps raisonnable.

Les premières expériences sous-critiques à MASURCA ont eu lieu en 1995 sous le nom de MUSE 1 (MUltiplication de Source Externe). La collaboration avec le CNRS a commencé avec MUSE 3, dont les résultats sont entachés de grandes dispersions temporelles dues à la mauvaise qualité de l'impulsion de neutrons du générateur SODERN utilisé pour cette expérience et à la présence de matériaux hydrogénés.

C'est pourquoi le LPSC (ISN à l'époque) a entrepris la construction d'un GÉNérateur de NEutrons Pulsés Intense (GENEPI) dont l'impulsion soit bien délimitée en temps. Il est constitué d'une source duoplasmatron produisant des deutons. Ceux-ci sont ionisés et accélérés jusqu'à 250 keV pour aller frapper une cible de deutérium ou de tritium placée dans le réacteur. L'intensité crête du faisceau peut atteindre 50 mA. Les réactions mises en jeu pour la production de neutrons sont $D(d,n)^3\text{He}$ ou $D(t,n)^4\text{He}$. Les neutrons produits ont une énergie de 2.5 MeV dans le premier cas et 14 MeV dans le second. Chaque impulsion produit $4 \cdot 10^4$ neutrons si la cible est deutérée, et $2 \cdot 10^6$ si elle est tritiée. La cible tritiée produit donc des impulsions de neutrons à la fois plus énergétiques et plus intenses. La fréquence de répétition des impulsions peut aller de 10 à 5000Hz, chacune durant environ 1 μs . La forme des impulsions est montrée figure 6.1. On voit

en particulier que le front de descente est très propre.

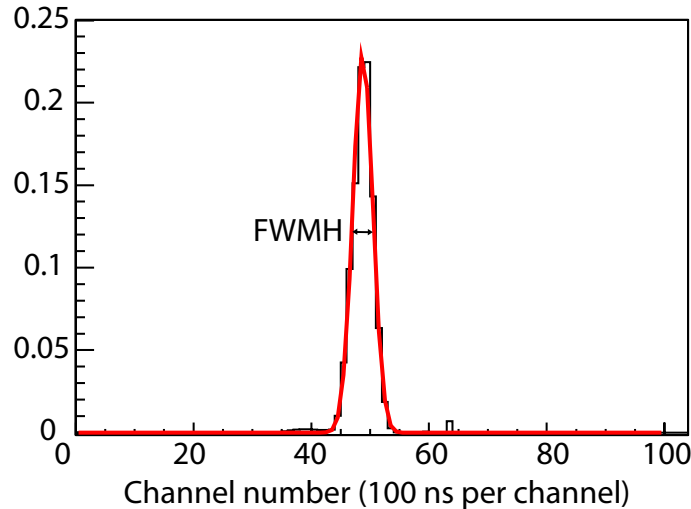


FIG. 6.1 – Détail de l'impulsion de neutrons fournie par GENEPI. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de $0.7 \mu\text{s}$, pour une largeur totale de $1 \mu\text{s}$ environ.

La figure 6.2 montre le positionnement relatif de l'accélérateur et du réacteur. Les neutrons sont émis près du centre de MASURCA.

L'expérience MUSE 4 a été conduite jusqu'à maintenant à deux niveaux de sous-criticité. Ces configurations sont notées SC0 ($k \simeq 0.995$) et SC2 ($k \simeq 0.97$). Elles seront suivies par une troisième configuration encore plus sous-critique, SC3 ($k \simeq 0.95$). Souvenons-nous que plus la sous-criticité est grande, moins la cinétique point décrit bien le réacteur. Ces niveaux de sous-criticité successifs sont donc des tests de plus en plus contraignants des méthodes de détermination de k_{eff} . La figure 6.3 montre les configurations SC0 et SC2 de MASURCA, avec l'emplacement des détecteurs utilisés.

Le fonctionnement du réacteur est contrôlé en permanence par des moniteurs, qui sont des chambres à fissions à l'uranium 235. En configuration SC0, nous avons travaillé sur les données de deux de ces moniteurs, l'un placé dans le coeur (I), et l'autre à la périphérie du réflecteur (C). En configuration SC2, nous avons utilisé les données d'une chambre à fission supplémentaire, également à l'uranium 235, placée près de la source.

6.2 Applicabilité de la méthode

Pour savoir si la méthode s'applique à ce réacteur, le plus rapide est de calculer l'indice de convergence des k_i^p (équation 5.3). Les conditions les plus défavorables ont été choisies. Le réacteur a été placé en configuration SC2 (la plus sous-critique) et la source a été supposée ponctuelle, centrale, et de 14 MeV d'énergie (très différente donc de la source de fission stabilisée).

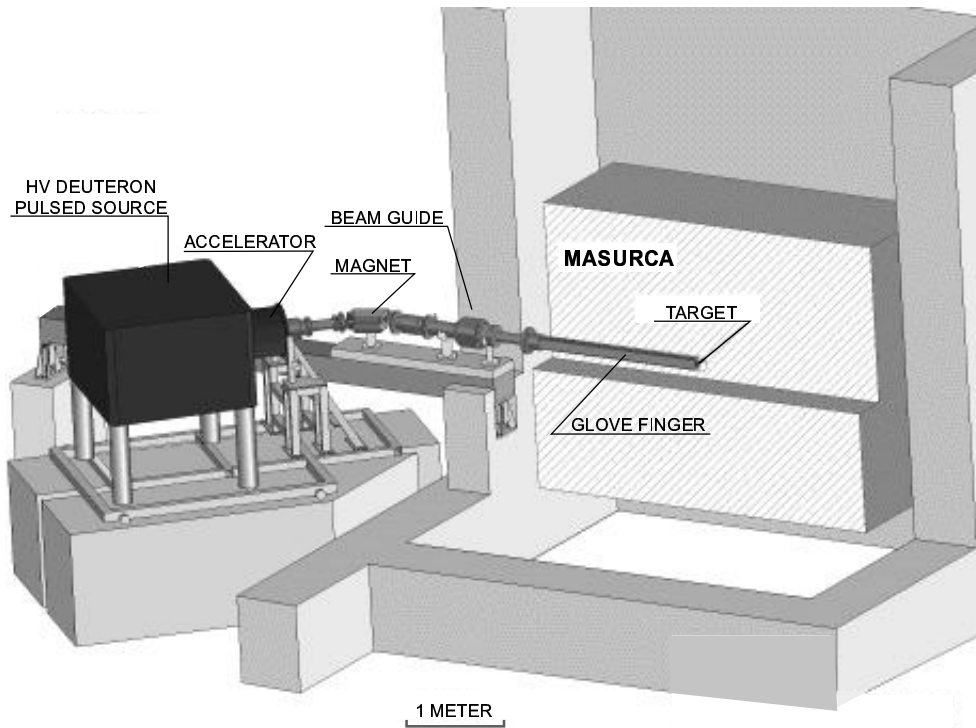


FIG. 6.2 – Vue schématique du couplage de l'accélérateur GENEPI avec le réacteur MASURCA

Nous avons besoin de la valeur de k_s^p , de k_{eff}^p et des premiers k_i^p . Les résultats sont les suivants (les k_i^p sont montrés figure 6.4) :

$$k_{eff}^p = 0.96949 \pm 0.0001$$

$$k_s^p = 0.9857275 \pm 0.00003$$

On voit sur la figure 6.4 que la convergence est très rapide. Chaque k_i^p est connu à 30 pcm près. Connaissant toutes ces valeurs, nous pouvons maintenant calculer l'indice de convergence selon l'équation 5.3. Il vaut

$$I_c = 0.984 \pm 0.005$$

Il est inférieur à 1 car les premiers k_i^p sont supérieurs à k_{eff}^p . Cela signifie que les premières générations présentent un déficit de 1 à 2% de neutrons par rapport à une décroissance homogène, où $\forall i, k_i^p = k_{eff}^p$. On voit donc que la quasi-totalité de la décroissance se fait à k_i^p stabilisé. La méthode est donc applicable a priori. Les résultats suivants confirment que c'est effectivement le cas.

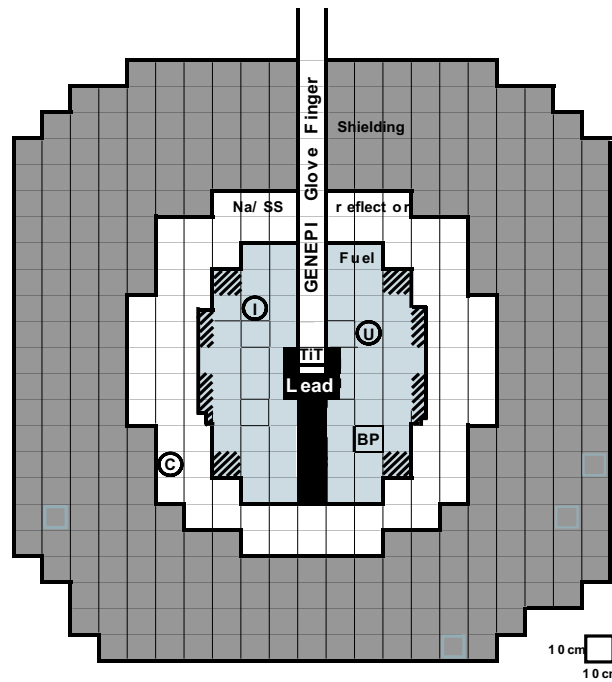


FIG. 6.3 – Configuration SC0 de MASURCA. La configuration SC2 est obtenue en remplaçant les barreaux de combustible des zones hachurées par des barreaux de réflecteur. “BP” indique l’emplacement de la barre de pilotage. Trois détecteurs sont représentés : les moniteurs “I” et “C”, ainsi qu’une chambre à fission à l’uranium 235, “U”.

6.3 Premiers résultats

Nous allons retracer l’ensemble du processus sur les données obtenues en configuration SC0, barre de pilotage haute, avec le moniteur I. Dans cette configuration, le coefficient de multiplication effectif prompt mesuré par une méthode de chute de barre, bien connue et très précise près de la criticité, est $k_{eff}^p = 0.99162 \pm 0.00034$ [4]. Avec une durée de vie prompt de $0.6 \mu\text{s}$, la cinétique ponctuelle donne une constante de décroissance prompt indépendante du temps $\Omega = 0.014 \pm 0.0007$. Nous comparerons cette valeur avec l’expérience et avec notre analyse.

Le signal obtenu est composé du nombre de coups enregistrés dans le détecteur par intervalles de 100 nanosecondes. Tout d’abord, le fond constant est soustrait du signal. Puis le logarithme de celui-ci est calculé. En effet, il est difficile de lisser un signal dont l’amplitude varie sur de nombreux ordres de grandeurs.

Pour lisser le signal, nous calculons sa transformée en ondelettes de Daubechies d’ordre 4, puis annulons tous les coefficients dont la valeur absolue est inférieure à un seuil fixé. La transformée inverse sur les coefficients restants restitue le signal lissé. Une présentation des ondelettes de Daubechies peut être trouvée en [34]. Le signal, avant et après lissage, est montré figure 6.5.

Nous pouvons maintenant calculer la dérivée logarithmique du taux de comptage. On l’obtient par régression linéaire du signal lissé sur des intervalles d’une microseconde (soit 10 va-

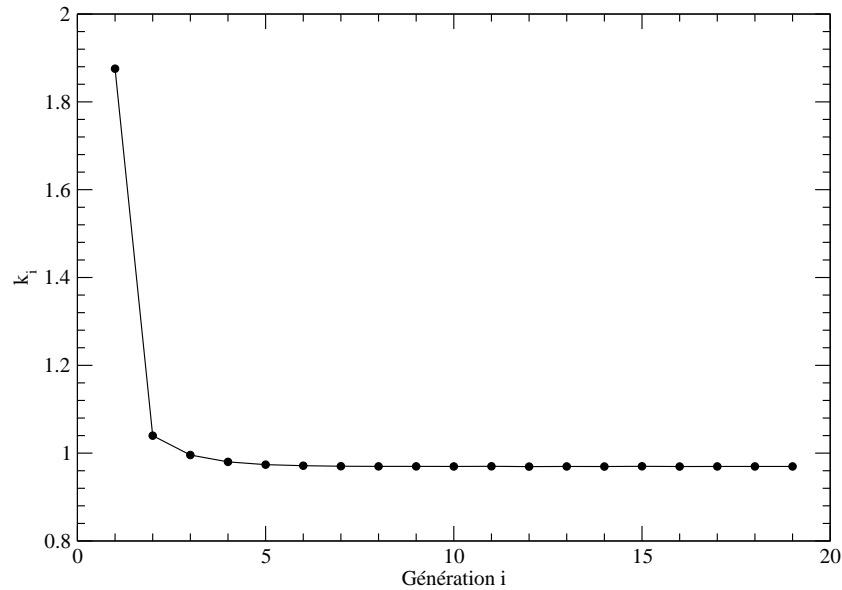


FIG. 6.4 – Convergence des k_i^P dans la configuration SC2 pour une source centrale ponctuelle de 14 MeV.

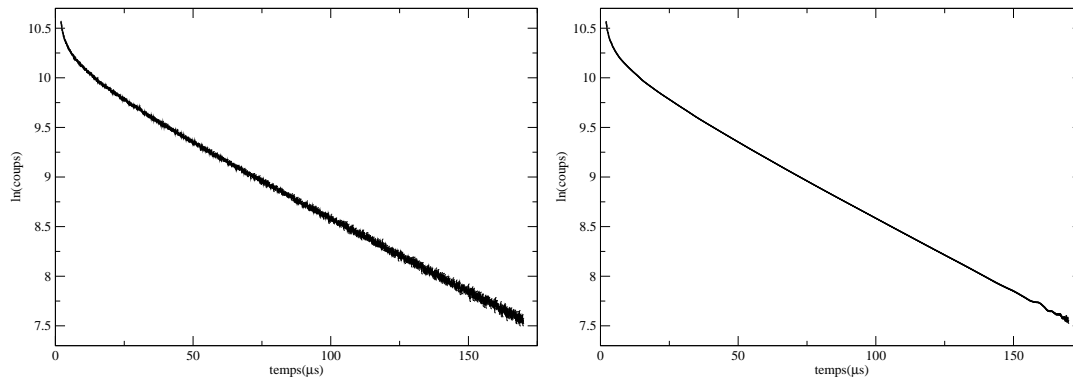


FIG. 6.5 – Effet du lissage du signal. A gauche, le signal du moniteur I en configuration SC0, non lissé. Il serait impossible d'en calculer la dérivée. A droite, le même signal lissé.

leurs). Le résultat, $\Omega_{exp}(t)$, est la fonction que nous devons ajuster en faisant varier k_{eff}^P . Il est montré figure 6.6.

Il nous faut plusieurs outils pour pouvoir calculer par la simulation $\Omega_{simu}^{k_{eff}^P}(t)$ en fonction de k_{eff}^P . Le premier d'entre eux est la distribution $P(\tau)$ du temps qui sépare deux fissions successives dans la réaction en chaîne. Celle-ci est obtenue par un histogramme en temps des fissions dans une simulation MCNP en mode génération par génération (kcode) après stabilisation du flux. La figure 6.7 montre cette distribution de temps dans le cas de la configuration SC0 de MASURCA. Elle présente des structures qui correspondent aux résonances rencontrées par les neutrons qui

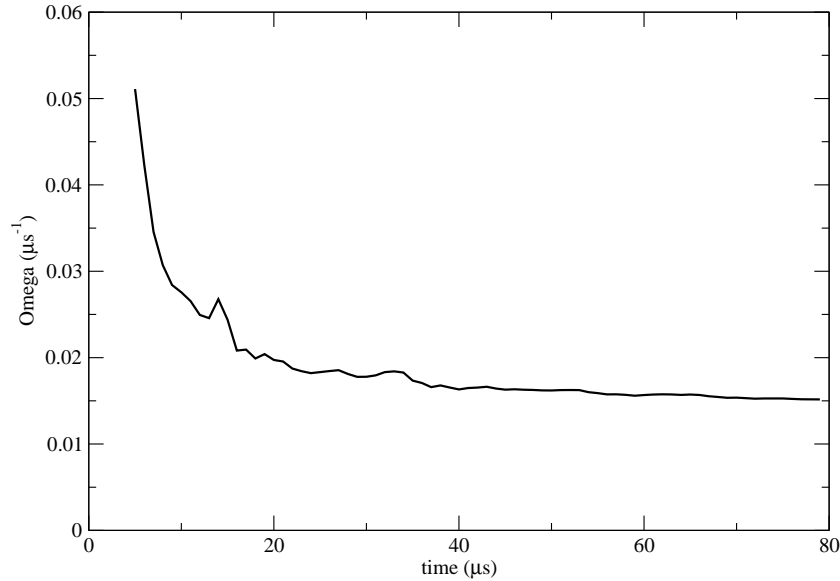


FIG. 6.6 – Dérivée logarithmique du signal expérimental du moniteur I en configuration SC0. La propagation des erreurs étant difficile pendant le lissage, $\Omega_{exp}(t)$ est calculé sans barres d'erreurs.

reviennent du réflecteur. Nous devons maintenant multiplier $P(\tau)$ par l'importance $I(\tau)$ des fissions induites par des neutrons un temps τ après leur création. Pour calculer l'importance, il faut tout d'abord déterminer en combien de générations les k_i^P se stabilisent à la valeur de k_{eff}^P , et ce pour la source correspondant aux fissions de différents τ . La figure 6.7 montre clairement que la convergence a lieu en 5 générations pour toutes les valeurs de τ . L'importance est donc calculée comme le produit des cinq premiers k_i^P . Le résultat de la pondération de $P(\tau)$ par l'importance $I(\tau)$ est représenté sur la figure 6.7 avec la distribution $P(\tau)$ initiale. On voit que la prise en compte de l'importance des fissions favorise légèrement les temps courts par rapport aux temps longs.

La distribution $P(\tau)$ ainsi pondérée nous suffit pour calculer par convolutions la décroissance prompte à n'importe quelle valeur de k_{eff}^P . Cependant, avant de pouvoir comparer cette décroissance à la décroissance expérimentale, il faut tenir compte de la forme de l'impulsion de source, qui n'est pas instantanée, et du temps de réponse du détecteur. L'impulsion de source utilisée est celle de la figure 6.1. Dans le cas du moniteur I, le temps de réponse du détecteur est en moyenne de $0.6 \mu s$. Il est de l'ordre de la durée de vie prompte des neutrons, il n'est donc pas nécessaire d'en tenir compte.

Il ne reste plus qu'à faire varier k_{eff}^P , en renormalisant la distribution $P(\tau)$ pondérée, et à calculer $\Omega_{simu}^{k_{eff}^P}(t)$ pour chaque valeur de k_{eff}^P . Le calcul de la décroissance se fait exactement de la même manière que pour les données expérimentales. La décroissance est calculée avec le même échantillonnage temporel et subit le même processus de lissage. De la sorte, tout artefact dû au lissage apparaît tant sur la fonction expérimentale que simulée. Le logiciel de minimisation Mi-

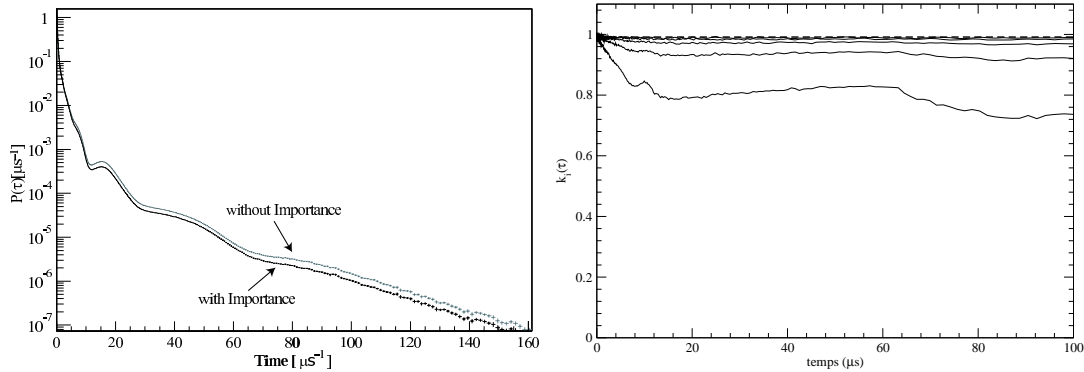


FIG. 6.7 – A gauche, distribution $P(\tau)$ des temps inter-génération en configuration SC0, avant et après pondération par l'importance des fissions. Les deux distributions sont normalisées à $k_{eff}^P = 1$. A droite, valeur des k_i^P pour i allant de 1 à 5. k_1^P est la courbe la plus basse, k_5^P la plus haute. La valeur de k_{eff}^P est rappelée par le trait horizontal pointillé. L'âge τ des neutrons ayant induit les fissions utilisées comme source pour le calcul est porté en abscisse.

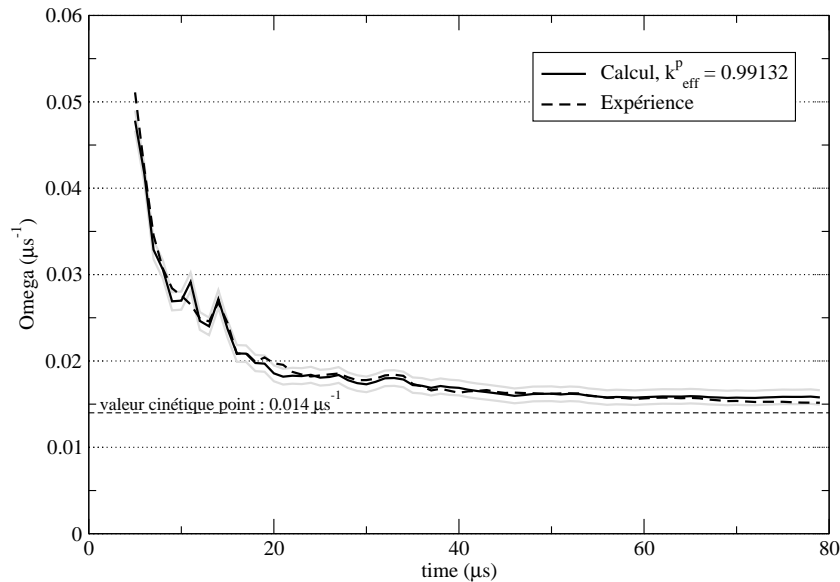


FIG. 6.8 – Analyse des données du moniteur I en configuration SC0. $\Omega_{exp}(t)$ est en trait noir pointillé. La décroissance correspondant à la meilleure estimation de k_{eff}^P est en trait noir continu. L'encadrement à ± 50 pcm est représenté en grisé.

nuit de ROOT [15] est utilisé pour ajuster k_{eff}^P de sorte que $\Omega_{simu}^{k_{eff}^P}(t)$ soit le plus proche possible de $\Omega_{exp}(t)$. La valeur trouvée est la suivante : $k_{eff}^P(SC0, BP\text{haute}) = 0.991323$. Comme les erreurs n'ont pu être propagées lors du lissage du signal, cette valeur ne comporte pas d'indication d'erreur. Cependant, il est possible d'estimer cette erreur en encadrant $\Omega_{exp}(t)$ par deux courbes

$\Omega_{simu}^{k_{min}}(t)$ et $\Omega_{simu}^{k_{max}}(t)$ qui donneront les valeurs extrêmes de k_{eff}^P . Le résultat est montré figure 6.8. On voit que la forme générale de la décroissance ainsi que les structures locales sont très bien reproduites. La valeur obtenue est donc finalement :

$$k_{eff}^P(\text{SC0, BP haute}) = 0.99132 \pm 0.00050$$

Sachant que la valeur de référence est $k_{eff}^P = 0.99162 \pm 0.00034$ [4], le résultat est parfaitement validé. De plus, nous voyons que l'erreur estimée pour notre méthode est du même ordre que l'erreur des méthodes habituelles.

6.4 D'autres cas intéressants

6.4.1 Détecteur à réponse lente

La même analyse peut être effectuée avec un autre moniteur. Le moniteur C est placé à la périphérie de réflecteur. Il est donc sensible aux neutrons longtems après que ceux-ci aient été émis par une fission. De ce fait, la décroissance vue par ce détecteur est très différente de ce qu'elle est dans le coeur. Le signal commence même par croître puisque le début de la multiplication n'a lieu que dans le coeur et n'affecte pas le moniteur C.

Pour cette étude il est nécessaire de connaître la distribution $D(\tau)$ des temps séparant l'émission d'un neutron de sa détection. Cette distribution est montrée figure 6.9, avec pour comparaison la distribution correspondante pour le moniteur I. Le temps moyen de détection est maintenant de 8.4 microsecondes, soit plus de dix fois la durée de vie prompte.

Les fonction $P(\tau)$ et $I(\tau)$ n'ont pas besoin d'être recalculées puisqu'elles sont indépendantes de la source et du détecteur. Après le même travail que pour le moniteur I, une autre évaluation de k_{eff}^P est obtenue :

$$k_{eff}^P(\text{SC0, BP haute}) = 0.99170 \pm 0.00200$$

Ce résultat est encore en parfait accord avec les précédents. L'utilisation d'un détecteur à temps de réponse lent a cependant augmenté l'incertitude sur le coefficient de multiplication. L'ajustement et l'encadrement de $\Omega(t)$ sont montrés figure 6.10. La forme de la décroissance est encore bien reproduite, même si elle est très différente de celle vue par un détecteur rapide.

Nous pouvons noter plusieurs points sur les figures 6.8 et 6.10. Tout d'abord, $\Omega(t)$ converge rapidement vers la limite calculée par la cinétique ponctuelle. En effet, le réacteur étant très peu sous-critique, celle-ci reste applicable. Cependant notre méthode a l'avantage de décrire l'ensemble des structures de $\Omega(t)$, et donc de déceler d'éventuelles anomalies, ce que ne permet pas la cinétique ponctuelle. En particulier, nous pouvons voir que de 20 à 30 μs , la courbe expérimentale s'écarte de l'ajustement sur la figure 6.10, alors qu'au-delà les courbes se suivent parfaitement. Cet écart se retrouve au même endroit dans d'autres cas qui ne sont pas tous exposés ici. Ce comportement, s'il ne remet pas en cause l'acuité des résultats obtenus, signale que le réacteur n'est pas parfaitement décrit : la géométrie, les matériaux utilisés ou les bases de données de sections efficaces souffrent d'une lacune que notre méthode a permis de révéler.

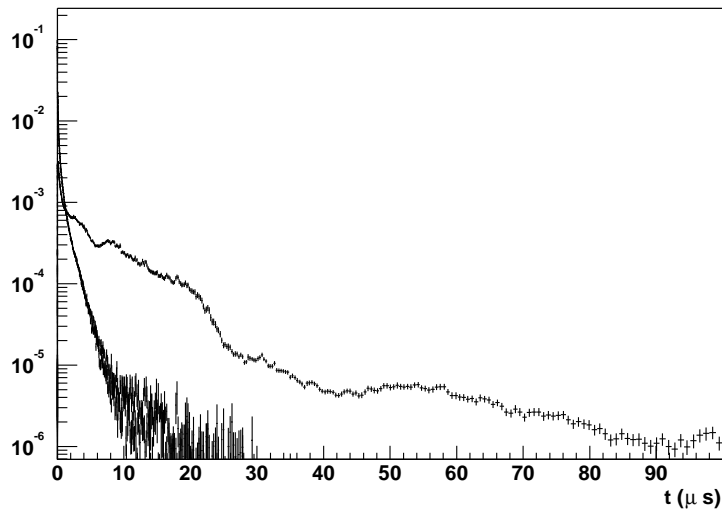


FIG. 6.9 – Temps de réponse du moniteur C (courbe du haut). Des neutrons de plusieurs dizaines de microsecondes ont encore une contribution non négligeable, contrairement au cas du moniteur I (courbe du bas).

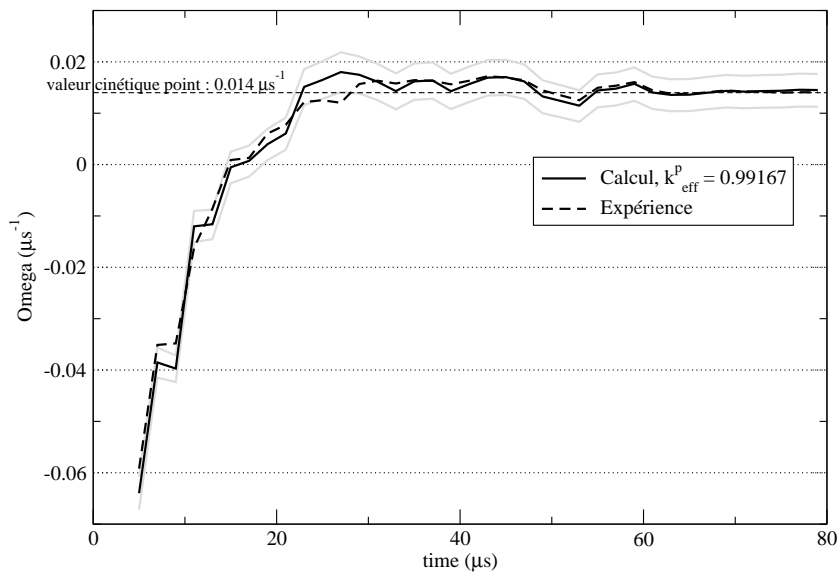


FIG. 6.10 – Analyse des données du moniteur C en configuration SC0. $\Omega_{exp}(t)$ est en trait noir pointillé. $\Omega_{exp}(t)$ est d'abord négatif, c'est-à-dire que le signal est d'abord croissant. La décroissance correspondant à la meilleure estimation de k_{eff}^p est en trait noir continu. L'encadrement à ± 200 pcm est représenté en grisé.

6.4.2 Forte sous-criticité

Nous allons maintenant nous intéresser à un cas où la cinétique ponctuelle ne s'applique pas. Nous avons montré dans l'article en annexe qu'elle devient fautive à forte sous-criticité. Considérons donc la configuration SC2 de MASURCA. L'analyse présentée ici est préliminaire et des données présentant une meilleure statistique seront disponibles ultérieurement. Le détecteur utilisé est la chambre à fission à uranium 235 placée près de la source. De par sa position, le temps de réponse de ce détecteur est rapide, il n'est donc pas nécessaire de convoluer les décroissances par $D(\tau)$. Les résultats de l'analyse sont montrés figure 6.11. La valeur obtenue pour la sous-criticité est

$$k_{eff}^p(\text{SC2, BP haute}) = 0.967530 \pm 0.00200$$

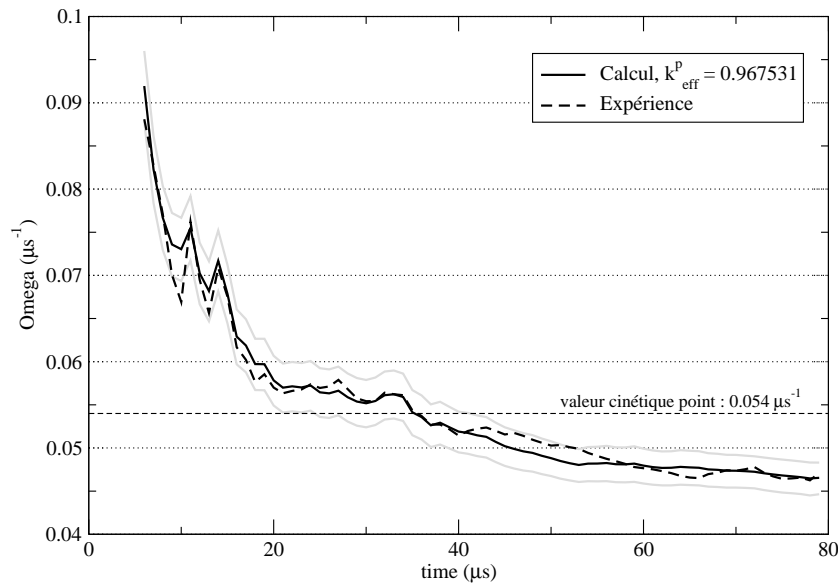


FIG. 6.11 – Analyse des données de la chambre à fission en configuration SC2. $\Omega_{exp}(t)$ est en trait noir pointillé. La décroissance correspondant à la meilleure estimation de k_{eff}^p est en trait noir continu. L'encadrement à ± 200 pcm est représenté en grisé.

Nous ne pouvons comparer cette valeur à aucune valeur de référence fiable, mais elle est corroborée par d'autres estimations. De plus, la décroissance calculée suit bien la courbe expérimentale, et l'encadrement à ± 200 pcm donne un intervalle de confiance assez précis. Comme dans le cas de la configuration SC0, la valeur de $1 - k_{eff}^p$ est connue à environ 5% près, ce qui est une excellente précision.

Nous voyons d'autre part qu'à ce niveau de sous-criticité, la vitesse de décroissance Ω converge beaucoup plus lentement. Sa valeur limite n'est pas accessible dans le domaine où la statistique est suffisante pour calculer la dérivée. De plus, la valeur calculée par la cinétique point serait de $\Omega = \frac{1 - k_{eff}^p}{l} = 0.054 \mu s^{-1}$, ce qui est manifestement incompatible avec l'expérience.

Dans ce cas expérimental, notre méthode donne un résultat précis à 200 pcm près, alors que la vitesse de décroissance n'est pas constante et que la cinétique point est fortement mise en défaut. Nous attendons impatiemment les résultats de la configuration SC3 pour vérifier la fiabilité de la méthode à des niveaux de sous-criticité encore plus élevés.

6.5 Autres méthodes appliquées à la même expérience

Deux autres méthodes de source pulsée ont été appliquées aux mêmes données. L'ensemble des résultats est synthétisé dans [4]. Nous allons brièvement exposer les avantages et inconvénients de ces méthodes par rapport à celle exposée ici.

Une approche similaire à la nôtre a été utilisée de façon plus globale, en tentant d'ajuster l'ensemble de la courbe par une exponentielle. Cette approche suppose implicitement que $\Omega(t)$ est constant, c'est-à-dire que la cinétique point décrit bien le réacteur. Aux très faibles sous-criticités et en se plaçant après la convergence de $\Omega(t)$, cette méthode donne des résultats similaires aux nôtres. Cependant, dès que la sous-criticité augmente, elle est mise en défaut et l'ajustement par une exponentielle n'est plus pertinent. Il faut utiliser une somme de deux, puis trois exponentielles... c'est-à-dire deux ou trois valeurs de Ω . Il est clair que considérer Ω fonction de t est une généralisation de cette approche, rendue possible par le calcul de $\Omega(t)$ en fonction de k_{eff}^p à partir d'une fonction $P(\tau)$ indépendante de k , robuste et calculable.

La dernière approche utilisée, appelée "méthode des aires", est plus intéressante. Elle consiste à comparer l'intégrale des coups comptés dans le détecteur pendant la décroissance prompte, et pendant toute la décroissance. Ceci est rendu possible par le fait que les constantes de temps sont très différentes : de l'ordre de la microseconde pour la décroissance prompte, et de l'ordre de la seconde pour la décroissance retardée. Calculons le rapport entre ces intégrales. Le nombre de coups comptés pendant l'ensemble de la décroissance est proportionnel à $\frac{1}{1-k_s}$. Le nombre de coups comptés pendant la décroissance prompte (soustraction fait du fond de neutrons retardés) et proportionnel à $\frac{1}{1-k_s^p}$, avec le même facteur de proportionnalité. Le rapport donne donc accès à $\frac{1-k_s^p}{1-k_s} = 1 + \frac{k_s-k_s^p}{1-k_s}$. En supposant $k_s = k_{eff}$ et $k_s^p = k_{eff}^p$, le rapport des aires vaut $1 + \frac{\beta}{1-k_{eff}}$, ce qui donne accès à k_{eff} . Cependant cette supposition n'est pas exacte : nous avons vu en 6.2 que dans ce cas particulier, qui est proche de la configuration SC2, il y avait presque un facteur deux entre $1 - k_{eff}^p$ et $1 - k_s^p$. En effet, $k_{eff}^p = 0.96949$ et $k_s^p = 0.98573$. Comment cela affecte-t-il l'estimation de k_{eff} par la méthode des aires ? En considérant la suite des k_i^p tels qu'ils sont montrés sur la figure 6.4, en supposant que $\frac{k_i}{k_i^p} = \frac{k_{eff}}{k_{eff}^p}$ et en prenant $\beta_{eff} = k_{eff} - k_{eff}^p = 335$ pcm, on obtient $k_{eff} = 0.97284$ et $k_s = 0.98733$. Il n'y a pas de relation simple entre k_s et k_s^p , ils doivent être calculés à partir des k_i et k_i^p selon l'équation 4.1. La valeur du coefficient de multiplication déduite de la méthode des aires est donc de $k_{aires} = 1 - \beta \frac{1-k_s}{k_s-k_s^p} = 0.97344$. Cette valeur est intermédiaire entre k_{eff} et k_s , mais beaucoup plus proche de k_{eff} . La méthode est entachée d'une erreur systématique, qui dans ce cas vaut 60 pcm et vaudrait presque 200 pcm en configuration SC3 ($k_{eff} \simeq 0.95$). Ces erreurs sont beaucoup plus faibles que celles qui entachent les méthodes liées à la puissance, donc à k_s seul.

La méthode des aires a plusieurs avantages. Comme elle utilise l'intégrale des coups pendant la décroissance, l'erreur statistique est rapidement très faible. De plus, elle ne nécessite aucune connaissance du réacteur, si ce n'est la valeur de β_{eff} . La valeur de k qu'elle estime est, dans les cas que nous avons étudiés, proche de k_{eff} , sans lui être égale. Il existe un léger biais systématique. Comme les méthodes liées à la forme de la décroissance prompte, elle est adaptable au cas d'un faisceau continu subissant des interruptions, comme ce pourrait être le cas dans le démonstrateur de PDS-XADS. Cependant elle nécessite d'attendre la complète extinction de la décroissance prompte pour obtenir le niveau des neutrons retardés, tandis que pour l'étude de la décroissance elle-même il suffit d'une interruption de faisceau beaucoup plus courte. Il faut noter cependant que l'erreur relative sur la réactivité calculée est égale à l'erreur relative sur β_{eff} , qui peut être mal connu pour des combustibles nouveaux ou des filières en cours de tests en mode sous-critique. Si une erreur est commise, elle ne peut être détectée que par des moyens indépendants. La méthode des aires est plus généralement appliquée dans l'autre sens, pour déduire β_{eff} à partir d'une valeur de réactivité connue. En effet, aucune autre méthode ne permet de connaître β_{eff} précisément sans supposer connue la réactivité.

Enfin, d'autres méthodes utilisant la mesure du bruit, et indépendantes de la décroissance prompte, se sont révélées très difficiles à appliquer [57].

Chapitre 7

Conclusion

Après avoir présenté quelques aspects de la physique des réacteurs sous-critiques, nous avons conclu qu'il était nécessaire pour des raisons de sûreté d'être capable de déterminer le coefficient de multiplication effectif d'un tel réacteur, si celui-ci ne pouvait pas fonctionner en mode critique.

Nous avons présenté une méthode originale de détermination du coefficient de multiplication effectif prompt à partir de l'étude de la décroissance prompte suivant une impulsion de source. Elle met en jeu la distribution $P(\tau)$ des temps séparant deux fissions successives dans une chaîne de réaction. Cette distribution, qui apparaît comme une caractéristique fondamentale de la cinétique du réacteur, est indépendante de la valeur du coefficient de multiplication. Comme elle dépend essentiellement des caractéristiques du réflecteur, les données nucléaires concernant la diffusion et la capture sur les matériaux du réflecteur revêtent une importance particulière. Nous avons défini précisément, grâce à un critère quantitatif lié à la rapidité de la convergence des coefficients de multiplication des générations successives, les limites d'application de la méthode.

Enfin, l'application aux données de l'expérience MUSE 4 a confirmé la justesse et la précision de la méthode. Aussi bien dans les configurations proches de la criticité qu'à forte sous-criticité, et avec différents détecteurs, les résultats sont toujours apparus cohérents et compatibles avec les valeurs de référence, lorsque celles-ci étaient disponibles. Par dessus tout, l'excellente qualité de l'ajustement entre les décroissances mesurées et calculées montre la justesse de la description de la cinétique par la distribution $P(\tau)$.

Nous avons mentionné une autre méthode, plus simple et plus rapide, qui comporte un léger biais systématique. Elle est complémentaire de la nôtre car elle déduit la réactivité de la fraction de neutrons retardés tandis que nous utilisons les caractéristiques cinétiques du réacteur. Mais le principal avantage de notre méthode réside justement dans la richesse de la description qu'elle fournit. Nous ne nous contentons pas de paramètres globaux, intégrés, mais tentons de reproduire l'ensemble de la décroissance. Tout écart entre l'expérience et le calcul permet, sans remettre en cause la validité du résultat, de déceler les erreurs de la compréhension physique que nous avons du réacteur. C'est donc un outil précieux dans la conception de nouvelles filières, éventuellement destinées à être critiques, dont le test en mode sous-critique peut constituer une importante étape de validation. L'utilisation de la décroissance prompte et de divers détecteurs peut permettre de sonder le réacteur à la fois dans les domaines spectral, spatial, et temporel. Elle pourrait aussi être utilisée en phase de chargement d'un réacteur critique dans le but de détecter d'éventuelles

erreurs.

L'implémentation de la méthode peut être améliorée sur deux points : le calcul de l'erreur sur le résultat se fait actuellement par encadrement strict, faute de propager les erreurs au cours de l'ensemble du processus. Un calcul précis d'erreurs donnerait certainement des incertitudes moindres et permettrait de déceler si des écarts entre le calcul et l'expérience ont une réalité physique ou sont le fruit d'incertitudes statistiques. D'autre part, la transposition du cas de la source pulsée au cas d'interruption de faisceau souffre encore de problèmes numériques. Ces deux points sont en cours d'étude au LPSC.

Conclusion

Dans ce travail, nous nous sommes intéressé sous l'angle de la sûreté à deux types de réacteurs complémentaires l'un de l'autre. Le premier, le réacteur à sels fondus, constitue une option innovante mais particulièrement séduisante dans le cas où l'énergie nucléaire devrait se développer rapidement et de façon durable, faute de sources d'énergie plus propres et suffisamment abondantes. Le second, le réacteur sous-critique piloté par accélérateur, répond au problème des déchets en permettant d'incinérer les actinides mineurs qui sont parmi les déchets les plus radio-toxiques et à durée de vie longue, et peut se révéler un formidable outil d'expérimentation sur de futures filières destinées à être critiques.

Après avoir décrit les avantages et inconvénients des réacteurs à sels fondus, il est apparu que les principales inconnues concernant ces réacteurs étaient, outre le retraitement qui n'est pas traité ici, liées au contrôle et à la stabilité du réacteur. Celle-ci tient à deux caractéristiques fondamentales des réacteurs critiques : les neutrons retardés et les contre-réactions thermiques. Pour décrire correctement l'un comme l'autre, il était nécessaire de simuler le réacteur tant sur le plan hydraulique et thermique que sur le plan neutronique. Le MSRE (Molten Salt Reactor Experiment) a été choisi pour valider la simulation couplée entre le code de neutronique MCNP et le code de thermohydraulique Trio_U en comparant la simulation et les résultats expérimentaux.

D'importantes recherches bibliographiques ont permis de construire une description neutronique très précise du réacteur, jusqu'à reproduire l'expérience de criticité initiale à 300 pcm près. Nous en avons déduit les zones qui devaient être prises en compte pour la simulation hydraulique. Elles comprennent les canaux, les plenums supérieur et inférieur, et l'anneau de retour du sel autour de la cuve. Enfin, nous avons modélisé chacune de ces zones séparément, et mis au point une méthode de couplage entre la neutronique et la thermohydraulique tenant compte du coefficient de multiplication effectif et des importances des neutrons retardés.

Nous avons ensuite appliqué cette méthode pour reproduire deux résultats expérimentaux du MSRE à puissance nulle. Tout d'abord la diminution de la fraction de neutrons retardés a été calculée. Elle est légèrement surestimée, mais cette surestimation est mise sur le compte des données utilisées concernant les précurseurs, puisqu'elle est commune à la plupart des évaluations utilisant les mêmes données. Un résultat beaucoup plus riche a été reproduit concernant le transitoire de démarrage de pompe, qui a permis de valider l'ensemble de la simulation, à l'exception de la fraction de neutrons retardés, et a mis en évidence des faiblesses dans la description hydraulique des plenums. Une simulation bidimensionnelle plus simple permettra de corriger ces défauts.

Faute de temps, la simulation complète incluant la thermique n'a pu être menée à bien, ce-

pendant les études préliminaires ont apporté des éléments intéressants. Nous avons montré que nous étions capables de reproduire la distribution spatiale du dépôt d'énergie avec précision, ouvrant la voie à la simulation complète du contrôle en puissance du réacteur. Nous en avons déduit les températures typiques du sel et du graphite ainsi que les temps caractéristiques de mise à l'équilibre, et apporté quelques éléments concernant la stabilité et le contrôle des réacteurs à sels fondus. Enfin, une étude fine des coefficients de sûreté du MSRE a permis de comprendre l'importance prépondérante qu'occupaient les fuites dans sa stabilité, et de proposer un concept de réacteur industriel où une couverture de sel thorié permet d'utiliser les fuites à la fois pour la régénération et pour l'amélioration des coefficients de sûreté.

Des études au LPSC vont prolonger ce travail à la fois dans l'achèvement de la simulation complète du réacteur et la démonstration de sa faisabilité, et dans l'évaluation précise du concept proposé de réacteur à sels fondus pourvu d'une couverture au thorium.

Concernant les réacteurs sous-critiques, il est apparu qu'ils apportent un gain en sûreté intrinsèque important, et permettent d'utiliser des combustibles à faible fraction de neutrons retardés ou même à coefficient de température positif. Ils sont donc particulièrement adaptés à l'incinération des déchets et à l'expérimentation sur des filières innovantes destinées à être critiques mais donc les caractéristiques de sûreté ne sont pas encore établies. Cependant, ces avantages tiennent à leur sous-criticité et leur coefficient de multiplication effectif ne devra pas dépasser une valeur fixée par les autorités de sûreté. Il est donc nécessaire de pouvoir le mesurer en cours de fonctionnement, sans jamais avoir à passer par la criticité.

Nous avons proposé une méthode originale de mesure du coefficient de multiplication effectif prompt à partir de la décroissance après une impulsion de source. Cette méthode se fonde sur l'hypothèse que toutes les fissions sont équivalentes et utilise une caractéristique cinétique fondamentale du réacteur, la distribution des temps séparant deux fissions successives dans une chaîne de réaction prompte, notée $P(\tau)$. Si l'on excepte les toutes premières générations qui sont différentes des suivantes mais minoritaires, dans notre hypothèse toute la cinétique du réacteur est contenue dans cette distribution, dont nous avons testé la robustesse à de petites variations de géométrie. Seule son intégrale varie, elle est égale au coefficient de multiplication effectif prompt. En faisant varier ce paramètre, on peut ajuster le taux de décroissance calculé sur le taux de décroissance mesuré et en déduire avec précision le coefficient de multiplication.

Nous avons défini les limites de cette méthode, et l'avons appliquée aux mesures effectuées dans le cadre du programme MUSE4 sur le réacteur MASURCA de Cadarache. Les résultats se sont montrés très précis. Quelque soit le degré de sous-criticité, ils donnent un encadrement quasi-certain de la réactivité à 5% près, et toujours compatibles avec les évaluations de référence. De plus, l'utilisation d'un ajustement du taux de décroissance est riche d'informations et permet de détecter d'éventuelles anomalies dans la description du réacteur. Plus encore qu'un moyen de déterminer le seul coefficient de multiplication, cette méthode s'avère être un outil physique capable de sonder les réactions du coeur au cours de la multiplication prompte, et de vérifier la compréhension que nous avons du réacteur. Cette possibilité est particulièrement intéressante si les réacteurs sous-critiques sont utilisés comme une phase de test pour la conception de filières innovantes. Enfin, elle met l'accent sur l'importance de l'amélioration des données nucléaires concernant les matériaux du réflecteur.

Deux développements futurs peuvent améliorer cette méthode. D'une part, l'erreur sur le ré-

sultat n'est pas actuellement calculée avec précision, car les incertitudes sont difficiles à propager sur l'ensemble des calculs. C'est pourquoi nous donnons actuellement des encadrements quasi-certains. D'autre part, elle devra être adaptée au cas d'une interruption de faisceau plutôt que d'une impulsion de source. A ces conditions, elle pourra être appliquée au démonstrateur qui devrait être construit dans le cadre du programme européen PDS-XADS.

Annexe A

Progress in Nuclear Energy, 42 :107-120, 2003

PROMPT REACTIVITY DETERMINATION IN A SUBCRITICAL ASSEMBLY THROUGH THE RESPONSE TO A DIRAC PULSE

F. PERDU, J.M. LOISEAUX, A. BILLEBAUD, R. BRISSOT, D. HEUER, C. LEBRUN, E.
LIATARD, O. MEPLAN, E. MERLE, H. NIFENECKER, J. VOLLAIRE

Institut des Sciences Nucléaires
53, Avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France

Abstract

The full understanding of the kinetics of a subcritical assembly is a key issue for its online reactivity control. Point kinetics is not sufficient to determine the prompt reactivity of a subcritical assembly through the response to a dirac pulse, in particular in the cases of a large reflector, a small reactor, or a large subcriticality.

Taking into account the distribution of intergeneration times, which appears as a robust characteristic of each type of reactor, helps to understand this behaviour.

Eventually, a method is proposed for the determination of the prompt reactivity. It provides a decrease rate function depending on the prompt multiplication coefficient k_{eff}^p . Fitting a measured decrease rate with this function, calculated once for the reactor, gives the true value of k_{eff}^p . The robustness of the method is tested.

Keywords

kinetics, subcriticality, neutron pulse, prompt jump, reflector

A.1 Introduction

In the context of ADS studies and MUSE 4 experiments, where very short pulses of neutrons are delivered in the middle of the core of a small experimental fast neutron reactor (MASURCA), various methods for determining the parameters of a subcritical assembly submitted to a pulsed source are discussed.

While the delayed neutron proportion β_{eff} can be extracted from the slow evolution of the reaction rate between the pulses [16], the reactivity determination is still a major concern.

There are two main definitions of the multiplication coefficient k . The source multiplication coefficient, k_s , is linked to the multiplication of a particular source, and can be deduced from the total power of the reactor at equilibrium[40] [35]. Its definition depends on the definition of a source neutron, which can be very difficult when the initial particles are protons, for example in an ADS[3]. The effective multiplication coefficient, k_{eff} , is, on the contrary, an intrinsic characteristic of the reactor. It corresponds to the multiplication of the stabilized fission distribution, many generations after the source has been turned off. That is why this coefficient is considered to govern the safety of the reactor. During the operation of a power ADS reactor, one could imagine a case where k_{eff} rises while the source is progressively poisoned, in such a way that k_s and the total power do not change. In that case, a small reactivity insertion may become sufficient to cause an accident, while no warning signal can be seen from the power of the reactor. That is why a safety requirement for operating any subcritical reactor will probably be to keep it below a maximum k_{eff} . The ability to monitor this quantity continuously in order to detect any abnormal evolution is thus a central issue.

Unfortunately, the presence of the source hides the characteristics related to the effective (late) fission distribution. There are two ways of getting rid of the influence of the source. The first one is to turn it off and deduce k_{eff} from the fluctuations at zero power. In this case, k_{eff} is not known in the real conditions of operation.

The second one, which is chosen here, is to study the decrease following a source pulse. The usual method which consists in measuring the decrease rate at long time scales (typical of delayed neutrons) is only precise for reactivities smaller than β_{eff} , which is not compatible with ADS reactivities. Moreover, it requires the knowledge of β_{eff} and a very low intrinsic source. That is why we chose here to deal rather with the prompt decrease following the pulse, which is today accessible to experiment. This choice leads to the measurement of prompt k_{eff} rather than total k_{eff} . But this information is sufficient as we can measure β_{eff} by other means. What is more, the subcriticality will in general be far greater than β_{eff} , and the precise knowledge of β_{eff} will not be essential.

We used only Dirac pulses in the present studies. However, this method can be applied for all other types of source pulses, simply by convolving every quantity measured with the actual pulse shape.

The purpose of this work is to determine the relevant quantity that should be measured, and possibly simulated, in order to get a robust evaluation of prompt k_{eff} . In the following $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ will always be the prompt effective multiplication coefficient.

A.2 The one group point kinetics and its failure

In the one group point kinetics calculations, the spatial and spectral distribution of neutrons is assumed to be a constant in time, which implies that every cross section averaged over the flux is constant [61][17][16][37].

A.2.1 The prediction

Without a source, the number of neutrons $N(t)$ satisfies

$$\frac{dN}{dt} = (v_p \langle \Sigma_f \rangle - (\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2)) N \langle v \rangle \quad (\text{A.1})$$

where v_p is the average number of prompt neutrons produced by fission, $\langle \Sigma_f \rangle$ and $\langle \Sigma_c \rangle$ the average macroscopic fission and capture cross sections, $\langle v \rangle$ the average speed of a neutron and DB^2 the leakage term [54].

Let us define the average intergeneration time l as the average time between a fission and the previous one in the chain reaction. In the case of one group point kinetics, it is precisely the lifetime of a neutron (because the fission probability is independent of the age of the neutron). It is given by

$$l = \frac{1}{(\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2) \langle v \rangle} \quad (\text{A.2})$$

A discussion on different definitions of the lifetime can be found in [39].

The multiplication coefficient is

$$k_{\text{eff}}^p = \frac{v_p \langle \Sigma_f \rangle}{\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2} = v_p l \langle \Sigma_f \rangle \langle v \rangle \quad (\text{A.3})$$

The one group point kinetics leads to an exponential decrease of the population with a constant decrease rate Ω defined as follows :

$$-\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \Omega(t) \equiv \Omega = \frac{1 - k_{\text{eff}}^p}{l} \quad (\text{A.4})$$

Of course the flux, and any reaction rate will follow the same decrease.

Thus, if we are able to determine l by simulation (it cannot be measured directly), the one group point kinetics allows us to deduce k_{eff}^p from a measurement of the decrease rate Ω supposed to be constant in time.

A.2.2 The real decrease

Let us compare this conclusion with a “real decrease”, simulated with the Monte-Carlo code MCNP4B[20], for a spherical fast reactor with $k_{\text{eff}}^p = 0.972$, composed of a 90 cm diameter core made of 27 % Pu MOX, surrounded by a 20 cm thick sodium/stainless steel reflector. It will be our reference reactor.

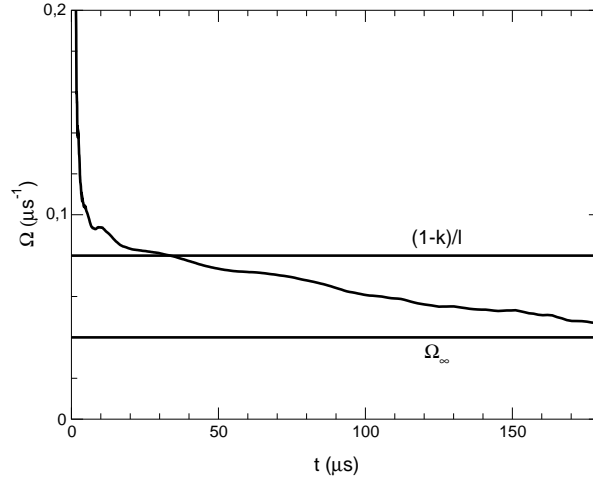


FIG. A.1 – Decrease rate $\Omega(t)$ for the reference reactor, its asymptotic value Ω_∞ and the point kinetics value $(1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})/l$

In the simulations $\Omega(t)$ is defined as the decrease rate of the total fission rate $N_f(t)$ rather than the neutron population $N(t)$:

$$\Omega(t) = \frac{1}{N_f} \frac{dN_f}{dt} \quad (\text{A.5})$$

We will see in section A.3 the reasons why $N_f(t)$ is chosen instead of $N(t)$. According to point kinetics, $N(t)$ is proportional to $N_f(t)$ as $N_f(t) = N(t) \langle \Sigma_f \rangle \langle \nu \rangle$, so the definition of $\Omega(t)$ is not affected by the use of either $N(t)$ or $N_f(t)$.

The result is shown in Fig. A.1. $\Omega(t)$ appears not to be a constant, but goes towards an asymptotic value Ω_∞ after a very long time ($\sim 200 \mu\text{s}$ whereas $l = 0.3 \mu\text{s}$), when very few neutrons remain in the reactor. Therefore this asymptotic decrease rate Ω_∞ is not accessible to experiment. Moreover, Ω_∞ is different from $(1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})/l$, and we will see in section A.3.2.3 that there is no simple relation between them.

A.2.3 Role of the reflector

Let us try to understand in which circumstances such an unpleasant behaviour arises. The only way to account for such long times is to consider the role of the reflector. While the one group point kinetics implies an exponential distribution for intergeneration times, in an actual reactor neutrons may spend a lot of time in the reflector, where absorption cross sections are low, before coming back into the fuel. These few long-life neutrons appear to have a major impact on the kinetics of the system, in the same way as the delayed neutrons, but with an intermediate time scale.

It is possible to check this effect by considering another reactor with the same size and the same reactivity, comprising only the fuel. A greater proportion of plutonium in the MOX is used to compensate for the loss of reactivity. The result shown in Fig. A.2(a) confirms our assumption : point kinetics results are not far from the asymptotic decrease rate, which is reached within only a few microseconds, while $l = 0.1 \mu\text{s}$.

Fig. A.2(b) shows the case of a larger reactor (170 cm diameter spherical core surrounded by the same reflector as the reference reactor), again at $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 0.972$. The impact of the reflector on the kinetics decreases with the size of the reactor. This means that a large power reactor would be easier to describe than a small experimental reactor.

A.2.4 Role of the subcriticality

It is easy to understand that the presence of the reflector introduces long time scales for one generation. But how does this induce long time scales for the whole decrease ?

As a matter of fact, long-life neutrons constitute a very small fraction of the total number of neutrons. If all generations are present at the same time, few old neutrons of first generations will be mixed with many young neutrons of later generations and will not have a noticeable impact on the whole decrease. On the contrary, if only few first generations of neutrons are present after a while, these long-life neutrons will represent a significant proportion of the population.

Now, the competition between different generations is controlled by the level of subcriticality, since the n^{th} generation is weighted by $k_{\text{eff}}^{\text{p}n}$. This effect is shown Fig. A.2(c) for our reference reactor at $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 1.0$ and $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 0.9$, after $30 \mu\text{s} = 100 l$. For $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 1.0$, generations follow a gaussian distribution centered on 100. For $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 0.9$, nearly all neutrons belong to generations less than 50. This shows that the influence of the long-life neutrons increases dramatically with the level of subcriticality. The greater the subcriticality, the older the neutrons present at a given time. In the same way, a growing human population will be mainly young, while a small birth rate will lead to an older population.

Fig. A.2(d) shows the decrease rate $\Omega(t)$ for a slightly subcritical (-600 pcm) version of the reference reactor, obtained by increasing the Pu proportion in the MOX, confirming the above conclusion : in that case point kinetics gives a reasonably good result.

A.3 The intergeneration time distribution $P(\tau)$

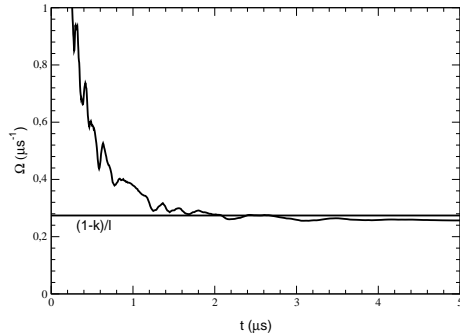
It appears that in the case of a small reactor with a reflector and a large subcriticality, long life neutrons have to be taken into account.

We introduce the intergeneration time distribution $P(\tau)$, defined as the distribution of times between the birth of a neutron by fission and the previous one in the chain reaction.

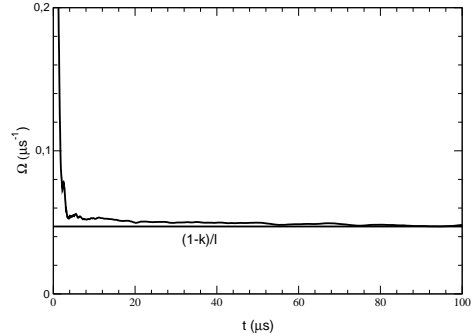
It satisfies

$$\int_0^{\infty} P(\tau) d\tau = k_{\text{eff}}^{\text{p}} \quad (\text{A.6})$$

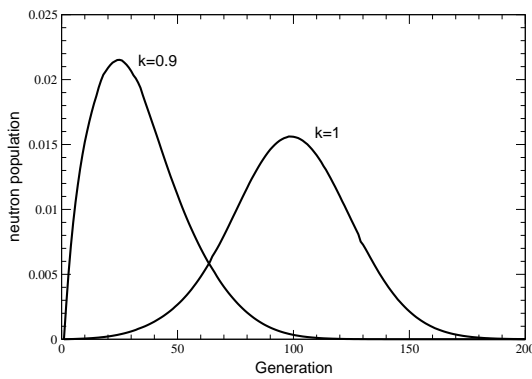
$$\int_0^{\infty} \tau P(\tau) d\tau = k_{\text{eff}}^{\text{p}} l \quad (\text{A.7})$$



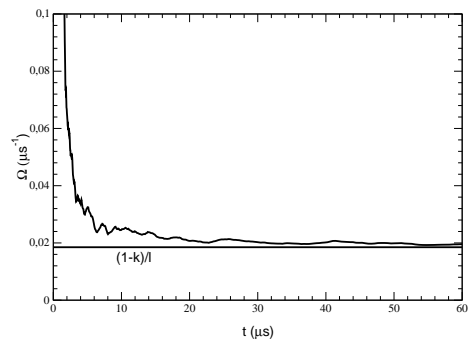
(a) Decrease rate for the reflectorless reactor at $k_{\text{eff}}^p = 0.972$, and the point kinetics value



(b) Decrease rate for the bigger reactor (170 cm diameter core) at $k_{\text{eff}}^p = 0.972$, and the point kinetics value



(c) Distribution of the generations of the fissions occurring at $t = 30 \mu\text{s}$ at $k_{\text{eff}}^p = 1.0$ and $k_{\text{eff}}^p = 0.9$



(d) Decrease rate for thereactor at $k_{\text{eff}}^p = 0.994$ (with 28% of Pu), and the point kinetics value

FIG. A.2 – Influence of the reflector and of the subcriticality

where (A.6) expresses that each fission induces $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ other fissions at the next generation.

(A.7) expresses that the mean intergeneration time is l . l is merely the first moment of the distribution $P(\tau)$, and does not contain any information on the shape of $P(\tau)$.

We will work under the assumption that all the fissions are equivalent. In particular this distribution $P(\tau)$ is the same for every fission occurring in the reactor fuel.

This is a less restrictive assumption than the assumption of equivalent neutrons that underlies the one group point kinetics : here the neutrons can have different properties depending on the time τ elapsed since their birth by fission (or their emission by the source). At a given time, every neutron is thus characterized by this variable τ .

For these reasons we consider that the right parameter to monitor is $N_f(t)$ rather than $N(t)$, and we will use it to define $\Omega(t)$.

A.3.1 Kinetic equations using $P(\tau)$

Under this assumption, $P(\tau)$ entirely determines the reactor kinetics. If $N_f(t)$ is the fission rate at time t , $N_f(t)$ can be deduced from N_f at earlier times through the equation :

$$N_f(t) = \int_0^\infty N_f(t-\tau)P(\tau)d\tau \quad (\text{A.8})$$

Which leads for a dirac pulse to :

$$N_f = P + P * P + P * P * P + \dots \quad (\text{A.9})$$

where the star denotes convolution.

Assuming that the decrease rate tends to an asymptotic value Ω_∞ , that value can be deduced from (A.8) by replacing $N_f(t)$ by $e^{-\Omega_\infty t}$. It satisfies :

$$\int_0^\infty e^{\Omega_\infty \tau} P(\tau) d\tau = 1 \quad (\text{A.10})$$

Since the above integral is an increasing function of Ω_∞ , Ω_∞ can be easily calculated by dichotomy, as it has been done in Fig. A.1.

A.3.2 Some results for Ω_∞

A.3.2.1 Two simple cases

The point kinetics leads to an exponential distribution for intergeneration times :

$$P(\tau) = \frac{k_{\text{eff}}^{\text{P}}}{l} e^{-\tau/l} \Rightarrow \Omega_\infty = \frac{1 - k_{\text{eff}}^{\text{P}}}{l} \quad (\text{A.11})$$

An even simpler case is the one where all the neutrons have precisely the same life time :

$$P(\tau) = k_{\text{eff}}^{\text{P}} \delta(\tau - l) \Rightarrow \Omega_\infty = -\frac{\ln(k_{\text{eff}}^{\text{P}})}{l} \quad (\text{A.12})$$

A.3.2.2 Upper limit of Ω_∞

If we define

$$I_P(\Omega) = \int_0^\infty e^{\Omega\tau} P(\tau) d\tau \quad (\text{A.13})$$

(A.10) can be rewritten as

$$I_P(\Omega_\infty) = 1 \quad (\text{A.14})$$

Let us now define

$$I'_P(\Omega) = \int_0^\infty e^{\Omega l} (\Omega(\tau - l) + 1) P(\tau) d\tau \quad (\text{A.15})$$

As $e^{\Omega l} (\Omega(\tau - l) + 1) \leq e^{\Omega\tau}$ with a common tangent at $\tau = l$, we have :

$$I'_P(\Omega) \leq I_P(\Omega) \quad (\text{A.16})$$

(A.6) and (A.7) imply

$$I'_P(\Omega) = k_{\text{eff}}^p e^{\Omega l} \quad (\text{A.17})$$

So

$$I_P(\Omega) \geq k_{\text{eff}}^p e^{\Omega l} \quad (\text{A.18})$$

Let us take $\Omega = -\ln(k_{\text{eff}}^p)/l$. We obtain

$$I_P\left(-\frac{\ln(k_{\text{eff}}^p)}{l}\right) \geq 1 = I_P(\Omega_\infty) \quad (\text{A.19})$$

As $I_P(\Omega)$ is an increasing function of Ω , we can give an upper limit for Ω_∞ :

$$\Omega_\infty \leq -\frac{\ln(k_{\text{eff}}^p)}{l} \quad (\text{A.20})$$

The decrease is always slower than in the case where all the neutrons have the same lifetime. Usually, it is even slower than the point kinetics prediction.

A.3.2.3 Developing Ω_∞ near $k_{\text{eff}}^p = 1$

If in (A.10), we develop $e^{\Omega\tau}$ around $\tau = 0$, it is easy to prove that :

$$1 = \int_0^\infty P(\tau) d\tau + \Omega_\infty \int_0^\infty \tau P(\tau) d\tau + \frac{\Omega_\infty^2}{2} \int_0^\infty \tau^2 P(\tau) d\tau + \frac{\Omega_\infty^3}{6} \int_0^\infty \tau^3 P(\tau) d\tau + \dots \quad (\text{A.21})$$

which can be divided on both sides by k_{eff}^p :

$$1 + (1 - k_{\text{eff}}^p) + (1 - k_{\text{eff}}^p)^2 + (1 - k_{\text{eff}}^p)^3 + \dots = 1 + \Omega_\infty \langle \tau \rangle + \frac{\Omega_\infty^2}{2} \langle \tau^2 \rangle + \frac{\Omega_\infty^3}{6} \langle \tau^3 \rangle + \dots \quad (\text{A.22})$$

This leads to

$$\Omega_{\infty} = (1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}}) \frac{1}{\langle \tau \rangle} + (1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})^2 \frac{2 \langle \tau \rangle^2 - \langle \tau^2 \rangle}{2 \langle \tau \rangle^3} + (1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})^3 \frac{6 \langle \tau \rangle^4 - 6 \langle \tau \rangle^2 \langle \tau^2 \rangle + 3 \langle \tau^2 \rangle^2 - \langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle}{6 \langle \tau \rangle^5} + \dots \quad (\text{A.23})$$

Let us now introduce the moments of the distribution $P(\tau)$, mean $\langle \tau \rangle = l$, variance $\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2 = \sigma^2$ and skewness $\langle (\tau - l)^3 \rangle / \sigma^3 = y$:

$$\Omega_{\infty} = \frac{1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}}}{l} + \frac{(1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})^2}{2l} \left(1 - \frac{\sigma^2}{l^2} \right) + \frac{(1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})^3}{6l} \left(2 - y \frac{\sigma^3}{l^3} - 3 \frac{\sigma^2}{l^2} \left(1 - \frac{\sigma^2}{l^2} \right) \right) + \dots \quad (\text{A.24})$$

The point kinetics prediction is only the first order in $1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ of the exact value of Ω_{∞} . The terms in $(1 - k_{\text{eff}}^{\text{p}})^n$ involve up to the n^{th} moment of the distribution $P(\tau)$.

The above formula shows that the knowledge of l is not sufficient and that there is no simple link between $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ and Ω_{∞} . Therefore Ω_{∞} is not the relevant quantity to measure in order to determine $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$.

A.4 The proposed method

It appears that the decrease, in the general case, cannot be characterized by a single decrease rate. Besides, even if we had experimental access to the asymptotic decrease rate, it would not give us much information concerning $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$.

We will then choose to measure the decrease $\Omega(t)$ as a function of time, and compare it with simulations for different $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$.

Simulating many decreases for many similar reactors with slightly different $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ is awfully time consuming and introduces arbitrary modifications of the reactor to make $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ vary. Instead, we propose here to simulate only the intergeneration time distribution $P(\tau)$ and deduce from it the decrease rate for any value of $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$, by convolving $P(\tau)$ with itself, as many times as necessary, according to (A.9).

A.4.1 Application to the reference reactor

The first step is to normalize $P(\tau)$ to $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 1$ by computing :

$$P'(\tau) = \frac{P(\tau)}{\int_0^{\infty} P(u) du} \quad (\text{A.25})$$

Then, for any given value of $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$, we can compute the fission rate

$$N_{f_{k_{\text{eff}}^{\text{p}}}}(t) = k_{\text{eff}}^{\text{p}} P' + k_{\text{eff}}^{\text{p}2} P' * P' + k_{\text{eff}}^{\text{p}3} P' * P' * P' + \dots \quad (\text{A.26})$$

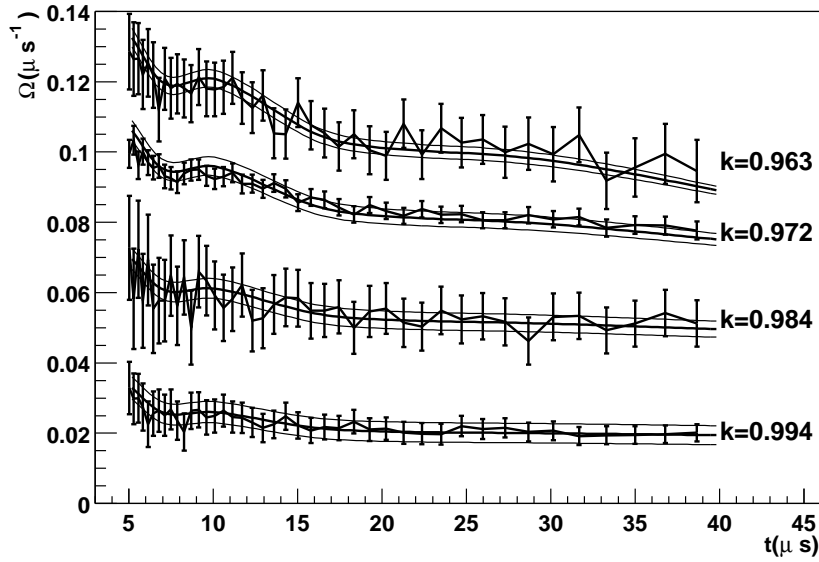


FIG. A.3 – $\Omega_{k_{\text{eff}}^p}(t)$ fits for 4 reactors of different k_{eff}^p . The polygonal lines with error bars show the “real” decreases while the smooth curves show the fit results, ± 100 pcm

And finally, the decrease rate, function of time

$$\Omega_{k_{\text{eff}}^p}(t) = \frac{1}{N_{f_{k_{\text{eff}}^p}}^p} \frac{dN_{f_{k_{\text{eff}}^p}}^p}{dt} \quad (\text{A.27})$$

Knowing the real decrease rate $\Omega(t)$ from the experimental data, it is possible to fit it by $\Omega_{k_{\text{eff}}^p}(t)$, which provides us with the parameter k_{eff}^p . Of course, the better $\Omega_{k_{\text{eff}}^p}(t)$ fits $\Omega(t)$, the more reliable the result is.

As we do not have experimental data yet, the “real” decreases have also been simulated for four different proportions of plutonium in our reference reactor, giving $k_{\text{eff}}^p = 0.963$, $k_{\text{eff}}^p = 0.972$, $k_{\text{eff}}^p = 0.984$, $k_{\text{eff}}^p = 0.994$, with a central source of 2.5 MeV neutrons.

The fit has been performed from $5 \mu\text{s}$ (to let the system forget the characteristics of the source) to $40 \mu\text{s}$ (to avoid dealing with the delayed neutrons), far before reaching the asymptotic value Ω_{∞} .

Fig. A.3 shows these decreases, with their error bars, together with the results of the fits (smooth lines). $\Omega_{k_{\text{eff}}^p}(t)$ are also shown for 100 pcm more and 100 pcm less than the value of k_{eff}^p given by the fit, in order to show the sensitivity of the method.

The agreement is quite good but not perfect. The values of k_{eff}^p provided by the fits lead to a knowledge of $1 - k_{\text{eff}}^p$ with a precision of around 15% in each case. This can be seen on Fig. A.5. The fact that the error is proportional to $1 - k_{\text{eff}}^p$ rather than k_{eff}^p is not surprising, in view of equation (A.24) for example, but it is a very important point for safety issues : the more critical the reactor becomes, the more reliable the measure of k_{eff}^p becomes.

A.4.2 Improving the method

In order to improve the agreement, we now have to reconsider the only assumption we made, which was the equivalence of every fission.

More precisely, we will consider different P distributions for fissions occurring after different times τ . Let $P_{\tau_1}(\tau_2)$ be the distribution of intergeneration times τ_2 , if the first of the two fissions considered occurred itself a time τ_1 after the previous one.

The distribution $P_{\tau_1}(\tau_2)$ varies with τ_1 both in shape and in integral value.

To understand this change, we can consider what happens to the neutrons of a single generation. Some neutrons are quickly captured in the fuel, while others spend some time in the reflector, where they are progressively slowed down. The longer they stay in the reflector, the slower they are, the larger the capture cross sections become, and the more the corresponding fissions occur at the peripheral part of the fuel. These late superficial fissions produce neutrons that have a higher probability to escape, and a slightly longer lifetime.

We cannot afford to take into account the variations in the shape of the P distribution, which would imply very heavy simulations and calculus. Moreover, making the assumption that this shape is constant is a quite reasonable approximation, as we will see below. Therefore we define

$$I(\tau_1) = \frac{\int_0^\infty P_{\tau_1}(\tau_2) d\tau_2}{\int_0^\infty P(\tau) d\tau} \quad (\text{A.28})$$

and we assume that we can write $P_{\tau_1}(\tau_2) = I(\tau_1)P(\tau_2)$. $I(\tau_1)$ is proportional to the total number of fissions induced by the first one. It can be understood as the relative importance of this fission.

Our new model is the following : the only characteristic that differs from fission to fission is the importance, depending only on the time between the fission and the previous one in the chain.

Now, the terms we have to compute are convolutions of the form :

$$\begin{aligned} & \int_{\sum_{i=1}^n \tau_i = \tau} P(\tau_1)P_{\tau_1}(\tau_2)P_{\tau_2}(\tau_3) \dots P_{\tau_{n-1}}(\tau_n) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \dots d\tau_{n-1} \\ &= \int_{\sum_{i=1}^n \tau_i = \tau} P(\tau_1)I(\tau_1)P(\tau_2)I(\tau_2)P(\tau_3) \dots I(\tau_{n-1})P(\tau_n) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \dots d\tau_{n-1} \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

Then if we define P'' like P' in (A.25) but weighted by the importance :

$$P''(\tau) = \frac{P(\tau)I(\tau)}{\int_0^\infty P(u)I(u)du} \quad (\text{A.30})$$

Equation (A.26) becomes

$$N_{f, k_{\text{eff}}^p}(t) = k_{\text{eff}}^p P' + k_{\text{eff}}^{p, 2} P'' * P' + k_{\text{eff}}^{p, 3} P'' * P'' * P' + \dots \quad (\text{A.31})$$

The other steps are left unchanged. The new fits are shown Fig. A.4.

The new fits seem more reliable, especially for small values of k_{eff}^p . The results are summarized in Fig. A.5, which shows, for the different levels of subcriticality, the error in the determination of k_{eff}^p as given by the two methods. It appears that the improved method using the importance gives very good results, almost within the statistical error.

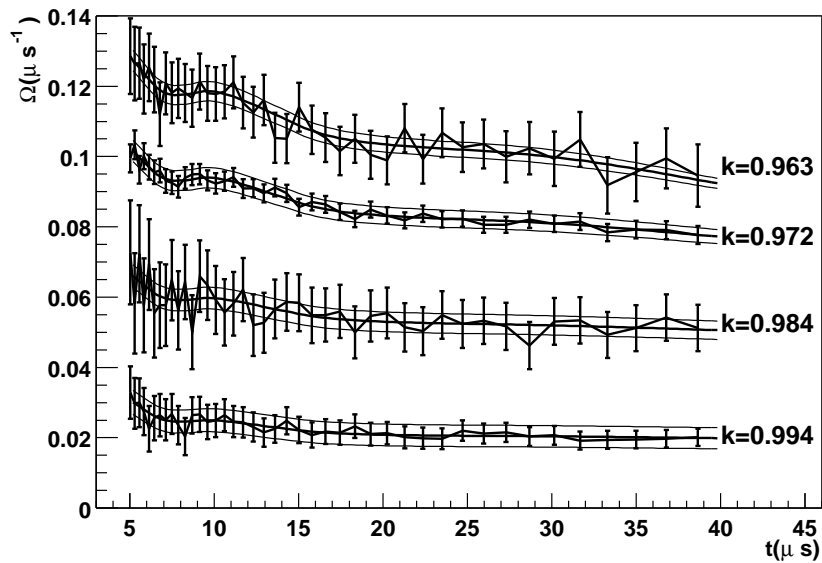


FIG. A.4 – $\Omega_{k_{\text{eff}}^{\text{P}}}(t)$ fits for 4 reactors of different $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$, after weighting $P(\tau)$ by the importance

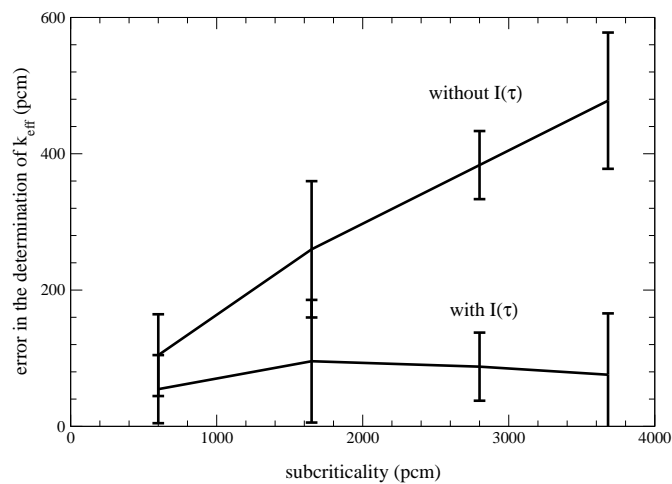


FIG. A.5 – Absolute errors in the determination of $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$, function of $1 - k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ with the two methods (with and without the importance weighting), and for the 4 different subcriticalities considered. The error bars show the statistical error

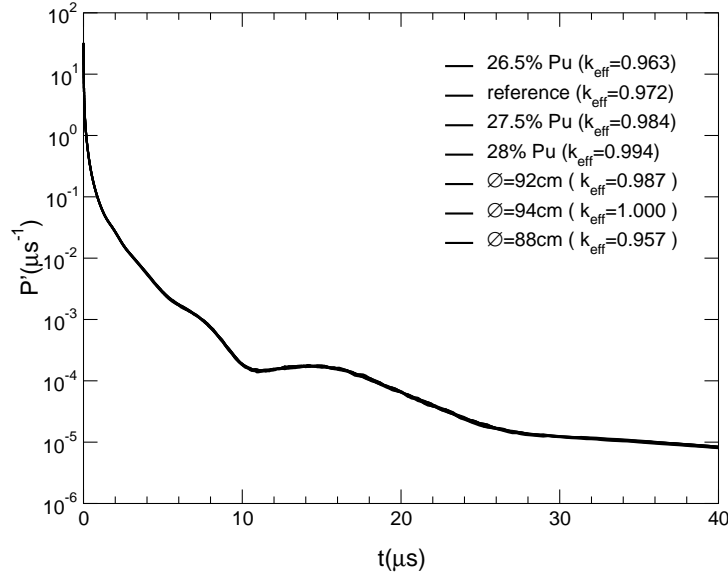


FIG. A.6 – Normalized $P(\tau)$ distribution for several variants of the reactor, with different $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ but the same reflector. One cannot distinguish the plots from one another.

A.5 Robustness of the method

We have to evaluate the robustness of the method through its different stages, simulation and experiment :

- The simulated $P(\tau)$ must be independent of small errors in the description of the reactor, while computing $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ directly would not.
- The measured $\Omega(t)$ must be independent of the neutron source and of the detecting device.

A.5.1 Robustness of $P(\tau)$

The $P(\tau)$ distribution has been calculated for various reactors derived from the reference reactor by changing either the proportion of plutonium in the core, or the diameter of the core, keeping always the same reflector. The $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ varies in a range from 0.957 to 1.000. In order to compare them, each $P(\tau)$ distribution has been normalized to $k_{\text{eff}}^{\text{P}} = 1$. The result is shown in Fig. A.6.

The perfect superposition of the distributions confirms our assumption that it is independent of small errors in the description of the core.

Even the small correction applied by weighting $P(\tau)$ by the importance $I(\tau)$ presents the same characteristics of robustness.

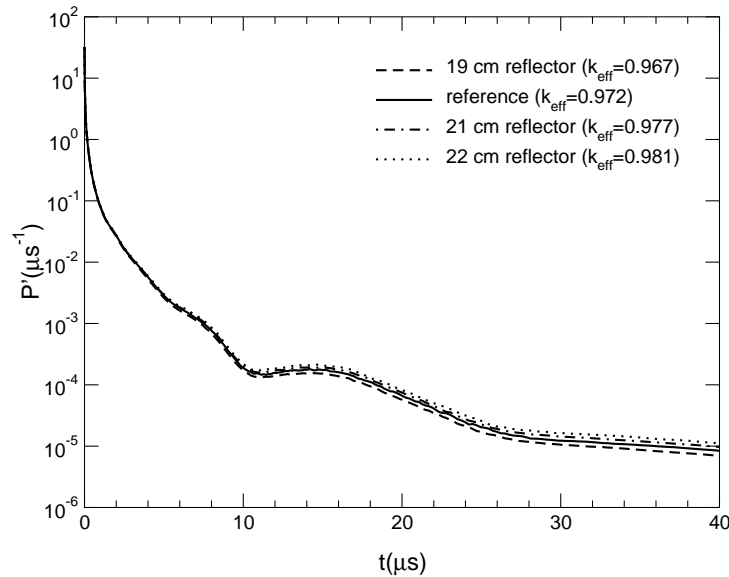


FIG. A.7 – Normalized $P(\tau)$ distribution for several thicknesses of the reflector

The oscillations in the distributions previously plotted can be explained by the variations of the spectrum of neutrons coming back from the reflector into the core, already mentioned in subsection A.4.2. As the mean energy of neutrons coming back decreases, the fission/capture cross section ratio changes and reproduces precisely the observed oscillations.

If we now study the effect of the reflector on the shape of $P(\tau)$, for example by varying the thickness of the reflector, as in Fig. A.7, we observe that the proportion of long-life neutrons is slightly increased, as well as the mean intergeneration time l .

We have in the system two different characteristic times. In the fuel, the neutrons have a very short lifetime, of several hundreds of nanoseconds. In the reflector, they can live several tens of microseconds. As we are interested in time scales of tens of microseconds, the neutron lives in the fuel can be treated as instantaneous. It is the reason why the precise size and composition of the core have a very small impact on the shape of $P(\tau)$, even if they have a great impact on $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$. On the other hand, a reasonably precise description of the reflector appears to be necessary in order to get the correct $P(\tau)$ distribution. Other parts of the reactor with long time scales such as a lead target, a moderator,... would also be of importance.

This comment is of particular importance because along the life of a reactor, the variations of $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ are likely to come only from variations of the composition of the fuel due to burn-up and poisoning, but we don't expect variations of the reflector characteristics. In that case, even if $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ varies a lot, the distribution $P(\tau)$ will stay as constant as in Fig. A.6, and a method based on $P(\tau)$ to determine $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$ will prove very reliable.

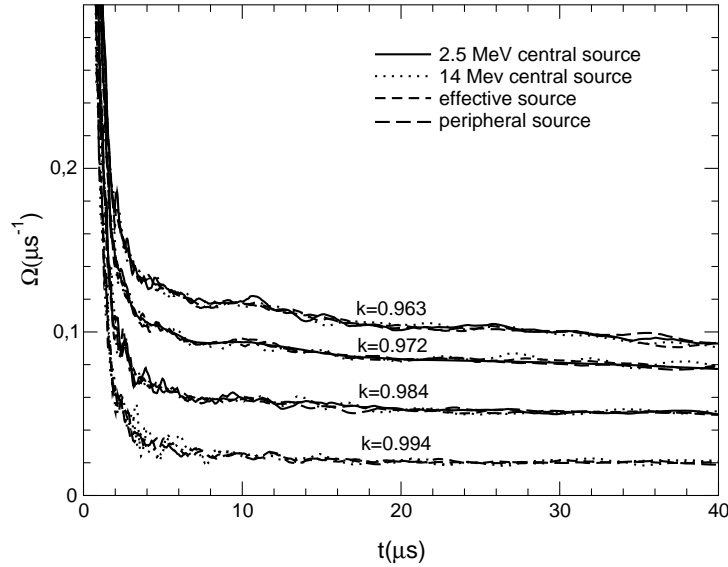


FIG. A.8 – Decrease rate of the total fission rate for 4 different sources and 4 different reactivities

A.5.2 Robustness of $\Omega(t)$

Calculations of the decrease rates of the total fission rate have been performed for four different sources, central, peripheral or distributed, of various energies, and for four different reactors, each one with a different value of $k_{\text{eff}}^{\text{P}}$. The results are shown Fig. A.8. It appears that $\Omega(t)$, after few microseconds, is independent of the source and characterizes each reactor well.

But we cannot have experimental access to the total fission rate, since a neutron does not produce a signal in the detector just after its birth by fission. It is necessary here to introduce the distribution of times between the last fission and the signal in the detector. Let $D(\tau)$ be this new distribution. The measured quantity is N_{m} therefore the result of a last convolution : $N_{\text{m}} = N_{\text{f}} * D$.

For some detectors, the $D(\tau)$ distribution will have a very small characteristic time in comparison with N_{f} . In that case, it is possible to make the approximation that $N_{\text{m}}(t) = N_{\text{f}}(t) \int_0^{\infty} D(\tau) d\tau$, and therefore the measured decrease rate is equal to the decrease rate of the total fission rate : the above method applies as is.

Typically, such detectors will either use a threshold-dependent reaction, or will lie well inside the core. In the first case, only fast neutrons will induce a signal, and fast neutrons are always “young” ones. In the second case, the detector is protected from slow neutrons coming back from the reflector by absorption in the external parts of the fuel. In both cases, the important point is that the detector can see only fast neutrons, either because of its intrinsic characteristics, or because of its location in the core.

The case of a threshold-dependent detector is particularly interesting for application to a

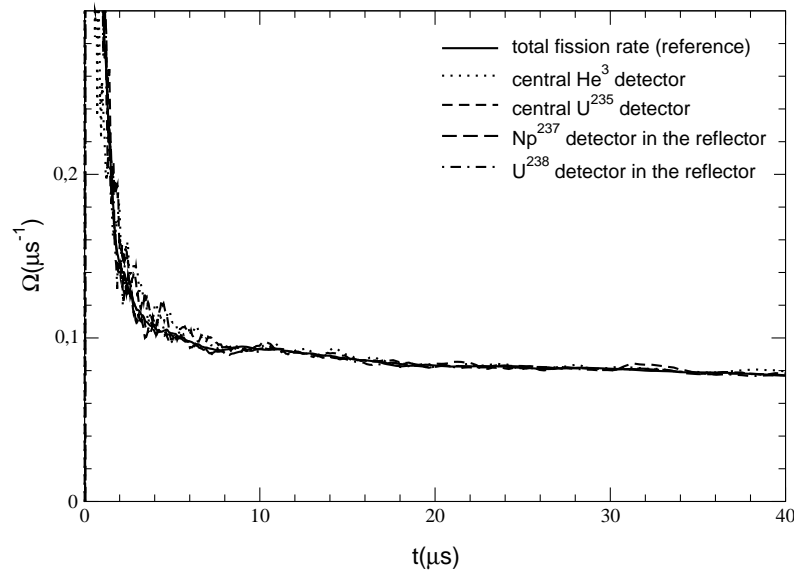


FIG. A.9 – Decrease rate of the signal given by a He^3 detector and a U^{235} fission chamber in the middle of the fuel, and by U^{238} and Np^{237} threshold-dependent fission chambers in the reflector

power reactor, because it allows to place the detector inside the reflector, or anywhere where the neutron flux is not too high.

Fig. A.9 illustrates the two cases discussed above. It shows the simulation of such experimental data obtained by two central detectors and two threshold-dependent detectors in the reflector. The corresponding decrease rates fit with the total fission rate decrease rate within the limits of the statistical error.

On the contrary, a detector with a wide energy range placed in the reflector (or near to it) will show a very different decrease rate, as can be seen on Fig. A.10.

But even in that case, it is still possible to apply our method. Nevertheless, the $D(\tau)$ distribution has to be simulated in addition to $P(\tau)$. It has been done for a matter of demonstration for the U^{235} and He^3 detectors in the reflector, and the resulting fits are displayed on Fig. A.10.

Once again, the fits are very good, and the obtained values $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 0.9713$ and $k_{\text{eff}}^{\text{p}} = 0.9711$ remain perfectly compatible with the one obtained directly from the total fission rate.

Like $P(\tau)$, the $D(\tau)$ distribution is very robust against small errors in the description of the core, and depends above all on the description of the detector itself (for the detecting cross sections) and of the reflector (introducing the long time scales).

Of course, avoiding this new distribution by using a threshold-dependent detector simplifies both the simulations and the calculations, and removes possible sources of errors. If it is not threshold-dependent, it is advisable to protect the detector from slow neutrons, for example by

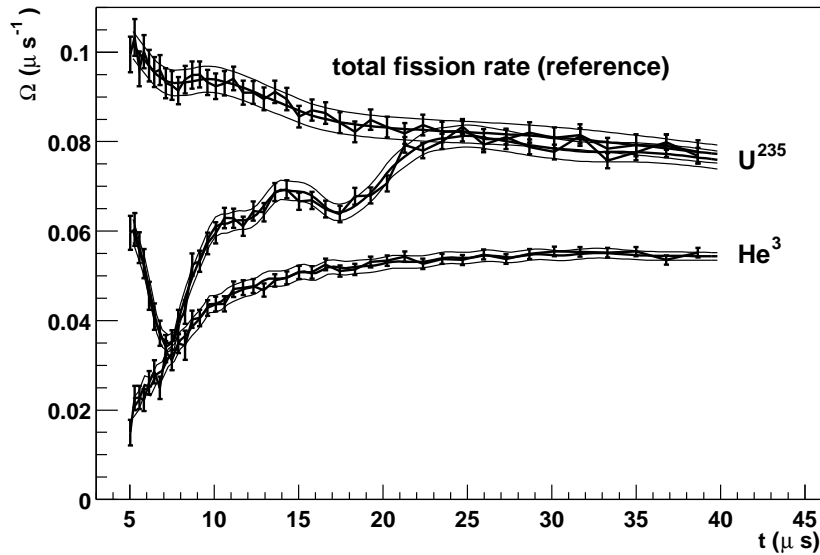


FIG. A.10 – Fits of the decrease rates of the signals given by U^{235} and He^3 detectors in the reflector, together with the decrease rate of the total fission rate, for the reference reactor

means of an absorbing shell. Nevertheless it is worth knowing that we can deal with many types of detectors, keeping a very good estimation of $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$.

A.6 Conclusion

We propose a method for the experimental determination of $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ that is independent of the assumptions made in one group point kinetics calculations. It is built on the intergeneration time distribution, $P(\tau)$. This distribution is a relevant quantity to describe the prompt kinetics of the reactor. It is independent of small variations in the composition of the fuel, and is largely determined by the characteristics of the reflector. It can be easily and precisely computed by a Monte-Carlo simulation, provided the geometry and the composition of the reflector are precisely known, and the cross section databases (in particular elastic scattering) are reliable.

The determination of $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ is achieved by fitting a measured decrease rate by a function calculated from $P(\tau)$. Better results can be obtained by weighting $P(\tau)$ by the importance of the corresponding fissions. The measured decrease rate is independent of the neutron source and of the detecting device after a very short time, as long as the detector is threshold-dependent or protected from slow neutrons.

We still have to validate this method with the experimental data of the upcoming MUSE 4 experiment. The major difference with the cases studied here lies in the complexity of the core. But no major change is expected in its kinetic behaviour. It would be also of interest to try and apply this method to thermal reactors, where the time scales are quite different.

As the decrease rates discussed here allow us to determine $k_{\text{eff}}^{\text{p}}$ in a never-critical assembly, and to check the description of the reactor and of the materials used in the simulation, through the accuracy of the fit, it suggests that subcritical assemblies could be powerful platforms for studying future reactor concepts, in a very safe and straightforward way.

Bibliographie

- [1] C. Destouches & al. A. Billebaud, J. Vollaire & al. *The MUSE 4 Experiment : Prompt Reactivity and Delayed Neutron Measurements*. Conférence Global 2003.
- [2] B. E. Prince & al. Zero-power physics experiments on the molten-salt reactor experiment. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1968.
- [3] C. Rubbia & al. Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier. Technical report, Centre Européen de Recherche Nucléaire, 1995.
- [4] E. Gonzales & al. Pulsed neutron source measurements of kinetic parameters in the source driven fast subcritical core masurca. 2003.
- [5] F. Perdu & al. Prompt reactivity determination in a subcritical assembly through the response to a dirac pulse. *Progress in Nuclear Energy*, 42 :107–120, 2003.
- [6] H. Moriyama & al. Diffusion coefficients of actinide and lanthanide ions in molten Li_2BeF_4 . *J. of Chemical Engineering Data*, 39 :147–149, 1994.
- [7] K. Furukawa & al. Thorium molten salt nuclear energy synergetics. *J. of Nucl. Science and Technology*, 27 :1157–1178, 1990.
- [8] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1968. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1968.
- [9] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 29, 1968. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1968.
- [10] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1969. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1969.
- [11] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1969. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1969.
- [12] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1970. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1970.
- [13] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1970. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1970.
- [14] M. W. Rosenthal & al. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1971. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1971.
- [15] R. Brun & al. Root : An object-oriented data analysis framework. *the Linux Journal*, 51, 1998.

- [16] John R. Lamarsh & Anthony J. Baratta. *Introduction to Nuclear Engineering*. Prentice Hall, 2001.
- [17] R. Barjon. *Physique des Réacteurs Nucléaires*. 1993.
- [18] P.R. Bauquis. Reappraisal of supply and demand in 2050. *Oil & Gaz Science & Technology*, 56 :389–402, 2001.
- [19] C. D. Bowman. Once through thermal spectrum accelerator driven system for lwr waste destruction without reprocessing. Technical report, Accelerator Driven Neutron Applications, 1998.
- [20] Judith F. Briesmeister. Mcnp - a general monte-carlo n-particle transport code. Technical report, Los Alamos Laboratory, 1997.
- [21] R. B. Briggs. Molten salt reactor program progress report for period from august 1, 1960 to february 28, 1961. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1961.
- [22] R. B. Briggs. Molten salt reactor program progress report for period from march 1 to august 31, 1961. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1961.
- [23] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1962. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1962.
- [24] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1962. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1962.
- [25] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending january 31, 1963. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1963.
- [26] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending july 31, 1963. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1963.
- [27] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending january 31, 1964. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1964.
- [28] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending july 31, 1964. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1964.
- [29] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1965. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1965.
- [30] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1965. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1965.
- [31] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending august 31, 1966. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1966.
- [32] R. B. Briggs. Molten salt reactor program semiannual progress report for period ending february 28, 1966. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1966.
- [33] J.M. De Conto. Genepi : a high intensity deuteron accelerator for pulsed neutron production. In *European Particle Accelerator Conference*, Stockholm, Suede, 1998.
- [34] I. Daubechies. Orthonormal bases of compactly supported wavelets. *Comm. Pure & Appl. Math.*, 41 :906–996, 1988.

- [35] S. David. *Capacité des réacteurs hybrides au plomb pour la production d'énergie et l'incinération avec multirecyclage des combustibles. Evolution des paramètres physiques. Radiotoxicités induites*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1999.
- [36] P. Ledac & L. Delapierre. Manuel utilisateurs trio_u. Technical report, CEA/DTP/SMTH/LDTA, 2000.
- [37] O. Guéton. *Physique associée au contrôle et à la sûreté des systèmes hybrides*. PhD thesis, Université Paris XI - Orsay, 2001.
- [38] S. David H. Nifenecker, O. Meplan. *Accelerator Driven Subcritical Reactors*. Institute of Physics Publishing, 2003.
- [39] M. Hayashi. Comments on “neutron lifetime, fission time and generation time”. *Nucl. Science and Engineering*, 121 :492, 1995.
- [40] H.Nifenecker, S.David, J.M. Loiseaux, and A.Giorni. Hybrid nuclear reactors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 43 :683–827, 1999.
- [41] Robert T. Watson International Panel on Climate Change. *Climate Change 2001 : Synthesis Report*. Cambridge University Press, 2001.
- [42] M. Hery & A. Lecocq. Réacteurs à sels fondus, synthèse des études réalisées entre 1973 et 1983. Technical report, Electricité De France & Commissariat à l'Energie Atomique, 1983.
- [43] D. Lecarpentier & C. Garzenne M. Schikorr. Benchmark of neutron kinetics simulation codes. Technical report, FZK & EDF R&D, 2003.
- [44] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for period ending october 31, 1958. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1958.
- [45] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for period ending april 30, 1959. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1959.
- [46] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for period ending january 31, 1959. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1959.
- [47] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for period ending july 31, 1959. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1959.
- [48] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for period ending october 31, 1959. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1959.
- [49] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for periods ending january 31 and april 30, 1960. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1960.
- [50] H. G. MacPherson. Molten salt reactor program quarterly progress report for periods ending july 31, 1960. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1960.
- [51] H. G. MacPherson. The molten salt reactor adventure. *Nucl. Science and Engineering*, 90 :374–380, 1985.
- [52] L. Mathieu. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- [53] R.E. MacFarlane & D. W. Muir. The njoy nuclear data processing system. Technical report, Los Alamos Laboratory, 1994.

- [54] Karl O. Ott & Robert J. Neuhold. *Introductory Nuclear Reactor Dynamics*. American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, 1985.
- [55] A. Nuttin. *Potentialités du concept de réacteur à sels fondus pour une production durable d'énergie nucléaire basée sur le cycle thorium en spectre épithermique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 2002.
- [56] J. O'Rourke. *Computational Geometry in C*. Cambridge University Press, 1994.
- [57] G. Imel & al. P. Baeten. Measurement of kinetic parameters in the source-driven fast subcritical core masurca with noise methods. 2003.
- [58] A. Pattou. Physique et contrôle des réacteurs rep. Technical report, INSTN antenne enseignement de Grenoble, 1998.
- [59] G. Perret. PhD thesis, Commissariat à l'Energie Atomique.
- [60] Fifth Euratom Framework Program. Reactor physics study, design review and nominal operating conditions, non proliferation issues. Technical report, European Commission, 2003.
- [61] J. Bussac & P. Reuss. *Traité de Neutronique*. Hermann, 1985.
- [62] R. C. Robertson. Msre design and operations report, part i : Description of reactor design. Technical report, Oak Ridge National Laboratory, 1965.
- [63] Y. Kadi & C. Rubbia S. Atzeni. Statistical fluctuations in montecarlo simulations of a subcritical system. Technical report, Centre Européen de Recherche Nucléaire, 1997.
- [64] J.P. Pharabod & J.P. Schapira. *Les jeux de l'atome et du hasard*. Editions Calmann-Lévy, 1998.
- [65] J. M. Campbell & G. D. Spriggs. 8-group delayed neutron spectral data. *Progress in Nuclear Energy*, 41 :253–283, 2002.
- [66] D. Lecarpentier & J. Vergnes. The amster (actinide molten salt transmuter) concept. *Nuclear Engineering and Design*, 216 :43–67, 2002.
- [67] J. Vollaire. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- [68] IASA WEC. *Global Energy Perspectives*. Cambridge University Press, 1998.

Titre

Contributions aux études de sûreté pour des filières innovantes de réacteurs nucléaires

Résumé

L'étude complète des réacteurs à sels fondus, destinés à une production massive et durable d'énergie nucléaire, doit coupler les aspects neutronique, hydraulique et thermique. Ce couplage, intégrant les codes MCNP et Trio_U, est entrepris dans le cadre du prototype MSRE, où il donne des résultats très proches de l'expérience. L'extrapolation de cette étude permet de proposer des modifications pour améliorer les coefficients de sûreté des réacteurs à sels fondus de puissance.

Un deuxième volet concerne les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur, dévolus à l'incinération des déchets radioactifs. Nous proposons une méthode de mesure absolue de la réactivité prompte à partir de la décroissance suivant une impulsion de neutrons. Elle ne suppose connue que la distribution des temps entre générations de neutrons, caractéristique du réacteur. Cette méthode est appliquée aux résultats de l'expérience MUSE 4 et présente une erreur relative sur la réactivité inférieure à 5%.

Title

Contributions to safety studies for new concepts of nuclear reactors

Abstract

The complete study of molten salt reactors, designed for a massive and durable nuclear energy production, must include neutronics, hydraulics and thermal effects. This coupled study, using the MCNP and Trio_U codes, is undertaken in the case of the MSRE prototype. The obtained results fit very well the experiment. Their extrapolation suggests ways of improving the safety coefficients of power molten salt reactors.

A second part is devoted to accelerator driven subcritical reactors, developed to incinerate radioactive waste. We propose a method to measure the prompt reactivity from the decay following a neutron pulse. It relies only on the distribution of times between generations, which is a characteristic of the reactor. This method is implemented on the results of the MUSE 4 experiment, and the obtained reactivity is accurate within 5%.

Mots-clés

réacteur, sels fondus, neutronique, thermohydraulique, sous-critique, mesure, réactivité, décroissance prompte