

Réalisé à



IRSN/PSN-EXP/SNC/LNR

**RAPPORT DE STAGE : VALIDATION DES COEFFICIENTS DE REACTIVITE DANS LES REACTEURS A EAU SOUS PRESSION AVEC LES CODES DRAGON ET DONJON**

Etude du premier cœur de démarrage de Tihange-I, 1975

Soutenu le 16 septembre 2015, à l'INSTN de Saclay

Président du jury :	Mme Constance COSTON,	CEA/INSTN
Co-Président technique :	M. Cheikh DIOP,	CEA/DEN/DM2S/SERMA
Maître de stage :	M. Vivian Salino,	IRSN/PSN-EXP/SNC/LNR
Rapporteur :	M. Nordine KERKAR,	EDF/DIPNN/SEPTEN



INSTN-CEA de Cadarache

Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

## RÉSUMÉ

L'étude présentée dans ce mémoire consiste en une comparaison calcul-expérience des essais physiques à puissance nulle du premier cœur Tihange-I réalisés en 1975. Tihange-I est un réacteur de type à eau légère sous pression (REP) de licence Westinghouse. Les résultats expérimentaux considérés sont ceux reportés dans la note CEA-N-2092 (Panek, 1979). Le calcul du premier cœur de Tihange-I dans les conditions des essais physiques à puissance nulle est réalisé en utilisant les codes déterministes DRAGON Version5 et DONJON Version5 (Hébert, Marleau, Roy, 2015). L'analyse s'est focalisée principalement sur le calcul des coefficients de réactivité des effets de température : coefficient Doppler, coefficient température modérateur, coefficient isotherme, etc. Les coefficients de réactivité reflètent les variations du facteur de multiplication des neutrons dues à un changement de paramètre de fonctionnement de la chaudière, en l'occurrence la température du combustible ou du modérateur par exemple, dans le cas de notre étude. Le calcul de ces coefficients a été réalisé par une approche déterministe à l'aide d'un schéma de calcul en transport-diffusion. La méthode utilisée pour obtenir les coefficients de réactivité est le calcul direct, sans faire appel à la théorie des perturbations. Cette analyse a pour finalité d'aider à la compréhension des écarts calcul-expérience. Les données nucléaires utilisées sont fournies par une bibliothèque multigroupe basée essentiellement sur l'évaluation JEF2.2, créée en utilisant NJOY. Le maillage utilisé est le maillage à 172 groupes recommandé dans le schéma 'CEA-97' (Santamarina et al.).

## ABSTRACT

The study presented in this report is a calculation-experiment comparison of Tihange-I first core Hot Zero Power tests realized in 1975. Tihange-I is a pressurized water reactor (PWR) of Westinghouse licence. The experimental results come from CEA-N-2092 report (Panek, 1979). The computation has been made using the codes DRAGON and DONJON Version5 (Hébert, Marleau, Roy, 2015). The main focus of the study is the reactivity coefficients determination, in particular those dealing with temperatures effects: fuel temperature reactivity coefficient, moderator temperature reactivity coefficient, isothermal reactivity coefficient, etc. Reactivity coefficients illustrate the neutron effective multiplication factor variations due to a modification of an Nuclear Steam Supply System state parameter i.e. moderator or fuel temperature, in case of our study. A determinist approach using a multigroup neutron transport and diffusion computation scheme have been used in this study. The reactivity coefficients have been obtained by direct calculation, without perturbation theory. This analysis will help in understanding the differences between calculus and experiments. The nuclear data for the analysis is a multigroup nuclear library mainly based on JEF2.2 evaluation. This nuclear database has been created using NJOY. The energetic mesh used is 'XMAS-172 groups' which is recommended by the 'CEA-97' calculation scheme (Santamarina et al.).

## Remerciements

Je remercie tout d'abord l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, représenté par M. Jacques Repussard, pour m'avoir accueilli au sein du pôle sûreté nucléaire dans le laboratoire d'expertise et de recherche en neutronique des réacteurs du service de neutronique et des risques de criticité. Je tiens à remercier M. Christian Duretz, directeur thématique expertise du pôle sûreté nucléaire, M. Jean-Claude Micaelli directeur thématique recherche du pôle sûreté nucléaire, M. Eric Letang, chef du service de neutronique et des risques de criticité et Mme. Sophie Pignet, chef du laboratoire d'expertise et de recherche en neutronique des réacteurs, pour m'avoir permis de réaliser ce projet de fin d'étude du génie atomique dans un environnement agréable et dynamique.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à ceux qui, de près ou de loin, ont contribué aux enseignements dont ce rapport est issu, soit par une active participation, soit par des discussions vives et toujours enrichissantes. Je tiens à remercier chaleureusement M. Vivian Salino pour sa pédagogie et sa réactivité hors pair, M. Alain Hébert pour ses conseils sages et avisés, M. Antoine Bruneau pour son aide initiatique au langage CLE-2000 et ses divers astuces pratiques pour une utilisation efficiente de l'environnement UNIX, ainsi que M. Julien Taforeau, M. Franck Bernard pour leurs remarques pertinentes au coin café.

Merci également à l'ensemble des relecteurs, M. Alain Hébert, M. Luis Aguiar, Mme. Sophie Pignet, M. Vivian Salino, M. Evgeny Ivanov, M. Claude Redon, pour leurs commentaires constructifs.

Je remercie plus généralement, l'ensemble du personnel du service de neutronique et de criticité pour leurs accueils enthousiastes au sein de cet antique bâtiment 25 souffrant de l'absence de climatisation mais non pas d'idées, ni de conversations riches et passionnées.

Je suis également reconnaissant envers tous les professeurs, chercheurs, intervenants de l'Institut National des Sciences et Techniques du Nucléaire, qui, au cours de cette année de spécialisation particulièrement dense et ardue, m'ont apporté les connaissances nécessaires à la réalisation de ce projet de fin de d'études. Je tiens particulièrement à remercier M. Alain Santamarina, M. Jean-François Vidal, M. Jacques Di Salvo, M. Jean-Marc Palau, M. Jean-Christophe Klein et M. Hubert Gard.

Je n'oublie pas les anciens « maîtres » de mon cursus généraliste précédent, notamment tous ceux qui ont contribué à faire de moi l'ingénieur que je suis aujourd'hui, que ce soit par l'apport de connaissances académiques toujours utiles, soit par l'apprentissage de compétences professionnelles au sein de milieux industriels stimulants.

Ce stage a été réalisé à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) de Fontenay-aux-Roses au sein du Service de neutronique et des risques de criticité (SNC) dans le Laboratoire d'expertise et de recherche en neutronique des réacteurs (LNR).

Celui-ci s'inscrit en tant que projet de fin d'étude de la formation d'ingénieur spécialisé en Génie atomique de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) de Cadarache.



### IRSN

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

Créé par l'article 5 de la loi n° 2001-398 du 9 mai 2001, l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN) est un établissement public industriel et commercial autonome, dont le fonctionnement a été défini par le décret n° 2002-254 du 22 février 2002, modifié le 7 avril 2007. Il est issu de la fusion de l'OPRI et IPSN (CEA). Il est placé sous la tutelle conjointe des ministres chargés de la défense, de l'environnement, de l'industrie, de la recherche et de la santé.

Expert public en matière de recherches et d'expertises relatives aux risques nucléaires et radiologiques, l'Institut traite l'ensemble des questions scientifiques et techniques associées à ces risques, en France et à l'international.

### PSN-EXP

Pôle Sûreté Nucléaire - Expertise

La recherche en sûreté est étroitement liée aux activités d'expertise de l'Institut : elle couvre l'ensemble des éléments (phénomènes physiques, équipements, dispositions...) contribuant à la sûreté des installations nucléaires, avec pour objectif de mieux évaluer les risques et d'améliorer le niveau de sûreté des installations nucléaires.



### INSTN-CEA

Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

L'Institut national des sciences et techniques nucléaires, établissement d'enseignement supérieur, a été créé en 1956. Placé sous la tutelle conjointe du ministère chargé de l'Industrie et du ministre chargé de la Recherche et de l'Enseignement supérieur, l'INSTN est l'unité d'enseignement du CEA. A sa tête, un Conseil d'enseignement regroupe des représentants des deux ministères de tutelle, du CEA et de l'industrie nucléaire. Cette instance est présidée par le Haut-Commissaire à l'énergie atomique.

### Formation du Génie Atomique

La spécialisation en Génie Atomique vise à former des ingénieurs polyvalents dans le secteur nucléaire, en leur permettant d'acquérir une double culture «sciences nucléaires fondamentales» et «procédés».

Depuis près de 60 ans, le cours de génie atomique forme des ingénieurs spécialisés dans la conception, la construction, l'exploitation et le démantèlement des réacteurs nucléaires, usines du cycle et équipements de la défense nationale. Le cours de génie atomique dure 7 mois, auquel s'ajoute un projet de fin d'étude de 6 mois. L'enseignement civil est dispensé à Cadarache ou Saclay. Un enseignement parallèle à lieu à l'École d'application militaire de l'énergie atomique de Cherbourg pour les militaires français.

## Table des matières

<b>1</b>	<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>1</b>
1.1	PRESENTATION DE LA STRUCTURE D'ACCUEIL.....	1
1.2	CONTEXTE DE L'ETUDE.....	1
1.3	PROBLEMATIQUE.....	2
<b>2</b>	<b>COEFFICIENTS DE REACTIVITE.....</b>	<b>3</b>
2.1	REACTIVITE.....	3
2.1.1	Facteur de multiplication.....	3
2.1.2	Définition.....	4
2.2	COEFFICIENTS DE REACTIVITE.....	4
2.2.1	Intérêt des coefficients de réactivité.....	4
2.2.2	Définition.....	4
2.3	COEFFICIENTS DE TEMPERATURE.....	4
2.3.1	Principaux mécanismes des effets de température sur la migration des neutrons.....	5
2.3.2	Coefficient de température du modérateur.....	5
2.3.3	Coefficient de température combustible (coefficient Doppler).....	6
2.3.4	Coefficient de température isotherme.....	7
2.3.5	Coefficients Doppler-température et Doppler-puissance.....	7
<b>3</b>	<b>DEMARCHE DE CALCUL DES COEFFICIENTS DE REACTIVITE PAR APPROCHE DETERMINISTE.....</b>	<b>8</b>
3.1	NECESSITE D'UN SCHEMA DE CALCUL.....	8
3.2	CALCUL DE TRANSPORT.....	9
3.3	CALCUL DE DIFFUSION.....	12
<b>4</b>	<b>MODELISATION DE L'EXPERIENCE DE REFERENCE.....</b>	<b>13</b>
4.1	PRESENTATION DU COEUR ETUDIE.....	13
4.1.1	Schéma de chargement.....	13
4.1.2	Assemblages.....	14
4.2	PRESENTATION DES ESSAIS PHYSIQUES A PUISSANCE NULLE.....	14
4.3	PRESENTATION DES OUTILS DE CALCUL UTILISES.....	15
4.3.1	Codes de calcul.....	15
4.3.2	Schéma de calcul utilisé pour le transport.....	15
4.3.1	IMPLEMENTATION DU SCHEMA DE CALCUL SOUS DRAGON.....	17
4.4	MODELISATION DES ESSAIS DANS DRAGON-DONJON.....	18
4.4.1	Modélisation du coeur.....	18
4.4.2	Modélisation des essais.....	23
<b>5</b>	<b>COMPARAISON EXPERIENCE - CODE.....</b>	<b>28</b>
5.1	RESULTATS.....	28
5.2	ANALYSE DES ECARTS.....	30
5.2.1	Incertitudes expérimentales.....	30
5.2.2	Sensibilité du calcul du coefficient de température isotherme par rapport aux paramètres expérimentaux de contre-réaction.....	31
5.3	VERIFICATION PHYSIQUE DU SCHEMA DE CALCUL GOBAL.....	32
5.3.1	Contributions séparées des effets dus aux variations de la température du combustible et du modérateur.....	32
5.3.2	Contribution des effets de densité et de température du modérateur.....	32
5.3.3	Influence du bore soluble sur le coefficients de température du modérateur et du combustible.....	34
5.4	VERIFICATION PHYSIQUE DU SCHEMA DE CALCUL ASSEMBLAGE (TRANSPORT).....	38
5.4.1	Analyse de l'écart calcul-mesure dans la configuration groupes D insérés.....	38
5.5	ANALYSE DU SCHEMA DE CALCUL ASSEMBLAGE (TRANSPORT).....	45
5.5.1	Analyse du maillage spatial de la cellule contenant les crayons de borosilicate.....	45
5.5.2	Analyse du maillage spatial de la cellule contenant les barres de contrôle.....	46
5.5.3	Impact coeur.....	47
5.6	ANALYSE DU SCHEMA DE CALCUL COEUR (DIFFUSION).....	48
5.6.1	étude de la convergence du $K_{eff}$ avec l'ordre des polynômes de raviart-thomas.....	48
5.6.2	Modification de la modélisation des barres de contrôle.....	49
5.6.3	analyse de l'impact du maillage axial (AXE z).....	50
<b>6</b>	<b>SYNTHESE ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>51</b>
6.1	SYNTHESE DE LA DEMARCHE MENEES.....	51
6.2	RETOUR D'EXPERIENCE.....	52
6.3	PERSPECTIVES.....	52
<b>7</b>	<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>54</b>

## INTRODUCTION

### 1.1 PRESENTATION DE LA STRUCTURE D'ACCUEIL

L'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) est, en France, l'expert public en matière de **recherche et d'expertise sur les risques nucléaires et radiologiques**.

L'Institut est chargé d'une **mission d'appui technique aux autorités publiques compétentes en sûreté**, radioprotection et sécurité, aussi bien dans la sphère civile (Autorité de Sûreté Nucléaire) que dans celle de la défense (Délégation Sûreté Nucléaire Défense).

L'institut a également pour **mission d'évaluer et de mener des programmes de recherche dans les domaines de la sûreté** des installations nucléaires, civiles et militaires, de la sûreté du transport des matières radioactives et fissiles, de la protection de l'homme et de l'environnement contre les rayonnements ionisants, de la protection et du contrôle des matières nucléaires et des produits susceptibles de concourir à la fabrication d'armes, de la protection des installations et des transports contre les actions de malveillance.

Cette dernière mission de recherche, en dualité avec celle de l'expertise, a pour enjeu de garantir les compétences nécessaires et suffisantes de l'Institut pour la maîtrise et la réalisation de son expertise.

L'expertise de sûreté spécialisée en neutronique se décompose à l'IRSN en deux domaines d'application :

- la neutronique des réacteurs,
- la criticité.

Le **service de neutronique et des risques de criticité (SNC)** a pour mission générale de mener cette expertise de sûreté spécialisée en neutronique. Il s'appuie pour cela également sur des activités de recherche dans ce domaine.

Le SNC comprend un échelon direction et trois unités :

- le bureau d'évaluation des risques de criticité et des accidents de criticité (SNC/BERAC),
- le laboratoire de recherche et de développement en neutronique du cycle (SNC/LNC),
- le laboratoire d'expertise et de recherche en neutronique des réacteurs (SNC/LNR).

Le BERAC est en charge de l'expertise de sûreté relative à la prévention des risques de criticité dans les installations nucléaires de base et dans les transports mettant en œuvre des matières fissiles.

Le LNC est en charge du développement, de la qualification des schémas de calcul et des études concernant l'appréciation et la prévention des risques de criticité dans les installations et les transports et d'assurer la veille technologique dans ce domaine.

Le LNR est chargé de l'amélioration de la connaissance dans le domaine de la neutronique des réacteurs nucléaires et de la mise en application de cette connaissance pour les besoins de l'expertise de sûreté.

### 1.2 CONTEXTE DE L'ETUDE

L'IRSN, sous contrat d'objectif avec ses ministères de tutelle, se doit de réaliser une **expertise indépendante** de celle des exploitants. Pour ce faire, il lui est nécessaire de maintenir et de développer des outils de simulation, d'évaluation et de disposer de moyens expérimentaux.

Dans le cadre de l'expertise spécialisée en neutronique, les outils de simulation et d'évaluation pour les **réacteurs** sont **principalement les codes de calculs neutroniques déterministes**. En effet, en l'état des connaissances actuelles, seuls les schémas déterministes multi-échelles permettent de modéliser les grands cœurs thermiques en tenant compte de l'évolution du combustible ainsi que des contre-réactions liées à la thermohydraulique et à la thermique avec un temps de calcul raisonnable. Les calculs stochastiques (type Monte Carlo) peuvent néanmoins modéliser aujourd'hui les cœurs industriels à puissance « nulle ». Le temps de calcul est cependant supérieur aux outils déterministes. Les calculs Monte Carlo permettent de disposer d'une référence avec un minimum d'approximation. L'utilisation de ces codes Monte Carlo ne fait cependant pas l'objet de ce stage.

Pour les réacteurs à eau sous pression, les calculs de neutronique sont nécessaires dans deux domaines principaux :

- les **études d'accidents multi-physiques**,
- la **simulation des cœurs en fonctionnement normal**.

L'optimisation des outils de calcul déterministes disponibles à l'IRSN pour la criticité et l'évaluation des paramètres neutroniques des cœurs fait l'objet d'un projet nommé **ORION**.

Un de ses objectifs est de garantir un niveau de précision suffisant des schémas de calculs neutroniques utilisés à l'IRSN, ceci nécessite de mener des travaux de vérification, validation et qualification de ces schémas de calculs.

Le projet ORION est piloté par le **laboratoire d'expertise et de recherche en neutronique des réacteurs** (LNR) du service de neutronique et des risques de criticité (SNC).

La présente étude s'inscrit au sein du projet **ORION**. Elle constitue pour l'IRSN une première confrontation calcul-mesure de coefficients de réactivité réalisée avec les codes DRAGON et DONJON. Elle a pour objet de maîtriser et d'améliorer les connaissances sur la précision des schémas de calcul de neutronique déterministe utilisés à l'IRSN, en particulier celle du schéma de calcul '**CEA-97**' (Santamarina et al.) [6] pour le calcul des paramètres de sûreté relatifs à la modélisation des contre-réactions, afin, in fine, de guider et d'apporter un éclairage sur les travaux de rénovation en cours à l'IRSN du schéma de calcul de référence.

Ce travail a été réalisé avec les codes neutroniques déterministes **DRAGON Version5** et **DONJON Version5** (Hébert, Marleau, Roy, Sekki, 2015) [2, 3]. Ces codes sont développés par l'Institut de Génie Nucléaire (IGN) de l'École Polytechnique de Montréal.

Ils sont mis à disposition sous licence open-source LGPL à l'adresse <http://www.polymtl.ca/merlin/version5.htm>.

L'analyse se focalise sur le calcul des **coefficients de réactivité** des effets températures, principalement le coefficient de réactivité isotherme. Les coefficients de réactivité reflètent les variations du facteur de multiplication des neutrons dues à un changement de paramètre de fonctionnement de la chaudière.

Peu de résultats d'expériences sur des réacteurs de puissance sont disponibles dans le domaine public concernant les coefficients de réactivité. Pour les réacteurs de puissance de type REP, les principales sources de données identifiées par l'IRSN et accessibles librement sont celles du benchmark BEAVRS [7] et celles des essais physiques à puissance nulle de Tihange-I [1].

Les données du benchmark BEAVRS, actuellement à l'étude à l'IRSN, ne font pas l'objet de ce présent rapport.

Les données retenues dans le cadre du présent rapport pour la comparaison calcul-mesure sont les coefficients de température isotherme obtenus des essais physiques à puissance nulle du **premier cœur du réacteur Tihange-I** réalisés en 1975. Les résultats expérimentaux considérés sont ceux reportés dans la thèse **CEA-N-2092** (Panek, 1979) [1].

Pour rappel, Tihange-I est un réacteur de type à eau légère sous pression (REP) de licence Westinghouse constituée de deux génératrices électriques de 480 MWe (962 MWe). Il s'agit du premier réacteur industriel de puissance à eau légère sous pression construit en Europe et a constitué en l'un des plus grands projets franco-belge du XXème siècle.

### 1.3 PROBLEMATIQUE

L'étude menée relève d'une problématique double :

- l'étude s'inscrit tout d'abord dans une démarche « classique » de **validation**, c'est-à-dire une démarche permettant de s'assurer que les résultats d'une simulation numérique issue de codes de calcul dûment vérifiés au préalable reproduisent l'expérience avec une précision acceptable. Dans notre cas, l'expérience servant de référence est l'ensemble des essais physiques à puissance nulle du **premier cœur du réacteur Tihange-I** réalisés en 1975, et le domaine de validation visé est le domaine des coefficients de température.
- l'étude a en outre pour objectif d'identifier les écarts calcul - mesure imputables spécifiquement au schéma de calcul utilisé.

Les objectifs principaux de ce travail ont été par conséquent de :

- **construire la simulation numérique** du cas Tihange-I en créant des jeux de données et procédures DRAGON et DONJON selon le schéma de calcul 'CEA-97'.
- **étudier les résultats de la simulation numérique** issue de la chaîne neutronique DRAGON-DONJON : quantification des écarts calculs - mesures et recherches des sources d'écarts (hypothèses de calcul, de modélisation, etc.).

La première partie de ce rapport (chapitres 2 et 3) s'attache tout d'abord à rappeler les aspects théoriques concernant les coefficients de température afin d'en appréhender la signification et présente ensuite la méthodologie de calcul adoptée pour calculer ces coefficients à l'aide des codes de calcul déterministes DRAGON Version5 et DONJON Version5 (schéma transport-diffusion).

La deuxième partie de ce rapport (chapitres 4 et 5) présente les caractéristiques principales de l'expérience prise pour référence, sa modélisation à l'aide des codes de calcul en détaillant notamment les particularités du schéma de calcul utilisé. Une analyse des écarts calcul - mesure est ensuite présentée. Elle s'appuie sur une étude de sensibilité exhaustive aux données expérimentales (température du modérateur, température du combustible, concentration en bore, ...) avec pour objectif d'identifier les postes principaux d'incertitudes contribuant aux écarts.

## 2 COEFFICIENTS DE REACTIVITE

### 2.1 REACTIVITE

#### 2.1.1 FACTEUR DE MULTIPLICATION

Dans un réacteur nucléaire en fonctionnement, l'énergie est produite à partir d'une réaction en chaîne de fission maîtrisée : des neutrons engendrés lors d'une fission peuvent à leur tour produire une nouvelle fission. On appelle ces neutrons engendrant une fission : les neutrons utiles.

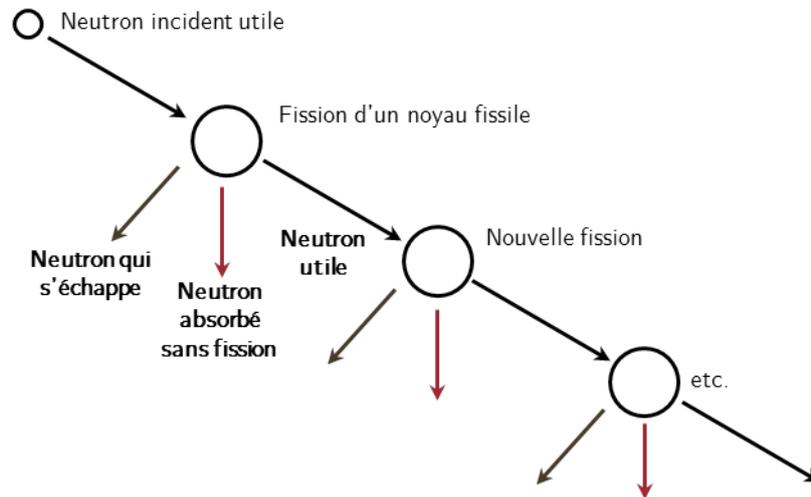


Figure 1. Schéma d'une réaction en chaîne de fission nucléaire

Le nombre de neutrons utiles produits en moyenne par fission représente le facteur de multiplication  $k$  de la population neutronique. On le définit par le rapport du nombre de neutrons utiles d'une génération par rapport au nombre de neutrons utiles de la génération précédente :

$$k = \frac{\text{Nombre de neutrons utiles d'une génération}}{\text{Nombre de neutrons utiles de la génération précédente}} \quad (1)$$

#### Définition du facteur de multiplication de la population neutronique

Dans le cas du régime stable d'un réacteur nucléaire, dit régime critique, le facteur de multiplication vaut un ( $k=1$ ) : on a un neutron utile produit en moyenne par fission. Lorsque l'on a  $k > 1$ , la réaction est divergente et le régime dit surcritique. Lorsque  $k < 1$ , le régime est dit sous-critique.

Entre la population neutronique d'une génération et la population neutronique précédente, les neutrons peuvent avoir essentiellement trois destins :

- s'échapper (diffusions<sup>1</sup>, fuites)
- être absorbé sans fission (capture)
- être absorbé avec fission (fission)

On peut, à partir de l'équation (1), définir le facteur de multiplication en fonction des types d'interactions :

$$k = \frac{\text{Neutrons produits par fission}}{\text{Neutrons absorbés + Fuites}} \quad (2)$$

#### Définition du facteur de multiplication en fonction des types d'interactions des neutrons avec la matière

Pour évaluer le facteur de multiplication, si les fuites des neutrons vers les assemblages de combustibles voisins ou hors du réacteur ne sont pas prises en compte, celui-ci est qualifié d'infini et noté  $k_{\infty}$  ; dans le cas contraire, il est qualifié d'effectif et noté  $k_{\text{eff}}$ . Aussi, le  $k_{\infty}$  représente la valeur du  $k_{\text{eff}}$  en absence de fuites (*il s'agit généralement du maximum qui puisse être atteint par un milieu de nature donnée*).

<sup>1</sup> Nota : une diffusion ne conduit pas forcément le neutron à s'échapper du système.

### 2.1.2 DEFINITION

La notion de réactivité a été introduite dans le cadre des études de cinétique des réacteurs [8]. Elle permet de rendre compte de l'évolution de la population neutronique en fonction du temps.

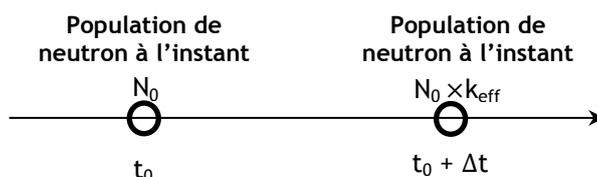


Figure 2. Facteur de multiplication effectif et population neutronique

Le gain ou la perte de population neutronique  $N_0 \times k_{\text{eff}} - N_0$  exprimé par rapport à la population neutronique actuelle (à  $t_0 + \Delta t$ ) s'appelle la réactivité :

$$\rho = \frac{N_0 \times k_{\text{eff}} - N_0}{N_0 \times k_{\text{eff}}} = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (3)$$

#### Définition de la réactivité

De par sa définition, intelligemment choisie, la réactivité a un sens technique pratique : elle permet de mesurer à chaque instant l'écart de population d'un milieu (cœur entier, assemblage) par rapport à l'état critique. Cette quantité sans unité étant très petite, elle s'exprime couramment en parties pour cent mille (pcm).

## 2.2 COEFFICIENTS DE REACTIVITE

### 2.2.1 INTERET DES COEFFICIENTS DE REACTIVITE

La notion des coefficients de réactivité a été introduite afin de simplifier le traitement analytique, par exemple en quantifiant les contre-réactions de réactivité dans l'équation cinétique ponctuelle [9] et accroître la compréhension des variations de réactivité imputables à divers paramètres physiques.

Les coefficients de réactivité constituent ainsi un sujet d'analyse d'importance particulière. En ce qui concerne les critères de sûreté des Réacteurs à Eau sous Pression, il existe une exigence générale que la somme de tous les coefficients de réactivité soit négative lorsque le réacteur est critique, afin de disposer d'une contre-réaction de réactivité négative (ou que les effets d'un éventuel coefficient positif de réactivité soient sans conséquence) [10].

### 2.2.2 DEFINITION

Les coefficients de réactivité quantifient l'effet de la variation d'un paramètre physique sur la réactivité du cœur. On les exprime communément comme la dérivée partielle de la réactivité par rapport au paramètre  $\xi$  considéré [11, 12 p.278].

$$\alpha_\xi = \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \right) = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial \xi} \quad k_{\text{eff}} \sim 1 \quad \approx \quad \frac{1}{k_{\text{eff}}} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial \xi} \quad (4)$$

**Définition courante d'un coefficient de réactivité** (Glasstone and Sesonske, 1967).

La forme approximée  $\left( \frac{1}{k_{\text{eff}}} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial \xi} \right)$  est appelée coefficient différentiel (Duderstadt and Hamilton, 1976) [13].

Le coefficient différentiel est équivalent au coefficient de réactivité lorsque le réacteur est proche de l'état critique ( $k_{\text{eff}} = 1$ ) ou dans certains cas bien particuliers [14]. L'utilisation du coefficient différentiel est souvent retenue car la forme de celui-ci à l'avantage d'être plus pratique pour la différenciation et donc la réalisation d'un bilan neutronique comportemental, notamment avec l'approche de la « formule des six facteurs » [15].

La « formule des six facteurs » n'est pas utilisée à l'IRSN, au même titre que la formulation de Fermi dite des « quatre facteurs » en absence de fuites [16, 17] car ces approches sont considérées par l'IRSN comme des outils obsolètes, la nouvelle génération d'outils d'analyses neutroniques étant fortement basée sur les informations ENDF et sur le calcul de réseau multigroupe [18, p. 7]. Toutefois, l'approche d'analyse par facteurs issue de l'héritage de Fermi représentera toujours une façon simple et rigoureuse de représenter les phénomènes physiques d'importance et a un rôle essentiel dans les études amont de conception d'une filière.

## 2.3 COEFFICIENTS DE TEMPERATURE

Le coefficient de température de la réactivité se définit comme la variation de réactivité pour une variation de température unitaire.

La température a une grande influence sur les phénomènes physiques liés à la migration des neutrons [19], lesquels sont impliqués dans les interactions entre les neutrons et les isotopes du combustible et les isotopes du modérateur dans les réseaux modérés à l'eau légère.

On introduit donc naturellement des coefficients de réactivité quantifiant les effets de la variation de la température du modérateur et du combustible, appelés coefficients de température.

### 2.3.1 PRINCIPAUX MECANISMES DES EFFETS DE TEMPERATURE SUR LA MIGRATION DES NEUTRONS

Les variations de réactivité dues aux effets de température résultent de la contribution de plusieurs paramètres affectant la réactivité. Ces paramètres sont dus aux phénomènes physiques qui découlent des changements de température du combustible et du modérateur, et viennent modifier les concentrations, les sections efficaces, voir le flux de manière indirecte et donc agir sur le facteur de multiplication de la population neutronique.

On s'intéresse dans le cadre de ce rapport aux effets de température sur le phénomène de migration des neutrons dans les réacteurs thermalisés<sup>2</sup> modérés à l'eau légère.

Dans ces réacteurs, la température agit principalement sur les phénomènes physiques suivants :

- la thermalisation des neutrons,
- l'effet Doppler,
- la densité de l'eau.

#### 2.3.1.1 Thermalisation des neutrons

La thermalisation des neutrons est le ralentissement des neutrons par une suite de chocs avec les noyaux des atomes du modérateur. Ce ralentissement des neutrons permet aux neutrons de mieux interagir avec les atomes fissiles<sup>3</sup>. Dans les réacteurs à eau sous pression, le modérateur est constitué d'eau et de bore soluble (acide borique). La température a une influence importante sur le phénomène de thermalisation car elle agit sur l'expansion thermique des matériaux et sur l'agitation thermique des noyaux. Cette dernière influence la diffusion thermique des neutrons.

#### 2.3.1.2 Effet Doppler

Dans le cadre de la diffusion, l'énergie cinétique d'un neutron en train de se ralentir est beaucoup plus grande que l'énergie thermique d'agitation des noyaux cibles, laquelle est liée à leur température. Dans le cadre de l'absorption, on ne peut plus faire cette hypothèse car les effets d'agitation thermique des noyaux cibles ne sont pas négligeables et doivent donc être pris en compte. La raison fondamentale de cette sensibilité est la variation très rapide des sections efficaces<sup>4</sup> pour les matériaux présentant des résonances<sup>5</sup> c'est-à-dire en pratique l'uranium 238<sup>6</sup>. Pour ces matériaux, on observe un élargissement des résonances avec l'augmentation de leur température. L'effet Doppler existe quelle que soit la température et donc quel que soit le niveau de puissance.

#### 2.3.1.3 Effet de densité de l'eau

La diminution de la masse volumique de l'eau quand la température augmente engendre principalement trois effets : la réduction du rapport de modération, l'accroissement de l'aire de migration des neutrons, et l'accroissement de la probabilité qu'un neutron thermique soit absorbé par un noyau fissile du combustible.

### 2.3.2 COEFFICIENT DE TEMPERATURE DU MODERATEUR

Le coefficient de température du modérateur est défini comme étant le changement de réactivité induit par une variation d'un degré Celsius de la température du modérateur  $T_{\text{mod}}$  [10].

<sup>2</sup> Deux voies possibles existent pour réaliser une réaction en chaîne : la voie d'un combustible enrichi et des neutrons rapides et la voie d'un combustible peu enrichi (teneur en uranium 235 inférieure à 5%) et des neutrons thermiques. Les réacteurs dit thermalisés utilisent cette deuxième voie : les neutrons après avoir été ralentis et *thermalisés* par un matériau adéquat appelé *modérateur* ont plus de chance d'être absorbés par les isotopes fissiles présents dans le combustible (ex. uranium 235) et donc d'être fissionnés, que d'être capturés (sans fission) par les isotopes non fissiles (ex. uranium 238).

<sup>3</sup> D'une part, la probabilité de fission avec le combustible est améliorée dans le domaine thermique car les sections efficaces de fission des noyaux fissiles, notamment celle de l'uranium 235, sont plus grandes aux basses énergies ; d'autre part les neutrons thermiques ont une vitesse plus faible et ne se déplacent plus en ligne droite mais effectuent un mouvement brownien leur donnant alors une trajectoire plus longue.

<sup>4</sup> La probabilité d'interaction d'un neutron pour une réaction donnée, est reliée à une grandeur physique que l'on appelle *section efficace* (microscopique). Cette section efficace est la surface fictive que devrait avoir un noyau cible pour reproduire la probabilité observée de collision ou de réaction avec un neutron, en supposant que ces collisions se produisent entre objets matériels impénétrables. Le concept de section efficace est très précisément expliqué dans la référence [24, pp.30-32] citée à la fin de ce rapport.

<sup>5</sup> Lorsque le neutron pénètre dans le noyau cible, il « forme » ce qu'on appelle un « noyau composé ». On suppose que le neutron incident est absorbé par le noyau qui est porté à une énergie d'excitation  $E_e$  égale à la somme de l'énergie cinétique  $E_c$  du neutron dans le système du centre de masse et de l'énergie de liaison  $E_l$  du neutron supplémentaire. S'il se trouve que  $E_e$  est telle que  $E_e$  soit très proche de la distance du niveau fondamental à l'un des niveaux excités, la probabilité de formation du noyau composé donc de la réaction, sera grande : c'est une résonance, de largeur donnée par le principe d'incertitude d'Heisenberg.

<sup>6</sup> Comme l'uranium 238 est le noyau qui est le plus concerné, l'effet Doppler est lié à la température du combustible. La littérature définit alors souvent de manière raccourcie l'effet Doppler comme l'augmentation des captures du fait de l'élargissement des résonances de l'uranium 238 avec l'augmentation de température du combustible.

$$\alpha_{\text{mod}} = \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{mod}}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \quad (5)$$

### Définition du coefficient de température du modérateur

Dans un réacteur thermalisé, comme les réacteurs à eau légère sous pression, le modérateur est constitué d'eau et de bore soluble (acide borique). En régime d'écoulement monophasique, température du modérateur et masse volumique du modérateur sont liées. Aussi, le coefficient de température du modérateur reflète de manière duale le changement de réactivité **engendré** par les variations de masse volumique de l'eau et du bore (à concentration constante) pour une variation d'un degré de température du modérateur (effets de densité), plus celui engendré par la variation de la température du modérateur sans tenir compte de ces effets (effets d'agitation cinétique des noyaux).

En considérant que le facteur de multiplication effectif de la population neutronique  $k_{\text{eff}}$  ne dépend que de la densité du modérateur  $d_{\text{mod}}$  et de la température du modérateur  $T_{\text{mod}}$ , on peut écrire :

$$dk_{\text{eff}} = \left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right|_{T_{\text{mod}}} d(d_{\text{mod}}) + \left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \right|_{d_{\text{mod}}} d(T_{\text{mod}}) \quad (6)$$

On peut alors définir le coefficient de température modérateur selon l'équation ci-dessous :

$$\alpha_{\text{mod}} = \frac{1}{(k_{\text{eff}})^2} \cdot \left( \left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right|_{T_{\text{mod}}} \cdot \frac{d(d_{\text{mod}})}{d(T_{\text{mod}})} + \left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \right|_{d_{\text{mod}}} \right) \quad (7)$$

Le terme  $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right|_{T_{\text{mod}}}$  est appelé **coefficient de densité isotherme**. Il représente la variation relative du  $k_{\text{eff}}$  pour une variation isotherme de la masse volumique du modérateur. Il rend compte de la variation du rapport de modération en fonction de la densité du modérateur.

Le terme  $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \right|_{d_{\text{mod}}}$  est appelé **coefficient spectral à densité constante**. Il représente la variation relative du  $k_{\text{eff}}$  pour une variation de la température du modérateur à densité du modérateur imposée. Il prend en compte l'effet Doppler sur les sections efficaces du modérateur et rend compte de la variation de l'énergie cinétique des atomes cibles.

### 2.3.3 COEFFICIENT DE TEMPERATURE COMBUSTIBLE (COEFFICIENT DOPPLER)

Le coefficient de température du combustible est défini comme étant le changement de réactivité induit par une variation d'un degré Celsius de la température du combustible  $T_{\text{comb}}$  [10].

$$\alpha_{\text{dop}} = \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{comb}}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{comb}}} \quad (8)$$

### Définition du coefficient de température du combustible

Le principal facteur agissant sur le coefficient de température du combustible dans les réacteurs à eau sous pression légèrement enrichi est le fait de l'augmentation de la capture par résonance<sup>5</sup> dans l'uranium 238 avec l'augmentation de la température du combustible. Le rapport de la fission à l'absorption dans le combustible change alors en fonction de la température du combustible.

Cette contre-réaction naturelle qui s'oppose à l'augmentation de la température du combustible est l'**effet Doppler** [20]. Cet effet intervient **rapidement** en apportant de l'antiréactivité. Il est donc stabilisant, et existe quel que soit le niveau de puissance. Toutefois, sa magnitude est plus forte à température plus élevée car le spectre de neutrons compatibles avec une capture résonnante devient plus large. En outre, plus l'augmentation locale de température du combustible  $T_{\text{comb}}$  est grande, plus l'antiréactivité apportée localement par l'effet Doppler est grande, et donc plus la chute de température du modérateur  $T_{\text{mod}}$  est grande. Cependant, la cinétique est plus rapide dans le combustible que dans le modérateur :

$$T_{\text{comb}} \begin{array}{c} \nearrow \\ \text{cinétique rapide} \end{array} \rightarrow \rho \rightsquigarrow W_{\text{coeur}} \begin{array}{c} \xrightarrow{\text{cinétique lente}} \\ \searrow \\ T_{\text{mod}} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\text{cinétique lente}} \\ \searrow \\ T_{\text{comb}} \end{array} \rightsquigarrow \quad (9)$$

Le coefficient de température du combustible faiblement enrichi (de 2 à 5% en uranium 235) des réacteurs à eau sous pression varie peu et vaut environ entre -2,5 et -3,5 pcm/°C [21].

**Remarque :** hormis aux très faibles puissances, la température dans le combustible n'est pas uniforme et obéit aux lois de la thermique [19].

### 2.3.4 COEFFICIENT DE TEMPERATURE ISOTHERME

Sur le plan opérationnel, la température combustible n'est pas mesurée. **A très basse puissance**, en dessous de ce qu'on appelle le seuil Doppler, l'égalité des températures modérateur  $T_{\text{mod}}$  et combustible  $T_{\text{comb}}$  est vérifiée.

$$T_{\text{comb}} = T_{\text{mod}} \quad (9)$$

On considère de plus qu'une variation lente de la température combustible sera conjointement suivie d'une variation de la température du modérateur de même intensité :  $\Delta T_{\text{comb}} = \Delta T_{\text{mod}}$ . On parle alors de variation de température isotherme :

$$\Delta T_{\text{iso}} = \Delta T_{\text{comb}} = \Delta T_{\text{mod}} \quad (10)$$

On parle alors d'**équilibre isotherme combustible-modérateur**.

Le seuil Doppler correspond à la rupture de cet équilibre isotherme. Cette rupture intervient lors du chauffage nucléaire : le combustible chauffe le modérateur et l'égalité des températures modérateur et combustible n'est donc plus vérifiée.

La mesure du coefficient de température isotherme se fait donc à puissance nulle en l'absence de chauffage nucléaire. Le coefficient de température isotherme se définit comme la variation concomitante d'un degré Celsius de la température du combustible et du modérateur [21] :

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{iso}}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{iso}}} \quad (11)$$

#### Définition du coefficient de température isotherme

Ce cas n'est pas représentatif d'un cœur en exploitation « normale » mais il permet de déterminer, à partir d'une valeur calculée du coefficient Doppler, le coefficient de température du modérateur en début de cycle à puissance nulle.

À puissance nulle,

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{com}}} \cdot dT_{\text{com}} + \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{mod}}} \cdot dT_{\text{mod}} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{com}}} + \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{mod}}} \right) \cdot dT_{\text{iso}} = (\alpha_{\text{dop}} + \alpha_{\text{mod}}) \cdot dT_{\text{iso}} = \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{iso}}} \cdot dT_{\text{iso}} = \alpha_{\text{iso}} \cdot dT_{\text{iso}} \quad (12)$$

Relation entre  $\alpha_{\text{iso}}$  et  $\alpha_{\text{mod}}$  et  $\alpha_{\text{dop}}$

### 2.3.5 COEFFICIENTS DOPPLER-TEMPERATURE ET DOPPLER-PUISSANCE

Lorsque l'élévation de la température du combustible a pour origine celle du modérateur (ce qui est le cas si on maintient la puissance du cœur constante), on parle d'effet « Doppler-Température » [22].

Lorsque l'élévation de la température du combustible a pour origine une variation significative de puissance cœur, on parle d'effet « Doppler-Puissance » [22]. Quand la puissance augmente et atteint une valeur non négligeable, la température effective du combustible n'est plus égale à la température du modérateur mais varie en fonction de la puissance du cœur. Cet effet est pris en compte dans le coefficient Doppler-puissance. L'intégrale de la courbe différentielle du coefficient Doppler-puissance en fonction de la puissance relative, constitue la contribution de l'effet Doppler au défaut de puissance<sup>10</sup> (en considérant que la température du modérateur varie selon le programme de température<sup>11</sup>).

<sup>10</sup> **Défaut de puissance** : Sur le plan opérationnel, la puissance  $W$  du réacteur est mesurée et la température du combustible ne l'est pas. Si l'on étudie le comportement du réacteur à mesure que la puissance change, il est pratique de définir un coefficient de puissance. Le coefficient de puissance est le changement de réactivité causé par les effets de la température du modérateur (suivant le programme de température) et de la température du combustible lorsque la puissance passe de la puissance zéro chaude (HZZP : Hot Zero Power) à la pleine puissance (HFP : Hot Full Power).

$$\alpha_W = \frac{\Delta \rho}{\Delta W(\%)} = \frac{\frac{1}{k_{\text{HZZP}}} - \frac{1}{k_{\text{HFP}}}}{W_{\text{HFP}(\%)} - W_{\text{HZZP}(\%)}} , \text{ généralement } W_{\text{HZZP}(\%)}=0 \text{ et } W_{\text{HFP}(\%)}=100.$$

Le coefficient de puissance devient plus négatif avec l'épuisement, reflétant l'effet combiné des coefficients de température du modérateur et du combustible.

<sup>11</sup> **Programme de température** : la température moyenne de l'eau primaire (modérateur et caloporteur) doit être maintenue dans un domaine appelé domaine de fonctionnement normal, lequel a été défini dualement selon des considérations de sûreté (maîtrise des accidents) et selon un compromis technique de dimensionnement entre la chaudière et les générateurs de vapeur appelé compromis  $T_m/T_v$  ( $T_v$  : température de saturation des GV,  $T_m$  : température moyenne primaire).

### 3 DEMARCHE DE CALCUL DES COEFFICIENTS DE REACTIVITE PAR APPROCHE DETERMINISTE

On a vu au chapitre précédent, que pour obtenir les coefficients de réactivité, nous avons besoin d'obtenir le **facteur de multiplication effectif** de la population neutronique ( $k_{eff}$ ) en fonction des variations du paramètre considéré (température du modérateur, concentration en bore ...).

L'**approche déterministe** consiste à supposer infini l'effectif des neutrons, c'est-à-dire négliger les fluctuations de caractère statistique. Cette approche est correcte car la population neutronique est extrêmement diluée par rapport à celle des atomes du milieu (d'un facteur  $10^{15}$ ). On peut donc la considérer comme un gaz parfait de très faible densité diffusant au sein du tissu atomique. On fait ainsi l'hypothèse que les neutrons n'interagissent pas entre eux.

Le comportement des neutrons dans un réacteur nucléaire est alors régi par la **théorie du transport de Boltzmann**, laquelle décrit l'évolution d'un gaz peu dense hors d'équilibre à l'aide d'une équation rigoureuse, appelée **équation de Boltzmann**. Cette équation, établie sous la forme de **bilan** neutronique, exprime le « transport » des neutrons, c'est-à-dire leur déplacement en ligne droite du point d'émission jusqu'au point où ils subissent une collision.

$\psi = \mathbf{T}(\mathbf{C}\psi) \quad (9)$
<p>où</p> <p><math>\psi</math> : taux de collision (exprime la densité de neutrons <b>entrant</b> en collision),</p> <p><math>\mathbf{T}</math> : opérateur de transport (exprime le parcours des neutrons voyageant en ligne droite de direction <math>\Omega</math>, sans interaction depuis leurs émissions jusqu'au point d'observation),</p> <p><math>\mathbf{C}</math> : opérateur de collision (exprime la densité de neutrons <b>sortant</b> des collisions en fonction de la densité de neutrons <b>entrant</b> en collision : <i>diffusion, fission</i>).</p>

**Forme intégrale de l'équation de Boltzmann homogène (sans sources autonomes)**

Le facteur de multiplication effectif est obtenu par la résolution de cette équation, dont il est **l'inverse de la valeur propre**.<sup>12</sup>

L'équation de Boltzmann peut s'établir sous deux formes : **intégrale** ou **différentielle**. Dans ce chapitre, on expose de manière succincte les principes des techniques numériques employées pour la résolution de la forme intégrale. On explique l'enchaînement général d'un schéma de calcul de **transport-diffusion**, pour lequel le traitement de l'opérateur de transport sous sa forme intégrale est réalisé par la méthode des probabilités de première collision ( $P_{ij}$ ). On ne présente pas la méthodologie de calcul associée à l'évolution du combustible (épuisement), les paramètres neutroniques calculés dans cette étude étant ceux à temps zéro.

#### 3.1 NECESSITE D'UN SCHEMA DE CALCUL

Dans le cadre de notre étude, on s'intéresse à l'étude du cœur de Tihange-I en **régime stationnaire**, car le réacteur est critique ou proche de la criticité. L'équation de Boltzmann stationnaire qui décrit le comportement des neutrons traduit qu'en tout point la production de neutrons est égale aux disparitions (fuites + absorptions). Celle-ci reste néanmoins complexe étant donné le nombre élevé de variables mises en jeu (trois variables d'espace, trois variables de vitesse) et l'allure complexe des différentes sections efficaces.

Dans ce cas, il s'avère nécessaire de recourir systématiquement à des approximations numériques. Pour sa résolution, l'équation de transport stationnaire est alors **discrétisée en énergie, en direction**<sup>14</sup> et **en espace** et transformée en un système d'équations algébriques [23]. Les méthodes classiques utilisées actuellement et offrant un bon compromis entre la précision et le temps de calcul permettant de le faire sont précisées dans la figure 3.

<sup>12</sup> On pourra trouver une explication synthétique de la formulation appelée « problème critique » du problème à valeur propre dans le cours MAP567 (principalement aux chapitres 7 et 8) de l'Ecole Polytechnique, accessible librement à l'adresse suivante : [http://www.cmap.polytechnique.fr/~allaire/cours\\_map567.html](http://www.cmap.polytechnique.fr/~allaire/cours_map567.html)

<sup>14</sup> Une autre voie que la discrétisation est envisageable pour le traitement de la variable directionnelle  $\Omega$  est possible : par **projection**, sur une base angulaire en harmoniques sphériques (méthode Pn). On ne présente pas cette méthode ici.

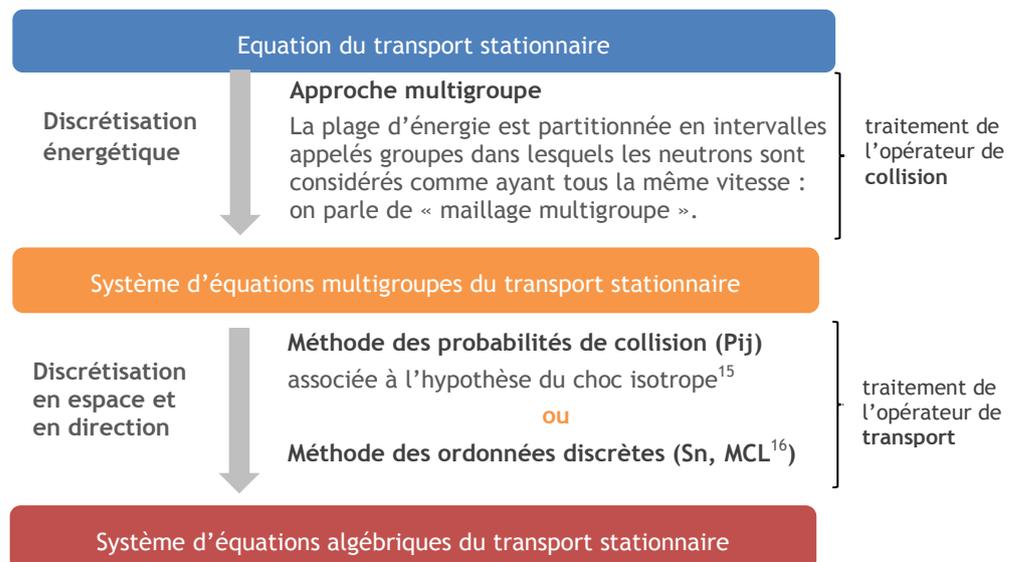


Figure 3. Méthodes classiques utilisées pour la discrétisation de l'équation de Boltzmann en équations algébriques

La **discrétisation en énergie** est réalisée par un traitement dit multigroupe. Il consiste à substituer à l'équation continue du transport un ensemble d'équations dites « multigroupes » dont le nombre est celui du nombre de groupes d'énergies partitionnant le domaine d'énergie des neutrons (de 0 à 20 MeV). Les équations multigroupes sont obtenues par intégration de l'équation continue sur chacun des groupes d'énergie. Les grandeurs physiques continues sont alors remplacées par des grandeurs correspondantes multigroupes [25].

La résolution des équations de transport multigroupes exige la connaissance des sections efficaces microscopiques de tous les isotopes présents dans le cœur, pour chaque groupe d'énergie, pour chaque point de l'espace du réacteur.

Un calcul de transport à trois dimensions pour un cœur entier, nécessiterait un temps de calcul très important. On utilise, dans les cas courants, des méthodes de calcul moins lourdes à mettre en œuvre, s'appuyant sur plusieurs hypothèses constituant ce que l'on appelle un **schéma de calcul**.

De manière générale, les principaux schémas de calcul, dits de transport-diffusion, se basent sur la réalisation du calcul du cœur en **deux étapes** :

- un **calcul de transport 2D** réalisé sur un motif de référence, appelé réseau, raisonnablement représentatif de la périodicité du cœur, et d'échelle suffisamment fine pour bien représenter la physique locale (trous d'eau, gaps, absorbants ...).
- un **calcul de diffusion 3D** réalisé à partir des constantes neutroniques homogénéisées de l'étape précédente. Chaque assemblage est vu comme un matériau homogène par maille.

**Dans le cadre de notre étude**, le schéma de calcul utilisé reprend de nombreuses hypothèses du schéma 'CEA-97' [6]. Ce schéma de calcul est un schéma de transport-diffusion dit à simple niveau, que l'on détaillera au [paragraphe 4.3.2](#).

## 3.2 CALCUL DE TRANSPORT

La **première étape** d'un schéma de calcul de transport-diffusion résout l'**équation du transport** sur un motif de référence, représentant un assemblage combustible unique ou un élément du réflecteur entourant le cœur.

La donnée d'entrée du calcul de transport est une bibliothèque de sections efficaces multigroupes des différents isotopes. Les bibliothèques de sections efficaces multigroupes diffèrent selon l'évaluation des données nucléaires de base et le découpage en groupes d'énergie considérés.

<sup>15</sup> L'hypothèse des sources et des diffusions isotropes, en abrégé du **choc isotrope**, permet de faire disparaître des équations de la formulation intégrale du transport la variable directionnelle  $\Omega$ . L'erreur due à cette approximation peut être corrigée par l'utilisation de sections efficaces dite de « transport » :  $\Sigma_{tr} = \Sigma - \mu \Sigma_s$ . la correction consistant à rétablir l'aire de migration.

<sup>16</sup> MCL : Méthode des caractéristiques longues (par exemple méthode MOC).

Dans notre étude, la bibliothèque de sections efficaces multigroupes utilisée a été élaborée avec NJOY [5] à partir des données nucléaires issues essentiellement de l'évaluation JEF2.2. [4]. Le maillage énergétique utilisé est le maillage européen 'X-MAS' à 172 groupes [42].

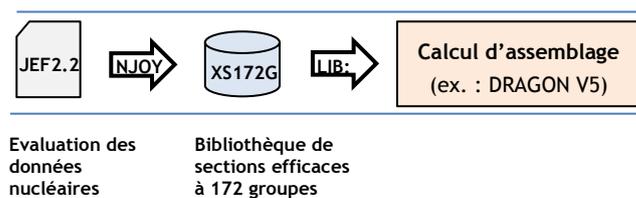


Figure 4. Donnée d'entrée du calcul de transport

Du fait du découpage en énergie et en espace réalisé, une problématique dite d'« **autoprotection**<sup>17</sup> » intervient pour certains isotopes des noyaux lourds présentant de nombreuses résonances sur des domaines énergétiques et spatiaux avec des pas plus réduits que le maillage réalisé [11, 18 Section 4.2.2, 26, 27]. Lorsque la section efficace d'absorption du noyau  $\Sigma_a$  devient grande, le flux s'effondre de manière à peu près proportionnel à la variation de  $\Sigma_a$ . Le taux d'absorption  $\langle \sigma_a, \phi \rangle_g$  reste alors limité. Cela signifie que la section efficace a un impact beaucoup moins grand que ce que son profil laisse croire parce que sa présence provoque un creusement du flux  $\phi(r, E)$ . Ceci pose donc un problème dans l'établissement des sections efficaces homogénéisées par région (équation 10). Pour résoudre ce problème, on peut alors soit envisager de réaliser un maillage fin pour épouser la résonance (approche dite des sous-groupes), soit modéliser le flux  $\phi(E)$  par un flux  $\phi_0(E)$  obtenu dans une situation simplifiée pour générer une  $\Sigma_g$  pondérée par  $\phi_0(E)$  (approche par dilution homogène/hétérogène utilisant le formalisme de Livolant-Jeanpierre) [28]. Après traitement du phénomène d'autoprotection des résonances, on obtient ce qu'on appelle des **sections efficaces autoprotégées**.

Le choix du motif de référence, autrement dit du degré d'hétérogénéité du cœur, dépend du détail avec lequel on étudie celui-ci. Les matériaux constituant un cœur de réacteur sont disposés de façon relativement régulière selon ce qu'on appelle un **réseau**. L'élément de base d'un réseau est appelé **cellule**.

Dans notre cas, le motif de référence du schéma 'CEA-97' est l'assemblage combustible 15x15.

Le bilan neutronique varie avec les paramètres du réseau. En neutronique, les paramètres fondamentaux sont les sections efficaces macroscopiques<sup>18</sup> et les libres parcours moyens<sup>19</sup>. On conçoit donc que du point de vue de la neutronique, un milieu sera homogène si les libres parcours sont grands devant les dimensions de l'hétérogénéité et hétérogène si les dimensions de l'hétérogénéité sont grandes devant les libres parcours moyens.

Dans les réacteurs thermalisés, comme celui de Tihange-I, les libres parcours moyens des neutrons sont généralement plus petits que les dimensions du réseau, c'est-à-dire de l'assemblage (du fait de grandes sections efficaces tant dans le domaine des résonances que dans le domaine thermique). On recherche donc les sections efficaces moyennées équivalentes de la cellule entière, laquelle constitue le motif élémentaire du réseau.

On peut alors ensuite remplacer le réseau composé de cellules par une région **homogène** (par exemple sur l'assemblage complet) à condition de lui attribuer ces sections efficaces macroscopiques moyennées. On obtient alors ce qu'on appelle des **sections efficaces homogénéisées par région homogène**  $\hat{\Sigma}$ . [29]

$$\hat{\Sigma}_g = \frac{\int_V \Sigma_g(r) \phi_g(r) dr}{\int_V \hat{\phi}_g(r) dr} \quad \text{où} \quad \Sigma_g(r) = \frac{1}{\phi_g(r)} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(r, E) \phi(r, E) \quad (10)$$

avec  $V$  : le volume de la région homogène  
 $g$  : le groupe d'énergie considéré

#### Établissement des sections efficaces homogénéisées par région

<sup>17</sup> Le terme « **autoprotection** » exprime le fait que lorsque la **section efficace** (cf. note 5) d'absorption - c'est-à-dire le risque qu'encourt le neutron d'être absorbé - s'élève, le nombre de neutrons concernés s'abaisse, et cela d'autant plus que la section efficace est grande ; ainsi, le nombre de neutrons disparaissant dans les **résonances** (cf. note 1), produit de ces deux termes, n'est pas inévitablement très grand.

<sup>18</sup> La **section efficace macroscopique** se définit comme le produit de la section efficace microscopique par le nombre de noyaux  $N$  par  $\text{cm}^3$ . [24 p.31]

<sup>19</sup> Le **libre parcours moyen** est la distance moyenne parcourue par un neutron avant interaction. Une rapide démonstration [24, pp.31-32] permet de montrer qu'il peut s'établir comme l'inverse de la section efficace totale. Par analogie, le neutronicien définit des libres parcours de diffusion, d'absorption ... comme l'inverse des sections efficaces macroscopiques de diffusion, d'absorption ... Le libre parcours moyen de diffusion, par exemple, est la distance moyenne parcourue avant un choc diffusant par un neutron qui n'a pas été absorbé.

Enfin, dans un souci de rapidité de temps de calcul, on réalise ce qu'on appelle une **condensation** des sections efficaces, c'est-à-dire qu'on réduit le nombre de groupes d'énergie considérés à un nombre plus petit, avant la réalisation du calcul de diffusion.

On obtient donc par conséquent en sortie du calcul de transport des **sections efficaces autoprotégées, homogénéisées par région considérée homogène, et condensées à n groupes d'énergie**.

Dans le cas de notre étude, la condensation a été réalisée à 2 groupes d'énergie. On parle de « maillage énergétique industriel ». L'homogénéisation a été faite sur l'assemblage complet (cf. [paragraphe 4.3.2](#)).

Les étapes d'homogénéisation et de condensation ne sont pas sans conséquences sur les grandeurs physiques. Il est nécessaire pour autant de préserver les taux de réaction lorsqu'on passe de la configuration réelle à la configuration modélisée du cœur. On réalise alors à la suite de l'homogénéisation et de la condensation, une étape supplémentaire appelée **équivalence** [[18, Section 4.4](#)]. Cette étape vise à déterminer des coefficients d'équivalence tels que les grandeurs physiques soient alors invariantes sous l'effet de la condensation et de l'homogénéisation<sup>20</sup>.

Dans notre cas (cf. [paragraphe 4.3.2](#)), on utilise la normalisation de Selungut uniquement pour les assemblages modélisés avec barres de contrôle (absorbants neutroniques). La raison de ce choix est historique (hypothèses du schéma APOLLO2 livré à l'IRSN). On peut expliquer ce choix par le fait que, pour des assemblages UOX faiblement enrichi, le flux surfacique est peu différent du flux moyen dans les modélisations des assemblages sans barres<sup>21</sup>. En revanche, la présence de barres provoque la dépression du flux, le flux surfacique est alors assez différent du flux moyen. Il faut donc alors récupérer le flux aux interfaces et définir par la méthode d'équivalence un coefficient correctif  $\mu$  de façon à définir les sections efficaces par  $\tilde{\Sigma}_g = \mu \hat{\Sigma}_g$  ( $\hat{\Sigma}_g$  étant la section efficace homogénéisée par région). Ce coefficient serait proche de l'unité si on réalisait l'équivalence sur les assemblages sans barres.

On enregistre ensuite les sections efficaces obtenues pour chaque n-uplets des paramètres d'intérêt (par ex. assemblage, concentration en bore, température combustible, température modérateur, masse volumique du modérateur) au sein d'une bibliothèque multi-paramétrée. Cette bibliothèque est la donnée d'entrée du calcul de diffusion [[18, Section 4.6](#)].

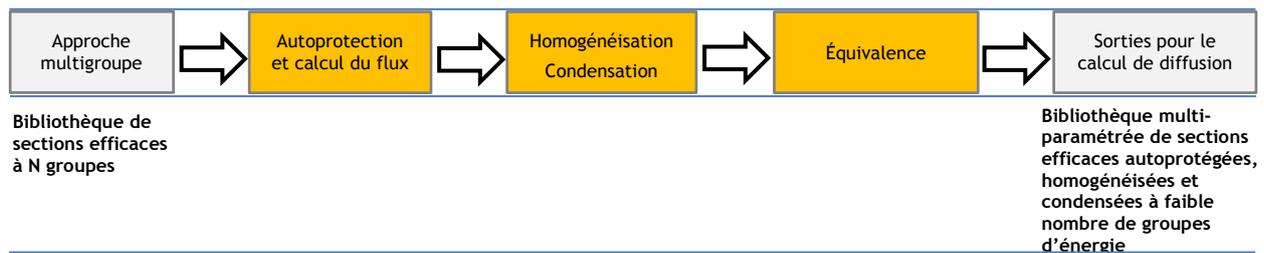


Figure 5. Schéma simple niveau de calcul du transport

L'enchaînement des étapes que nous venons de présenter constitue ce qu'on appelle un **calcul de transport à simple niveau**. Le calcul du flux dans le cadre de la forme intégrale de l'opérateur de transport est réalisé par la **méthode des probabilités de premières collision** dites  $P_{ij}$ , munie de l'hypothèse du choc isotrope. Elle repose sur la discrétisation spatiale de la forme intégrale ([équation 9](#)). Elle consiste à découper la géométrie du motif de référence en petits volumes et à approximer la densité d'émission ( $C\psi$ ) dans chacun des petits volumes par sa valeur moyenne. Plus les volumes seront petits et nombreux, meilleure sera l'approximation, mais plus sera long le calcul. On préfère donc employer cette méthode pour des géométries à N régions avec N faible, puisqu'elle produit des matrices de probabilités de collision de taille  $N^2$ .

Cette méthode peut être simplifiée à l'aide d'une méthode appelée **méthode aux courants d'interface**. Elle consiste à établir une matrice simplifiée : on calcule des matrices de probabilité de collision sur des cellules et on couple les cellules par courant d'interface [[18, Section 3.8.1](#)].

*On peut également reformuler l'équation de Boltzmann en l'intégrant le long d'une caractéristique, c'est-à-dire le long d'une trajectoire, plus précisément la droite de direction  $\Omega$  des neutrons voyageant parallèlement à l'ordonnée discrète considérée. Grâce à un maillage non structuré appelé maillage MOC, on peut alors traiter des géométries particulièrement complexes et réaliser le traitement de la dépendance angulaire  $\Omega$  (ce qui n'est pas fait en  $P_{ij}$ ). Cette méthode est donc plus précise, mais le calcul en transport est relativement plus long. Les ingénieurs et chercheurs en modélisation neutronique ont alors défini ce qu'on appelle des **schémas à double niveau**. Ces schémas sont le résultat de l'obtention d'un compromis entre précision recherchée et le temps de calcul. Ils consistent à subdiviser le calcul de transport en deux étapes : un traitement énergétique fin (par ex. SHEM-281 groupes) de manière presque indépendante des problématiques spatiales (premier calcul de flux par la méthode  $P_{ij}$ ), puis un traitement de la dépendance angulaire du flux de manière très précise sur un nombre de groupes d'énergie plus réduit (par ex. 26 groupes) [[30, 31 pp.79-80](#)].*

<sup>20</sup> En l'absence de normalisation de Selungut et pour une homogénéisation complète de l'assemblage, l'étape d'équivalence n'est pas requise.

<sup>21</sup> Ce n'est pas le cas pour des assemblages MOX.

### 3.3 CALCUL DE DIFFUSION

La deuxième étape du calcul de cœur, par un schéma de calcul de transport-diffusion, résout l'équation de la diffusion [18, pp. 260-282] dont la solution fournit une approximation suffisante de la solution de l'équation de transport. Les sections efficaces utilisées sont issues des calculs de transport réalisés précédemment pour chaque assemblage considéré dans la modélisation du cœur.

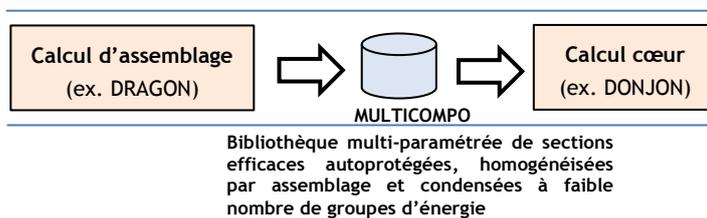


Figure 6. Donnée d'entrée du calcul de diffusion

Dans le cadre de notre étude, l'ensemble du réacteur est figuré en géométrie cartésienne à trois dimensions dans le code de simulation cœur entier DONJON Version5, lequel résout l'équation de la diffusion.

#### Considération énergétique :

Nous avons utilisés 2 groupes d'énergie pour la résolution de l'équation de la diffusion :

Groupe 1 (neutrons rapides et épithermiques) :	de 19,64 MeV à 0,625 eV
Groupe 2 (neutrons thermiques) :	de 0,625 eV à 0,11 meV

#### Considération spatiale :

Le cœur est représenté, avec le niveau de détail de l'assemblage (soit une maille par assemblage), par un zonage en plusieurs milieux de natures différentes (régions fissiles, réflecteur ...). Différentes régions du cœur sont ainsi représentées. Les assemblages sont considérés comme des matériaux homogènes au sein du cœur.

On définit chaque assemblage combustible par un maillage en géométrie cartésienne à trois dimensions constitué de 27 mailles 'axiales' (dz) et 17 mailles 'radiales' (dx), la traverse centrale étant constituée de 15 mailles combustible et de 2 mailles pour le réflecteur.

#### Méthode de résolution :

Le calcul de diffusion est réalisé par la méthode des éléments finis mixtes à base duale de Raviart-Thomas. Cette méthode est superconvergente, c'est-à-dire que le calcul primal et le calcul dual donnent le même résultat. De plus cette méthode permet de bien approcher la solution exacte. L'intégration est réalisée par la méthode de Gauss-Legendre. La fonction polynomiale d'adaptation au maillage retenue (trial function) est une fonction polynomiale d'ordre 2 (fonction quadratique).

## 4 MODELISATION DE L'EXPERIENCE DE REFERENCE

Les principales données expérimentales dont on dispose actuellement de mesure de coefficient isotherme sont celles des essais physiques à puissance nulle du réacteur de Tihange-I, reportées dans la note CEA-N-2092 (Panek, 1979) [1]. On dispose également des valeurs calculées par la chaîne NEPTUNE et ARK-TORTISE (CEA) dans le cadre de la comparaison calcul-expérience de ces essais (Panek, 1979) [1].

### 4.1 PRESENTATION DU COEUR ETUDIE

Le cœur étudié est le premier cœur de démarrage du réacteur de la centrale de **TIHANGE-I** (Belgique) qui appartenait à la Société Franco-Belge d'Énergie Nucléaire Mosane (SEMO), aujourd'hui exploitée par Electrabel, filiale du groupe français ENGIE. Il s'agit du premier réacteur à eau sous pression industriel à avoir divergé en Europe. La centrale diverge pour la première fois le 21 février 1975. Dans les jours qui suivent, a lieu une première série d'essais à puissance nulle.

Les résultats de ces essais font l'objet d'une présentation dans le rapport de thèse CEA-N-2092 [1] permettant une comparaison calcul-expérience. Le réacteur de Tihange est du type à **eau légère sous pression (REP)** de licence Westinghouse. Il comporte trois boucles identiques équipées chacune d'une pompe de circulation et d'un générateur de vapeur. Le combustible utilisé est de l'oxyde d'uranium (UOX) légèrement enrichi, se présentant sous forme de pastilles. L'installation est conçue pour produire 2652 MW thermique.

Le cœur de Tihange est essentiellement constitué par la juxtaposition de **157 assemblages combustibles**, au pas (à froid) de 21,504 cm, disposés verticalement de façon à former un ensemble approximativement cylindrique, suivant un réseau **15 x 15**, au pas (à froid) de 1,43 cm. On y trouve également d'autres éléments comme les grappes courtes et longues de commande (en Argent-Indium-Cadmium), des grappes de poisons consommables (verre pyrex borosilicaté : BP), ainsi que l'instrumentation du cœur. L'ensemble est entouré par un baffle en acier SS-304 d'épaisseur (à froid) de 2,858 cm. La hauteur active du cœur est de 365,8 cm (à froid).

#### 4.1.1 SCHEMA DE CHARGEMENT

Le premier cœur étudié comprend **trois régions d'enrichissements différents**, occupant sensiblement le même volume. Les deux premières régions (I et II) aux enrichissements les plus faibles sont disposées en damier au centre du cœur. La troisième région (III) à l'enrichissement le plus élevé est disposé autour des deux autres.

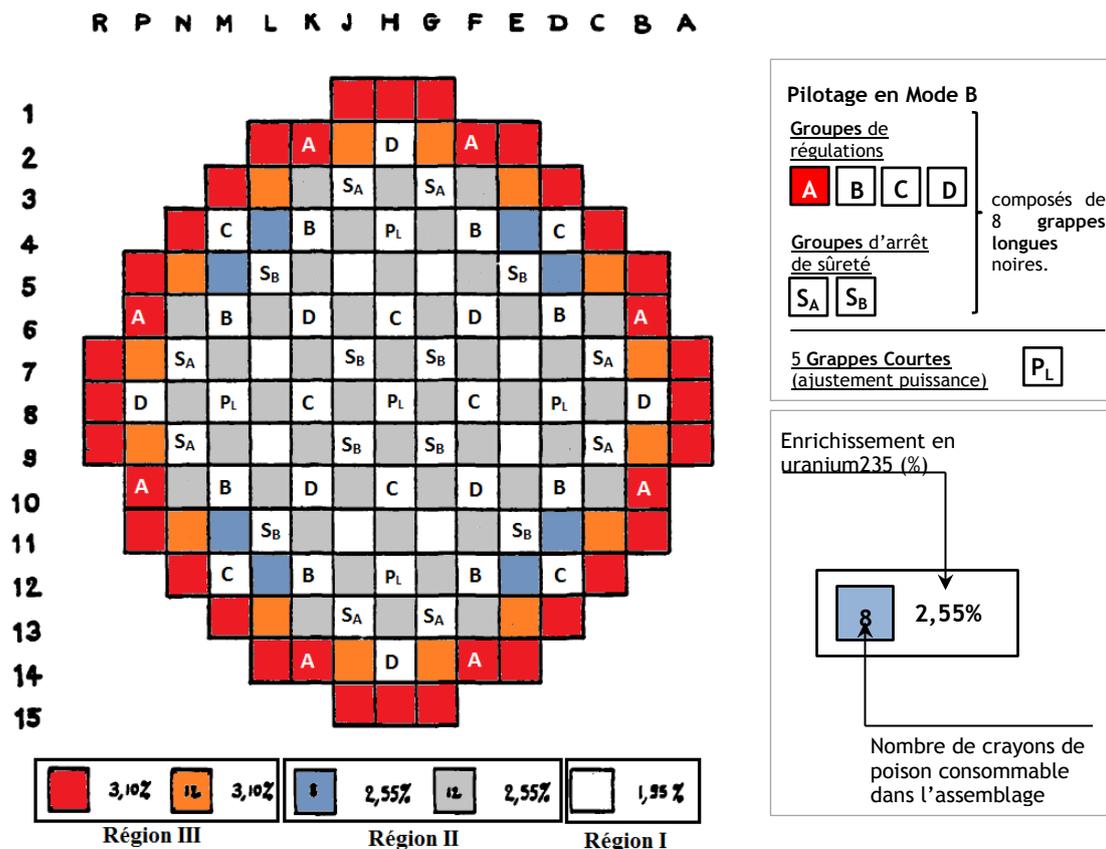


Figure 7. Schéma de chargement des assemblages du premier cœur de démarrage de Tihange-I avec position des grappes de contrôle.

On attire l'attention au lecteur sur le fait que le cœur étudié n'est pas représentatif d'une gestion de cœur de réacteur à eau sous pression en exploitation depuis plusieurs années.

Une particularité de ce premier cœur est la présence de **poisons consommables**. Les cœurs des réacteurs à eau sous pression, composés de combustible essentiellement constitués d'oxyde d'uranium ( $UO_2$ ) se caractérisent par une importante perte de réactivité en évolution (de l'ordre de 10 000 pcm par an) [32, p.62]. La condition critique doit pouvoir être réalisée tout au long du cycle (laps de temps entre deux arrêts pour renouvellement partiel du combustible). Deux solutions sont possibles : réaliser des cycles de durée réduite ou viser une solution potentiellement sur-réactive en début de cycle et compenser l'excédent de réactivité par un poison neutronique [33]. Cette compensation peut se réaliser par ajout de bore sous forme d'acide borique en solution dans l'eau du circuit primaire : sa concentration est ajustée en fonction du temps pour maintenir la criticité par dilution. L'ajout du bore dans l'eau accroît cependant la probabilité d'absorption dans le combustible pour un neutron thermique en cas d'augmentation de la température du modérateur. En effet, la dilution de l'eau borée avec la température fait que les neutrons initialement absorbés par le bore, le sont moins et donc peuvent être absorbés en plus grand nombre dans le combustible.

La sûreté impose d'avoir un réacteur stable, c'est-à-dire qu'une augmentation de puissance, donc de température, ne conduise pas à une augmentation de réactivité. Cela impose donc une concentration en bore soluble limitée à ne pas dépasser. On peut également avoir recours à un autre apport d'antiréactivité : les **poisons consommables**. Ils permettent de compenser l'excédent de réactivité pendant la première partie du cycle. Ces poisons sont constitués d'un absorbant sous forme solide : ils ont l'avantage de ne pas subir de dilatation, et sont consommables c'est-à-dire détruits par l'irradiation neutronique au cours du cycle.

Dans le cas de Tihange-I, le matériau absorbant choisi comme poison consommable est du bore sous forme de carbure mélangé à un verre (pyrex). On appelle ce mélange du **pyrex borosilicaté** (BP). On pourra trouver les caractéristiques de ce matériau dans la référence [1, p.154].

#### 4.1.2 ASSEMBLAGES

Chaque assemblage est constitué de 204 crayons combustibles et de 21 tubes-guides.

Les tubes-guides jouent plusieurs rôles :

- ils permettent le passage des barres de contrôle,
- ils servent à l'implantation des crayons de poison consommable,
- ils permettent l'installation de tubes d'instrumentations (placés au centre de l'assemblage).

Le matériau des barres de contrôle est l'AIC (Argent-Indium-Cadmium) dont on pourra trouver les caractéristiques dans la référence [1, p.154].

Les crayons de poison consommable sont au nombre de 784 dans le cœur. 60 assemblages contiennent 12 crayons constitués de pyrex borosilicaté. 8 assemblages contiennent 8 crayons constitués de pyrex borosilicaté.

## 4.2 PRESENTATION DES ESSAIS PHYSIQUES A PUISSANCE NULLE

Les différents essais réalisés, permettant le calcul du coefficient de température isotherme, se déroulent en effectuant une série de variations contrôlées de température (refroidissement / réchauffement du cœur par ouverture / fermeture de la vanne de contournement à l'atmosphère) en relevant la variation de réactivité correspondante. Ces variations de température sont conduites avec un gradient assez faible et constant afin de ne pas déséquilibrer les températures du combustible et du modérateur. Le gradient permet alors de considérer la variation de température comme quasi-statique. Les variations de réactivité sont mesurées par un réactimètre, lequel opère par simulation et réalise l'inversion des équations de la cinétique OD. Selon la note CEA-N-2092 [1, p.168], le signal d'entrée, considéré proportionnel au flux moyen dans le cœur, est la somme des courants hauts et bas de la chaîne de mesure INP-6.

Le coefficient isotherme dans chacune des configurations est déterminé par dépouillement de l'essai en traçant la courbe de la réactivité - obtenue par le signal de chaîne de puissance corrigée du bruit de fond - en fonction de la température. On obtient deux segments de droites (refroidissement, chauffage) pour lesquels on calcule la pente. La moyenne des deux pentes donne le coefficient isotherme.

Configuration	Concentration en bore mesurée moyenne (ppm)	Température modérateur (°C)	Coefficient de température isotherme		
			Chauffage (pcm/°C)	Refroidissement (pcm/°C)	Moyenne (pcm/°C)
Toutes grappes extraites	1206	286	-1,52	-1,60	-1,56
Groupe D entièrement inséré	1084	286	-5,56 -5,12	-5,76 -5,78	-5,66 -5,46
Groupes D et C entièrement insérés	960	286	-10,66	-9,76	-10,2

Tableau 1. Résultats des essais physiques à puissance nulle de Tihange-I (CEA-N-2092)

## 4.3 PRESENTATION DES OUTILS DE CALCUL UTILISES

### 4.3.1 CODES DE CALCUL

Les codes de calcul utilisés sont le code de réseau **DRAGON Version5** [2] et le code de diffusion **DONJON Version5** [3], (Hébert, Marleau, Roy, Sekki, 2015) muni de son solveur TRIVAC Version5 [34]. Ces codes de calcul sont destinés aux systèmes 64-bit, et utilisent le kernel d'exploitation GANLIB5 qui permet l'utilisation de ceux-ci au sein d'une architecture multiphysique<sup>22</sup> [35]. Ces codes sont de plus conçus de manière **modulaire**, ce qui rend leur interfaçage plus facile avec d'autres codes de calcul.

Le code de calcul **DONJON Version5** permet la **modélisation complète d'un cœur de réacteur** à l'aide de différentes techniques numériques résolvant l'équation de la diffusion des neutrons ou l'équation  $P_n$  simplifiée [18, p. 424]. Les propriétés des matériaux du réacteur (contenu isotopique, sections efficaces ...) peuvent être récupérées depuis des bibliothèques multiparamétrées construites à l'aide du code de calcul de transport DRAGON (type Compo, Multicompo, AFM ou Saphyb) [2, 36], ou à l'aide du code APOLLO2 (type Saphyb) [37, 38] ou d'un fichier de résultat d'un calcul WIMS-AECL Type16 [39]. Le code DONJON permet en outre de traduire des bibliothèques de type Saphyb ou Multicompo construites à l'aide du code de transport DRAGON en une bibliothèque lisible par l'outil de calcul PARCS au travers de GenPMAXS [40].

Le code de calcul **DRAGON Version5** contient un ensemble de modèles qui permettent de simuler le comportement neutronique d'une cellule ou d'un assemblage combustible dans un cœur nucléaire. Il inclut l'ensemble des méthodes caractéristiques d'un code de calcul de transport :

- interpolation des sections efficaces macroscopiques fournies par les bibliothèques de données nucléaires,
- traitement de l'autoprotection des résonances en géométries multidimensionnelles,
- calcul du flux neutronique multigroupe et multidimensionnel, avec ou sans prise en compte de modèles de fuites des neutrons,
- condensation et homogénéisation des grandeurs neutroniques,
- calcul d'équivalence en transport-transport ou transport-diffusion,
- calcul de l'évolution du combustible (épauement isotopique).

Le code de calcul **DRAGON Version5** contient un itérateur multigroupe conçu pour contrôler les différents algorithmes de résolution de l'équation du transport des neutrons. Chacun de ces algorithmes est présenté sous la forme d'une procédure obtenant une solution à un groupe, où les contributions des autres groupes d'énergie sont incluses dans un terme source. Ces algorithmes sont regroupés au sein de plusieurs options.

L'option SYBILIT résout la forme intégrale de l'équation du transport (équation 9) à l'aide de la méthode des probabilités de première collision pour des géométries simples à une dimension (1D cartésien, cylindrique, sphérique) ou par la méthode aux courants d'interface traitant des géométries cartésiennes ou hexagonales d'assemblage. L'option EXCELL résout la forme intégrale de l'équation du transport à l'aide de la méthode des probabilités de première collision pour une géométrie générale 2D et pour des géométries d'assemblages 3D. L'option MCCG résout la forme intégral-différentielle de l'équation du transport utilisant la méthode des caractéristiques longues (la méthode utilisée est la méthode MOC) pour des géométries générales 2D ou 3D.

Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé l'ensemble des algorithmes présents dans l'option SYBILT [2, Section 3.4.1] relatifs à l'utilisation de la méthode aux courants d'interface

### 4.3.2 SCHEMA DE CALCUL UTILISE POUR LE TRANSPORT

Le schéma de calcul utilisé pour le transport reprend de nombreuses hypothèses du schéma de calcul 'CEA-97'. Le schéma de calcul 'CEA-97' [6] a été défini pour déterminer avec précision l'ensemble des paramètres de conception d'un réacteur à eau légère. Ce schéma de calcul a été vérifié, validé et qualifié par le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA) à l'aide de son code de calcul APOLLO2.5 et de ses différentes expériences intégrales réalisées dans le domaine des réacteurs à eau légère.

Ce schéma est utilisé actuellement comme référence pour les calculs à simple niveau des cœurs des réacteurs à eau sous pression pour l'expertise en neutronique des réacteurs de l'IRSN.

Le schéma de calcul 'CEA-97' utilise la bibliothèque de sections efficaces multigroupe CEA93 [41] et recommande l'utilisation du maillage énergétique européen X-MAS à 172 groupes [42].

Ce schéma de calcul fait également des recommandations sur les hypothèses à prendre pour le calcul du flux, le choix du motif d'autoprotection, les calculs d'épauement du combustible (calculs dit d'évolution), la méthode d'homogénéisation, et le calcul de cœur en transport. Les principales recommandations sont explicitées dans la référence [6]. On précise dans le tableau ci-après les hypothèses du schéma de calcul 'CEA-97' retenues dans notre schéma ainsi que les principales différences.

<sup>22</sup> Application permettant le couplage de différents codes de disciplines différentes, par exemple entre la neutronique et la thermohydraulique.

	'CEA-97'	Schéma utilisé (avec le code DRAGON)
Données nucléaires de base	JEF2.2	JEF2.2
Discrétisation en énergie	X-MAS 172 groupes	X-MAS 172 groupes
Calcul spatial du flux	Méthode courant-interface (Pij) utilisant le modèle UP1 anisotrope	Méthode courant-interface (Pij) utilisant le modèle UP1 anisotrope
Traitement de l'autoprotection	Méthode de la matrice de dilution (formalisme de Livolant-JeanPierre et utilisation de facteurs de Bell)	Méthode des sous-groupes avec utilisation de tables de probabilités physiques <sup>23</sup> (module USS: /SUBG)
Noyaux autoprotégés	U238 U235 U236 Pu239 Pu240 Pu241 Pu242 Am241 Zr	U238 U235 U236 Pu239 Pu240 Pu241 Pu242 Am241 Zr
Motif d'autoprotection traitant de la dépendance spatiale dans le crayon combustible	Effet de Rim <sup>24</sup> est pris en compte par la discrétisation en 4 couronnes concentriques (50% 30% 15% 5% du volume total de la pastille)	Effet de Rim est pris en compte par la discrétisation en 4 couronnes concentriques (50% 30% 15% 5% du volume total de la pastille)
Modélisation de l'effet Dancoff <sup>25</sup>	Différenciation pour l'uranium 238 de 3 crayons	-
Condensation (énergie)	de 172 à 20 groupes « maillage universel »	De 172 à 2 groupes d'énergie (maillage industriel)
Homogénéisation (espace)	cellule par cellule	Homogénéisation complète
Méthode d'équivalence <sup>26</sup>	SPH Selengut	SPH Selungut si le milieu contient des barres absorbantes (sinon homogénéisation flux-volume)
Evolution du combustible	72 milieux évoluant	4 milieux évoluant
Calcul Cœur	Calcul Transport par S8 quadrature Motif Cellule / Cellule 20 groupes (d'énergie) Modèle de diffusion anisotrope P1 Schéma nodal linéaire - linéaire Une maille/cellule	Calcul de diffusion Motif Assemblage/Assemblage 2 groupes (d'énergie) Modèle de diffusion anisotrope P1 Mailles axiales Une maille/assemblage
Hypothèses du schéma de calcul « expertise IRSN »		Hypothèse relative à l'utilisation du code DRAGON

Tableau 2. Comparaison entre les hypothèses du schéma de calcul utilisé et le schéma 'CEA-97'

<sup>23</sup> **Table de probabilité physique** : table de probabilité construite par l'approche de la moyenne quadratique sous le même principe que la tabulation faite dans les codes WIMS-7 ou HELIOS. Le formalisme est moins rigoureux qu'une table de probabilité mathématique mais permet l'usage d'un nombre de groupes plus réduit, par exemple 172 groupes. Le lecteur pourra se référer à la référence [43] ou au paragraphe 4.2.4 de la référence [18] pour de plus amples précisions.

<sup>24</sup> **Effet de Rim** : durant son séjour au sein du réacteur, la composition du milieu combustible évolue. Du plutonium se crée par la capture de neutrons par l'uranium 238. Du fait de l'hétérogénéité spatiale des captures de neutrons par l'uranium 238, le plutonium s'accumule préférentiellement à la périphérie du combustible en plus grandes quantités que dans la masse. [44] Cet effet de « peau » est appelé effet « rim ». La présence de cette zone poreuse et riche en gaz de fission est de nature à accentuer les efforts mécaniques sur les gaines en cas d'accident de réactivité, et à faciliter la dispersion du combustible en cas de rupture des gaines [45].

<sup>25</sup> **Effet Dancoff** [46] : dans un réseau hétérogène constitué de barreaux de combustible entourés de modérateur, on constate un effet d'ombre du fait que certains neutrons ne peuvent pas atteindre un barreau parce qu'ils sont absorbés dans les barreaux environnants. Cet effet est particulièrement important dans les réseaux serrés et modifie l'intégrale d'absorption résonante.

Les hypothèses estampillées « expertise IRSN » sont les hypothèses historiques livrées avec le package APOLLO2 dans le cadre d'HEMERA [60]. Ce schéma « expertise IRSN » est actuellement en rénovation.

#### 4.3.1 IMPLEMENTATION DU SCHEMA DE CALCUL SOUS DRAGON

On présente dans la figure ci-dessous l'implémentation logicielle (connexions entre modules du code) du schéma de calcul en transport présenté au paragraphe 4.3.2 et des diverses hypothèses de modélisation retenues (paragraphe 4.4), réalisée avec le code DRAGON [2], dans le but d'obtenir les bibliothèques multi-paramétrées désirées.

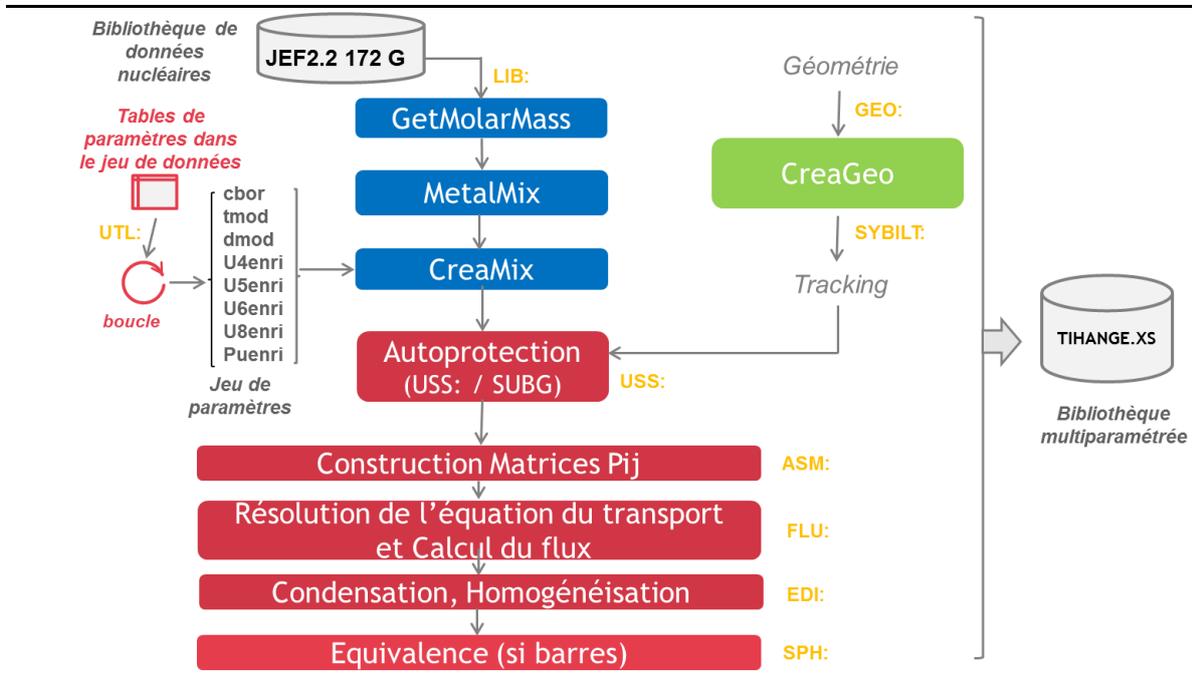


Figure 8. Architecture logicielle DRAGON réalisant le schéma de calcul

## 4.4 MODELISATION DES ESSAIS DANS DRAGON-DONJON

### 4.4.1 MODELISATION DU COEUR

#### 4.4.1.1 Niveau cœur

Le schéma cœur utilisé modélise le cœur en géométrie cartésienne (axes x, y et z). A z fixé, on définit un plan de 17 x 17 régions, lequel intègre le réseau d'assemblages 15 x 15 et la région concernée par le réflecteur. Selon z, on modélise le cœur par un empilement de 27 plans.

```
GeoCoeur := GEO: :: CAR3D 17 17 27
```

Code 1. Déclaration de la géométrie cœur dans le code DONJON

Chaque région de plan a un pas  $dx$  défini par le pas à chaud du réseau :

$$dx = 15 \times \text{CoteAssemblage} + 2 \times \text{Epaisseur Lamme d'eau inter - assemblages}$$

$$dx = 15 \times 1,43538 + 2 \times 0,07343 = 21,6776 \text{ cm}$$

Chaque plan a un pas  $dz$  défini comme la hauteur active divisée par 25 :

$$dz = \frac{H_{\text{active}}}{25} = \frac{365,8}{25}$$

Le schéma cœur distingue 2 types de plans :

- Plan réflecteur
- Plan d'assemblages combustibles

La figure ci-dessous présente l'empilement de plans modélisant le cœur :

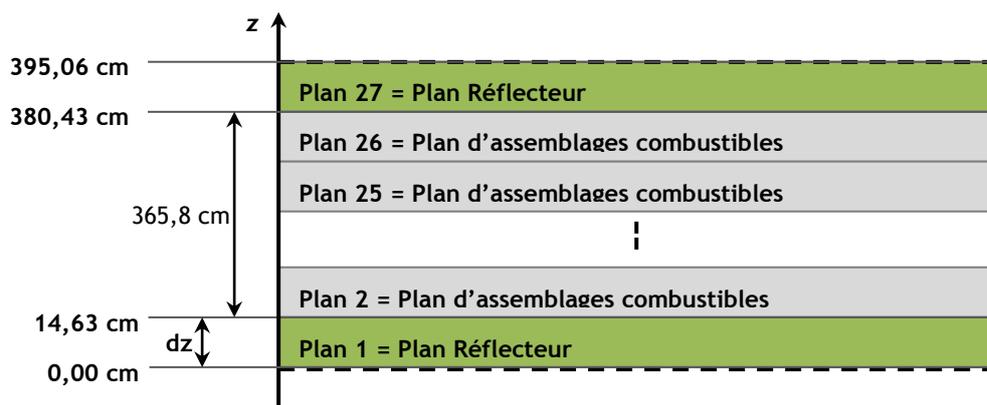


Figure 9. Modélisation du cœur selon l'axe z par le schéma cœur utilisé

#### Définition du plan d'assemblages combustibles

Pour chaque configuration de l'essai, on modélise de manière identique les plans d'assemblages combustibles (plans 2 à 26) par un plan d'assemblages générique. Les assemblages sont considérés comme des « matériaux » homogènes, dont les grandeurs homogénéisées et condensées ont été obtenues par le calcul d'assemblage (cf. [paragraphe 4.4.1.2](#)).

Dans le cadre de notre étude, on ne modélise pas l'instrumentation. On ne spécifie donc pas les assemblages instrumentés. (Au niveau assemblage, les cellules « tubes-guides - tubes d'instrumentation » sont remplacées par des cellules « tubes-guides » standard). Dans le cadre de l'essai, les grappes de commande « longues » sont soit en position haute (entièrement extraites) soit en position basse (entièrement insérées). On ne modélise pas les grappes « courtes », celles-ci étant toujours en position haute lors des essais.

La position haute est modélisée par l'assemblage sans aucune barre et la position basse par l'assemblage avec barres entièrement insérées.

Dans le cas de la configuration « Groupes D et C entièrement insérés », le plan d'assemblage générique est composé de 9 « matériaux » homogènes différents dont 7 correspondants aux différentes configurations d'assemblage présentes dans le cœur :

- l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison consommable (situé en région 4 dans la figure ci-dessous),
- l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 2,55% en uranium 235, contenant 8 crayons de BP (région 5),
- l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 2,55% en uranium 235, contenant 12 crayons de BP (région 6),
- l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 3,10% en uranium 235, sans poison consommable (région 7),
- l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 3,10% en uranium 235, contenant 12 crayons de BP (région 8),
- l'assemblage enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison, contenant le groupe de contrôle D (région 9),
- l'assemblage enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison, contenant le groupe de contrôle C (région 10).

Le réflecteur modélisé constitue le « matériau » homogène situé en région 1. Le vide est modélisé par le « matériau » homogène situé en région 0.

PLANE 2																
0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	1	1	1	7	7	7	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	1	1	7	7	8	9	8	7	7	1	1	0	0	0
0	0	1	1	7	8	6	4	6	4	6	8	7	1	1	0	0
0	1	1	7	10	5	4	6	4	6	4	5	10	7	1	1	0
0	1	7	8	5	4	6	4	6	4	6	4	5	8	7	1	0
1	1	7	6	4	6	9	6	10	6	9	6	4	6	7	1	1
1	7	8	4	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	8	7	1
1	7	9	6	4	6	10	6	4	6	10	6	4	6	9	7	1
1	7	8	4	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	8	7	1
1	1	7	6	4	6	9	6	10	6	9	6	4	6	7	1	1
0	1	7	8	5	4	6	4	6	4	6	4	5	8	7	1	0
0	1	1	7	10	5	4	6	4	6	4	5	10	7	1	1	0
0	0	1	1	7	8	6	4	6	4	6	8	7	1	1	0	0
0	0	0	1	1	7	7	8	9	8	7	7	1	1	0	0	0
0	0	0	0	1	1	1	7	7	7	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0

17 régions

17 régions

Figure 10. Représentation du plan d'assemblages combustibles « Groupes D et C entièrement insérés » sous DONJON

Dans le cas de la configuration « Groupe D entièrement inséré », l'assemblage en région 10 ne contient pas de barres. Le matériau correspondant en région 10 est alors l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison consommable.

Dans le cas de la configuration « Toutes grappes extraites », les assemblages en région 9 et 10 ne contiennent pas de barres. Le matériau situé en régions 9 et 10 est l'assemblage sans barre de contrôle enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison consommable.

Les « matériaux » homogènes des autres régions restent inchangés quelle que soit la configuration d'essai.

#### Remarque :

On présente dans la figure ci-dessous la position axiale réelle des grappes de commande « longues » dans un assemblage [1, p. 165].

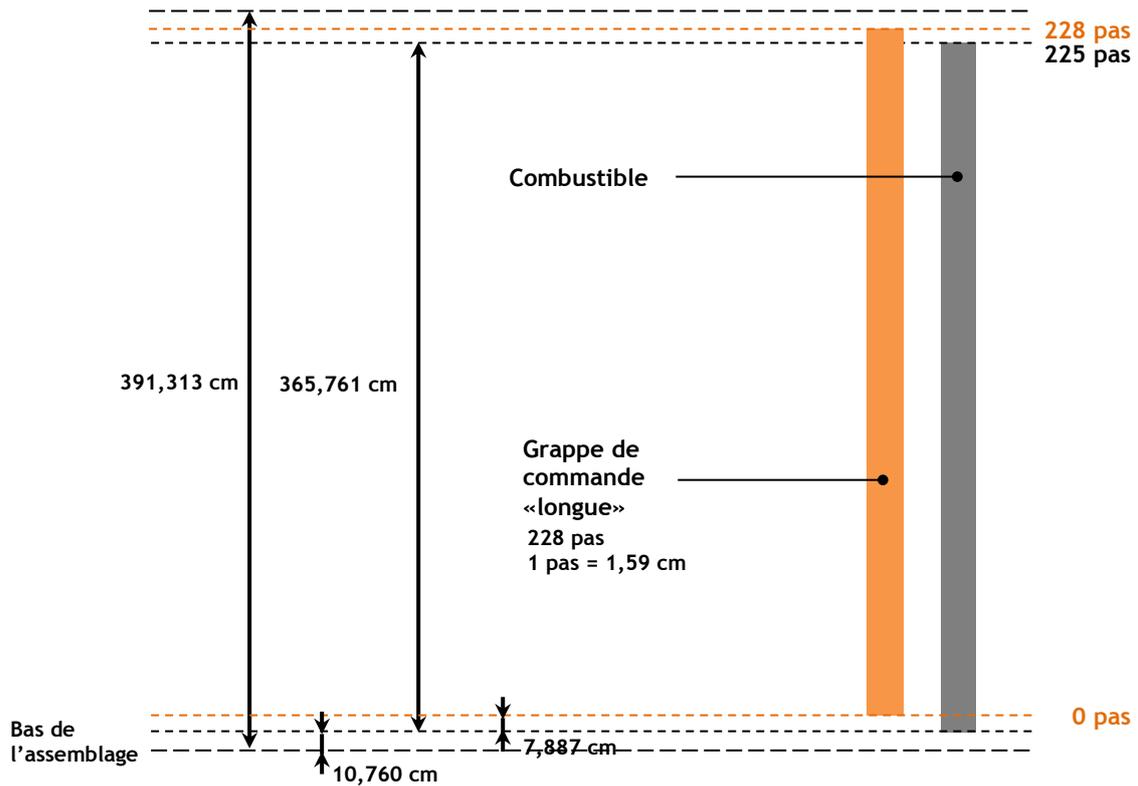


Figure 11. Position axiale réelle des grappes de commande « longues » dans un assemblage du cœur de Tihange-I.

Pour le calcul cœur, nous utilisons les hypothèses suivantes pour la modélisation des barres :

- la hauteur des grappes de commande est considérée égale à la hauteur active
- la position basse des grappes est la position basse du combustible
- la position haute des grappes est la position haute du combustible

**Définition du plan réflecteur inférieur et/ou supérieur**

Le modèle de réflecteur utilisé dans le calcul de diffusion est un modèle du type Lefebvre-Lebigot construit par l'IRSN. [53]

PLANE 1															
0	0	0	0	0	0	3	3	3	3	3	0	0	0	0	0
0	0	0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0	0	0
0	0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0	0
0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0
0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0
0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0
0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0	0
0	0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	0	0	0
0	0	0	0	3	3	3	3	3	3	3	3	0	0	0	0
0	0	0	0	0	3	3	3	3	3	0	0	0	0	0	0

0 : Vide  
3 : Réflecteur

Figure 12. Représentation du plan réflecteur

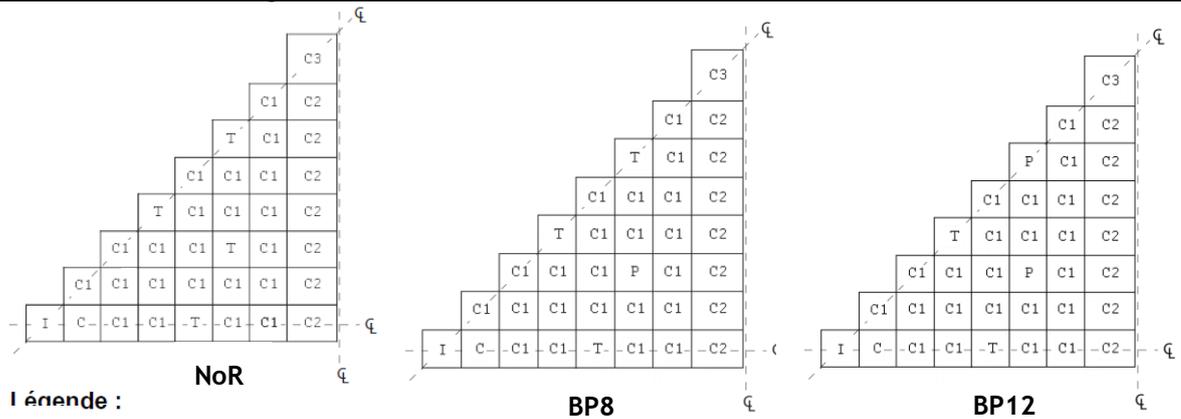
**4.4.1.2 Niveau assemblage**

On produit les grandeurs neutroniques de chaque type d'assemblage pouvant être présent dans le cœur.

Les groupes de contrôle C et D sont tous les deux composés du même absorbant en Argent-Indium-Cadmium. Au niveau assemblage, on définit alors un assemblage unique enrichi à 1,95% en uranium 235, sans poison consommable et contenant des barres en Argent-Indium-Cadmium pour le calcul des grandeurs neutroniques. On définit ensuite les 5 autres types d'assemblage correspondant aux 5 autres types d'assemblages contenus dans le cœur. On modélise également un assemblage enrichi à 3,10% en uranium 235, sans poison, et contenant des barres en Ag-In-Cd. Cet assemblage ne sera pas utilisé dans cette étude mais les grandeurs calculées pourront servir dans le cas où on étudierait le cœur dans d'autres configurations car il représente les assemblages contenant les groupes A.

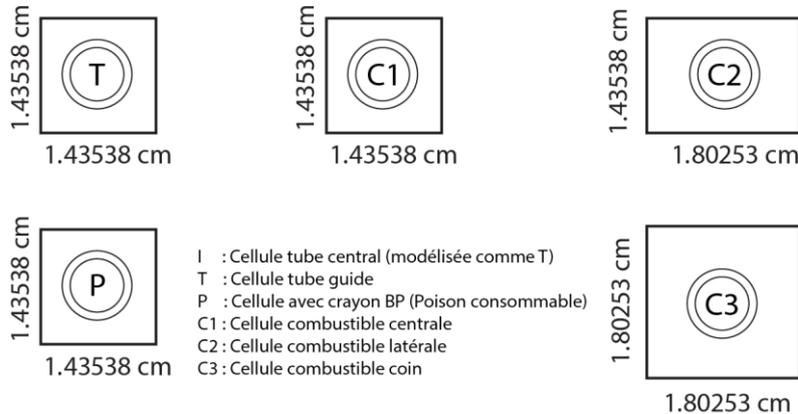
L'ensemble des assemblages modélisés est constitué de quatre types de géométrie d'assemblages différents :

- 3 géométries standards (sans barres d'Argent-Indium-Cadmium) :



Légende :

- NoR** : assemblage standard sans crayon de poison consommable,
- BP8** : assemblage avec 8 crayons de poison consommable,
- BP12** : assemblage avec 12 crayons de poison consommable.



- I : Cellule tube central (modélisée comme T)
- T : Cellule tube guide
- P : Cellule avec crayon BP (Poison consommable)
- C1 : Cellule combustible centrale
- C2 : Cellule combustible latérale
- C3 : Cellule combustible coin

Figure 13. Modélisation des 3 types de géométrie d'assemblage standard du cœur de Tihange-I

- 1 géométrie avec barres d'Argent-Indium-Cadmium (AIC), correspondant à la géométrie A pour laquelle les cellules notées T (cellule tube guide) sont remplacées par des cellules notées A (cellule tube guide + barre de contrôle en Argent-Indium-Cadmium).

On présente dans le tableau ci-dessous la définition des caractéristiques de définition des sept types d'assemblage modélisés, enregistrés dans la bibliothèque multiparamétrée.

Numéro d'assemblage	Géométrie	Teneur en uranium 235
1	NoR	3,10%
2	BP12	3,10%
3	AIC	3,10%
4	BP8	2,55%
5	BP12	2,55%
6	NoR	1,95%
7	AIC	1,95%

Tableau 3. Définition des sept types d'assemblage modélisés (pour les calculs de transport)

#### 4.4.1.3 Niveau cellule

On modélise 4 catégories de cellules :

- cellule combustible
- cellule tube-guide
- cellule tube-guide - poison consommable
- cellule tube-guide - barre de contrôle

La composition de chacune des cellules est précisée dans la référence [1, pp.155 - 159].

Le schéma de calcul 'CEA-97' propose la modélisation de la lame d'eau intégrée à la cellule combustible. On modélise ainsi 3 types de cellule combustible :

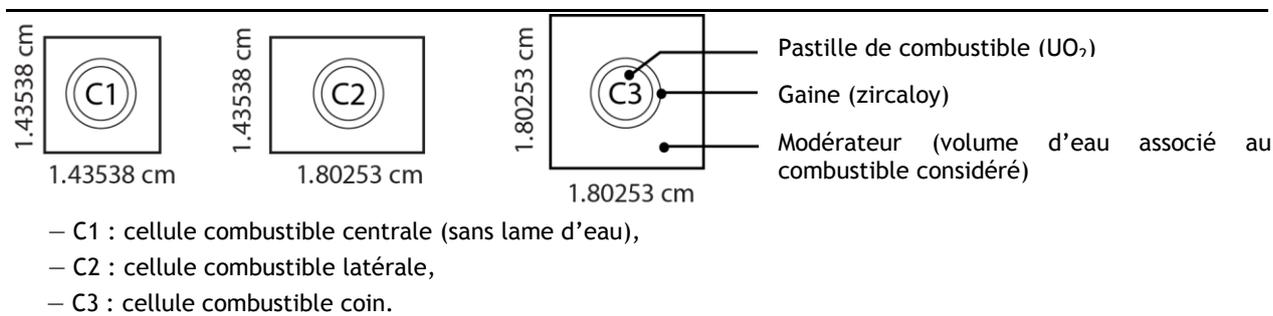


Figure 14. Différents types de cellule combustible avec volumes modérateur

La **pastille combustible** est discrétisée spatialement en 4 couronnes concentriques représentant de l'intérieur vers l'extérieur respectivement 50%, 30%, 15% et 5% du volume total de la pastille (recommandation du schéma 'CEA-97').

On peut remarquer qu'avec cette modélisation, la pastille combustible est toujours située au centre de la cellule, ce qui n'est pas le cas en réalité pour la cellule combustible latérale et la cellule combustible coin. La position de la pastille est ainsi volontairement décalée de +0,183575 cm à droite dans le cas de la cellule latérale et de +0,183575 cm à droite et en hauteur pour la cellule coin. Selon le schéma 'CEA-97' [6], ce décalage de position n'engendre que peu d'effets sur les paramètres neutroniques, hormis la distribution de puissance intra-assemblage.

Le **pyrex borosilicaté (BP)** est considéré comme une barre. Il est discrétisée en 4 couronnes équisurfaciques. Ce choix fait suite à une étude de convergence du facteur de multiplication en réseau infini sur les assemblages contenant du borosilicate [51].

Pour faciliter le calcul des probabilités de collision, les cellules sont **cylindrisées** selon le modèle de Sanchez (option SANC du module SYBILT:). Ce modèle utilise le modèle de cylindrification de Wigner [12 p.311] pour calculer les probabilités de première collision  $P_{ij}$  et les probabilités de fuites  $P_iS$ . Cependant les relations de réciprocité, de conservation et de complémentarité utilisées pour calculer  $PS_j$  et  $PSS$  [17] sont définies pour la cellule en géométrie rectangulaire (avec la surface exacte) [52].

#### 4.4.1.4 Niveau milieu

On considère que seule la masse volumique de l'eau varie avec la température. On suppose que les masses volumiques des autres matériaux varient peu entre 280 °C et 292 °C. On prend pour cette plage de température  $\rho_{matériau} = \rho_{matériau}(286^\circ\text{C})$ .

Le détail du contenu isotopique de chaque milieu modélisé est disponible dans la référence [51].

#### 4.4.2 MODELISATION DES ESSAIS

##### 4.4.2.1 Création de la bibliothèque multiparamétrée (DRAGON)

La bibliothèque créée permet de réaliser des analyses sur la contribution de chacun des paramètres sur la réactivité du cœur dans les trois configurations des essais à puissance nulle réalisés sur Tihange-I lors du démarrage. Les sections efficaces sont tabulées pour des concentrations en bore soluble à  $\pm 20$  ppm de la concentration nominale de chaque configuration (960, 1084, 1206 ppm). On tabule également pour des températures (modérateur et combustible) comprises entre 281 et 291 °C avec un pas de 1 °C, et pour les masses volumiques du modérateur associées à ces températures mais de manière découplée. Les calculs sont réalisés pour une concentration en xénon nulle. On ne fait pas évoluer le combustible (pas de calcul d'évolution) : la bibliothèque multiparamétrée est à burn-up nul.

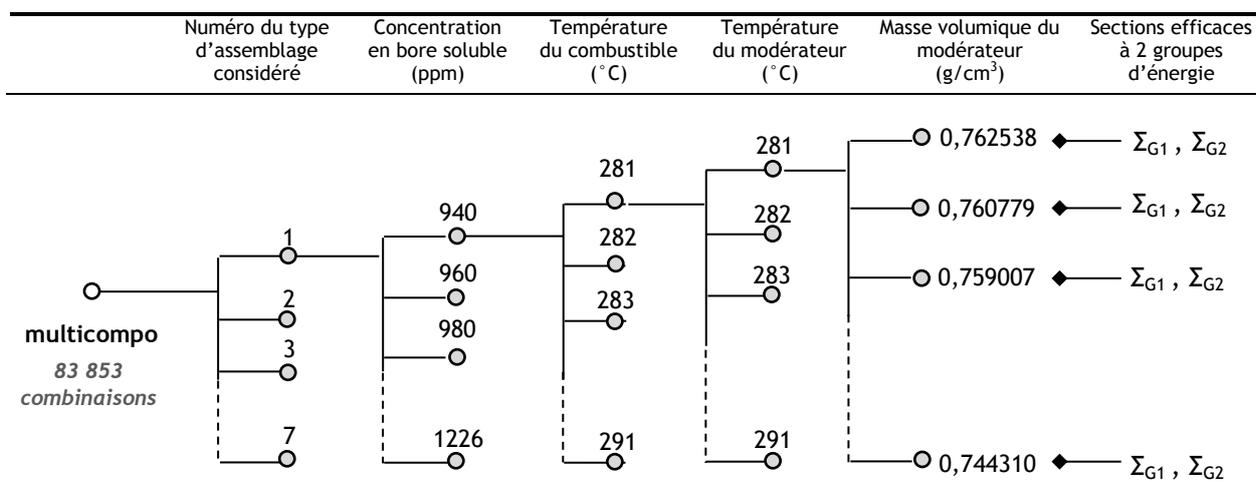


Figure 15. Illustration de principe de la tabulation des paramètres locaux réalisée dans la bibliothèque

##### 4.4.2.2 Options du calcul cœur (DONJON)

A partir de la bibliothèque multi-paramétrée créée, on réalise le calcul cœur (DONJON) avec couplage de la température combustible et du modérateur tel que la température du modérateur soit toujours égale à la température effective du combustible (configuration isotherme).

La densité du combustible varie en fonction de la température effective du combustible. On néglige ce phénomène dans notre modélisation car on considère qu'elle est minimale. Pour se donner un ordre de grandeur, les densités atomiques de la région pastille varient d'environ 1,5% lorsqu'on passe d'un état cœur à puissance nulle ( $T_{eff} \sim 286^\circ\text{C}$ ) à cœur en puissance ( $T_{eff} \sim 860^\circ\text{C}$ ).

On réalise également un couplage entre la température du modérateur et la densité modérateur pour rendre compte des effets de densité du modérateur avec la variation de la température de celui-ci.

Le rapport CEA-N-2092 ne mentionne pas de masse volumique du modérateur. Il mentionne néanmoins la masse volumique de l'eau pour une température de 286 °C et 155,1 bars valant 0,75396 g/cm<sup>3</sup> [1, p.159]. Aucune valeur n'est donnée pour d'autres valeurs de températures autour de 286 °C. La donnée n'est donc pas exploitable pour le calcul du coefficient isotherme. En effet, on ne pourrait considérer cette donnée comme constante dans notre modélisation car ce serait ignorer les effets de densité du modérateur.

On calcule donc la masse volumique de l'eau à 155,1 bars en fonction de la température du modérateur selon la formulation IAPWS-IF97 [54]. La masse volumique de l'eau à 286 °C donnée par la formulation IAPWS-IF97 vaut 0,75361 g/cm<sup>3</sup>, ce qui représente un écart de 0,5%.

Nous faisons également l'hypothèse que la masse volumique du modérateur est égale à la masse volumique de l'eau.

La concentration en bore est fixée à la concentration nominale de chaque configuration (cf. tableau 1).

On étudie le cœur de Tihange pour une plage de variation de température comprise entre 281 °C et 291 °C. On notera que selon les Spécifications Techniques d'Exploitation des Réacteurs à Eau sous Pression de 900 MWe [10], le domaine de fonctionnement autorisé pour un cœur divergé et  $P < 2\%P_n$  (attente à chaud) est un domaine de température de 286 °C  $\pm 3/-2$  (soit une plage de 284 à 289 °C).

#### 4.4.3 CHOIX DES POINTS DE CALCUL POUR LA DETERMINATION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE ISOTHERME

Dans la pratique (cf. paragraphe 4.2), le coefficient de température isotherme est défini par méthode de régression en traçant la courbe de la réactivité mesurée au réactimètre en fonction de la température moyenne primaire, laquelle correspond à la température isotherme :  $\rho = f(T_{\text{iso}})$ .

Il est possible de retracer cette courbe à l'aide de la chaîne de calcul, mais le temps de calcul n'est pas négligeable. Pour tracer une telle courbe, il faut en effet obtenir le facteur de multiplication pour plusieurs températures du domaine de fonctionnement de l'essai.

La plage de température retenue dans le cadre des essais à puissance nulle du premier cœur de Tihange-I n'est pas précisée dans la note CEA-N-2092. On suppose que la plage est la même que celle définie dans les Spécifications Techniques d'Exploitation des Réacteurs à Eau sous Pression de 900 MWe [10], à savoir l'intervalle [284 °C ; 289 °C].

On présente dans la figure 16, les valeurs du facteur de multiplication effectif obtenues par la chaîne DRAGON-DONJON (version v5bev136) pour des températures isothermes comprises entre 281 °C et 291 °C, à intervalle de 1 °C. Les facteurs de multiplication effectifs  $k_{\text{eff}}$  ont été calculés dans la configuration « toutes barres extraites », à la concentration en bore soluble de 1206 ppm. La concentration en xénon est nul, le burn-up est nul. Seuls les paramètres de contre-réaction suivants subissent des modifications :

- la température du modérateur,
- la masse volumique du modérateur,
- la température effective du combustible.

On rappelle (cf. paragraphe 4.4.2.2) que la température du modérateur est couplée à la température du combustible de manière à ce qu'elles soient toujours égales : on ne fait varier le  $k_{\text{eff}}$  qu'en fonction d'une seule valeur de température  $T_{\text{iso}}$  caractérisant cet état isotherme. On rappelle également que l'on a considéré la masse volumique du modérateur étant celle de l'eau, donnée par la formulation IAPWS-IF97.

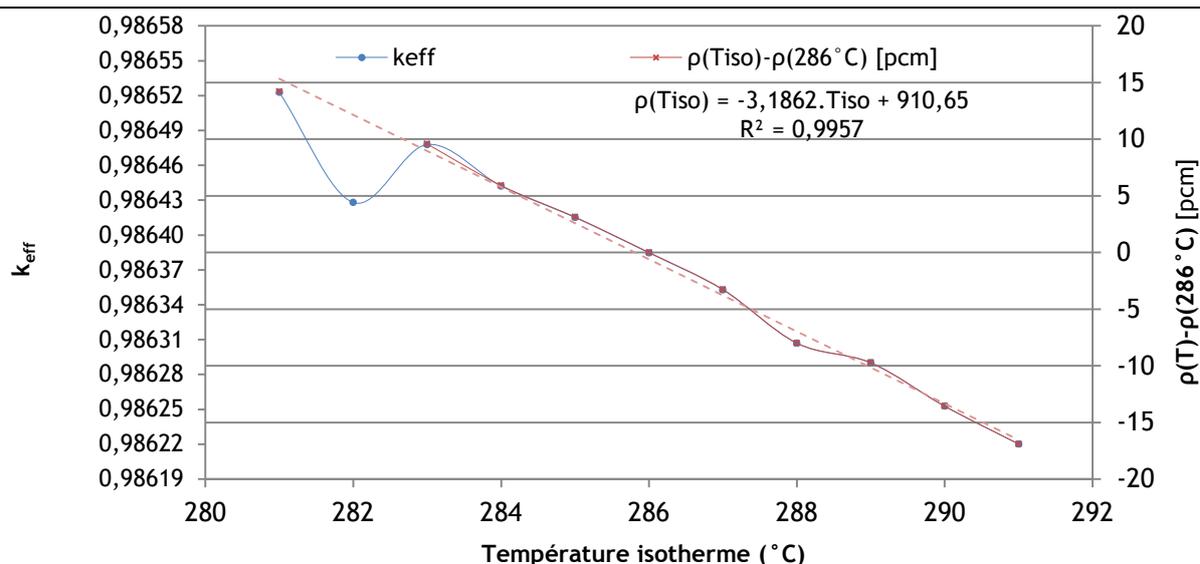


Figure 16. Évolution du facteur de multiplication effectif (échelle à gauche) et de la réactivité (échelle à droite) en fonction de la température isotherme dans la configuration « Toutes barres extraites, 1206 ppm ».

Hormis un point de calcul aberrant à 282 °C dû à un problème dans le traitement de l'autoprotection par le module USS: /SUBG, on observe que les points se répartissent autour d'une droite de pente d'environ -3 pcm/°C. Cette valeur correspond au coefficient de température isotherme. On peut également vérifier sur cette courbe que la réactivité diminue bien avec une augmentation de température.

Le module d'autoprotection par sous-groupe USS: muni de l'option SUBG, sans aucune sous-option, réalise le traitement de l'autoprotection à partir de table de probabilité construite par l'approche de la moyenne quadratique, par interpolation des sections efficaces en température et en énergie à l'image de celle faite par NJOY. On parle de tables de probabilités physiques. L'approche de la moyenne quadratique est un outil mathématique utilisée dans le cadre de la méthode des moindres carrés, laquelle vise la résolution d'un système réel surdéterminé  $y$  en un système approché d'équations linéaires  $X \cdot \beta$ , où la meilleure approximation est définie comme celle qui minimise la somme des différences au carré. La problématique de cette méthode est que les coefficients de paramétrisation  $\beta$  peuvent être négatifs, ce qui induit des valeurs négatives au sein de notre table de probabilité. C'est ce qui s'est produit ici. Il existe des algorithmes permettant de réaliser l'approximation sous la contrainte de ne pas obtenir de coefficients négatifs. Cette approche se nomme NNLS (pour **Non-Negative Least Squares**). L'approche NNLS a été introduite en cours de stage dans une version de développement de DRAGON5 (v5bev200 et v5bev268) [55].

La figure 17. présente pour la configuration « toutes barres extraites », les résultats de calcul du  $k_{\text{eff}}$  obtenus par les versions de développement de DRAGON-DONJON Version5 suivantes : v5bev136, v5bev200, v5bev268.

La principale différence entre chacune de ces versions est l'algorithme utilisé pour réaliser la moyenne quadratique utilisée par l'option SUBG du module USS :

- version 5bev136 : algorithme Root Mean Square classique
- version 5bev200 : algorithme Non-Negative Least Squares n°1
- version 5bev268 : algorithme Non-Negative Least Squares n°2

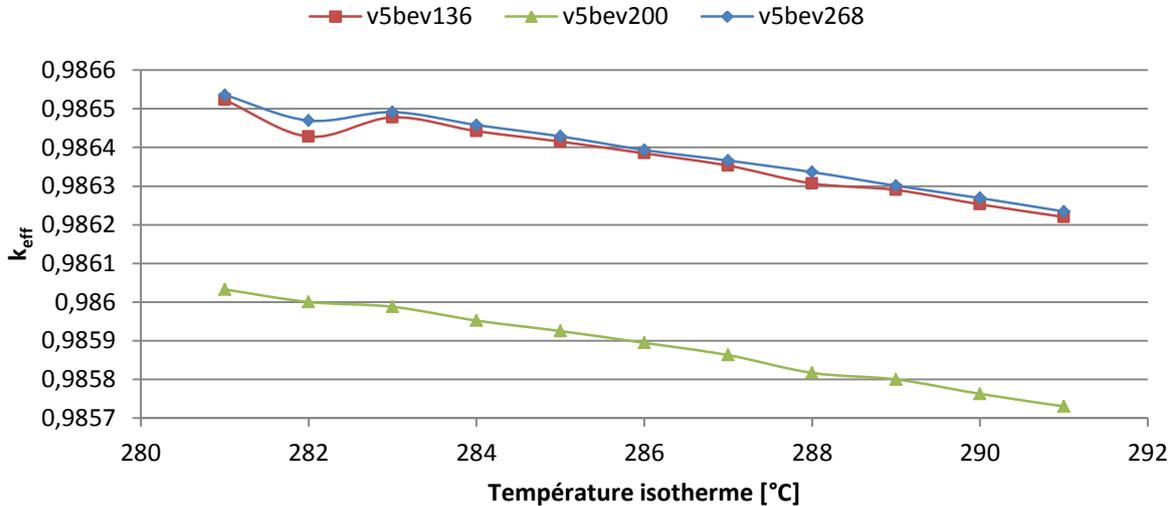


Figure 17. Comparaison du calcul du  $k_{\text{eff}}$  - pour une température isotherme comprise entre 281 et 291°C, configuration « toutes barres extraites », 1206 ppm - entre deux algorithmes NNLS (in v5bev268, v5bev200) et sans approche NNLS.

Le premier algorithme NNLS (v5bev200) fait disparaître le point aberrant à 282°C. L'écart de calcul du  $k_{\text{eff}}$  entre la version v5bev200 et v5bev136 est néanmoins d'environ 50 pcm pour toutes les autres températures.

Le deuxième algorithme employé réduit le creusement observé de 4 pcm. Hormis pour la température de 282°C, l'écart de calcul du  $k_{\text{eff}}$  entre la version v5bev268 (algorithme NNLS n°2) et la version v5bev136 est au maximum de 3,4 pcm. Hormis le point problématique à 282°C, notons que la pente de la 'droite' reste quasiment identique.

On présente dans la figure 17., l'évolution du delta de réactivité entre une température isotherme donnée et la température nominale de la configuration (286°C) en pcm.

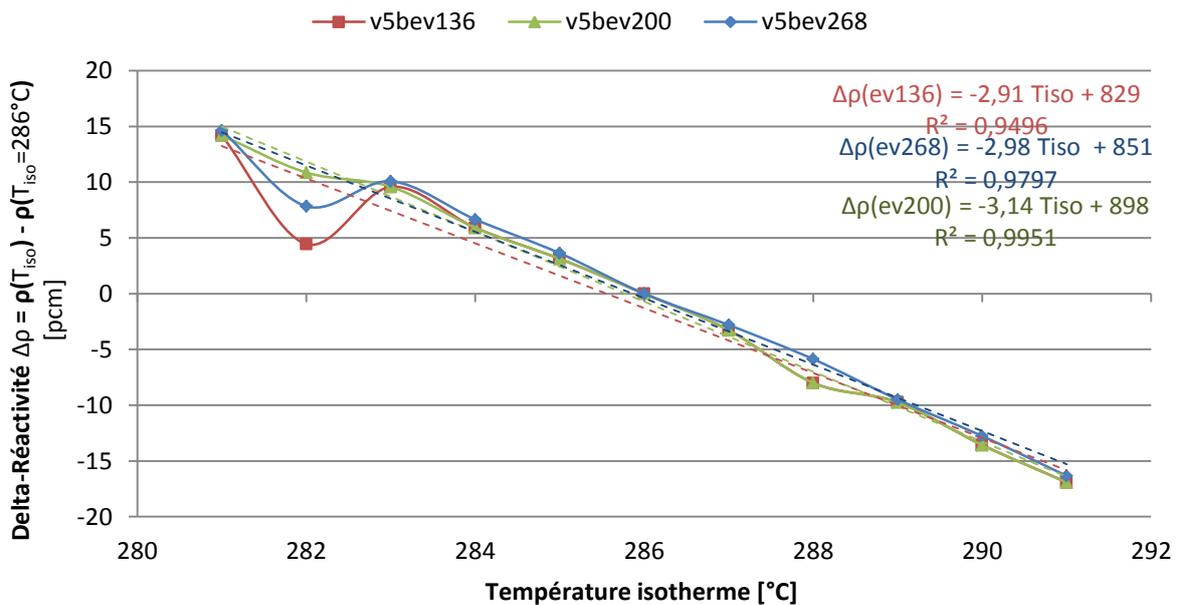


Figure 18. Comparaison du delta de réactivité  $\rho(T_{\text{iso}}) - \rho(T_{\text{iso}}=286^\circ\text{C})$  en pcm - pour une température isotherme  $T_{\text{iso}}$  comprise entre 281 et 291°C, configuration « toutes barres extraites », 1206 ppm - entre deux algorithmes NNLS (in v5bev268, v5bev200) et sans approche NNLS.

#### 4.4.3.1 Calcul du coefficient isotherme par la méthode de régression linéaire

On a défini au paragraphe 2.3.3, le coefficient de température isotherme selon la relation suivante :

$$\alpha_{iso} \equiv \frac{\partial \rho}{\partial T_{iso}} \quad (11)$$

La méthode par régression des moindres carrés consiste à définir  $\alpha_{iso}$  à partir de la pente de la droite de régression de la courbe  $\rho = f(T_{iso})$ ,  $\rho$  étant calculé à partir de la relation :

$$\rho = \frac{k_{eff}(T_{iso}) - 1}{k_{eff}(T_{iso})} \quad (3')$$

On définit ainsi :

$$\alpha_{iso} \cong \frac{\Delta \rho}{\Delta T_{iso}} \quad (12)$$

L'avantage de la méthode des moindres carrés est que l'on dispose d'un estimateur ( $R^2$ ) témoignant du degré de linéarité des points de calcul entre eux.

Le temps de calcul du coefficient isotherme dépend cependant du nombre de points que l'on utilise pour calculer la pente de la droite de régression.

On s'intéresse donc ici à étudier l'influence du nombre de points de calcul retenu pour la détermination de  $\alpha_{iso}$ .

On réalise pour cela différentes déterminations du coefficient de température isotherme dans la configuration « toutes barres extraites » en faisant varier le nombre de points en température pris dans la plage supposée de l'essai, soit [284°C - 289°C].

Nombre de points	Temps de calcul (secondes)	Points de calcul	$\alpha_{iso}$ (pcm/°C)
6	194	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(285^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(287^\circ\text{C}) ; \rho(288^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,28 ( $R^2 = 0,9907$ )
5	161	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(285^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(287^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,15 ( $R^2 = 0,9992$ )
3	96	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,14 ( $R^2 = 0,9994$ )
2	63	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,13 ( $R^2 = 1$ )

Tableau 4. Influence du nombre de points de calcul dans la détermination du coefficient de température par régression linéaire

On constate que le calcul du coefficient de réactivité à l'aide de seulement deux points de calcul n'impacte sa détermination que de 0,15 pcm/°C, ce qui est aujourd'hui acceptable, et présente un intérêt notable vis-à-vis du temps de calcul.

On s'intéresse à présent à analyser l'impact du choix des points extrêmes par rapport à la température prise pour référence de 286°C. On étudie plusieurs espacements  $\delta T$  par rapport à cette température, par une régression linéaire à 3 points et un calcul de pente à 2 points. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5. ci-dessous.

	Nombre de points	$\delta T$ (°C)	Temps de calcul (secondes)	Points de calcul	$\alpha_{iso}$ (pcm/°C)
$(\mathcal{R}_{3pts})$	3	1	97	$\rho(285^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(287^\circ\text{C})$	-3,20 ( $R^2 = 0,9998$ )
	3	2	96	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(288^\circ\text{C})$	-3,48 ( $R^2 = 0,9925$ )
	3	3	98	$\rho(283^\circ\text{C}) ; \rho(286^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,22 ( $R^2 = 0,9999$ )
$(\mathcal{R}_{2pts})$	2	1	62	$\rho(285^\circ\text{C}) ; \rho(287^\circ\text{C})$	-3,20 ( $R^2 = 1$ )
	2	2	62	$\rho(284^\circ\text{C}) ; \rho(288^\circ\text{C})$	-3,48 ( $R^2 = 1$ )
	2	3	65	$\rho(283^\circ\text{C}) ; \rho(289^\circ\text{C})$	-3,22 ( $R^2 = 1$ )
	2	5	65	$\rho(281^\circ\text{C}) ; \rho(291^\circ\text{C})$	-3,11 ( $R^2 = 1$ )

Tableau 5. Influence du choix des points extrêmes dans la détermination du coefficient de température par régression

#### 4.4.3.2 Calcul du coefficient isotherme par la formulation différentielle exacte

Le calcul à l'aide de la formulation différentielle exacte consiste à différencier l'expression (11) selon le facteur de multiplication effectif  $k_{\text{eff}}$  connaissant la relation (3') :

$$\alpha_{\text{iso}} \equiv \frac{\partial \rho}{\partial T_{\text{iso}}} \approx \left. \frac{d\rho}{dT_{\text{iso}}} \right|_{C_B, \text{ position des barres, ...}} = \frac{d}{dT_{\text{iso}}} \left( \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \right) = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \cdot \frac{dk_{\text{eff}}}{dT_{\text{iso}}} \approx \frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \cdot \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{\Delta T_{\text{iso}}}$$

L'intérêt de cette expression est de pouvoir calculer le coefficient de température isotherme à partir de 3 points de calcul :  $k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}})$ ,  $k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T)$ ,  $k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)$  où  $T_{\text{iso}}$  est la température isotherme prise pour référence,  $\delta T$  le pas de température (ou espacement) entre les points de calcul extrêmes et le point de calcul de référence, tel que :

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}^2(T_{\text{iso}})} \cdot \frac{k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) - k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)}{2 \cdot \delta T} \quad (\mathcal{F}_{3\text{pts}})$$

On peut également vouloir calculer, pour minimiser le temps de calcul, le coefficient de température isotherme à l'aide de la formulation différentielle exacte mais avec seulement deux points de calcul. Pour ce faire, on calcule le terme  $k_{\text{eff}}^2(T_{\text{iso}})$  au dénominateur comme étant la moyenne des  $k_{\text{eff}}^2$  des points extrêmes considérés pour le calcul de  $\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{\Delta T_{\text{iso}}}$  :

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{2} [k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) + k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)] \right)^2} \cdot \frac{k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) - k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)}{2 \cdot \delta T} \quad (\mathcal{F}_{2\text{pts}})$$

#### 4.4.3.3 Calcul utilisant la formulation différentielle approchée

Lorsque  $k_{\text{eff}}$  est proche de 1, on peut considérer que  $k_{\text{eff}}^2 \sim k_{\text{eff}}$ . On peut alors réécrire les relations ( $\mathcal{F}_{3\text{pts}}$ ) et ( $\mathcal{F}_{2\text{pts}}$ ) par les expressions suivantes :

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}})} \cdot \frac{k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) - k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)}{2 \cdot \delta T} \quad (\mathcal{A}_{3\text{pts}})$$

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{2} [k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) + k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)] \right)} \cdot \frac{k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} + \delta T) - k_{\text{eff}}(T_{\text{iso}} - \delta T)}{2 \cdot \delta T} \quad (\mathcal{A}_{2\text{pts}})$$

On présente dans le tableau 24. ci-dessous les coefficients de température isothermes obtenus selon différents pas en température selon les différentes approches de calcul.

$\delta T$ (°C)	1	2	3	4	5
( $\mathcal{F}_{3\text{pts}}$ )	-3,20	-3,48	-3,22	-	-3,07
( $\mathcal{A}_{3\text{pts}}$ )	-3,15	-3,43	-3,17	-	-3,11
( $\mathcal{R}_{3\text{pts}}$ )	-3,20	-3,48	-3,22	-	-
( $\mathcal{F}_{2\text{pts}}$ )	-3,20	-3,48	-3,22	-	-3,11
( $\mathcal{A}_{2\text{pts}}$ )	-3,15	-3,43	-3,17	-	-3,07
( $\mathcal{R}_{2\text{pts}}$ )	-3,20	-3,48	-3,22	-	-3,11

Tableau 6. Calcul du  $\alpha_{\text{iso}}$  pour différents pas en température autour de la température de 286°C

Les résultats permettent d'illustrer l'équivalence des formulations ( $\mathcal{F}_{2\text{pts}}$ ) et ( $\mathcal{R}_{2\text{pts}}$ ) : pondérer par l'inverse d'un facteur de multiplication moyenné la variation du facteur de multiplication sur la variation de température est équivalent au calcul de la variation de la réactivité sur la variation de température. Ceci est vrai car les facteurs de multiplication sont très proches entre eux :

$$(k_2 - k_1) \cdot \left( \frac{1}{\frac{1}{2}(k_1 + k_2)} \right)^2 = (k_2 - k_1) \cdot \frac{1}{k_1 \cdot k_2 \left[ \frac{1}{4} \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{4} \frac{k_2}{k_1} + \frac{1}{2} \right]} \sim (k_2 - k_1) \cdot \frac{1}{k_1 \cdot k_2} = \rho_2 - \rho_1 \quad (13)$$

De plus, étant donné que le facteur de multiplication moyenné est proche du facteur de multiplication au point nominal, on a également  $\alpha_{\text{iso}}(\mathcal{F}_2) = \alpha_{\text{iso}}(\mathcal{F}_3)$ .

Il semble par conséquent acceptable de calculer un coefficient isotherme à l'aide uniquement de deux points selon la formulation ( $\mathcal{F}_{2\text{pts}}$ ). On décide de retenir pour points de calcul,  $k_{\text{eff}}(283^\circ\text{C})$  et  $k_{\text{eff}}(289^\circ\text{C})$ , les températures permettant de couvrir la plage de température supposée de l'essai (284°C à 289°C).

On retiendra donc à présent la formulation suivante pour le calcul du coefficient de température isotherme :

$$\alpha_{\text{iso}}(286^\circ\text{C}) = \frac{1}{\left( \frac{1}{2} [k_{\text{eff}}(283^\circ\text{C}) + k_{\text{eff}}(289^\circ\text{C})] \right)^2} \cdot \frac{k_{\text{eff}}(283^\circ\text{C}) - k_{\text{eff}}(289^\circ\text{C})}{10} \quad (14)$$

## 5 COMPARAISON EXPERIENCE - CODE

### 5.1 RESULTATS

On reproduit les essais physiques présentés au paragraphe 4.2. à l'aide de la modélisation présentée ci-avant. On calcule le coefficient de température isotherme avec la chaîne DRAGON-DONJON version 5bev136 selon la formulation suivante :

$$\alpha_{iso}(286^{\circ}\text{C}) = \frac{1}{\left(\frac{1}{2}[k_{eff}(283^{\circ}\text{C}) + k_{eff}(289^{\circ}\text{C})]\right)^2} \cdot \frac{k_{eff}(283^{\circ}\text{C}) - k_{eff}(289^{\circ}\text{C})}{10} \quad [C1]$$

Les résultats du calcul des coefficients isothermes pour chacune des trois configurations sont présentés dans le tableau ci-dessous. On reporte également les valeurs du facteur de multiplication effectif  $k_{eff}$  obtenu en sortie du calcul cœur pour les températures isothermes de 283 °C, 286 °C et 289 °C.

Configuration des barres de contrôle	Concentration en bore soluble critique (ppm)	Température du modérateur (°C)	DRAGON-DONJON		Expérience		$\frac{[C1]-[M]}{[M]}$
			$k_{eff}$ cœur	$\alpha_{iso}$ [C1] (pcm/°C)	$\alpha_{iso}$ [M]	[C1] - [M]	
Toutes Grappes Extraites	1206	283	0,98648				
		286	0,98638	-3,22	-1,56	-1,66	1,06
		289	0,98629				
Groupe D entièrement inséré	1084	283	0,98660				
		286	0,98687	-9,23	-5,56	-3,67	0,66
		289	0,98713				
Groupe D et C entièrement insérés	960	283	0,98790				
		286	0,98743	-16,3	-10,2	-6,10	0,60
		289	0,98695				

Tableau 7. Comparaison du calcul DRAGON-DONJON à la mesure

Le biais calcul-mesure pour la détermination d'un coefficient de température isotherme est, selon [56] pour les réacteurs de 900 MWe, de l'ordre de  $-2,5$  pcm/°C, et l'incertitude résiduelle sur la valeur calculée corrigée du biais est de l'ordre de  $\pm 1,5$  pcm/°C.

Les premiers résultats obtenus montrent que le calcul des coefficients isothermes donné par DRAGON-DONJON est dans cette fourchette d'incertitude sur le coefficient température pour la configuration «toutes grappes extraites ».

On observe une augmentation de l'écart calcul-mesure avec l'insertion des groupes. L'écart calcul-mesure est très important dans la configuration « groupes D et C insérés ».

On peut remarquer dans le tableau 8. que l'on a un biais quasi systématique par rapport à l'état critique expérimental dans chaque configuration d'environ 1300 pcm. Cette constance signifie que l'on calcule de manière relativement correcte le « poids » des barres de contrôle.

Configuration des barres de contrôle	Ecart à la criticité
	$\rho(286^{\circ}\text{C}) = \frac{k_{eff}(286^{\circ}\text{C}) - 1}{k_{eff}(286^{\circ}\text{C})}$
Toutes Grappes Extraites	- 1381 pcm
Groupe D entièrement inséré	- 1330 pcm
Groupe D et C entièrement insérés	-1273 pcm

Tableau 8. Ecart à la criticité calcul - expérience

Si on compare les résultats obtenus par la chaîne neutronique DRAGON-DONJON, on s'aperçoit que l'on se situe dans le même ordre de grandeur que ceux obtenus en 1979 par la chaîne NEPTUNE (CEA) qui a servi de base à la qualification de la chaîne APOLLO1-CRONOS1.

Configuration			Mesure [M]	$\alpha_{iso}$ (pcm/°C)		
				DRAGON-DONJON [C1]	ARK-TORTISE [C2]	NEPTUNE [C3]
Toutes Grappes Extraites	1206 ppm	286 °C	-1,56	-3,22	0,30	-2,70
Groupe D entièrement inséré	1084 ppm	286 °C	-5,56	-9,23	-6,00	-8,80
Groupe D et C entièrement insérés	960 ppm	286 °C	-10,2	-16,3	-13,5	-16,1

Tableau 9. Comparaison des différents résultats de coefficient isotherme obtenus par les codes de calcul

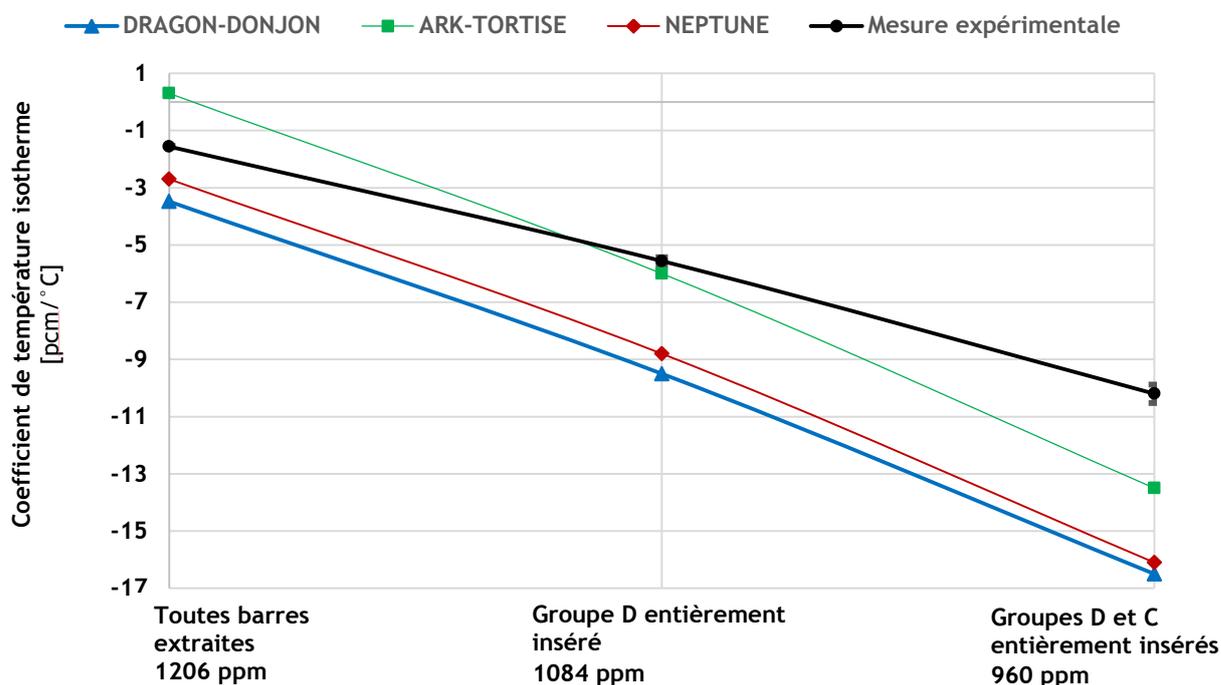


Figure 19. Comparaison des différents résultats de coefficient isotherme obtenus par les codes de calcul, par rapport à la mesure expérimentale

On peut remarquer que les résultats de calcul du coefficient de température isotherme obtenus par les chaînes de calcul ARK-TORTISE, NEPTUNE et DRAGON-DONJON présentent tous la même tendance.

## 5.2 ANALYSE DES ECARTS

Les sources d'écarts entre le calcul et la mesure peuvent provenir de trois principales composantes :

- **les incertitudes expérimentales**
  - précision, répétabilité, justesse résiduelle, résolution, étalonnage des captures
  - paramètres cinétiques introduits dans le réactimètre
  - plage de fonctionnement du réactimètre, etc.
- **le schéma de calcul**
  - à l'étape du traitement multigroupe
    - options de NJOY utilisées,
    - données nucléaires de base (évaluation, maillage énergétique), etc.
  - à l'étape du calcul d'assemblage
    - méthodes de calcul (autoprotection, calcul du flux, homogénéisation, condensation, équivalence),
    - approximations géométriques liées au schéma (i.e cylindrisation des cellules), etc.
  - à l'étape du calcul cœur entier
    - maillage spatial du cœur,
    - nombre de groupes en énergie retenus pour le calcul de diffusion,
    - méthode de calcul (éléments finis de Raviart-Thomas, Gauss-Lobato, ...),
    - effets de redistribution du flux en présence de barres,
    - modélisation du réflecteur, etc.
- **les hypothèses de modélisation**
  - incertitude/précision des données technologiques,
  - choix du modèle de contre-réaction,
  - approximations géométriques,
  - contenu isotopique des matériaux et milieux, etc.

On suppose, dans un premier temps, que le schéma de calcul utilisé est correct. On suppose également que les hypothèses de modélisation sont également acceptables. On se propose alors dans cette partie, d'évoquer la question des incertitudes expérimentales et d'analyser la sensibilité du schéma de calcul aux paramètres expérimentaux de contre-réaction.

### 5.2.1 INCERTITUDES EXPÉRIMENTALES

Les résultats des essais à puissance nulle fournis dans le rapport CEA-N-2092 [1] sont donnés sans incertitudes de mesure. On se propose au [paragraphe 5.2.2](#). de faire des hypothèses sur celles-ci afin de nous donner un ordre de grandeur sur la sensibilité du calcul du coefficient isotherme par rapport aux données d'entrées. Ceci nous permettra d'obtenir un premier ordre de grandeur sur la précision acceptable attendue.

On dispose néanmoins pour chaque configuration d'au moins deux mesures : la mesure lors du chauffage, et celle lors du refroidissement (cf. [tableau 1.](#)). On peut donc définir une erreur type sur la moyenne, caractéristique de l'effet d'hystérésis de la mesure. On présente ci-dessous l'impact de cet effet pour chaque configuration :

Configuration	Erreur type A sur la moyenne
Toutes Grappes Extraites 1206 ppm ( $\pm 2$ ) de bore soluble	$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (-1,52 - (-1,56))^2 + (-1,60 - (-1,56))^2} \approx 0,03 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$
Groupe D entièrement inséré 1084 ppm ( $\pm 0$ ) de bore soluble	$\frac{1}{\sqrt{4}} \cdot \sqrt{\frac{1}{4} \cdot (-5,56 - (-5,56))^2 + (-5,76 - (-5,56))^2 + (-5,78 - (-5,56))^2}$ $\approx 0,13 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$
Groupe D et C entièrement insérés 960 ppm ( $\pm 2$ ) de bore soluble	$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (-10,66 - (-10,2))^2 + (-9,76 - (-10,2))^2} \approx 0,32 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$

Tableau 10. Erreur type sur la moyenne expérimentale du coefficient de température isotherme liée à l'effet d'hystérésis

On peut remarquer que déjà au niveau expérimental, la détermination du coefficient de température se voit entaché d'une erreur type sur sa moyenne (lié à l'effet d'hystérésis) qui augmente avec l'insertion des groupes.

### 5.2.2 SENSIBILITE DU CALCUL DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE ISOTHERME PAR RAPPORT AUX PARAMETRES EXPERIMENTAUX DE CONTRE-REACTION

On étudie la sensibilité de notre schéma de calcul aux paramètres d'entrée suivants :

- la valeur de la température isotherme  $T_{iso}$ ,
- La masse volumique du modérateur  $d_{mod}$ ,
- La concentration en bore soluble  $c_{bor}$ .

On suppose que la température isotherme est déterminée expérimentalement avec une incertitude de  $\pm 1^\circ\text{C}$ . On considère une erreur de  $\pm 2\%$  sur la masse volumique du modérateur, laquelle correspond à l'ordre de grandeur d'erreur que l'on commet selon la table de l'eau utilisée. On dispose dans la note CEA-N-2092 [1, p. 169], pour chaque configuration, de 3 valeurs de concentrations en bore critique en bore déterminées à 15 minutes d'intervalle. On considère l'écart maximum observé qui est de 5 ppm comme l'erreur que l'on commet sur la concentration en bore soluble.

On présente dans les tableaux ci-dessous les résultats des calculs d'influence du coefficient de température isotherme aux paramètres d'entrée considérés.

#### 5.2.2.1 Sensibilité du calcul par rapport à la température isotherme

Configuration	Température isotherme	Coefficient de température isotherme calculé	Ecart maximum
	$T_{iso}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\alpha_{iso}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )	$i_{T_{iso}}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )
Toutes Grappes Extraites 1206 ppm de bore soluble	285	-3,05	$\pm 0,73$
	286	-3,22	
	287	-3,95	

Tableau 11. Sensibilité du calcul par rapport à la donnée d'entrée {température isotherme}

#### 5.2.2.2 Sensibilité du calcul par rapport à la masse volumique du modérateur

La masse volumique du modérateur prise comme référence (0%) est de  $0,75361\text{ g/cm}^3$  et correspond à la masse volumique de l'eau donnée par la formulation IAPWS-IF97 pour une température de  $286^\circ\text{C}$ .

Configuration	Erreur Masse volumique du modérateur	Coefficient de température isotherme	Incertitude induite
	$d_{mod}$ ( $\text{g/cm}^3$ )	$\alpha_{iso}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )	$i_{d_{mod}}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )
Toutes Grappes Extraites Température isotherme de $286^\circ\text{C}$ 1206 ppm de bore soluble	-2%	-4,16	$\pm 0,94$
	0%	-3,22	
	+2%	-3,17	

Tableau 12. Sensibilité du calcul par rapport à la donnée d'entrée {masse volumique du modérateur}

#### 5.2.2.3 Sensibilité du calcul par rapport à la concentration en bore

Configuration	Concentration en bore soluble	Coefficient de température isotherme	Incertitude induite
	$c_{bor}$ (ppm)	$\alpha_{iso}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )	$i_{c_{bor}}$ (pcm/ $^\circ\text{C}$ )
Toutes Grappes Extraites Température isotherme de $286^\circ\text{C}$	1201	-3,45	$\pm 0,23$
	1206	-3,22	
	1211	-3,16	
Groupe D entièrement inséré Température isotherme de $286^\circ\text{C}$	1079	-9,36	$\pm 0,61$
	1084	-9,23	
	1089	-9,06	
Groupes D et C entièrement insérés Température isotherme de $286^\circ\text{C}$	955	-16,33	$\pm 0,30$
	960	-16,27	
	965	-15,97	

Tableau 13. Sensibilité du calcul par rapport à la donnée d'entrée {concentration en bore soluble}

On réalise un rapide calcul enveloppe de propagation des écarts maximum considérant les paramètres indépendants entre eux (ce qui n'est pas exact) :

$$i = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 \cdot \Delta T_{iso}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 \cdot \Delta d_{mod}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 \cdot \Delta c_{bor}^2}$$

Pour la configuration « toutes barres extraites », on obtient ainsi une incertitude globale enveloppe de  $1,87\text{ pcm/}^\circ\text{C}$ . Cette incertitude couvre à elle seule l'écart-calcul mesure observé « toutes barres extraites ».

### 5.3 VERIFICATION PHYSIQUE DU SCHEMA DE CALCUL GOBAL

On cherche à analyser plus précisément l'augmentation de l'écart calcul - mesure observé lors de l'insertion des groupes de contrôle de la réactivité afin d'identifier les paramètres influents dans cette augmentation.

On calcule tout d'abord les contributions séparées des effets dû à la température et à la densité du modérateur (coefficient température modérateur) et celle de l'effet dû à la température du combustible (coefficient Doppler-température). On analyse ensuite l'influence du bore sur ces contributions puis on examine si il est possible de décorrélérer l'influence du bore de celle liée à l'insertion des grappes de contrôle seule.

#### 5.3.1 CONTRIBUTIONS SEPARÉES DES EFFETS DUS AUX VARIATIONS DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE ET DU MODERATEUR

On calcule séparément le coefficient de température du modérateur et le coefficient de température du combustible dans les trois configurations des essais physiques à puissance nulle (tableau 1).

Configuration	MESURE		DRAGON-DONJON			
	$\alpha_{iso}$ (pcm/°C) [M]	$\alpha_{iso}$ (pcm/°C) [C1]	$\alpha_{dop}$ (pcm/°C) [C1d]	$\alpha_{mod}$ (pcm/°C) [C1m]		
Toutes Grappes Extraites	1206 ppm	286 °C	-1,56	-3,11	-2,74	-0,18
Groupe D entièrement inséré	1084 ppm	286 °C	-5,56	-9,23	-2,80	-6,47
Groupes D et C entièrement insérés	960 ppm	286 °C	-10,2	-16,3	-2,75	-13,4

Tableau 14. Coefficients de température isotherme, modérateur et combustible dans les trois configurations de l'essai

L'estimation du coefficient de température du combustible ( $\alpha_{dop}$ ) est cohérente. Elle correspond bien à l'ordre de grandeur attendu (-2,5 et -3,5 pcm/°C) [20].

L'écart entre calcul DRAGON-DONJON et la mesure faite lors de l'essai du coefficient de température isotherme provient donc essentiellement d'une mauvaise estimation du coefficient de température du modérateur.

Si on considère que le coefficient de température du combustible est constant et vaut -2,80 pcm/°C, on remarque l'on a un coefficient de température du modérateur expérimental positif pour la configuration toutes grappes extraites :

$$\alpha_{mod}^{MESURE, Toutes barres extraites} = \alpha_{iso}^{MESURE, Toutes barres extraites} - (-2,80) = 1,24 \text{ pcm/°C}$$

On rappelle que la valeur du coefficient de température du modérateur mesuré toutes barres extraites à puissance nulle correspond à la valeur maximale de ce paramètre pour toute la campagne dans une situation critique.

Les principes de sûreté actuels (post 1986) n'auraient pas autorisé sans mesures compensatoires l'exploitation de ce cœur faite en 1975 avec un coefficient de température du modérateur positif à puissance nulle, toutes barres extraites. Une mesure compensatoire aurait pu être de définir une cote limite d'extraction des barres de contrôle pour s'assurer d'avoir un coefficient de température du modérateur toujours négatif. Le démarrage du cœur (montée en puissance) aurait pu ainsi être réalisé cœur avec grappes légèrement insérées. Une autre mesure compensatoire aurait pu être de modifier la valeur de la concentration en bore.

#### 5.3.2 CONTRIBUTION DES EFFETS DE DENSITE ET DE TEMPERATURE DU MODERATEUR

On se propose à présent de séparer les effets de densité du modérateur (variation de masse volumique à température constante) des effets purement de température (effets d'agitation des noyaux et d'élargissement des résonances) sur les sections efficaces du modérateur.

On fixe la température effective du combustible ( $t_{com}$ ) et la concentration en bore soluble ( $c_{bor}$ ) selon les trois configurations des essais physiques de démarrage étudiées (tableau 1).

Pour rappel, en considérant que le facteur de multiplication effectif de la population neutronique  $k_{eff}$  ne dépend que de la densité du modérateur  $d_{mod}$  et de la température du modérateur  $T_{mod}$ , on peut écrire :

$$dk_{eff} = \left. \frac{\partial k_{eff}}{\partial d_{mod}} \right|_{T_{mod}} d(d_{mod}) + \left. \frac{\partial k_{eff}}{\partial T_{mod}} \right|_{d_{mod}} d(T_{mod}) \quad (6)$$

On peut alors définir le coefficient de température modérateur selon l'équation ci-dessous :

$$\alpha_{mod} = \frac{1}{(k_{eff})^2} \cdot \left( \left. \frac{\partial k_{eff}}{\partial d_{mod}} \right|_{T_{mod}} \cdot \frac{d(d_{mod})}{d(T_{mod})} + \left. \frac{\partial k_{eff}}{\partial T_{mod}} \right|_{d_{mod}} \right) \quad (7)$$

où :

- $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right|_{T_{\text{mod}}}$  est appelé **coefficient de densité isotherme**. Il représente la variation relative du  $k_{\text{eff}}$  pour une variation isotherme de la masse volumique du modérateur. Il rend compte de la variation du rapport de modération en fonction de la densité du modérateur.
- $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \right|_{d_{\text{mod}}}$  est appelé **coefficient spectral à densité constante**. Il représente la variation relative du  $k_{\text{eff}}$  pour une variation de la température du modérateur à densité du modérateur imposée. Il prend en compte l'effet Doppler sur les sections efficaces du modérateur et rend compte de la variation de l'énergie cinétique des atomes cibles.

On réalise le calcul des coefficients en utilisant la formulation du maillage à trois points (équation 11) avec un pas de température modérateur de 1°C, autour de 286°C. Les densités du modérateur associées à chacune des trois températures sont déterminées à l'aide de la formulation IAPWS-IF97 [54]. Les valeurs des facteurs de multiplication effectifs utilisés sont disponibles dans la référence [51].

On détermine sur la plage de température [281 ; 291 °C] :  $\zeta = \frac{\delta(d_{\text{mod}})}{\delta(T_{\text{mod}})} = -1,82 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3} \cdot \text{°C}^{-1}$ .

Configuration	Coefficient de densité isotherme $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right _{T_{\text{mod}}=286^\circ\text{C}}$ (pcm.cm <sup>3</sup> .g <sup>-1</sup> )	Effet de densité du modérateur [a] $\zeta \cdot \left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial d_{\text{mod}}} \right _{T_{\text{mod}}=286^\circ\text{C}}$ (pcm. °C <sup>-1</sup> )	Coefficient spectral à densité constante [b] $\left. \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T_{\text{mod}}} \right _{d_{\text{mod}}=0,7536}$ (pcm. °C <sup>-1</sup> )	Coefficient de température modérateur $\alpha_{\text{mod}}$ =([a]+[b])/k <sub>eff</sub> <sup>2</sup> (pcm. °C <sup>-1</sup> )
Toutes grappes extraites (1206 ppm)	-1020	1,98	-2,09	-0,11 (k <sub>eff</sub> = 0,98638)
Groupe D entièrement inséré (1084 ppm)	+2040	-3,64	-2,79	-6,26 (k <sub>eff</sub> = 0,98687)
Groupes D et C entièrement insérés (960 ppm)	+5700	-10,4	-3,02	-13,1 (k <sub>eff</sub> = 0,98743)

Tableau 15. Calcul séparé des différentes contributions du coefficient de température modérateur

Les résultats montrent que :

- Le coefficient spectral à densité constante varie peu entre les différentes configurations. Ceci est cohérent car il dépend physiquement uniquement des effets dus à la température du modérateur seule (sans les effets de dilatation). Comme la température nominale pour chaque configuration est identique (286°C) et que l'on considère une même variation autour de cette température pour le calcul, on vérifie ainsi la faible dépendance de ce coefficient aux autres paramètres : concentration en bore, insertion des grappes. Le coefficient devient un peu plus négatif avec l'insertion des groupes : de -0,7 pcm/°C pour l'insertion du groupe D, de -0,2pcm/°C lors de l'insertion du groupe C.
- le coefficient de densité isotherme varie de manière importante entre les différentes configurations. Cela signifie que celui-ci est dépendant d'au moins un des paramètres variant entre celles-ci, soit la concentration en bore soluble, soit le nombre de barres de contrôle insérées. Le coefficient de densité isotherme devient plus positif avec l'insertion des groupes : +3060 pcm.cm<sup>3</sup> /g pour le groupe D (1084 ppm) et +3060 pcm.cm<sup>3</sup> /g pour le groupe C (960ppm).
- On ne retrouve pas complètement le coefficient de température modérateur lorsqu'on le calcule en additionnant les effets séparés. Il existe un effet de couplage entre les variables  $t_{\text{mod}}$  et  $d_{\text{mod}}$  du fait d'un terme croisé. Ce terme est probablement dû au fait que l'on réalise un calcul en simple précision et avec un critère de convergence<sup>27</sup> sur le  $k_{\text{eff}}$  d'au moins  $1 \cdot 10^{-5}$ .

<sup>27</sup> La précision de notre calcul est défini par un critère de convergence sur les itérations externes du flux. Il est fixé à  $1 \cdot 10^{-5}$ . La précision sur le  $k_{\text{eff}}$  obtenu est donc à minima de  $1 \cdot 10^{-5}$  (elle ne peut être plus faible, mais peut être meilleure).

De ses observations, on peut constater que l'écart calcul-mesure sur le coefficient de température du modérateur est porté par sa contribution liée aux effets introduits par la variation de la masse volumique du modérateur.

Le modérateur du cœur Tihange-I contient du bore soluble. Lors de l'insertion des groupes, la concentration en bore a été diminuée pour maintenir le cœur critique. Les variations de réactivité concernant le modérateur lors de l'insertion des groupes sont donc le résultat de deux effets : celui dû aux variations de la concentration en bore soluble, et celui dû à l'insertion des absorbants en Argent-Indium-Cadmium.

On se propose alors d'étudier la variation du coefficient de température modérateur  $\alpha_{mod}$ , du coefficient de densité isotherme et du cœur en fonction de la concentration en bore soluble  $c_{bor}$ .

### 5.3.3 INFLUENCE DU BORE SOLUBLE SUR LE COEFFICIENTS DE TEMPERATURE DU MODERATEUR ET DU COMBUSTIBLE

On calcule les coefficients de température du modérateur ( $\alpha_{mod}$ ) et les coefficients de température du combustible ( $\alpha_{top}$ ) à partir des valeurs du facteur de multiplication effectif ( $k_{eff}$ ) calculées pour le cœur entier (calcul transport puis diffusion) pour différentes valeurs de concentrations en bore et pour les trois configurations des essais physiques (cf. tableau 1).

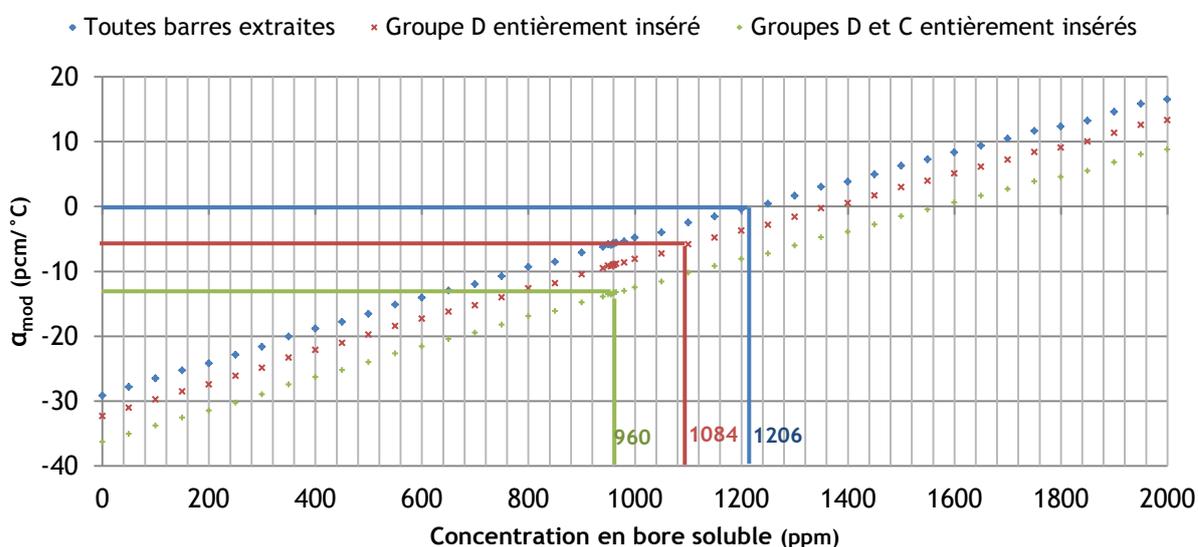


Figure 20. Évolution du coefficient de température modérateur pour les trois configurations d'essais en fonction de la concentration en bore soluble.

L'évolution du coefficient de température du modérateur s'apparente à une droite ayant pour pente  $+0,023$  ( $\text{pcm}/^\circ\text{C}$ )/ppm. Cette pente est quasiment identique pour toutes les configurations. Cela signifierait que l'efficacité du bore varie peu entre chacune des configurations.

Le coefficient température modérateur devient plus négatif avec insertion des groupes de contrôle. Cette constatation est correcte physiquement car les barres de contrôle conduisent à durcir le spectre neutronique, c'est elles sont composées d'éléments (Argent-Indium-Cadmium) qui sont de grands absorbants de neutrons thermiques. Ainsi, le flux moyen se déplace vers les plus hautes énergies conduisant à perdre en efficacité au niveau du bore. Le coefficient de température du modérateur devient donc naturellement plus négatif car le premier effet (effet bore) diminue (cf. page 14) et le deuxième effet (impact sur la modération des neutrons) augmente.

On peut illustrer ce phénomène en traçant, à partir des données en sortie du module FLU, les spectres du flux moyen entre un assemblage grappes extraites et grappes insérées, à paramètres locaux constants, on observe une dépression du flux dans le domaine thermique.

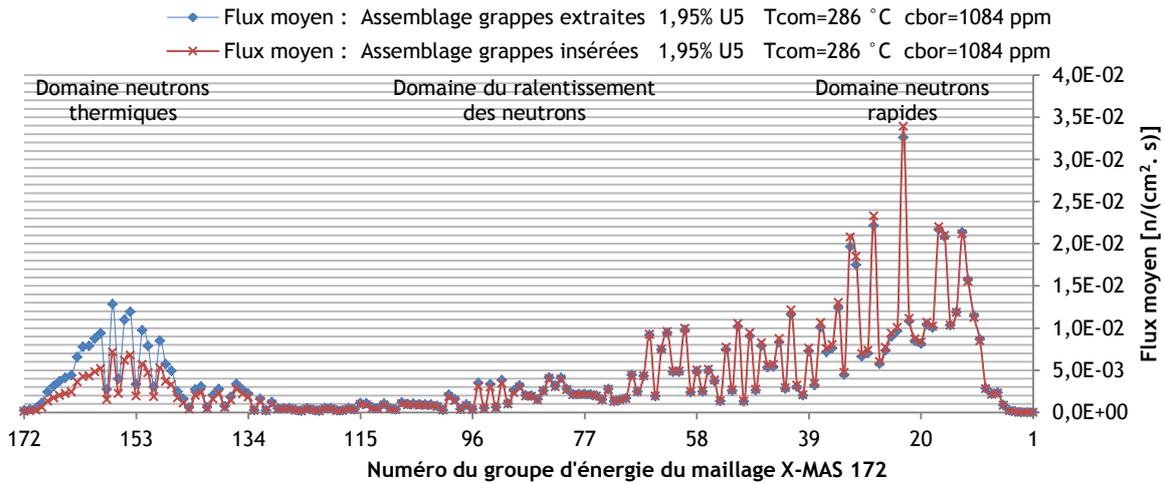


Figure 21. Spectres du flux moyen de l'assemblage enrichi à 1,95% en uranium 235 sans barres et avec barres

A partir des valeurs du facteur de multiplication effectif ( $k_{eff}$ ) calculées cœur entier aux diverses concentrations en bore, on se propose de calculer l'efficacité du bore pour confirmer l'hypothèse faite précédemment sur celle-ci (« l'efficacité du bore varie peu entre chacune des configurations »).

Position des groupes de commande	Concentration en bore (ppm)	$k_{eff}(T_{com}=T_{mod}=286\text{ °C})$	Efficacité du bore (pcm/ppm)
Toutes Grappes Extraites	0	1,13930	
	1000	1,00896	-11,0
	2000	0,90977	
Groupe D entièrement inséré	0	1,12244	
	1000	0,99596	-11,0
	2000	0,89941	
Groupes D et C entièrement insérés	0	1,10477	
	1000	0,98319	-10,9
	2000	0,88987	

Tableau 16. Efficacité du bore en fonction de la position des groupes

On calcule également la concentration en bore soluble pour laquelle on obtient avec notre schéma de calcul une réactivité nulle pour chaque configuration. Les résultats obtenus sont proches des valeurs de concentration en bore soluble critique définies lors de l'essai (cf. tableau 1).

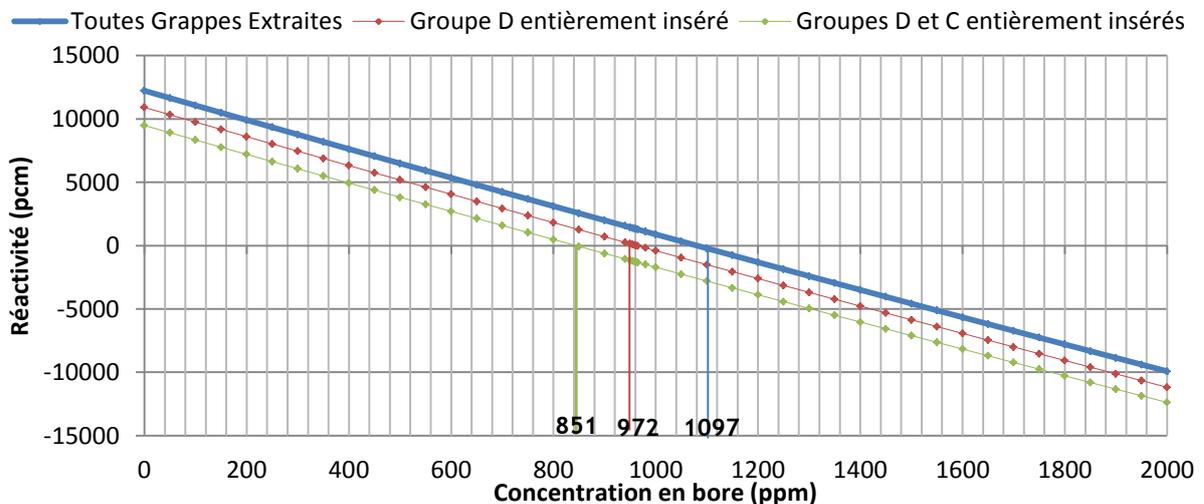


Figure 22. Évolution de la réactivité calculée pour une température isotherme de 286°C, en fonction de la concentration en bore soluble.

On trace à présent l'évolution du coefficient de température du combustible en fonction de la concentration en bore soluble.

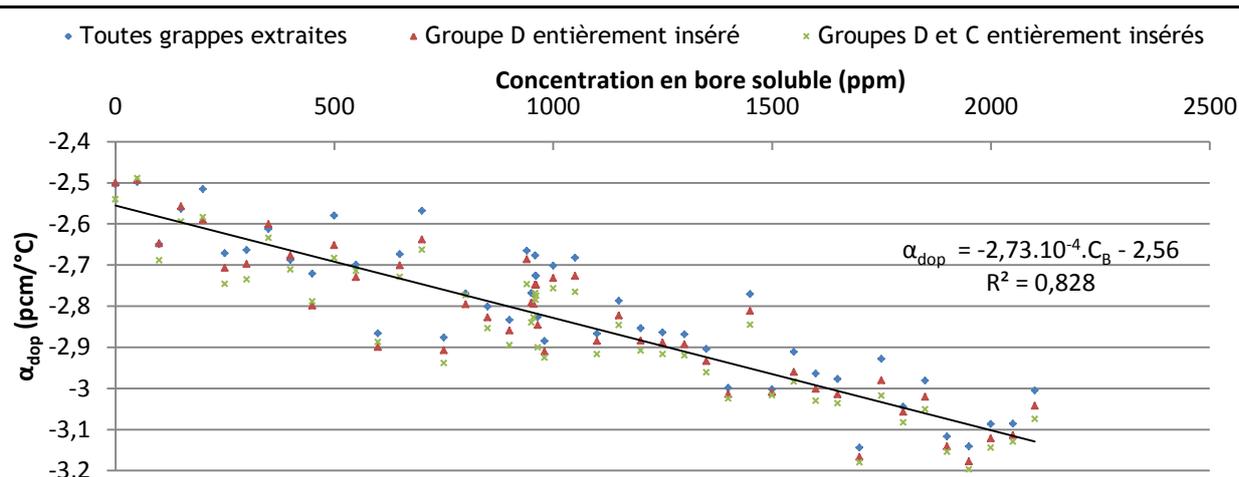


Figure 23. Évolution du coefficient de température du combustible pour les trois configurations d'essais en fonction de la concentration en bore soluble.

On peut tout d'abord remarquer que l'ordre de grandeur du coefficient Doppler obtenu pour chacune des concentrations en bore soluble est compris dans son intervalle attendu : -2,5 à 3,5 pcm/°C [21].

On s'attendrait à n'avoir aucune dépendance du coefficient de température du combustible en fonction de la concentration en bore soluble. Étant donné que l'on calcule ici le coefficient de température du combustible à partir des données du  $k_{\text{eff}}$  calculées pour le cœur entier, plusieurs phénomènes peuvent en être la cause. Le phénomène le plus plausible serait lié aux effets d'autoprotection. Pour confirmer cette hypothèse, on se propose de réaliser à nouveau l'étude non pas pour le cœur complet mais pour un assemblage donné. On choisit l'assemblage enrichi à 1,95% sans poisons consommables, lequel est l'assemblage le plus présent dans le cœur. On se place en configuration toutes barres extraites.

Les résultats obtenus à la suite du calcul réseau donnent la même allure d'évolution. On retrouve donc cette dépendance à la fois au niveau du calcul d'assemblage et au niveau du calcul cœur.

On peut expliquer physiquement la diminution de la valeur du coefficient Doppler avec la concentration en bore soluble par le fait que l'absorption dans le modérateur laquelle est sensible à la dilution, affecte un isotope résonnant ; autrement dit l'autoprotection d'un isotope résonnant est affectée par les caractéristiques du modérateur. D'autre part, les fluctuations observées qui sont de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-6}$  sont probablement dues au critère de convergence, et au fait que notre calcul est réalisé en simple précision. Des investigations complémentaires sur ces fluctuations pourraient être intéressantes à mener.

On peut conclure des différentes observations réalisées dans ce paragraphe, que les phénomènes physiques observés dans le cadre de notre modélisation sont cohérents avec la physique.

On peut observer que l'insertion des grappes tend bien à rendre plus négatif le coefficient de température du modérateur et n'agit pas sur le coefficient de température du combustible.

On a pu également vérifier que l'ajout de bore soluble tend bien à rendre plus positif le coefficient de température du modérateur.

La détermination des concentrations en bore soluble pour lesquelles on obtient une réactivité nulle à l'aide de notre schéma de calcul sont proches des concentrations critiques en bore soluble déterminées par l'expérience. En outre, nos calculs donnent une efficacité du bore presque constante de -11 pcm/ppm. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur attendu [10,21].

On a pu constater que la variation de la réactivité, à la température isotherme fixée, en fonction de la concentration en bore soluble, est à peu près identique dans chaque configuration. Cette valeur est linéaire, et provient principalement de la contribution des effets du modérateur.

On observe ainsi à nouveau (cf. paragraphe 5.3.2) que le coefficient de température du modérateur est prépondérant devant le coefficient de température du combustible.

Le coefficient de température du modérateur calculé en fonction de la concentration en bore soluble (cf. figure 20.) s'apparente à une droite de pente +0,023 (pcm/°C)/ppm.

Le coefficient de température du combustible calculé pour chacune des concentrations en bore soluble est compris dans son intervalle attendu : de -2,5 à 3,5 pcm/°C [21]. On a pu remarquer néanmoins que le coefficient de température du combustible dépend légèrement de la concentration en bore soluble (cf. figure 23.).

## 5.4 VERIFICATION PHYSIQUE DU SCHEMA DE CALCUL ASSEMBLAGE (TRANSPORT)

On se focalise sur les assemblages enrichis à 1,95% en uranium étant donné que les huit groupes C et les huit groupes D sont accueillis uniquement au sein de ceux-ci. On réalise plusieurs analyses par perturbation des différents types d'assemblages enrichis à 1,95% à l'aide du module **DUO**: du code de transport DRAGON Version5 pour préciser les effets par isotope, par énergie et par interaction.

### 5.4.1 ANALYSE DE L'ECART CALCUL-MESURE DANS LA CONFIGURATION GROUPES D INSERES

#### 5.4.1.1 Présentation de la méthodologie d'étude

Le facteur de multiplication de la population neutronique du cœur est un rapport de taux de réaction. Tout taux de réaction est l'intégrale (en espace et en énergie) du produit de trois termes : une **section efficace microscopique**, une **concentration**, un **flux**.

On étudie conjointement les variations de ces trois termes pour une variation isolée ou couplée des paramètres locaux du cœur : température et densité du modérateur, température du combustible, concentration en bore soluble, insertion des groupes d'absorbants.

On s'intéresse dans cette analyse aux assemblages contenant les groupes de régulation D et C (cf. figure 4), composés chacun de 12 crayons d'Ag-In-Cd appelés barres. Ces assemblages sont enrichis à 1,95% en uranium 235 (région III) et ne contiennent pas de poisons consommables. On rappelle la composition isotopique du combustible de la région III dans le tableau ci-dessous.

	<b>Uranium 238 (%)</b>	<b>98,019</b>
<b>Zone d'enrichissement</b>	<b>Uranium 235 (%)</b>	<b>1,950</b>
<b>Région III</b>	Uranium 234 (%)	0,019
	Uranium 236 (%)	0,012

Tableau 17. Teneur isotopique du combustible UO<sub>2</sub> de l'assemblage le moins enrichi du premier cœur de Tihange-I

Nous nous intéressons dans cette analyse phénoménologique à la configuration du cœur suivante : **groupes D entièrement insérés, concentration en bore soluble de 1084 ppm**. On présente dans le tableau ci-dessous les paramètres locaux du système initial pris pour référence (1) et des systèmes perturbés (2, 3, 4, 5) étudiés.

Système	Température effective du combustible (°C)	Température du modérateur (°C)	Densité du modérateur (g.cm-3)	Concentration en bore (ppm)
<b>1</b>	<b>286</b>	<b>286</b>	<b>0,753607</b>	<b>1084</b>
2	287	286	0,753607	1084
3	286	287	0,751778	1084
4	286	286	0,753607	1085

Tableau 18. Paramètres locaux des différents systèmes étudiés

On réalise également une analyse par perturbation entre le système de référence et chaque système perturbé dans des conditions du **mode fondamental** afin de déterminer les origines des écarts du facteur de multiplication de la population neutronique  $k_{eff}$  à l'aide du module **DUO**: de DRAGON. [58]

#### Méthodologie de décomposition de la réactivité à l'aide du module DUO:

La méthode d'analyse par perturbation utilisée dans le module DUO : est équivalente à celle utilisée dans le module CLIO: d'APOLLO2 introduite par S. Perruchot-Triboulet and R. Sanchez [59]. Cette méthode consiste à décomposer la variation de la réactivité sur les sections de réaction isotopiques, à partir des flux directs ou adjoints des deux systèmes comparés. Les équations bilan pour le premier système s'écrivent :

$$\mathbb{L}_1 \phi_1 - \lambda_1 \mathbb{P}_1 \phi_1 = \mathbf{0} \quad \text{et} \quad \mathbb{L}_1^T \phi_1^* - \lambda_1 \mathbb{P}_1^T \phi_1^* = \mathbf{0}$$

où

- $\mathbb{L}_1$  = opérateur<sup>28</sup> de déplacements : absorptions (totale : capture+ fission) + fuites - diffusions,
- $\mathbb{P}_1$  = opérateur de productions : productions ( $\nu \times$  fissions),
- $\lambda_1$  = valeur propre : inverse du facteur de multiplication effectif ( $1/k_{eff1}$ ),
- $\phi_1$  = flux direct multigroupe dans chaque région de la géométrie,
- $\phi_1^*$  = flux adjoint multigroupe dans chaque région de la géométrie.

<sup>28</sup> opérateur : matrice de taux de réaction

De manière similaire, l'équation bilan du deuxième système (qui subit la perturbation) s'écrit :

$$\mathbb{L}_2 \phi_2 - \lambda_2 \mathbb{P}_2 \phi_2 = \mathbf{0}$$

En notant  $\delta$  les écarts entre les différentes grandeurs intervenant dans ces expressions :

$$\mathbb{L}_2 = \mathbb{L}_1 + \delta \mathbb{L}, \quad \mathbb{P}_2 = \mathbb{P}_1 + \delta \mathbb{P}, \quad \phi_2 = \phi_1 + \delta \phi \quad \text{et} \quad \lambda_2 = \lambda_1 + \delta \lambda$$

Après plusieurs opérations algébriques [59, p.18], on obtient de manière exacte :

$$\delta \lambda = \frac{(\phi_1^*)^T (\delta \mathbb{L} - \lambda_1 \delta \mathbb{P}) \phi_2}{(\phi_1^*)^T \mathbb{P}_2 \phi_2}$$

On rappelle que la réactivité  $\rho$  d'un système est définie par :

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

D'autre part,

$$\lambda = \frac{1}{k_{\text{eff}}}$$

La variation de réactivité  $\delta \rho$ , entre le système initial et le système perturbé, s'exprime donc directement comme l'opposé de la différence des valeurs propres des deux systèmes :

$$\delta \rho = \frac{1}{k_{\text{eff}_1}} - \frac{1}{k_{\text{eff}_2}} = -\delta \lambda$$

#### 5.4.1.2 Modifications apportées au schéma de calcul

Pour effectuer notre analyse par perturbation, on reprend notre schéma de calcul (paragraphe 4.3.2) auquel on apporte les modifications suivantes :

- la précision demandée sur le calcul du flux pour les itérations externes est portée à  $1.10^{-6}$ ,
- on implémente dans le schéma le **calcul du flux adjoint**, on effectue des calculs sans fuites surfaciques : « calculs de transport à  $B^2$  nul<sup>29</sup>», puis ces mêmes calculs sont repris en intégrant le modèle de fuites B B1 ; ce dernier calcul permet vérifier le bon fonctionnement du module DUO: les systèmes étant au mode fondamental,  $\delta \lambda$  (donc  $\delta \rho$ ) doit être nul,
- la condensation considérée est celle de la bibliothèque nucléaire : 172 groupes d'énergie (X-MAS) [42],
- l'homogénéisation est réalisée par milieux (modérateur, régions combustible ...) [1, pp.154-159].

Les calculs d'assemblage donnent pour le système de référence considéré (système 1) les facteurs de multiplication direct et adjoint suivants :

		B <sup>2</sup> nul
Système1	k <sub>eff</sub> direct	1,03656
	k <sub>eff</sub> adjoint	1,03656

Tableau 19. k<sub>eff</sub> direct et adjoint du système non perturbé pris pour référence (calcul à B<sup>2</sup> nul)

On peut vérifier la cohérence du module DUO:, les k<sub>eff</sub> adjoints et directs étant égaux. Les calculs utilisant le modèle de fuites sont par définition plus rigoureux.

En effet, pour un calcul à buckling nul, le k<sub>eff</sub> du système initial est différent de celui du système perturbé. De plus les k<sub>eff</sub> sont différents de 1. Or, on résout l'équation stationnaire laquelle décrit un système à l'état critique (k<sub>eff</sub> = 1). Dans le cadre de la méthode de perturbation utilisée, pour réaliser la comparaison des deux systèmes (perturbé - initial), on doit ramener le k<sub>eff</sub> à 1. Cela se traduit dans le cas d'un calcul à B<sup>2</sup> nul, d'ajouter une composante compensatrice aux fuites réelles permettant de se ramener à la criticité. La sommation de l'écart de réactivité sur les sections et les groupes est donc égale à cette composante.

Dans un calcul avec modèle de fuites, le keff est fixé à 1 pour les deux systèmes. Les termes de fuites représentent les fuites réelles. La sommation de l'écart de réactivité sur les sections et les groupes est donc nulle.

L'implémentation de la réalisation du calcul avec le modèle de fuites B1 n'ayant été faite qu'à la fin de ce stage, on ne présente essentiellement que les calculs réalisés en type K (B<sup>2</sup> nul).

<sup>29</sup> B<sup>2</sup> =0, k<sub>eff</sub> = k<sub>inf</sub>

### 5.4.1.3 Analyse de l'influence de la température du combustible

On réalise l'analyse de perturbation entre le système 1 et le système 2 (cf. tableau 8). Les calculs d'assemblage à  $B^2$  nul donnent pour le système perturbé les facteurs de multiplication direct et adjoint suivants :

	$k_{\text{eff}}$ sans barres	$k_{\text{eff}}$ avec barres
Système 2	1,03653	0,70170

Tableau 20. Calculs à  $B^2$  nul du système 2

L'augmentation d'un degré de la température du combustible engendre une diminution de réactivité. Cette diminution se produit dans le combustible. Le premier responsable de cette diminution est l'uranium 238, comme l'illustre le tableau ci-après.

		sans barres	avec barres
Isotope	Milieu	$\Delta\rho$	$\Delta\rho$
U238	COMB001	-1,01	-1,53
U238	COMB002	-0,42	-0,63
U238	COMB003	-0,26	-0,38
U238	COMB004	-0,08	-0,12
U235	COMB001	+0,04	+0,09
U235	COMB002	+0,01	+0,03
U235	COMB003	+0,00	+0,01
U235	COMB004	+0,00	+0,00
O16	COMB001	-0,14	-0,41
O16	COMB002	-0,04	-0,14
O16	COMB003	-0,01	-0,03
O16	COMB004	-0,00	-0,00
H2O	ALL	-0,01	-0,02
B10	ALL	-0,00	-0,00
B11	ALL	-0,00	-0,00
Autres isotopes	ALL	-0,02	0,05
'Fuites'		-0,67	0,94
<b>Sommation</b>		<b>-2,61</b>	<b>-4,08</b>

Tableau 21. Analyse par isotopes (sommation sur les sections et les groupes)

On observe que la diminution de la réactivité est concentrée sur la couronne centrale du combustible (COMB001). On peut expliquer cet effet par le fait que le flux rapide et le flux thermique n'ont pas la même répartition spatiale. Les neutrons sont ralentis dans le modérateur, à l'extérieur du combustible, le flux thermique est donc plus important en périphérie. En revanche, les neutrons de haute énergie sont dus aux fissions qui n'ont lieu que dans le combustible, le flux rapide est par conséquent plus important au cœur de la cellule (COMB001 et COMB002) qu'en périphérie (COMB003 et COMB004).

L'écart en réactivité pour l'assemblage avec barres est plus important que celui sans. La variation de température étant la même pour les deux assemblages, les variations de concentrations atomiques sont les mêmes. L'écart est donc induit soit par une variation des sections efficaces différente et /ou une variation du flux différente. Une étude approfondie pourrait être ultérieurement menée pour analyser finement la décomposition de la variation de réactivité sur les sections et les groupes notamment par réaction, et avec un calcul de transport muni d'un modèle de fuites type  $B_1$ .

L'écart en réactivité induit par l'uranium 238 agit dans la même proportion pour l'assemblage avec barres et celui sans barre (environ 70%).

On s'aperçoit également que l'insertion des grappes joue sur l'écart en réactivité induit par l'oxygène 16. Sa contribution est d'environ 7% pour l'assemblage sans barre, et de 14% pour l'assemblage avec barres. Une étude complémentaire serait intéressante à mener.

#### 5.4.1.4 Analyse de l'influence de la température du modérateur

On s'intéresse dans ce paragraphe à l'étude des écarts en réactivité obtenus pour les perturbations suivantes :

- perturbation du système initial (système1) d'un degré de température du modérateur, en considérant l'expansion thermique de l'eau,
- perturbation du système initial (système1) d'un degré de température du modérateur, sans considérer l'expansion thermique de l'eau (pas de variation de la masse volumique du modérateur),
- perturbation du système initial (système1) considérant l'expansion thermique de l'eau (induite par la variation d'un degré de température du modérateur), à température fixée.

	Température effective du combustible (°C)	Température du modérateur (°C)	Densité du modérateur (g.cm <sup>-3</sup> )	Concentration en bore (ppm)
Système 3	286	287	0,751778	1084
Système 3'	286	287	0,753607	1084
Système 3''	286	286	0,751778	1084

Tableau 22. Paramètres locaux des systèmes perturbés

Les calculs d'assemblage réalisés sont à B<sup>2</sup> nul Les facteurs de multiplication de chaque système sont précisés dans le tableau 20.

	k <sub>eff</sub> (sans barres)	k <sub>eff</sub> (avec barres)
Système 1	1,03656	0,70170
Système 3	1,03676	0,70142
Système 3'	1,03656	0,70161
Système 3''	1,03677	0,70150

Tableau 23. Valeurs du facteur de multiplication effectif entre le système initial et les systèmes perturbés

A partir des facteurs de multiplication obtenus, on calcule entre chaque système perturbé et le système initial, l'écart en réactivité correspondant. On rappelle que l'on obtient cet écart selon la formule suivante :

$$\Delta\rho \text{ [pcm]} = \frac{1}{k_{\text{eff}}^{\text{Système Perturbé}}} - \frac{1}{k_{\text{eff}}^{\text{Système Initial}}} \quad (21)$$

	$\Delta\rho$ sans barres	$\Delta\rho$ avec barres
$\Delta\rho \quad (3 - 1)$	+ 19 pcm	- 57 pcm
$\Delta\rho_{T_{\text{mod}}} \quad (3' - 1)$	+ 19 pcm	- 17 pcm
$\Delta\rho_{d_{\text{mod}}} \quad (3'' - 1)$	- 0 pcm	- 40 pcm

Tableau 24. Écart en réactivité entre le système initial et les systèmes perturbés

Comme nous avons perturbé notre système d'un degré de température modérateur, l'écart de réactivité entre le système 3 et le système 1 obtenu (tableau 24), nous donne directement le coefficient de température du modérateur local (de l'assemblage en milieu infini).

L'écart en réactivité pour l'assemblage considéré sans barre vaut +19 pcm. On s'aperçoit donc que le coefficient de température local pour l'assemblage enrichi à 1,95% en uranium 235 et sans barres, considéré en milieu infini, est positif. L'écart en réactivité pour l'assemblage considéré sans barre vaut -57 pcm.

On peut observer que les effets dus à la variation de la température à densité du modérateur constante sont nuls pour l'assemblage sans barre. En l'absence de barres, l'effet global  $\Delta\rho$  observé suite à une augmentation de la température du modérateur est principalement dû à l'effet de densité du modérateur :  $\Delta\rho \approx \Delta\rho_{d_{\text{mod}}}$ .

On présente dans le tableau 25, la décomposition des écarts de réactivité par isotope et par milieux, en tenant compte des contributions séparées de la température et de la densité du modérateur sur la variation de la réactivité introduite par perturbation d'un degré de température et de la densité du modérateur sur la variation de la réactivité introduite par la perturbation d'un degré de température du modérateur.

On remarquera que si l'on additionne l'écart en réactivité de la contribution due à l'effet de densité du modérateur avec l'écart en réactivité induit par la contribution due aux effets purement de température, on n'obtient pas exactement l'écart en réactivité global. Cela provient d'une part, que le critère de convergence est fixé pour une précision de  $1.10^6$ , c'est-à-dire que l'on est précis à 0,1 pcm près, et d'un éventuel effet croisé entre les deux variables  $t_{mod}$  et  $d_{mod}$ . On note ce résidu  $\epsilon$ .

$$\Delta\rho = \Delta\rho_{Tmod} + \Delta\rho_{dmod} + \epsilon \quad (22)$$

Isotope	Milieu	Assemblage sans barres Ag-In-Cd			Assemblage avec barres Ag-In-Cd		
		$\Delta\rho_{Tmod}$	$\Delta\rho_{dmod}$	$\Delta\rho$	$\Delta\rho_{Tmod}$	$\Delta\rho_{dmod}$	$\Delta\rho$
H2O	MODCELL	-4,44	-44,60	-49,07	-46,37	-159,26	-205,67
H2O	MODETI	0,60	-0,65	-0,05	0,05	0,21	0,26
H2O	MODETE	0,08	-0,12	-0,04	-0,01	0,07	0,06
B10	MODCELL	-0,01	81,48	81,48	-0,03	82,95	82,94
B10	MODETI	0,00	2,04	2,04	0,00	0,14	0,14
B10	MODETE	0,00	0,32	0,32	0,00	0,20	0,20
B11	ALL	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
ZrNat	GAINECOMB	-0,15	0,01	-0,14	-0,26	0,02	-0,24
O16	ALL	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
U238	COMB001	-0,01	0,69	0,69	-0,01	1,02	1,01
U238	COMB002	0,00	0,52	0,52	-0,01	0,76	0,76
U238	COMB003	0,00	0,29	0,29	0,00	0,43	0,43
U238	COMB004	0,00	0,11	0,11	0,00	0,15	0,15
U235	COMB001	-0,01	-0,03	-0,04	-0,07	-0,04	-0,10
U235	COMB002	0,00	-0,01	-0,01	-0,03	-0,02	-0,04
U235	COMB003	0,00	0,00	0,00	-0,01	0,00	-0,01
Ag107	BarresAIC	-	-	-	-0,07	0,01	-0,06
In115	BarresAIC	-	-	-	-0,15	0,01	0,38
Ag109	BarresAIC	-	-	-	0,37	0,02	-0,14
Autres isotopes	ALL	-0,01	-0,01	-0,05	-0,05	-0,02	-0,06
	MODCELL	4,46	-36,88	-32,38	46,43	76,32	122,77
	MODETI	-0,61	-1,40	-2,00	-0,05	-0,35	-0,40
	MODETE	-0,08	-0,20	-0,28	0,01	-0,27	-0,26
	GAINECOMB	0,15	-0,01	0,14	0,26	-0,02	0,24
'Fuites'	COMB001	-0,32	12,41	12,01	-11,63	-27,34	-39,03
	COMB002	-0,12	4,31	4,17	-4,27	-10,44	-14,73
	COMB003	-0,03	0,93	0,90	-1,08	-2,89	-3,98
	COMB004	0,00	0,03	0,03	-0,12	-0,43	-0,55
	BarresAIC	-	-	-	-0,15	-0,03	-0,18
Sommation		-0,50	19,25	18,64	-17,25	-38,80	-56,11

Tableau 25. **Analyse par isotopes** (somme sur les sections et les groupes)- Contribution séparée de la température et de la densité du modérateur à une variation d'un degré de la température du modérateur.

On observe que les écarts de réactivité ont lieu majoritairement au niveau du modérateur de la cellule combustible (cf. tableau 25). On peut également observer des écarts de réactivité provenant du modérateur à l'intérieur des tubes-guides. Ces derniers sont moins importants dans le cas de l'assemblage avec barres. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'insertion des barres va diminuer le volume d'eau : les douze barres de contrôle en Argent-Indium-Cadmium viennent remplacer les trous d'eau initiaux au centre des tubes guides. Ainsi on peut constater que le volume en eau intérieur tubes-guide (MODETI) est réduit de 65% entre l'assemblage modélisé avec barres et celui sans.

L'écart en réactivité  $\Delta\rho$  est principalement le fait de l'effet de densité ( $\Delta\rho_{\text{dmod}}$ ). Il représente presque 100% de l'écart en réactivité pour l'assemblage sans barre et environ 70% pour l'assemblage avec barres.

On observe que l'écart en réactivité, dû à l'effet spectral du modérateur  $\Delta\rho_{\text{Tmod}}$ , entre le cas sans barre et celui avec barres, est différent. Cela permet de constater que l'effet de creusement du flux dans le modérateur induit les barres et l'effet de bore sont corrélés. Il n'est donc pas possible de dissocier ces deux effets. La compréhension du phénomène responsable du creusement de l'écart calcul-mesure est donc complexe, et a pour origine un effet couplé lié à la température du modérateur et à la densité du modérateur (eau+ bore) intervenant lors de l'insertion des barres.

On remarque que pour l'écart en réactivité  $\Delta\rho_{\text{Tmod}}$  obtenu dans le modérateur, celui-ci est entièrement compensé par le terme de « fuites ». On remarque également que la sommation sur les  $\Delta\rho_{\text{Tmod}}$  est le résultat de la sommation des « fuites du milieu combustible. Nous n'avons pas eu le temps dans cette étude de réaliser un calcul d'assemblage avec modèle de fuites, il serait intéressant de poursuivre l'étude afin de voir un effet lié à la présence de fuites.

#### 5.4.1.5 Analyse phénoménologique de l'influence du bore soluble

Les sections efficaces microscopiques multigroupes tabulées dans la bibliothèque de données nucléaire utilisée ne dépendent que de la température, et du groupe d'énergie. La variation seule de la concentration en bore ne modifie donc pas les sections efficaces microscopiques multigroupes.

On perturbe le système initial d'une partie par million en masse de bore, tous autres paramètres constants.

Une telle variation de la concentration en bore soluble modifie peu le spectre neutronique. L'effet en réactivité observé ne dépend donc a priori que de la variation du contenu isotopique.

En réalité, la masse volumique du modérateur  $d_{\text{mod}}$  varie en fonction de la quantité de bore présente. Nous n'avons pas modélisé cet effet. On a considéré que la masse volumique du modérateur ne dépendait pas de la concentration en bore. Dans notre modèle, le contenu isotopique en eau est calculé en fonction de la masse volumique du modérateur selon la formule suivante :

$$N_{\text{H}_2\text{O}} = d_{\text{mod}} \cdot 6,0221 \times 10^{23} / M_{\text{W}}(\text{H}_2\text{O})$$

On rappelle également que ne disposant pas de données sur la masse volumique du modérateur, on a considéré que la masse volumique du modérateur correspondait à celle de l'eau à la température considérée.

Par conséquent seules les concentrations des isotopes du bore (bore 10 et bore 11) ont été modifiées.

Pour une variation de +1 ppm de bore soluble (soit +0,1% du contenu isotopique en bore), l'écart en réactivité calculé à  $B^2$  nul pour l'assemblage sans barre est de **-13,0 pcm**, et de **12,6 pcm** pour l'assemblage avec barres. On retrouve l'ordre de grandeur de l'efficacité du bore dans un réacteur à eau sous pression, lequel est d'environ -10 pcm/ppm [10,21]. **On retrouve aussi le phénomène physique local qui est que l'insertion des barres réduit l'efficacité du bore.** On n'a pas pu observer ce phénomène au niveau cœur complet, car on insère au maximum seulement 16 groupes (configuration groupes D et C entièrement insérés), soit seulement un impact sur 16 assemblages parmi 157.

	$k_{\text{eff}}$ sans barre	$k_{\text{eff}}$ avec barres
Système 1	1,03656	0,70170
Système 5	1,03642	0,70163

Tableau 26. Valeurs du facteur de multiplication effectif entre le système initial et le système perturbé

L'analyse de la perturbation par isotope illustre que la variation de la réactivité est entièrement portée par le bore 10. Ceci est cohérent car l'isotope du bore contenant 11 nucléons a une structure atomique moins propice aux interactions neutroniques.

Isotope	Milieu	Assemblage sans barre		Assemblage avec barres	
		$B^2$ nul $\delta\rho$ (pcm)	Modèle B B1 $\delta\rho$ (pcm)	$B^2$ nul $\delta\rho$ (pcm)	Modèle B B1 $\delta\rho$ (pcm)
H2O	MODCELL	-0,04	-0,00	-0,08	NA
B10	MODCELL	<b>-30,98</b>	<b>-31,98</b>	<b>-31,52</b>	<b>NA</b>
B10	MODETI	-0,78	-0,80	-0,05	NA
B10	MODETE	-0,12	-0,13	-0,08	NA
B11	ALL	+0,00	+0,00	+0,00	NA
Autres isotopes	ALL	+0,00	+0,00	+0,04	NA
"Fuites"	MODCELL	+31,03	+32,00	+31,60	NA
	MODETI	+0,78	+0,80	+0,05	NA
	MODETE	+0,12	+0,12	+0,07	NA
	COMB	<b>-13,02</b>	-0,00	<b>-12,68</b>	NA
Sommation		<b>-13,01</b>	-0,01	<b>-12,65</b>	NA

Tableau 27. Analyse de la perturbation par isotopes (sommation sur les sections et les groupes)

Comme on l'a précisé plus haut dans nos analyses, le calcul à  $B^2$  nul est moins rigoureux d'un point de vue physique qu'un calcul muni d'un modèle de fuites. L'implémentation de la possibilité de réaliser un calcul en type B1 dans le module DUO: n'a été réalisé qu'à la fin de ce stage. Nous l'avons testé pour la perturbation d'un ppm en bore pour l'assemblage sans barre. On peut notamment constater que le faible écart observé sur l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) en type K, est nul en type B1.

Il est donc possible que certains faibles écarts en réactivité observés précédemment soient du « bruit » dû à des compensations numériques artificielles pour rétablir un bilan nul au mode fondamental.

## 5.5 ANALYSE DU SCHEMA DE CALCUL ASSEMBLAGE (TRANSPORT)

D'après la littérature, les sources d'écarts imputables aux choix de la bibliothèque nucléaire [57] ou approximation de la cylindrisation [56] sont très minimes dans le cadre du calcul des coefficients de réactivité. Le choix de la méthode d'autoprotection peut avoir cependant un impact non négligeable sur le résultat [56].

On décide de ne s'intéresser ici qu'à l'étude de la discrétisation spatiale des hétérogénéités au niveau cellule, afin d'observer un éventuel impact sur le facteur de multiplication infini  $k_{inf}$  au niveau assemblage.

### 5.5.1 ANALYSE DU MAILLAGE SPATIAL DE LA CELLULE CONTENANT LES CRAYONS DE BOROSILICATE

On s'intéresse dans le cadre de notre étude aux paramètres intégraux. On ne s'intéresse pas à évaluer la structure fine de puissance. Il n'existe pas de littérature publique concernant une démarche standardisée de discrétisation du verre de borosilicate (BP). On a donc réalisé un maillage équisurfacique à  $n$  couronnes et on a analysé la convergence du  $k_{inf}$  obtenu en sortie des calculs des assemblages contenant du BP. On rappelle que ces calculs d'assemblage sont réalisés sans évolution. Il ne s'agit que de calcul au temps zéro.

Le maillage équisurfacique consiste à discrétiser spatialement le crayon de borosilicate en  $n$  régions de surfaces identiques  $S$ .

Cette surface vaut :

$$S = \frac{\pi (R_{Ex}^2 - R_{In}^2)}{n}$$

où  $R_{Ex}$  : rayon extérieur du crayon,  $R_{In}$  : rayon intérieur du crayon,  $n$  : nombre de couronnes

Les surfaces de chacune des  $n$  couronnes étant égales, on définit les rayons de chacune des couronnes à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{cases} R_0 = R_{In} \\ R_k = \sqrt{\frac{R_{Ex}^2 - R_{In}^2}{n} + R_{k-1}^2} \end{cases}, \quad k \geq 1$$

On présente ci-dessous les résultats obtenus.

Assemblage	UTI_BP12_310		UTI_BP12_255		UTI_BP8_255	
Nombre de couronnes	$k_{inf}$	$\Delta k_{inf}$ (pcm)	$k_{inf}$	$\Delta k_{inf}$ (pcm)	$k_{inf}$	$\Delta k_{inf}$ (pcm)
1	1,026959	-6,8	0,961516	-7,1	1,009019	-5,0
2	1,027003	-2,4	0,961562	-2,5	1,009052	-1,7
3	1,027016	-1,1	0,961575	-1,2	1,009061	-0,8
<b>4</b>	<b>1,027020</b>	<b>-0,7</b>	<b>0,961580</b>	<b>-0,7</b>	<b>1,009065</b>	<b>-0,4</b>
5	1,027023	-0,4	0,961583	-0,4	1,009067	-0,2
6	1,027025	-0,2	0,961585	-0,2	1,009068	-0,1
7	1,027025	-0,2	0,961585	-0,2	1,009068	-0,1
8	1,027026	-0,1	0,961586	-0,1	1,009069	-0,0
9	1,027026	-0,1	0,961586	-0,0	1,009069	-0,0
10	1,027027	0,0	0,961587	0,0	1,009069	0,0

UTI\_BP12\_310 : Assemblage contenant 12 crayons BP, enrichi à 3,10% en uranium 235  
 UTI\_BP12\_255 : Assemblage contenant 12 crayons BP, enrichis à 2,55% en uranium 235  
 UTI\_BP8\_255 : Assemblage contenant 8 crayons BP, enrichi à 2,55% en uranium 235

Tableau 28. Étude de la convergence du  $k_{inf}$  pour le crayon borosilicate

On obtient une convergence du  $k_{inf}$  inférieure à 0,1 pcm au bout de 10 couronnes. Les résultats obtenus montrent que la discrétisation spatiale n'apporte qu'environ +6 pcm de réactivité. On décide d'adopter un maillage à 4 couronnes équisurfaciques pour le crayon de verre borosilicaté.

### 5.5.2 ANALYSE DU MAILLAGE SPATIAL DE LA CELLULE CONTENANT LES BARRES DE CONTRÔLE

On réalise un maillage équisurfacique à  $n$  couronnes et on analyse la convergence du  $k_{inf}$  obtenu en sortie du calcul de l'assemblage enrichi à 1,95% en uranium 235 contenant les barres de contrôle.

#### Étude de la convergence dans le crayon AIC (Argent-Indium-Cadmium)

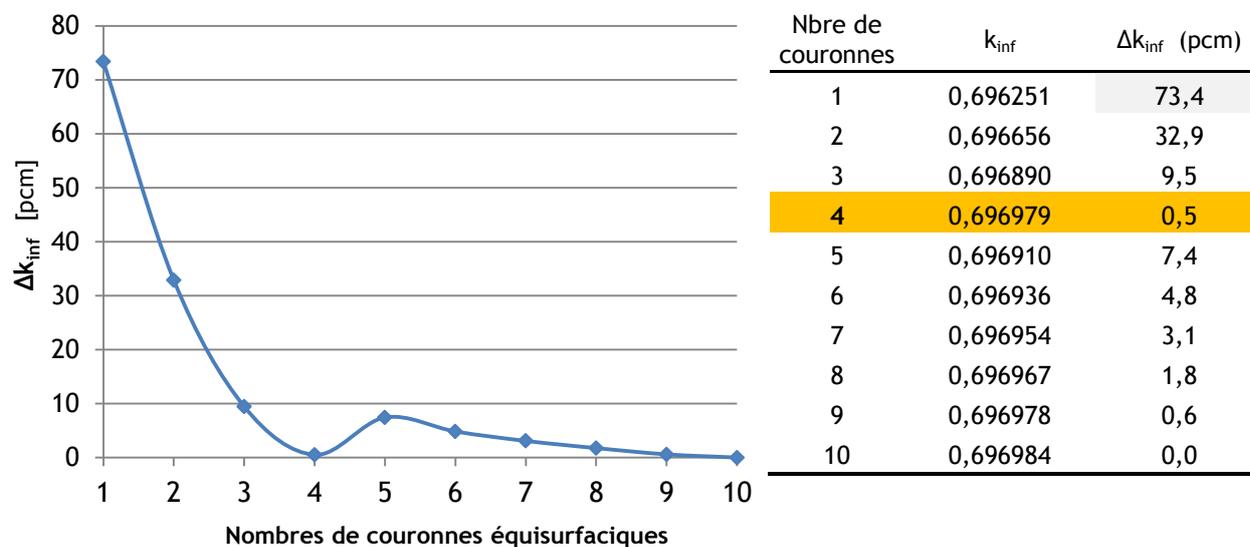


Figure 24. Étude de la convergence du  $k_{inf}$  pour le crayon AIC

On obtient une convergence du  $k_{inf}$  inférieure à 0,1 pcm au bout de 10 couronnes. Les résultats obtenus montrent que la discrétisation spatiale apporte environ +73 pcm de réactivité. On peut observer une diminution du  $k_{inf}$  lorsqu'on passe d'une discrétisation de 4 à 5 couronnes.

On décide d'adopter un maillage à 4 couronnes équisurfaciques pour le crayon AIC.

On a étudié également la convergence en discrétisant en couronnes équisurfaciques la gaine du crayon AIC en acier, et l'eau présente à l'intérieur du tube guide. On en a décidé à la suite de ces études de mailler la gaine du crayon AIC en 3 couronnes et le modérateur présent à l'intérieur du tube guide par 2 couronnes.

### 5.5.3 IMPACT COEUR

On produit une bibliothèque multiparamétrée tenant compte des modifications suivantes :

- discrétisation du crayon de borosilicate en 4 couronnes équisurfaciques
- discrétisation du crayon en argent-indium-cadmium (AIC) en 4 couronnes équisurfaciques
- discrétisation de la gaine du crayon AIC en 3 couronnes équisurfaciques
- discrétisation du modérateur à l'intérieur du tube guide en 2 couronnes équisurfaciques.

On réalise ensuite un calcul cœur à partir de cette bibliothèque multiparamétrée. On présente les résultats obtenus dans le tableau 29. ci-dessous.

Configuration des barres de contrôle	Concentration en bore soluble critique (ppm)	Température du modérateur (°C)	DRAGON-DONJON				Ecart [C4] - [C1]	
			Calcul d'origine [C1]		Calcul avec nouvelle bibliothèque [C4]		$\Delta k_{\text{eff}} \text{ cœur}$	$\Delta \alpha_{\text{iso}}$ (pcm/°C)
			$k_{\text{eff}} \text{ cœur}$	$\alpha_{\text{iso}}$ (pcm/°C)	$k_{\text{eff}} \text{ cœur}$	$\alpha_{\text{iso}}$ (pcm/°C)		
Toutes Grappes Extraites	1206	283	0,98648		0,98648		0	
		286	0,98638	-3,22	0,98638	-3,22	0	0,00
		289	0,98629		0,98629		0	
Groupe D entièrement inséré	1084	283	0,98660		0,98715		0,00055	
		286	0,98687	-9,23	0,98689	-9,22	-0,00002	-0,01
		289	0,98713		0,98661		-0,00052	
Groupe D et C entièrement insérés	960	283	0,98790		0,98794		0,00004	
		286	0,98743	-16,3	0,98747	-16,3	0,00004	0,00
		289	0,98695		0,98660		-0,00035	

Tableau 29. Impact de la nouvelle discrétisation des cellules sur le  $k_{\text{eff}} \text{ cœur}$

On constate que la discrétisation plus fine adoptée n'a aucun impact notable au niveau des résultats obtenus sur le  $k_{\text{eff}}$  et sur le coefficient de température isotherme. On peut en conclure que les hypothèses de faites au niveau de la discrétisation spatiale du schéma 'CEA-97' sont complètement justifiées.

## 5.6 ANALYSE DU SCHEMA DE CALCUL COEUR (DIFFUSION)

### 5.6.1 ETUDE DE LA CONVERGENCE DU $K_{EFF}$ AVEC L'ORDRE DES POLYNOMES DE RAVIART-THOMAS

On se propose de calculer le facteur de multiplication effectif  $k_{eff}$  à l'aide des trois méthodes suivantes :

- méthode par éléments finis mixtes à base duale linéaire,
- méthode par éléments finis mixtes à base duale quadratique,
- méthode par éléments finis mixtes à base duale cubique.

On présente dans la figure 25 les résultats obtenus pour le  $k_{eff}$  et, en figure 26, l'impact sur le calcul du coefficient de température isotherme.

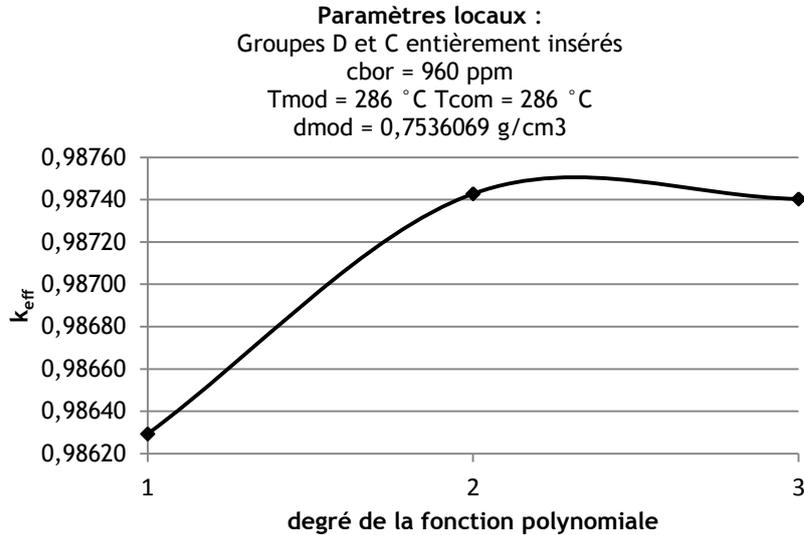


Figure 25. Convergence du  $k_{eff}$  avec l'ordre de la fonction polynôme utilisée par la méthode à éléments finis

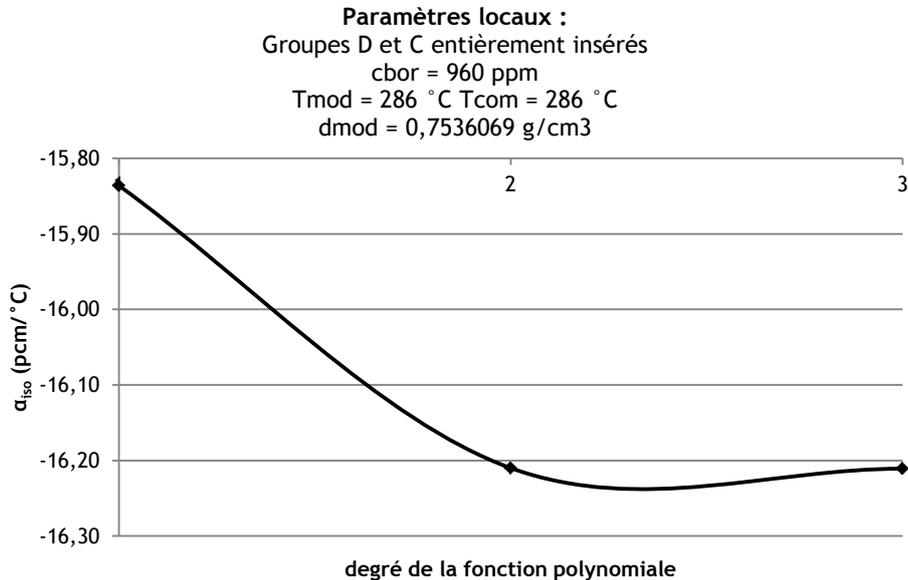


Figure 26. Convergence du coefficient de température isotherme  $\alpha_{iso}$  avec l'ordre de la fonction polynôme utilisée par la méthode à éléments finis

D'après les résultats obtenus de cette étude, il semble que la méthode par éléments finis que l'on utilise (méthode par éléments finis mixtes à base duale quadratique) est suffisante car que la convergence sur le  $k_{eff}$  est inférieure à 2,5 pcm.

### 5.6.2 MODIFICATION DE LA MODELISATION DES BARRES DE CONTROLE

La modélisation du cœur entier (étape cœur) que l'on a utilisée jusqu'à présent fait une approximation sur la position des grappes de contrôle dans le cœur (cf. paragraphe 4.4). On se propose ici de modifier la modélisation faite afin d'observer l'impact de cette approximation.

On modifie donc la modélisation axiale (en z) qui consiste à représenter le cœur par un empilement de plans. On ne modifie pas le maillage axial.

La figure 27 ci-dessous présente le nouvel empilement de plans retenu pour modéliser le cœur :

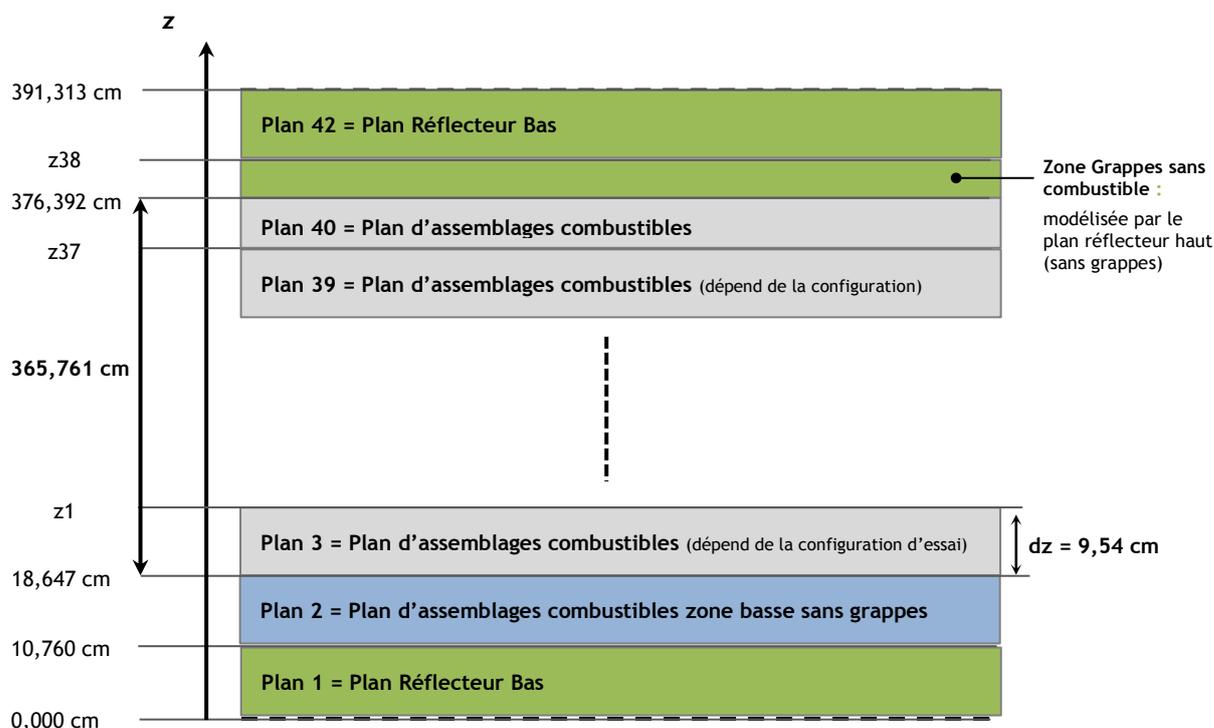


Figure 27. Modélisation du cœur selon l'axe z par le schéma cœur [C5]

On obtient les résultats suivants :

Configuration	Coefficient de température isotherme			Ecart et Erreurs Calcul - Mesure			
	Mesure [M]	DRAGON-DONJON		Ancienne modélisation		Nouvelle modélisation	
		Ancienne modélisation [C1]	Nouvelle modélisation [C5]	[C1] - [M]	$\frac{[C1] - [M]}{[M]}$	[C5] - [M]	$\frac{[C5] - [M]}{[M]}$
Toutes Grappes Extraites 1206 ppm 286 °C	-1,56	-3,22	-3,94	-1,66	1,06	-2,38	1,52
Groupe D entièrement inséré 1084 ppm 286 °C	-5,56	-9,23	-7,18	-3,67	0,40	-1,62	0,07
Groupe D et C entièrement insérés 960 ppm 286 °C	-10,2	-16,3	-11,1	-6,14	0,38	-0,90	0,09

Tableau 30. Comparaison des différents résultats de coefficient isotherme obtenus entre les deux types de modélisation des grappes de contrôle

La nouvelle modélisation des barres réduit l'écart calcul - mesure. Dans toutes les configurations, on se trouve désormais dans la fourchette d'incertitude donnée par la littérature pour les coefficients de température :  $-2,5 \pm 1,5$  pcm/°C [56]. Ces résultats permettent alors de montrer qu'avec ce nouveau jeu d'hypothèses, les codes DRAGON et DONJON Version5, muni des schémas de calculs utilisés, sont capables de reproduire l'expérience en respectant cette incertitude.

### 5.6.3 ANALYSE DE L'IMPACT DU MAILLAGE AXIAL (AXE Z)

La modélisation du cœur que l'on a établi en tenant compte de la position exacte des barres de contrôle a été réalisée avec un maillage axial plus fin de la hauteur active, que celui réalisé dans la modélisation d'origine.

En effet, le pas  $dz$  retenu entre plans d'assemblages combustibles est la hauteur active divisée par 25 dans le schéma d'origine contre un pas égale à la hauteur active divisée par 38 dans le cas du schéma [C5]. On a décidé de diviser la hauteur active par 38 dans le cas du schéma [C5] pour que le pas axial soit égale à 6 pas en barres. Cela a permis de délimiter exacte la zone haute combustible pour la cote  $z = 37,5$  (225 pas).

On réalise alors un maillage axial équivalent au schéma [C5] en conservant cependant l'hypothèse d'origine de modélisation des barres de contrôle. On note ce nouveau schéma [C6]. On présente les résultats obtenus par la chaîne DRAGON-DONJON version 5bev136 pour chaque schéma dans le tableau 31 ci-dessous.

Configuration	Coefficient de température isotherme (pcm/°C)			
	[M] Mesure	[C1] Schéma d'origine  (dz = 14,63 (25))	[C5] Schéma avec modélisation affinée de la position des barres  (dz = 10,76 (1)   9,54 (37)   4,77 (2)   10,15 (1))	[C6] Schéma avec modélisation standard  (dz = 9,63 (37))
Toutes barres extraites, 1206 ppm	-1,56	-3,22	-3,94	-4,43
Groupe D entièrement inséré, 1084 ppm	-5,56	-9,23	-7,18	-10,4
Groupes D et C entièrement insérés, 960 ppm	-10,2	-16,3	-11,1	-17,5

Tableau 31. Analyse de l'impact du maillage axiale (en z)

Les résultats du tableau 31 permettent d'attester que ce n'est pas le raffinement du maillage qui a amélioré l'écart calcul - mesure mais bien la prise en compte de la position exacte des barres dans l'assemblage. Cela pourrait signifier que la criticité est obtenue grâce à l'espace sans barres (modélisé par le plan n°2) d'une hauteur de 7,887 cm. Il serait intéressant d'analyser la répartition de puissance axiale du cœur pour vérifier et compléter cette hypothèse.

## 6 SYNTHÈSE ET PERSPECTIVES

### 6.1 SYNTHÈSE DE LA DÉMARCHE MENÉE

La structure de calcul retenue par l'IRSN dans le cadre de cette étude est composé d'un schéma de calcul de transport Pij simple niveau reprenant majoritairement les hypothèses du schéma 'CEA-97' et d'un schéma de calcul cœur muni de l'hypothèse de la diffusion à 2 groupes utilisant une méthode par éléments finis mixtes superconvergente. Les calculs ont été réalisés à l'aide des codes DRAGON Version5 pour le transport et DONJON Version5 pour la simulation cœur entier.

À partir de cette structure de calcul et d'un premier jeu d'hypothèses de modélisation, nous avons calculé les coefficients de température isotherme du premier cœur de Tihange-I dans trois configurations :

- a. Toutes barres extraites, concentration en bore soluble de 1206 ppm,
- b. Groupe de contrôle D entièrement inséré, concentration en bore soluble de 1084 ppm,
- c. Groupes de contrôle D et C entièrement insérés, concentration en bore soluble de 960 ppm.

On a alors obtenu des écarts calculs-mesures sur le coefficient isotherme :

- de **-1,7 pcm / °C** pour la configuration **a**,
- de **-3,4 pcm / °C** pour la configuration **b**,
- de **-6,2 pcm / °C** pour la configuration **c**.

En parcourant la littérature, nous avons vu que l'écart calcul-mesure se trouvait dans le cadre de la détermination de coefficients de température dans une fourchette d'incertitude de  $-2,5 \pm 1,5$  pcm/°C [56].

Les écarts calculs-mesures sont supérieurs à cette incertitude dans les configurations « groupe D inséré » et « groupes D et C insérés » mais restent comparables aux écarts calcul-mesure observés en 1979 avec la chaîne de calcul NEPTUNE (CEA) ayant servi de base de qualification au code APOLLO1-CRONOS1.

On décide de mener une analyse sur les origines probables de l'écart calcul - mesure. Pour cela, on a décidé de décomposer la variation de réactivité due à la température isotherme en deux composantes : l'une liée à la variation de la température du modérateur et une autre liée à la variation de la température du combustible.

Cette décomposition semble alors indiquer que l'écart est porté par la composante liée à la variation de la température du modérateur, et plus spécifiquement par sa contribution liée à l'effet de densité. Cette constatation n'est pas surprenante car l'effet de densité est connu pour avoir impact important sur le coefficient de température dans les réseaux des réacteurs à eau légère [15]. On suspecte alors, au premier ordre, l'hypothèse de modélisation de la masse volumique du modérateur.

On a étudié ensuite l'influence du bore soluble dans chaque configuration de l'essai, et l'effet de l'insertion des barres seules (à concentration en bore soluble nulle). On a pu établir que l'on peut découpler les effets de l'insertion des grappes de contrôle de celle liée aux effets du bore soluble. Comme on retrouve les ordres de grandeur attendus pour le bore (efficacité du bore de 11 pcm/ppm, effet bore-température de 0,023 (pcm/°C)/ppm), l'écart calcul - mesure semble provenir d'une sensibilité de la modélisation à l'insertion des barres de contrôle : les effets de densité et de spectre du modérateur devenant alors plus importants.

On s'est ensuite intéressé à vérifier que les phénomènes reproduits par le schéma de calcul en transport étaient cohérents avec les phénomènes physiques attendus pour les réacteurs à eau sous pression. On a alors pour cela réalisé une analyse par perturbation en milieu infini (calcul d'assemblage) sur l'assemblage faiblement enrichi (1,95% en uranium 235) accueillant les barres de contrôle C et D. Cette étude n'a pas montré d'incohérences au niveau des effets liés à la modélisation de l'eau borée ou des barres de contrôle. On a toutefois entrepris de rapides vérifications du schéma de calcul de transport utilisé. On a écarté l'analyse des sources d'écarts liés au choix de la bibliothèque de données nucléaires, au choix du modèle d'autoprotection et de manière générale relatives aux modèles de calcul (cylindrification, méthode de calcul du flux ...). On s'est principalement intéressé à analyser les sources d'écart liés à la modélisation géométrique notamment les hypothèses de discrétisation spatiale des cellules. Les résultats de ces analyses ont montrés que les hypothèses de discrétisation utilisées dans le schéma de calcul utilisé à l'étape du calcul de transport sont valides.

Compte tenu des résultats précédents qui semblent montrer que le schéma de calcul en transport est valide, on a étudié plus amplement le schéma de calcul utilisé à l'étape du calcul cœur entier (diffusion). On a écarté de notre étude l'analyse de la modélisation du réflecteur car celle-ci avait déjà été menée précédemment à ce stage par l'IRSN. On a analysé tout d'abord que la méthode superconvergente par éléments finis mixtes à base duale Raviart-Thomas utilisée avait convergée. On s'est intéressé ensuite aux hypothèses de modélisation axiale et radiale du cœur. On a étudié l'impact de l'hypothèse de modélisation des barres, en modélisant de manière plus exacte la position des barres de contrôle dans le cœur. On s'est aperçu que l'hypothèse de modélisation sur la position des barres du schéma de calcul cœur initial avait un impact très important. Avec ce nouveau jeu d'hypothèses, on obtient des écarts sur le coefficient de température isotherme de -2,3 pcm/°C pour la configuration **a**. de -1,6 pcm/°C dans la configuration **b**. et de -0,9 pcm/°C dans la configuration **c**.

## 6.2 RETOUR D'EXPÉRIENCE

“C'est souvent la solution écartée d'office qui aurait été la bonne.”

Édouard Michelin

La démarche menée dans cette étude s'est orientée rapidement sur la vérification des modèles physiques du schéma de calcul de transport. Elle permet d'illustrer qu'une démarche de vérification doit être réalisée par une analyse par effets séparés, partant de la fin de la structure de calcul jusqu'à son origine.

Ainsi, l'étape cœur aurait dû être analysée plus amplement avant de remettre en cause le schéma de calcul de transport<sup>30</sup>. Le test des hypothèses de modélisation de l'étape cœur aurait permis de détecter plus en amont l'erreur de modélisation des barres de contrôles. Par ailleurs, cette étude a permis de découvrir de nouveaux outils d'analyse intéressants tels le module de décomposition des sections efficaces par isotopes, milieux et groupes d'énergie (DUO:) et d'attester de la pertinence de plusieurs hypothèses des schémas de calcul actuellement utilisés.

Cette étude constitue un retour d'expérience intéressant qui serait intéressant à capitaliser au sein des processus décrivant la démarche de vérification, validation des outils et structures de calcul à l'IRSN.

## 6.3 PERSPECTIVES

### Verification du schema de transport

Par souci de temps, nous n'avons analysé les phénomènes physiques reproduits par le schéma de transport qu'en étudiant l'assemblage avec barres en milieu infini. Il serait intéressant de reproduire cette étude sur les autres types d'assemblages présents dans le cœur. De plus le plan d'expérience retenu pour l'étude ne s'est basé que sur l'étude de 3 systèmes perturbés par rapport au système de référence.

Compte tenu du fait que notre modèle de contre-réaction est constitué de 4 paramètres (concentration en bore, température du modérateur, température du combustible et densité du modérateur), il aurait fallu en toute rigueur étudier 23 systèmes perturbés ( $4 \times 3 \times 2 - 1$ ).

De plus cette étude serait à refaire en intégrant un modèle de fuites (par exemple type B1) pour être plus rigoureux du point de vue de la physique, notamment vis-à-vis du bilan critique.

On peut s'interroger sur le fait de n'utiliser la méthode d'équivalence SPH uniquement que lorsque l'assemblage contient des barres d'Argent-Indium-Cadmium, la réalisation de l'équivalence SPH n'ajoutant pas de temps de calcul. En particulier, il serait intéressant d'étudier l'impact de procéder à une équivalence SPH pour les assemblages contenant du pyrex borosilicaté, celui-ci étant un grand absorbeur de neutron au même titre que les barres AIC.

Il faudrait bien sûr également étudier l'influence du modèle d'autoprotection retenu (USS: /SUBG) par rapport aux autres modèles d'autoprotection disponibles (par exemple USS: /PTSL) ou en implémentant une méthode équivalente à la matrice de dilution.

On a pu constater que le calcul de  $k_{eff}$  avec la méthode des sous-groupes avec tables de probabilité, actuellement présente dans le code de calcul DRAGON n'est pas exact pour certaines valeurs de température (dû fait d'un problème probablement lié à l'utilisation de la méthode RMS ou dans l'interpolation). Des études sont à mener sur cette problématique et il pourrait être intéressant d'établir une méthodologie permettant d'identifier cet écart.

En outre, on pourrait analyser l'impact du choix de la bibliothèque de données nucléaires (évaluation, nombre de groupes) et vérifier que les résultats sont dans l'ordre de grandeur des autres études sur le sujet (notamment l'étude référencée [57]).

### Vérification du schéma cœur

Il serait intéressant d'analyser les distributions de puissance axiale et radiale du cœur. On pourrait notamment étudier la distribution des écarts sur la distribution de puissance « toutes barres extraites ». L'étude des effets de redistribution du flux en présence de barres serait également intéressante à réaliser. Une étude approfondie de l'impact du maillage spatial du cœur serait également à mener.

### Impact des hypothèses de modélisation

Il serait intéressant de refaire les calculs avec des masses volumiques de l'eau provenant d'autres tables de l'eau et d'inclure un modèle tenant en compte le bore dilué dans l'eau dans le calcul de la densité modérateur.

### Impact des incertitudes expérimentales

Les écarts calcul - mesure pourraient être dus aux incertitudes expérimentales qu'il faudrait analyser de manière plus complète. Plusieurs informations manquent dans l'expérience choisie pour lever le doute. On peut citer l'absence d'informations sur les paramètres cinétiques du réactimètre, sur les conditions de l'essai (par ex. la valeur des paramètres en fonction du temps), la position des capteurs de mesure, les incertitudes de mesures complètes, les tolérances de fabrication, ...

<sup>30</sup> Le schéma de calcul de transport reprenant majoritairement les hypothèses du schéma 'CEA-97' lequel a été vérifié avec plusieurs expériences critiques par le CEA et validé pour les REL UO<sub>x</sub> avec APOLLO2 [6].

---

D'autre part, il faudrait refaire l'étude en utilisant des méthodes de propagation d'incertitude plus évoluées. Il serait également intéressant de mener une étude complémentaire visant à quantifier la différence entre la variation du flux moyen et du flux des assemblages combustibles au bord du cœur lequel est détecté par l'instrumentation de mesure ex-core (système RPN).

Il serait intéressant pour vérifier ce point, de compléter le travail effectué dans le présent stage par l'analyse de données expérimentales complémentaires provenant d'un benchmark plus récent sur un réacteur différent (par exemple BEAVRS [7]).

#### **Validation de la structure de calcul globale (schéma de transport + schéma cœur)**

Il serait intéressant de calculer les valeurs neutroniques d'intérêts obtenues dans cette étude ( $k_{\text{eff}}$ , distributions de puissance, coefficients isothermes, coefficients de température modérateur et coefficients de température du combustible) dans les 3 configurations de l'essai avec des outils de calcul Monte Carlo. Ceci permettrait de réaliser une nouvelle comparaison calculs - mesures, ainsi qu'une comparaison calculs - calculs.

---

## 7 CONCLUSION GÉNÉRALE

L'un des objectifs du travail réalisé durant ce stage était de vérifier la capacité des codes de calcul de neutronique déterministe DRAGON Version5 et DONJON Version5 à déterminer des coefficients de réactivité pour un réacteur à eau légère sous pression avec une structure de calcul utilisant un schéma de calcul de transport puis un schéma de calcul de diffusion. Cette vérification a été effectuée en modélisant le premier cœur de démarrage de Tihange-I (Belgique) avec un calcul neutronique complet.

Cette étape a nécessité la prise en main du fonctionnement du code DRAGON (transport), utilisé pour les calculs assemblages, et du code cœur DONJON (diffusion) associé à ses bibliothèques multiparamétrées générées par le code DRAGON, ainsi qu'une appropriation des schémas de calcul (réseau et cœur) actuellement utilisés à l'IRSN. On a pu notamment identifier la sensibilité du calcul cœur aux hypothèses de modélisation des barres de contrôle.

Le schéma de calcul de transport est un schéma Pij à simple niveau reprenant pour l'essentiel les hypothèses du schéma calcul 'CEA-97' [6]. Le schéma de calcul cœur est un schéma de diffusion à 2 groupes utilisant une méthode par éléments finis mixtes superconvergente.

La confrontation des résultats de calculs réalisés à l'aide de la chaîne DRAGON-DONJON munie de la structure de calcul aux résultats expérimentaux (CEA-N-2092 [1]), permet d'attester de la capacité de ces codes à déterminer les coefficients de température isotherme dans une fourchette d'incertitude correspondant à celles que l'on peut trouver dans la littérature ( $-2,5 \pm 1,5$  pcm/°C [56]).

Pour rappel, on obtient un écart calcul-mesure (avec le jeu d'hypothèses de modélisation précisées au § 6.5.2) sur le coefficient isotherme de  $-2,3$  pcm / °C pour la configuration « toutes grappes extraites », de  $-1,6$  pcm/°C pour la configuration « Groupe D entièrement inséré » et de  $-0,9$  pcm/°C pour la configuration « Groupes D et C entièrement insérés ».

Par ailleurs, nous avons entrepris de rapides vérifications des hypothèses des schémas de calcul utilisés avec DRAGON Version5 et DONJON Version5. On a notamment pu vérifier que les hypothèses de discrétisation utilisées dans le schéma de calcul de transport sont valides. On a également étudié certaines hypothèses du schéma de calcul cœur, notamment la bonne convergence de la méthode par éléments finis et l'influence du maillage axial. On a pu constater que les hypothèses faites étaient correctes.

On a pu établir que l'on peut découpler les effets de l'insertion des grappes de contrôle de celle liée aux effets du bore soluble. On retrouve les ordres de grandeur attendus pour le bore (efficacité du bore de 11 pcm/ppm, effet bore-température de 0,023 (pcm/°C)/ppm). On s'est intéressé à vérifier que les phénomènes reproduits par le schéma de calcul en transport étaient cohérents avec les phénomènes physiques attendus pour les réacteurs à eau sous pression. On a réalisé une analyse par perturbation en milieu infini (calcul d'assemblage) sur l'assemblage faiblement enrichi (1,95% en uranium 235) accueillant les barres de contrôle C et D. Cette étude n'a pas montré d'incohérence.

Ce travail de vérification mériterait d'être complété par des études complémentaires que nous avons identifiées au § 6.2, en particulier la réalisation d'une comparaison avec des outils Monte Carlo et l'analyse de données expérimentales complémentaires.

## REFERENCES

- [1] H. Panek, **Qualification du système Neptune**, Note CEA-N-2092, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud 11, Orsay, France, 1979.
- [2] G. Marleau, A. Hébert, R. Roy, **A User Guide for DRAGON Version5**, Technical Report IGE-335, Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, Ecole Polytechnique de Montréal, 2015. (in <http://www.polymtl.ca/merlin/>).
- [3] A. Hébert, D. Sekki, R. Chambon, **A User Guide for DONJON Version5**, Technical Report IGE-344, Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, Ecole Polytechnique de Montréal, 2015. (in <http://www.polymtl.ca/merlin/>).
- [4] **NEA-1667 ZZ-MCB-JEF2.2.**, in <https://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1667>
- [5] R.E. Mac Farlane, D.W. Muir, R.M. Boicourt, **The NJOY Nuclear Data Processing System**, Los Alamos Laboratory, Etats-Unis d'Amérique.
- [6] A. Santamarina, C. Collignon, C. Garat, **French calculation schemes for light water reactor**; 12 p; American Nuclear Society - ANS; La Grange Park (United States); PHYSOR 2004: The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems - Global Developments; Chicago, IL (United States); 25-29 Apr 2004; ISBN 0-89448683-7
- [7] N. Horelik, B. Herman, B. Forget, and K. Smith. **Benchmark for Evaluation and Validation of Reactor Simulations (BEAVRS)**, v1.0.1. Proc. Int. Conf. Mathematics and Computational Methods Applied to Nuc. Sci. & Eng., 2013. Sun Valley, Idaho.
- [8] H. Tellier, **Cinétique des réacteurs nucléaires**, éd. Collection enseignement INSTN-CEA, 1994 (ISBN 978-2-7272-0167-0)
- [9] S. Marguet, **La physique des réacteurs nucléaires**, 2<sup>e</sup> édition, Collection EDF R&D, éd. Lavoisier Tec & Doc, pages 1046-1059
- [10] EDF, **Dossier de Sécurité Palier CPY**, 1984.
- [11] S. Glasstone, A. Sesonske, **Nuclear Reactor Engineering**, éd. Princeton, N.J. Van Nostrand, 1978, (OCoLC 602405925).
- [12] P. Reuss, **Précis de neutronique**, éd. EDP Sciences, Collection INSTN Génie Atomique, 2003 (ISBN 2-86883-637-2).
- [13] J.J. Duderstadt, L.J. Hamilton, **Nuclear Reactor Analysis 1<sup>st</sup> Edition**, éd. Wiley, 1976 (ISBN 978-0471223634)
- [14] W.J.M. De Kruijf, A.J. Janssen, **On the definition of the fuel temperature coefficient of reactivity for pin-cell calculations on an infinite lattice**, Netherlands Energy Research Foundation ECN P.O. Box 1, NL-1755 ZG Petten, The Netherlands (*Received 25 February 1993*)
- [15] L. Erradi, A. Santamarina, O. Litaize, **The Reactivity Temperature Coefficient Analysis in Light Water Moderated UO<sub>2</sub> and UO<sub>2</sub>-PuO<sub>2</sub> Lattices**, éd. Nuclear Science and Engineering 144, 47-74, 2003. (*Accepted November 13, 2002*).
- [16] E. Fermi ; **Nuclear Physics : A Course Given by Enrico Fermi at the University of Chicago**, University of Chicago Press (édition révisée - 1974), ISBN 0-226-24365-6.
- [17] A. Santamarina, **Support de cours de neutronique**, Génie Atomique Cadarache 2014, Chapitre 1., Section IX.
- [18] A. Hébert, **Applied Reactor Physics**, éd. Presses Internationales Polytechnique, Montréal, 2009 (ISBN 978-2-553-0143 6-9).
- [19] P. Reuss, **Bases de neutronique - Migration des neutrons**, référence BN3014, éd. Techniques de l'Ingénieur, 2005. (in <http://www.techniques-ingenieur.fr/>)
- [20] W.J.M. De Kruijf, **Reactor Physics Analysis of the Pin-Cell Doppler Effect in a Thermal Nuclear Reactor, A computational study**, Proefschrift, Thèse de Doctorat, Technische Universiteit Delft, Netherlands Energy Research Foundation, 1994 (ISBN 90-375-0331-4).
- [21] N. Kerkar, P. Paulin, **Exploitation des cœurs REP**, éd. EDP Sciences, Collection INSTN Génie Atomique, 2008. (ISBN 978-2-86883-976-3).
- [22] H. Grad, **Physique, fonctionnement et sûreté des REP - Le réacteur en production**, éd. EDP Sciences, Collection INSTN Génie Atomique, 2014. (ISBN 978-2-7598-0839-7).
- [23] J.F. Vidal, **Support de cours de Neutronique appliquée**, Chapitre 1. Traitement de l'équation de Boltzmann.
- [24] P. Reuss, **Eléments de physique nucléaire à l'usage du neutronicien**, éd. Collection enseignement INSTN-CEA, 1987 (ISBN 2-7272-0131-1).
- [25] W.J.M. De Kruijf, **Reactor Physics Analysis of the Pin-Cell Doppler Effect in a Thermal Nuclear Reactor, A computational study**, Proefschrift, Thèse de Doctorat, Technische Universiteit Delft, Netherlands Energy Research Foundation, 1994 (ISBN 90-375-0331-4).
- [26] P. Mosca, **Conception et développement d'un mailleur énergétique adaptatif pour la génération de bibliothèques multigroupes des codes de transport**, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud 11, Orsay, France, 2009.
- [27] M. Livolant, F. Jeanpierre, **Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires**, Rapport CEA-R-4533, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1974.

- [28] P. Reuss, **Théorie de l'absorption résonnante des neutrons**, Note CEA-N-2679, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1991.
- [29] M. Coste-Delclaux, **Formalisme d'autoprotection du code APOLLO2**, Note CEA-R-6300, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1973.
- [30] J.F. Vidal, O. Litaize, D. Bernard, A. Santamarina, C. Vaglio-Gaudard, **New modelling of LWR assemblies using the APOLLO2 Code Package**, Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C + SNA 2007), Monterey, California, April 15-19, 2007, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2007).
- [31] A. Chambon, *Principe du schéma de calcul SHEM-MOC* (pp.79-80.), in **Le Crédit Burn-up des combustibles REP-MOX français : méthodologie et conservatismes associés à l'évaluation JEFF-3.1.1**, thèse présentée à l'Université de Grenoble, France, 2013.
- [32] Reuss P., **La neutronique**, éd. PUF, Collection "Que sais-je", 1998 (ISBN 2 13 048722 X).
- [33] Reuss P., **Fundamentals of neutronics: Reactivity Coefficients in Nuclear Reactors**, éd. Springer Science and Business Media B.V., 2008 in *Materials Issues for Generation IV Systems*, p.49-72.
- [34] A. Hébert, **A User Guide for TRIVAC Version4**, Technical Report IGE-293, Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, Ecole Polytechnique de Montréal, 2014. (in <http://www.polymtl.ca/merlin/>).
- [35] A. Hébert, R. Roy, **The GANLIB5 Kernel Guide (64-bit Clean Version)**, Technical Report IGE-332, Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, Ecole Polytechnique de Montréal, 2013. (in <http://www.polymtl.ca/merlin/>).
- [36] Sissaoui M. T., Marleau G. and Rozon D., **CANDU Reactor Simulations Using the Feedback Model with Actinide Burnup History**, Nucl. Technology, 125 - 197, 1999.
- [37] (Présentation générale du code APOLLO) Hoffman A. et al., **APOLLO : Code Multigroupe de résolution de l'équation du transport pour les neutrons thermiques et rapides**, Rapport CEA-N-1610, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1973.
- [38] Loubiere S., Sanchez R., Coste M., Hébert A., Stankovski Z., Van Der Gucht C. and Zmijarevic I., **APOLLO2, Twelve Years Later**, paper presented at the Int. Conf. on Mathematics and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications, Madrid, Spain, September 27-30, 1999.
- [39] Griffiths J., **WIMS-AECL Users Manual**, Report RC-1176, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Ontario, 1994.
- [40] Ward A., Xu Y. and Downar T., **GenPMAXS-v6.1.1, Code for Generating the PARCS Cross Section Interface File PMAXS**, University of Michigan, 2013
- [41] A. Constans, **Bibliothèque CEA93**, Rapport CEA/DRN/DMT/93-216 - SERMA/LENR/1487 - SPRC/LEPH/93-216, Commissariat à l'Energie Atomique, France.
- [42] NEA1344\_01.004, **XMAS (172) Neutron Group Boundaries**, in NEA-1344 ZZ-GROUPSTRUCTURES (<http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1344/>).
- [43] A. Hébert, **A Comparison of Three Techniques for Computing Probability Tables**, Int. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology, Long Island, New York, October 5 - 8, 1998.
- [44] Hermitte, B., **Etude et modélisation du RIM dans le combustible des crayons REP**, Thèse de doctorat, Université de Aix-Marseille-1., France.
- [45] Sonoda, T., Kameyama, T., Sasahara, A., Kitajima, S., Nauchi, Y., Kinoshita, M. (Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPI), 2-11-1 Iwado-kita, Komae-shi 201-8511, Tokyo (Japan)); Rondinella, V.V.; Wiss, T.; Hiernaut, J.P.; Papaioannou, D.; Sheindlin, M.; Staicu, D. (European Commission, Joint Research Centre, Institute for Transuranium Elements (ITU), P.O. Box 2340, 76125 Karlsruhe (Germany))., **Clarification of rim structure effects on properties and behaviour of LWR UO2 fuels and gadolinia doped fuels**, Proceedings of the 2007 LWR Fuel Performance Meeting / TopFuel 2007 'Zero by 2010', éd. American Nuclear Society, 2007 (ISBN 0-89448-057-X)
- [46] S.M. Dancoff, M. Ginsburg, **Surface resonance in closed packed lattices**, Manhattan Project Report CP-2157 (1944).
- [47] Documentation for the JEFF and EFF projects in <http://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/#document>, JEFF-3.2 disponible in [http://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff\\_32/](http://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_32/)
- [48] Santamarina A. **The JEFF3.1.1. Library For Accurate Criticality-Safety Calculations**, International Conference on Nuclear Criticality-Safety ICNC2011, At Edinburgh (UK), 2015
- [49] A. Santamarina, N. Hfaiedh, **The SHEM energy mesh for accurate fuel depletion and BUC calculations**, International Conference on Nuclear Criticality-Safety ICNC2007, At St Petersburg, 2007.
- [50] A. Canbakan, **Validation d'un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques**, Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, 2014.
- [51] O. Lancien, **Jeux de données DRAGON et DONJON** in <https://gforge.irs.fr/ORION>, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, France, 2015.
- [52] R. Sanchez, **Quelques schémas approximatifs dans la résolution par la méthode des probabilités de collision de l'équation intégrale du transport à deux dimensions**, Note CEA-N-2165, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1980.
- [53] V. Salino, **Tihange Benchmark Specification, Power distribution in a PWR core in Hot Zero Power state**, Note interne, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, France, 2014.

- 
- [54] The International Association for the Properties of Water and Steam, **Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam**, 2007, in <http://www.iapws.org/relguide/IF97-Rev.pdf>
- [55] D. Chen and R. J. Plemmond, **Nonnegativity constraints in numerical analysis**, Symposium on the Birth of Numerical Analysis, 2009.
- [56] C. Mounier, **Contribution à l'étude du coefficient de température des réacteurs à eau légère**, Note CEA-N-2761, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud 11, Orsay, France, 1993.
- [57] V. Huy, **Validation d'un schéma de calcul pour les REP avec DRAGON par comparaison aux expériences CREOLE**, Mémoire ingénieur, Ecole d'ingénieur Grenoble INP - Phelma, (travail effectué à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire), 2015.
- [58] A. Hébert, **Revisiting the Clio perturbative approach for analyzing systems in fundamental mode conditions**, Int. Conf. on the role of reactor physics toward a sustainable future (PHYSOR 2014), Kyoto, Japan, Sep. 28-Oct. 3, 2014.
- [59] S. Perruchot-Triboulet, R. Sanchez, **Décomposition par méthodes perturbatives de réactivité de deux systèmes**, Note CEA-N-2817, Commissariat à l'Energie Atomique, France, 1997.
- [60] F. DUBOIS, F. FOUQUET, É. MURY, **La chaîne de calcul couplée HEMERA pour l'analyse des accidents de réactivité**, Bureau en charge du développement des méthodes et de la gestion des outils de simulation, Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, 2007 in Rapport scientifique et technique 2007 ([http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/outils-scientifiques/Codes-de-calcul/Documents/RST2007\\_Chap4\\_4-2\\_Chaine-hemera.pdf](http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/outils-scientifiques/Codes-de-calcul/Documents/RST2007_Chap4_4-2_Chaine-hemera.pdf))
-

## Annexe A. Structure de calcul « expertise » actuellement à l'étude à l'IRSN

Le futur schéma de calcul sera également un schéma de transport-diffusion mais contrairement au schéma actuel, le calcul du transport sera à **double niveau**.

Le premier niveau sera traité par la méthode des premières collisions (Pij) à partir des données nucléaires de base soit de l'évaluation JEFF3.1.1 soit de JEFF3.2 [47, 48] muni du maillage type SHEM [49] à 295 groupes [50].

On présente dans le tableau ci-dessous les hypothèses probables qui sont retenues dans ce schéma.

Données nucléaires de base	JEFF3.1.1 ou JEFF 3.2
Discrétisation en énergie	Maillage type SHEM à 295 groupes [50]
Traitement de l'autoprotection	Méthode des sous-groupes avec utilisation de tables de probabilités mathématiques (module USS: /PT)
Motif d'autoprotection traitant de la dépendance spatiale dans le crayon combustible	Effet de Rim est pris en compte par la discrétisation en 4 couronnes concentriques (50% 30% 15% 5% du volume total de la pastille)
Modélisation de l'effet Dancoff	Différenciation pour l'uranium 238 de 3 crayons
1 <sup>er</sup> Calcul du flux	Méthode courant-interface (Pij) utilisant le modèle UP1 anisotrope
1 <sup>ère</sup> Condensation	de 295 à 26 groupes
2 <sup>ème</sup> Calcul du flux (spatial)	Méthode MOC step, approximation P3
Condensation finale (énergie)	de 26 à 2 groupes
Homogénéisation (espace)	Complète sur l'assemblage
Méthode d'équivalence	ADF ou SPH Selungut + reconstruction fine de puissance
Evolution du combustible	72 milieux évoluant
Calcul Coeur	Calcul de diffusion en éléments finis ou par méthode nodale

Tableau 32. Hypothèses probables du futur schéma « expertise » de l'IRSN

---

## Annexe B. Remarques complémentaires

### À propos du combustible : écarts entre $UO_x$ et $MO_x$

L'étude réalisée ne saurait démontrer la capacité de déterminer des coefficients de température avec un combustible  $MO_x$ .

Le combustible utilisé dans le premier cœur de démarrage de Tihange-I était de l' $UO_x$  (oxyde d'uranium). L'utilisation actuelle du  $MO_x$  (mélange de plutonium et uranium appauvri) conduit à de multiples conséquences et en particulier, l'efficacité des grappes de contrôle et du bore soluble pour contrôler l'excès de réactivité en début de cycle est réduit.

Le bore soluble en fonction du combustible a une influence sensible sur les critères d'arrêt d'urgence avec le combustible  $MO_x$  : marge de réactivité plus importante avec le  $MO_x$ , et l'effet de densité du modérateur du fait du changement de température est accentué, d'où une moins bonne modération.

### À propos des paramètres de contre-réactions :

L'étude a été faite à puissance nulle et à concentration nulle en xénon (premier démarrage).

Il faut garder à l'esprit que la concentration en xénon n'est pas nulle dans la plupart des autres cas de fonctionnement et a une importance notable (particulièrement du fait de son pouvoir absorbant ; section d'absorption d'environ 3 millions de barn)

### À propos du mode de pilotage dit en « Mode B » :

Le mode de pilotage initialement proposé à Tihange-I dit « Mode B » comprend 8 grappes longues et 5 grappes courtes. Ces grappes courtes devaient permettre le contrôle de l'axial offset. Elles étaient positionnées en partie centrale du cœur (là où le flux est maximal) et devaient permettre ainsi le contrôle parfait de l'axial offset. Au cours des essais de démarrage, il a été constaté que les pics de puissance étaient mal contrôlés (pincement du flux) avec pour conséquence une oscillation xénon et des pics de puissance, ainsi qu'une mauvaise utilisation du combustible. Ces grappes courtes ont été logiquement abandonnées.

En « Mode A », les grappes courtes ont été interdites évitant ainsi les pics de puissance. Le « Mode A » présente néanmoins des problématiques :

- le temps de séjour est limité pour les grappes noires en position basse pour éviter les oscillations xénon,
- peu de souplesse dans le pilotage, notamment pour le contrôle de l'axial offset lorsque les barres ne sont pas en position haute, et difficulté du suivi de charge et mouvements de grappes importants.

Les modes suivants : « Mode G » et « Mode X » ; des grappes grises ont remplacé les grappes courtes et certaines grappes noires composées de 8 à 12 crayons absorbants complétés de crayons « blancs » peu absorbants, avec pour conséquence moins de perturbation dans les répartitions de puissance.

---