



HAL
open science

Contribution à l'amélioration des méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire dans les réacteurs nucléaires à l'aide du code Monte-Carlo TRIPOLI-4®

Arthur Peron

► **To cite this version:**

Arthur Peron. Contribution à l'amélioration des méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire dans les réacteurs nucléaires à l'aide du code Monte-Carlo TRIPOLI-4®. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT: 2014PA112393. tel-01131279

HAL Id: tel-01131279

<https://theses.hal.science/tel-01131279>

Submitted on 13 Mar 2015

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

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



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 534 :
MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE, ÉNERGIES, GÉOSCIENCES
ET ENVIRONNEMENT

Laboratoire de Protection, d'Etudes et de Conception

THÈSE DE DOCTORAT

PHYSIQUE

par

Arthur PÉRON

Contribution à l'Amélioration des Méthodes d'Évaluation de
l'Échauffement Nucléaire dans les Réacteurs Nucléaires à
l'Aide du Code Monte-Carlo TRIPOLI-4[®]

Date de soutenance : 16/12/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :

Pr. Cheikh M'Backé DIOP

Directeur de Recherche - CEA /Saclay

Président du jury :

Pr. Laurent TASSAN-GOT

Directeur de Recherche - IPN/Orsay

Rapporteur :

Pr. Hamid AIT ABDERRAHIM

Directeur Général Adjoint - SCK-CEN/Belgique

Rapporteur :

Pr. Gilles BAN

Directeur de Recherche - CNRS/Caen

Examineur :

Dr. Adrien BIDAUD

Maître de Conférences - INP/Grenoble

Encadrant CEA :

Dr. Fadhel MALOUCHE

Ingénieur Chercheur - CEA/Saclay

Membre invité :

M. Hubert CARCREFF

Expert Sénior - CEA/Saclay

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA, Centre d'Études de Saclay) au sein du Laboratoire de Protection, d'Études et de Conception (LPEC) du Service d'Études des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA) du Département de Modélisation des Systèmes et Structures (DM2S).

Je tiens à remercier le Professeur Cheikh M'Backé DIOP, Directeur de Recherche au CEA, pour m'avoir encadré et suivi au cours de ma thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance au Docteur Fadhel MALOUCH, Ingénieur Chercheur au SERMA/LPEC. C'est grâce à son encadrement scientifique, aux points d'avancement hebdomadaires et aux nombreuses discussions que ce travail a pu être mené à bien. Sa volonté de vouloir communiquer sur nos travaux m'a permis de présenter mon travail de thèse au cours de trois conférences internationales.

Je remercie particulièrement Monsieur Hubert CARCREFF (Service d'Irradiations en Réacteur et d'Études Nucléaires, DRSN/SIREN) pour m'avoir transmis ses connaissances sur la mesure de l'échauffement nucléaire et pour m'avoir permis de comparer mes calculs à ses mesures en réacteur.

Je souhaite remercier les Chefs de Laboratoire successifs Christine Madame POINOT-SALANON et Monsieur Alain AGGERY pour les bonnes conditions de travail dont j'ai bénéficié.

Je remercie le Professeur Laurent TASSAN-GOT, Directeur de recherche à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse. Je remercie mes deux rapporteurs de thèse, les Professeurs Hamid AIT ABDERRAHIM, Directeur adjoint du Centre d'Étude de l'Énergie Nucléaire SCK-CEN et Gilles BAN, Directeur de Recherche au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen pour leur lecture attentive de mon mémoire et pour l'ensemble de leurs remarques. Je remercie également le Docteur Adrien BIDAUD d'avoir accepté d'être membre du jury et d'avoir examiné mon mémoire.

Je souhaite également remercier mes collègues du LPEC pour les bons moments passés avec eux et l'ambiance très agréable dans le laboratoire. Je remercie aussi les collègues du Laboratoire de Transport Stochastique et Déterministe (SERMA/LTSD) et en particulier l'équipe TRIPOLI-4[®] pour leur aide et leurs développements. A cet égard, les développements de M. Andrea ZOIA sur les dépôts d'énergie ont été déterminants.

Je remercie tous les stagiaires et doctorants que j'ai eu l'occasion de croiser au SERMA et qui m'ont fait passer de bons moments et en particulier mon camarade de thèse Karim sans qui ces trois années auraient été bien moins agréables.

Je remercie mes amis pour m'avoir supporté et accepté de perdre contre moi. Je remercie surtout

Chloé pour les moments passés à mes côtés et son soutien quotidien.

Enfin, une pensée pour mes parents et ma famille pour leurs encouragements tout au long de mes études.

Résumé

Les programmes d'irradiations technologiques menés dans les réacteurs expérimentaux sont d'une importance cruciale pour le soutien du parc électro-nucléaire actuel en termes d'étude et d'anticipation du comportement sous irradiation des combustibles et des matériaux de structures. Ces programmes permettent d'améliorer la sûreté des réacteurs actuels et également d'étudier les matériaux pour les nouveaux concepts de réacteurs.

Les conditions d'irradiations des matériaux dans les réacteurs expérimentaux doivent être représentatives de celles des réacteurs de puissance. Un des principaux intérêts des réacteurs d'irradiations technologiques (Material Testing Reactors, MTRs) est de pouvoir y mener des irradiations instrumentées en ajustant les paramètres expérimentaux, en particulier le flux neutronique et la température. La maîtrise, cruciale, du paramètre température d'un dispositif irradié dans un réacteur expérimental nécessite la connaissance de l'échauffement nucléaire (terme source) dû au dépôt d'énergie des photons et des neutrons interagissant dans le dispositif. La bonne évaluation de cet échauffement est une donnée clé pour les études thermiques de dimensionnement et de sûreté du dispositif.

L'objectif de cette thèse est d'améliorer les méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire en réacteur. Ce travail consiste en l'élaboration d'un schéma de calcul complet innovant, couplé neutron-photon fondé principalement sur le code de transport de particules TRIPOLI-4[®] (développé au CEA Saclay), basé sur la méthode Monte-Carlo à trois dimensions et à énergie continue. Un acquis original de ce travail est l'obtention de la contribution des neutrons et des photons incluant la prise en compte complète et détaillée, pour le cas étudié, de la source différée : les photons de décroissances radioactives. Afin de construire un schéma de calcul capable de reproduire au plus près la réalité des irradiations technologiques, des études de sensibilité ont été conduites pour quantifier l'impact de différents paramètres sur les calculs d'échauffement nucléaire, parmi lesquels les données nucléaires. La méthode dite des « limites cinématiques », récemment introduite dans le code TRIPOLI-4[®], a été systématiquement utilisée pour détecter les incohérences dans les données nucléaires de production de photons secondaires. Une validation expérimentale du schéma de calcul a été effectuée en s'appuyant sur les mesures de calorimétrie réalisées dans le réacteur OSIRIS du CEA Saclay.

Le travail de thèse débouche sur un outil opérationnel et prédictif pour l'estimation de l'échauffement nucléaire répondant aux besoins de l'expérimentation en réacteur de recherche et qui peut être étendu plus largement aux réacteurs de puissance.

Abstract

Technological irradiation programs carried out in experimental reactors are crucial for the support of the current nuclear fleet in terms of study and anticipation of the behavior under irradiation of fuels and structural materials. These programs make it possible to improve the safety of the current reactors and also to study materials for the new concepts of reactors.

Irradiation conditions of materials in experimental reactors must be representative of those of nuclear power plants (NPPs). One of the main advantages of material testing reactors (MTRs) is to be able to carry out instrumented irradiations by adjusting experimental parameters, in particular the neutron flux and the temperature. The control of the parameter temperature of a device irradiated in an experimental reactor requires the knowledge of the nuclear heating (source term) due to the deposition of energy of the photons and the neutrons interacting in the device. A relevant evaluation of this heating is a key data for the thermal studies of design and safety of devices.

The objective of this thesis is to improve the methods of the evaluation of nuclear heating in reactors. This work consists of the development of an innovating and complete coupled neutron-photon calculation scheme (allowing to obtain the contribution of neutrons, prompt gamma and decay gamma), mainly based on the 3D, continuous energy TRIPOLI-4[®] Monte Carlo transport code. An experimental validation of the calculation scheme has been performed, based on calorimetry measurements carried out in the OSIRIS reactor at CEA Saclay. Sensitivity studies have been undertaken to establish the impact of various parameters on nuclear heating calculations (in particular nuclear data) and to fix the final calculation scheme to be closer to the technological irradiation aspects.

The thesis work leads to an operational and predictive tool for the nuclear heating estimation, meeting the experimentation needs of research reactors and can be extended more generally to NPPs.

Table des matières

Introduction	15
1 Réactions nucléaires en réacteur et sources de particules	19
1.1 Structure de la matière	19
1.2 Interactions neutron-matière	20
1.2.1 Diffusion élastique (n,n) [1, 2]	21
1.2.2 Diffusion inélastique (n, n') [1, 3, 2]	24
1.2.3 Capture radiative (n, γ) [3]	25
1.2.4 Fission (n,f) [1, 3]	27
1.2.4.1 Caractéristiques de l'émission des neutrons lors de la fission	28
1.2.4.2 Caractéristiques de l'émission des photons lors de la fission	31
1.3 Interactions photon matière	32
1.3.1 Diffusion incohérente Compton [3, 4]	33
1.3.2 Effet photoélectrique [3]	34
1.3.3 Effet de production de paires (ou dematérialisation) [3]	35
1.3.4 Absorption par le noyau [3]	36
1.3.5 Photofission	36
1.4 Interactions des particules chargées (e-, e+, noyau)	36
1.4.1 Ionisation	36
1.4.2 Excitation	37
1.4.3 Déviation par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)[4]	37
1.4.4 Annihilation	37
1.4.5 Capture	37
1.4.6 Ralentissement des particules chargées	37
1.5 Les principales sources de particules dans un réacteur nucléaire	38
2 Importance de l'évaluation de l'échauffement nucléaire en réacteur	39
2.1 Présentation du réacteur OSIRIS	41
2.2 Présentation de dispositifs d'irradiation en cœur	42
2.3 Importance de l'évaluation de l'échauffement nucléaire	43
3 Calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur	49
3.1 Calcul de l'échauffement nucléaire	49
3.1.1 Définition de l'échauffement nucléaire et du dépôt d'énergie	49
3.1.2 Calcul du dépôt d'énergie	49
3.2 Equations du transport et d'évolution - Méthodes de résolution associées	53
3.2.1 L'équation de Boltzmann et sa résolution	53
3.2.2 Les équations de Bateman et leur résolution	54
3.3 Présentation du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire	56

3.3.1	Estimation de la contribution des neutrons et des photons prompts à l'échauffement nucléaire	58
3.3.2	Estimation de la contribution des photons de décroissance à l'échauffement nucléaire	60
3.4	Application du schéma de calcul au cas du réacteur OSIRIS	60
3.4.1	Modélisation du réacteur par le code TRIPOLI-4	62
3.4.1.1	Modélisation d'un assemblage combustible standard	62
3.4.1.2	Modélisation d'un assemblage de contrôle	63
3.4.1.3	Modélisation d'un assemblage béryllium	64
3.4.2	Calcul de la composition des assemblages combustibles	64
3.4.2.1	Géométrie pour APOLLO2	66
3.4.2.2	Géométrie simplifiée pour CRONOS2	66
3.4.3	Calcul des sources de photons de décroissance radioactive	68
3.4.4	Quelques résultats illustratifs	69
4	Validation expérimentale du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur	73
4.1	Mesure d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle	73
4.1.1	Principe de la calorimétrie	73
4.1.2	Instruments de mesure de l'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle utilisés dans le réacteur OSIRIS :	75
4.1.2.1	Calorimètre différentiel à 5 étages :	75
4.1.2.2	Calorimètre Mobile OSIRIS (CALMOS) :	77
4.1.2.3	Mesures complémentaires de flux thermique	80
4.2	Validation du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire par comparaisons calculs/mesures	81
4.2.1	Comparaison calculs/mesures réalisée sur le dispositif CALMOS	86
4.2.1.1	Incertitudes des mesures d'échauffement et de flux thermique	86
4.2.1.2	Position 24SE (Cycle F253) :	87
4.2.1.3	Position 24NE (Cycle F261) :	90
4.2.1.4	Position 44SO (Cycle F264) :	92
4.2.1.5	Position 64SO (Cycle F265) :	94
4.2.1.6	Récapitulatif des écarts calculs/mesures	96
4.2.2	Comparaison calculs/mesures réalisée à l'aide du calorimètre à 5 étages	97
4.2.2.1	Position 64SE (Cycle F216) :	97
4.2.2.2	Position 24SO (Cycle F222) :	100
4.3	Discussion et Conclusion	102
5	Etudes de sensibilités associées au schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en cœur	107
5.1	Impact de l'estimation des compositions des milieux fissiles sur le dépôt d'énergie	108
5.1.1	Importance du calcul des compositions des éléments combustibles du cœur	108
5.1.1.1	Comparaison des flux neutrons et photons dans le combustible	111
5.1.1.2	Comparaison des puissances des assemblages combustibles	115
5.1.1.3	Comparaison des dépôts d'énergie dans les emplacements expérimentaux	115
5.1.2	Comparaison calculs/calculs des puissances dans les assemblages combustibles (ANUBIS V3 vs TRIPOLI-4)	117
5.2	Etude de sensibilités des paramètres influençant le calcul des sources de photons de décroissance	120

5.2.1	Variation indépendante de la durée d'irradiation dans le cycle, des distributions de puissance et des taux de combustion	122
5.2.2	Variation corrélée de la durée d'irradiation et des distributions de la puissance et du taux de combustion	124
5.3	Etudes de sensibilités liées à la modélisation géométrique du réacteur et des dispositifs expérimentaux	126
5.3.1	Impact de la géométrie d'un calorimètre sur sa mesure de l'échauffement	126
5.3.2	Modélisation des assemblages béryllium	126
5.3.3	Impact des incertitudes liées aux données technologiques du réacteur	128
5.3.4	Impact du vieillissement éventuel des barres de contrôle en hafnium	128
5.4	Conclusion	129
6	Etudes de l'importance du transport des électrons	131
6.1	Etude de l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite des calorimètres	131
6.1.1	Equilibre électronique et Dose absorbée dans les volumes d'encaissement	131
6.1.2	Transport des particules chargées	132
6.1.3	Vérification de l'obtention de l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite d'un calorimètre	133
6.2	Etude différentielle de la proportion de photons créés par les électrons secondaires . . .	133
6.3	Etude différentielle de la proportion de photons créés par les bêtas de décroissance des produits de fission	137
6.4	Conclusion	138
7	Etude de l'effet des données nucléaires de création de photons sur l'échauffement nucléaire	139
7.1	Principe du diagnostic des données nucléaires par la méthode des limites cinématiques	139
7.2	Le diagnostic des données incohérentes d'émission photonique	140
7.2.1	Présentation de la démarche et exemple	140
7.2.2	Résultats des benchmarks	142
7.3	Elaboration de sections efficaces de KERMA « corrigées » pour l'estimation du dépôt d'énergie des neutrons	143
7.4	Estimation du défaut d'énergie déposée dans un détecteur par manque d'émission de photons	143
7.4.1	Estimation du manque d'énergie dû aux données nucléaires pour un milieu donné	144
7.4.2	Utilisation de l'historique des trajectoires des photons pour déterminer les matériaux où naissent les photons contribuant au dépôt d'énergie - Illustration par l'exemple du réacteur OSIRIS	145
7.4.3	Correction de l'échauffement dans le détecteur induite par le manque d'émission de photons secondaires	150
7.5	Conclusion	151
	Conclusion	153
	Bibliographie	161
A	Estimation du flux par la méthode de Monte-Carlo	163
B	Simulation and Comparison of the Calorimeters Measuring the Nuclear Heating in the OSIRIS Reactor, with the TRIPOLI-4[®] Monte-Carlo Code	165

C Improvement of Nuclear Heating Evaluation inside the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor	175
D Diagnostic and Impact Estimation of Nuclear Data Inconsistencies on Energy Deposition Calculations in Coupled Neutron-Photon Monte-Carlo Simulation, with TRIPOLI-4®	185

Introduction générale

La vérification de la tenue des matériaux sous irradiation est cruciale pour le suivi du parc actuel de réacteurs nucléaires de puissance ainsi que pour les études des matériaux pour la conception de réacteurs nucléaires innovants (Génération 3+ et 4). Les réacteurs nucléaires d'irradiations technologiques (ou Material Testing Reactors) permettent la réalisation de programmes expérimentaux d'irradiations servant à l'étude et à l'anticipation du comportement des matériaux sous irradiation, en « accélérant » le vieillissement de ces derniers. Les expériences effectuées dans ces réacteurs de recherche doivent être représentatives des conditions d'irradiation propres aux réacteurs concernés en termes de flux de particules - neutrons et photons principalement -, de pression ou encore de température.

La température des échantillons irradiés est une donnée clé pour la sûreté et la faisabilité des expériences, mais également pour les études associées à ces irradiations technologiques réalisées dans un réacteur de recherche. Dans un réacteur nucléaire, les neutrons et les photons issus des réactions nucléaires, engendrent une élévation de température dans les matériaux : on parle d'échauffement nucléaire. Cet échauffement est la principale contribution à l'élévation de température des échantillons irradiés. La seconde contribution provient de dispositifs électriques et mécaniques mis en place pour assurer un asservissement de la température de l'échantillon à la valeur désirée. Une bonne connaissance de l'échauffement nucléaire est nécessaire pour établir les températures cibles lors de la conception des dispositifs d'irradiations en cœur.

L'évaluation de l'échauffement nucléaire dans le réacteur OSIRIS est réalisée par une méthode dite « semi-empirique », se fondant sur des mesures d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle. Cette méthode donne un bon ordre de grandeur de l'échauffement mais elle ne tient ni compte de l'effet de la géométrie du dispositif d'irradiation ni du plan de chargement au moment de l'irradiation du dispositif. L'utilisation de la simulation numérique permet ici, de s'affranchir de ces désavantages. Elle est ainsi un outil d'aide à la conception d'expériences mais également à l'analyse et la compréhension des résultats des irradiations.

L'objectif de la thèse est d'améliorer les méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire dans les réacteurs et en particulier dans les réacteurs d'irradiations technologiques.

Pour évaluer l'échauffement nucléaire en réacteur, la mise en œuvre d'un schéma de calcul spécifique et adapté au problème à résoudre est nécessaire.

Un schéma de calcul utilise des codes de calcul et des bibliothèques de données nucléaires associées. Il requiert également des données d'entrée telles que les données technologiques ou encore la configuration du réacteur pour simuler la physique du cœur. L'atteinte de l'objectif visé suppose d'être en mesure de faire une description suffisamment fine de la géométrie à 3 dimensions des expériences et des éléments du réacteur afin de simuler la propagation des neutrons et des photons dans leur environnement réel. Cette exigence méthodologique explique que nous avons élaboré un

schéma de calcul de l'échauffement nucléaire fondé principalement sur le code de transport des neutrons et des photons, à énergie continue, par la méthode de Monte Carlo, TRIPOLI-4[®] développé au CEA. Ce schéma de calcul novateur inclut aussi des codes déterministes également produits au CEA (APOLLO2, CRONOS2 et DARWIN), permettant d'obtenir les données intermédiaires telles que les compositions isotopiques des assemblages ou encore les sources gamma de décroissance radioactive.

Le cas d'application concret de ce schéma de calcul et de sa validation est le réacteur OSIRIS du site CEA Saclay. Il s'agit d'un réacteur d'irradiations technologiques de matériaux tels que des aciers de cuve pour l'industrie électronucléaire ou encore de combustibles pour des réacteurs actuels et futurs.

Le premier chapitre de ce mémoire de thèse présente les notions de physique nucléaire utiles pour la compréhension des méthodes d'estimation de l'échauffement nucléaire. Les principales réactions nucléaires siégeant dans un réacteur sont passées en revue et les bilans énergétiques en sont explicités. Les différentes sources de particules contribuant à l'échauffement nucléaire en réacteur sont ensuite décrites.

Le second chapitre traite de l'importance de l'échauffement nucléaire dans un réacteur expérimental, avec l'exemple détaillé du réacteur OSIRIS dans le cadre de la conception d'expériences d'irradiation. Le réacteur y est présenté ainsi que les dispositifs expérimentaux d'intérêt pour notre travail. Ce chapitre rappelle, en outre, les travaux antérieurs consacrés à la problématique de la détermination de l'échauffement nucléaire.

Le troisième chapitre est consacré à l'élaboration du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire développé au cours de cette thèse. On précise tout d'abord, la définition de l'échauffement nucléaire. La méthode de calcul de cet échauffement est ensuite décrite en détail. Puis, le schéma de calcul en tant que tel est explicité avec les différents codes de calcul qui le composent. Enfin, des résultats de calcul illustratifs obtenus sur des configurations du réacteur OSIRIS contenant des dispositifs d'irradiations sont présentés.

La validation de ce schéma de calcul suscite des études de sensibilité pour comprendre les phénomènes en jeu et déterminer les paramètres importants de la modélisation. Il est également nécessaire de valider expérimentalement le schéma de calcul par une confrontation des résultats obtenus par la simulation à des mesures réalisées, en l'occurrence, dans le cœur du réacteur OSIRIS.

Le chapitre 4 fait l'objet de la validation du schéma de calcul par comparaison des résultats issus de la simulation avec ceux issus des mesures d'échauffement nucléaire et de flux neutronique thermique. Le principe de la mesure de l'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle est expliqué, puis explicité dans les cas particuliers des deux instruments de mesures utilisés dans le réacteur OSIRIS : CALMOS et un calorimètre différentiel à 5 étages. Des comparaisons entre les calculs et les mesures sont conduites et analysées.

Le chapitre 5 a pour but de discuter de certaines des options de modélisation choisies pour la conception du schéma de calcul d'échauffement nucléaire en réacteur. L'analyse des différentes parties du schéma pouvant introduire des biais y est menée. Une étude sur l'importance d'une bonne estimation de la composition isotopique des assemblages combustibles y est présentée. L'impact des sources de photons retardés sur le dépôt d'énergie à l'aide d'une méthode statistique est étudié. Enfin, certaines hypothèses du schéma de calcul, telles que l'équilibre électronique dans l'échantillon ou le vieillissement des assemblages béryllium, sont vérifiées.

Le chapitre 6 présente une étude de l'impact du transport des particules chargées sur le dépôt d'énergie dans un échantillon. Le parcours des particules chargées dans la matière, bien qu'étant très faible, peut en effet impacter le calcul du dépôt d'énergie dans des échantillons de petites dimensions. De plus, les interactions des particules chargées avec la matière peuvent générer des photons secondaires. Ces photons, après transport, contribuent au dépôt d'énergie dans le détecteur.

Le chapitre 7 est dédié à l'étude de l'impact de la connaissance des données nucléaires de création de photons secondaires par réaction neutronique sur l'échauffement nucléaire dans un échantillon. En effet, pour certains isotopes, les données d'émission de photons secondaires sont erronées ou absentes. Ces lacunes engendrent des biais dans l'estimation des flux de particules et par conséquent de l'échauffement nucléaire. Notre étude se focalise sur la mise en évidence de données d'émission de photons incohérentes en utilisant la méthode des « limites cinématiques » récemment implémentée dans le code TRIPOLI-4[®]. Une estimation de l'impact de ces données erronées ou absentes sur le calcul de l'échauffement nucléaire dans une situation relative au réacteur OSIRIS est proposée.

Une conclusion générale synthétise les principaux résultats obtenus au cours de cette thèse et envisage l'extension des travaux à d'autres réacteurs.

Chapitre 1

Réactions nucléaires en réacteur et sources de particules

Ce premier chapitre a pour but de rappeler les notions de physique nucléaire utiles au sujet traité, à savoir l'estimation de l'échauffement nucléaire dans un réacteur nucléaire.

1.1 Structure de la matière

La matière est constituée d'atomes. Un atome est formé d'un noyau concentrant la majeure partie de la masse et d'un cortège d'électrons de charge négative. La dimension de l'atome est délimitée par le cortège électronique et celle-ci (10^{-10} m) est très grande devant celle du noyau (10^{-14} à 10^{-15} m). Le noyau est composé de nucléons de deux types différents. Les protons et les neutrons ont une masse comparable (respectivement $1,672622 \cdot 10^{-27}$ et $1,67493 \cdot 10^{-27}$ kg) mais le proton possède une charge électrique positive alors que le neutron n'en a pas. Pour respecter la neutralité électrique de la matière, le noyau est entouré d'un nombre d'électrons égal au nombre de protons. Sous certaines conditions l'atome peut cependant perdre ou gagner un ou plusieurs électrons on parle alors d'ionisation de l'atome.

Afin de caractériser un noyau, deux grandeurs sont définies : Le numéro atomique Z (ou nombre de charge) correspond au nombre de protons et le nombre de masse A est égal au nombre total de nucléon de l'atome. Le numéro atomique identifie le nom de l'élément (ou encore espèce) et le nombre de masse différencie les atomes d'un même élément en isotopes. L'ensemble des éléments connus est classifié dans le tableau périodique de Mendeleïev du nom de son créateur. Ils sont rangés par numéro atomique croissant et identifiés par familles possédant les mêmes propriétés chimiques. Les atomes sont notés ${}^A_Z X$ avec X le symbole de l'élément, Z son numéro atomique et A le nombre total de nucléons.

Pour la formation d'un noyau, toutes les combinaisons de neutrons et protons ne sont pas possibles. En effet, un déséquilibre trop important entre proportions de neutrons et de protons ne permet pas la stabilité du noyau dans le temps. Un noyau instable doit au bout d'un certain temps tendre vers un état stable (ou plus stable) en émettant des particules par rayonnement. On parle alors de décroissance radioactive. Les phénomènes les plus courants permettant à un noyau d'atteindre un état stable sont :

- émettre un groupement de deux neutrons et deux protons (radioactivité alpha)
- convertir un neutron en proton puis émettre un électron (radioactivité bêta -)
- convertir un proton en neutron puis émettre un positron (radioactivité bêta +)
- émettre un ou plusieurs photons (radioactivité gamma)

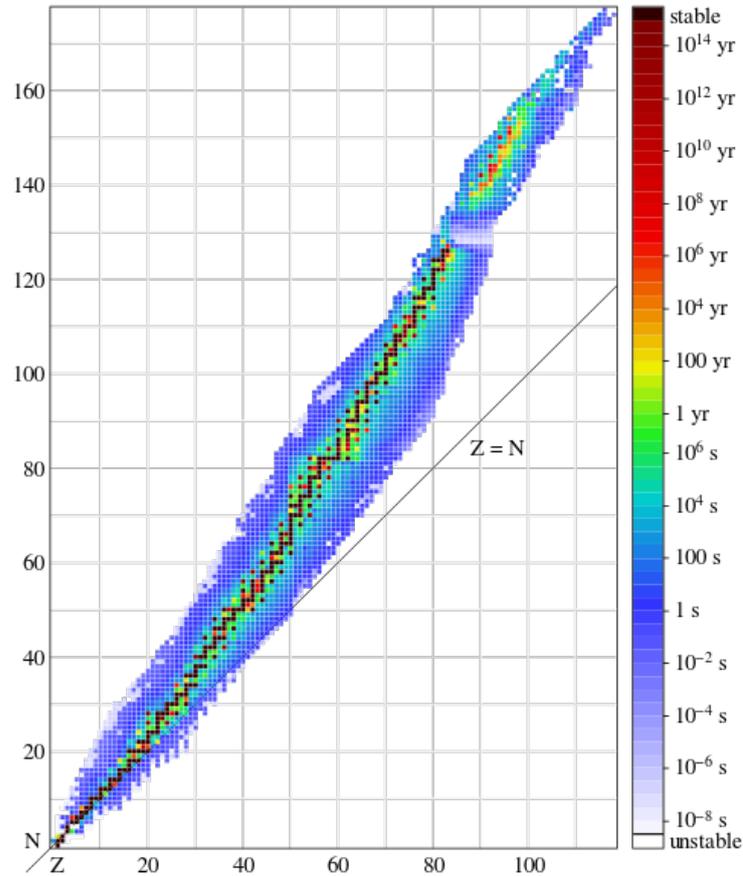


FIGURE 1.1 – Stabilité des noyaux en fonction de leur nombres de protons et neutrons [5]

La Figure 1.1 présente les noyaux stables et instables ayant été observés ainsi que leur temps de demi-vie (ou encore période radioactive). L’homme a créé par des réactions nucléaires la plupart des noyaux instables référencés. En envoyant des particules sur une cible de noyaux X on peut réussir à transmuter certains des noyaux en un autre élément. Les réactions nucléaires se font principalement par le biais des neutrons. En effet, n’ayant aucune charge ils peuvent aisément interagir avec les noyaux des atomes sans être repoussés par leur champ coulombien. La réaction suivante illustre l’interaction d’un neutron sur un noyau de Hafnium provoquant un changement de l’isotope du noyau.



Les photons peuvent également interagir avec les atomes mais leur interaction se fait préférentiellement avec le cortège électronique. Nous recensons ci-après les principales interactions ayant lieu dans un réacteur nucléaire.

1.2 Interactions neutron-matière

On distingue d’une part les réactions de diffusion provoquant un ralentissement du neutron par transfert d’énergie au noyau atomique choqué et d’autre part les réactions d’absorption provoquant la disparition du neutron par incorporation au noyau (capture radiative, capture non radiative et fission). La section efficace microscopique, σ , est une donnée nucléaire fondamentale introduite pour caractériser les réactions entre particules incidentes et noyaux-cibles. Elle représente la probabilité

d'interaction d'une particule incidente avec le noyau-cible. Cette grandeur est homogène à une surface ; l'unité souvent utilisée est le barn, équivalent à 10^{-24} cm²). Les sections efficaces des neutrons dépendent de leur vitesse (ou énergie), de la température du milieu et de la nature des noyaux cibles. On peut obtenir la section efficace microscopique totale d'interaction d'un neutron sur un atome en sommant les sections efficaces microscopiques des différentes interactions possibles (sections efficaces partielles). La section efficace macroscopique $\Sigma_{i,j}$ de réaction j est définie par :

$$\Sigma_{i,j} = \sigma_{i,j} \cdot N_i \quad (1.2)$$

où N_i , la densité volumique de noyaux cibles i . Son unité est l'inverse d'une longueur. Si N_i est exprimé en nombre de noyaux.cm⁻³ et $\sigma_{i,j}$ et cm² alors $\Sigma_{i,j}$ a pour unité le cm⁻¹. La section efficace macroscopique s'interprète comme une probabilité d'interaction par unité de longueur. En sommant les sections efficaces macroscopiques de différents noyaux cibles i , on obtient la section efficace macroscopique du matériau homogène :

$$\Sigma_{\text{matériau},j} = \sum_i \sigma_{i,j} \cdot N_i \quad (1.3)$$

Les réactions nucléaires d'intérêt induites par les neutrons sont brièvement présentées dans la suite en précisant dans chaque cas les transferts d'énergie auxquels elles donnent lieu.

1.2.1 Diffusion élastique (n,n) [1, 2]

L'interaction d'un neutron sur un noyau atomique peut donner lieu à une diffusion élastique. On distingue deux diffusions élastiques : potentielle et résonante. Lors d'une diffusion élastique potentielle, le neutron incident d'énergie E ne pénètre pas dans le noyau et est diffusé sans modification de l'énergie interne (Figure 1.2). Il y a modification de l'énergie cinétique et de la direction du neutron mais l'énergie cinétique totale du système est conservée ($Q = 0$) ce qui en fait une réaction sans seuil. Lors d'une diffusion élastique résonnante, le neutron incident pénètre dans le noyau et un neutron est réémis avec une énergie cinétique égale à celle du neutron incident dans une certaine direction. Du fait de l'incorporation du neutron incident, la diffusion élastique résonnante possède un seuil.

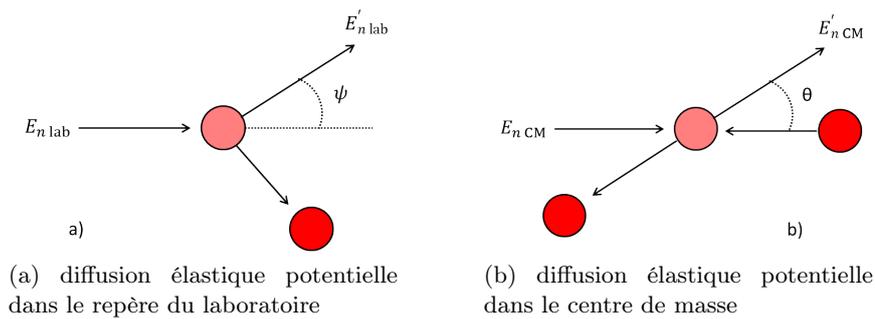


FIGURE 1.2 – Schématisation d'une diffusion élastique potentielle

L'énergie cinétique du neutron dans le système du laboratoire lors d'une diffusion élastique potentielle est évaluée par la formule suivante :

$$E'_{n \text{ lab}} = \frac{E_{n \text{ lab}} \cdot (1 + 2A \cdot \cos \theta + A^2)}{(A + 1)^2} \quad (1.5)$$

A étant le rapport de la masse du noyau cible sur celle du neutron, $\cos \theta$ le cosinus de l'angle de diffusion θ dans le système du centre de masse.

L'énergie transmise au noyau de recul $E_{R \text{ lab}}$ est donnée par la relation suivante déduite du bilan énergétique de la réaction :

$$E_{R \text{ lab}} = \frac{2A \cdot E_{n \text{ lab}} (1 - \cos \theta)}{(A + 1)^2} \quad (1.6)$$

On peut simplifier l'équation de $E'_{n \text{ lab}}$ en posant $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$.

$$E'_{n \text{ lab}} = \frac{E_{n \text{ lab}}}{2} \cdot [1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (1.7)$$

On déduit alors que les noyaux légers ralentissent mieux les neutrons. L'angle de déviation dans le système du laboratoire ψ est donné par :

$$\cos \psi = \frac{1 + A \cdot \cos \theta}{\sqrt{1 + 2A \cdot \cos \theta + A^2}} \quad (1.8)$$

En se positionnant dans le système du laboratoire on a une anisotropie vers l'avant, ce qui correspond à une diffusion préférentielle du neutron dans la direction initiale. Cette anisotropie est plus marquée pour les noyaux légers comme le montre l'expression de la valeur de $\bar{\mu}$ obtenue dans le cas d'une diffusion isotrope du neutron dans le système du centre de masse.

$$\bar{\mu} = \langle \cos \psi \rangle = \frac{2}{3A} \quad (1.9)$$

De façon générale, l'ordre de grandeur à retenir pour l'ensemble des noyaux est une section efficace de diffusion élastique potentielle de 1 à 10 barns (exception faite de l'hydrogène où $\sigma \sim 20b$). La variation de la section efficace pour l'hydrogène est un peu plus importante, cependant elle est presque constante pour les énergies allant du meV au MeV (Figure 1.3). La section efficace de la réaction de diffusion varie peu en fonction de l'énergie. La Figure 1.4 donne la section efficace de diffusion élastique sur l'uranium 235. On observe que la section efficace varie d'un peu plus d'une décade sur une gamme en énergie allant de l'eV jusqu'à la dizaine de MeV. Les structures de la diffusion élastique résonante apparaissent sur le domaine énergétique allant de l'eV à la centaine de keV.

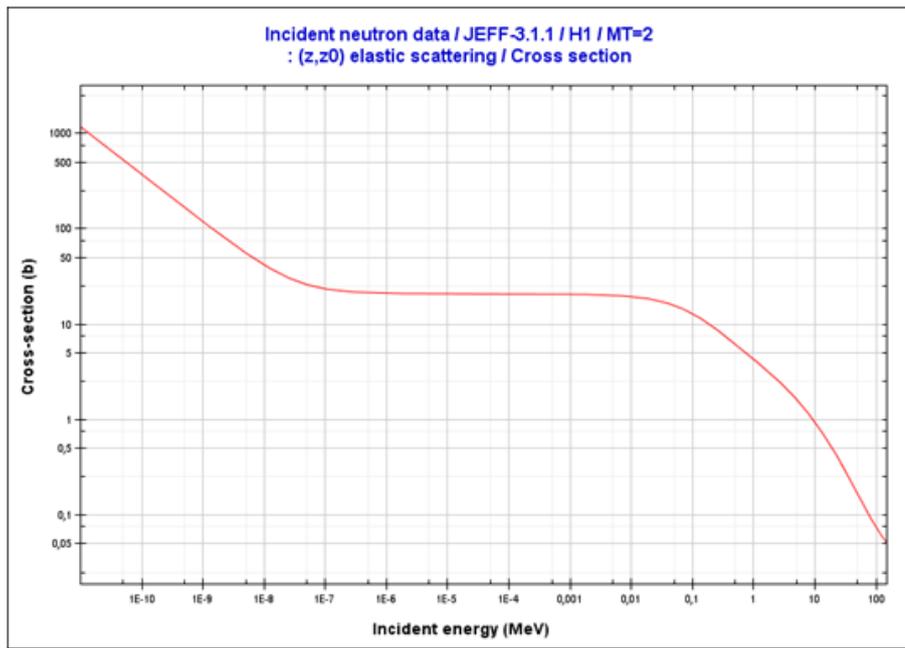


FIGURE 1.3 – Section efficace de diffusion élastique de l’hydrogène en fonction de l’énergie de la particule incidente (courbe tracée avec l’outil JANIS [6])

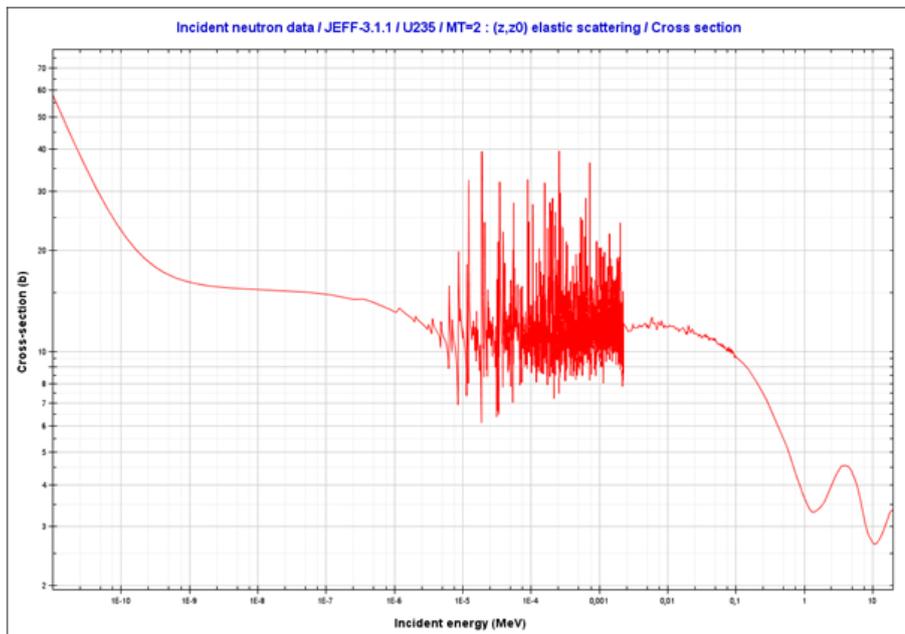


FIGURE 1.4 – Section efficace de diffusion élastique de l’U235 en fonction de l’énergie de la particule incidente (courbe tracée avec l’outil JANIS [6])

1.2.2 Diffusion inélastique (n, n') [1, 3, 2]

La diffusion inélastique est une réaction à seuil induite par l'existence de différents niveaux d'excitation possibles du noyau. Le neutron incident n est absorbé par le noyau formant un noyau composé (Figure 1.5). Ce dernier va se désexciter presque immédiatement en émettant un neutron n' de plus faible énergie. Le noyau toujours excité émet généralement un ou plusieurs photons pour retrouver son état fondamental. Il peut cependant aussi se désexciter par l'émission d'électrons ou par conversion interne. La réaction peut s'écrire sous cette forme :

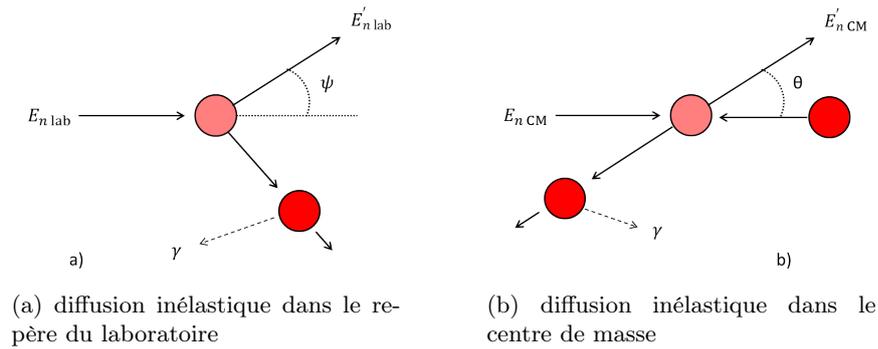


FIGURE 1.5 – Schématisation d'une diffusion inélastique

Lors de la réaction de diffusion inélastique il y a conservation de l'énergie totale du système mais pas de l'énergie cinétique. Les lois de la mécanique permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$E'_{n \text{ lab}} = E_{n \text{ lab}} \frac{1 + 2\gamma \cos \theta + \gamma^2}{(A + 1)^2} \quad (1.11)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \gamma \cdot \cos \theta}{\sqrt{1 + 2\gamma \cdot \cos \theta + \gamma^2}} \quad (1.12)$$

Avec : $\gamma = A \sqrt{1 - \frac{(A+1)Q}{A E_{n \text{ lab}}}}$, $E_{n \text{ lab}}$ l'énergie du neutron incident dans le système du laboratoire, $E'_{n \text{ lab}}$ l'énergie du neutron diffusé dans le système du laboratoire et Q l'énergie de réaction qui correspond à l'énergie d'excitation du noyau cible. Notons que l'on retrouve l'expression de la diffusion élastique (pour $Q = 0$, $\gamma = A$) et que dans le système du laboratoire l'énergie de seuil du neutron incident est $\frac{(A+1)Q}{A}$.

Si la diffusion est isotrope dans le centre de masse, l'énergie moyenne $\overline{E_R}$ communiquée au noyau de recul au moment du choc est donné par :

$$\overline{E_R} = \frac{2A \cdot E_{n \text{ lab}}}{(A + 1)^2} - \frac{E_\gamma}{A + 1} \quad (1.13)$$

La diffusion inélastique possède un seuil très élevé pour les matériaux légers (plusieurs MeV) et se réalise plus facilement sur les atomes de numéros atomiques grands. La section efficace pour des matériaux lourds est de l'ordre du barn.

1.2.3 Capture radiative (n,γ) [3]

La capture radiative est une réaction sans seuil où le neutron incident est capturé par un noyau qui se retrouve alors dans un état excité (Figure 1.6). Le noyau émet ensuite le surplus d'énergie sous forme de photon (ou encore par phénomène de conversion interne). On parle d'activation si le noyau est devenu radioactif. La radioactivité est principalement de type β^- du fait de l'excès de neutron.

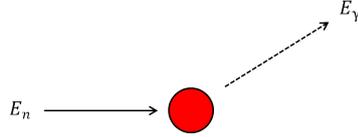


FIGURE 1.6 – Schématisation d'une capture radiative

Le bilan énergétique de la réaction est donné par :

$$\overline{E_R} + \overline{E_\gamma} = E_n + Q \quad (1.15)$$

Avec $\overline{E_R}$ l'énergie de recul du noyau, $\overline{E_\gamma}$ l'énergie emportée par le photon émis, E_n l'énergie cinétique du neutron incident et Q l'énergie de réaction. L'énergie emportée par le photon est donnée par la relation :

$$\overline{E_\gamma} = (A + 1) m_n c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2}{(A + 1) m_n c^2} \left(Q + \frac{A E_n}{A + 1} \right)} - 1 \right) \quad (1.16)$$

Avec $m_n c^2$ l'énergie de masse au repos du neutron et A la masse du noyau-cible en unité de masse du neutron.

La section efficace de capture radiative évolue différemment selon la gamme d'énergie du neutron incident (Figure 1.7). Elle est très importante pour les noyaux lourds et est généralement faible pour les noyaux légers. A basse énergie ($E < 1$ eV), la section efficace varie en $1/v$. Pour des énergies de 1 eV à 10 keV on observe des résonnances et pour des énergies supérieures à 10keV, la section efficace diminue fortement.

De par la nature de la réaction, le spectre d'émission de photons par capture radiative est un spectre discret. Il est généralement constitué d'un grand nombre de raies d'énergies égales à toutes les différences possibles des énergies d'excitation du noyau composé pouvant atteindre la dizaine de MeV.

Les mesures de ces spectres pour les isotopes non fissiles sont relativement précises car il n'y a pas de bruit de mesure engendré par la fission. La valeur du bilan énergétique Q de la réaction est déterminée avec précision par la différence des défauts de masses finales et initiales. L'incertitude sur l'énergie totale émise lors de la capture radiative par les isotopes non fissiles est de l'ordre du pourcent. Des sections efficaces de capture ont parfois des incertitudes importantes, ce qui peut impacter les résultats de calcul de dépôts d'énergie. C'est notamment le cas du ${}^{56}\text{Fe}$.

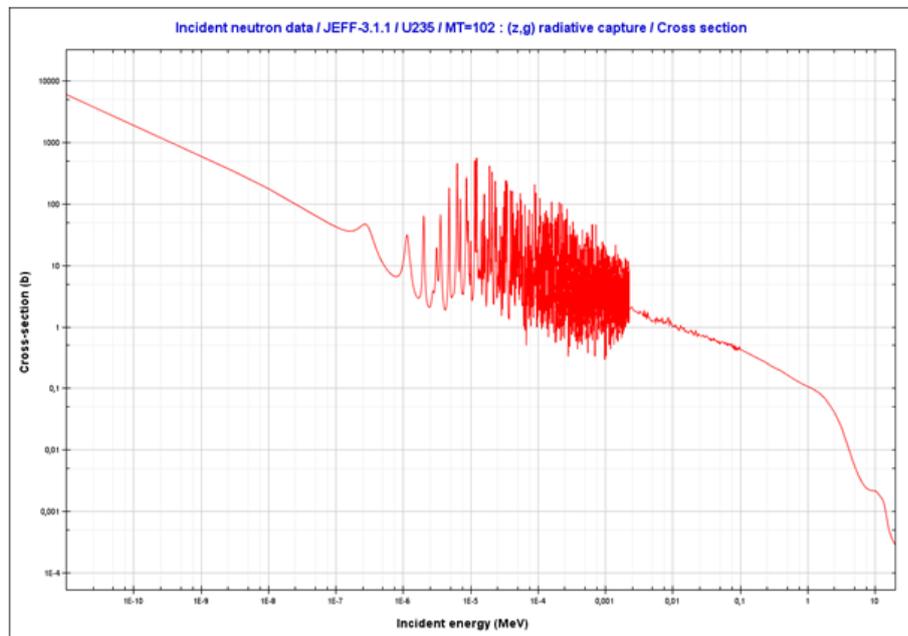
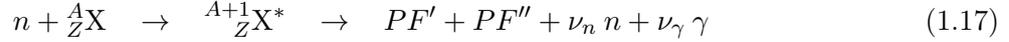


FIGURE 1.7 – Section efficace de capture radiative de l’U5 en fonction de l’énergie de la particule incidente (courbe tracée avec l’outil JANIS [6])

1.2.4 Fission (n,f) [1, 3]

La fission induite par neutron est une réaction sur un noyau lourd (valeur élevée de A). Le neutron est absorbé par le noyau-cible et si l'énergie ainsi apportée est suffisante, il peut y avoir réaction de fission provoquant la création de plusieurs noyaux fils (appelés produits de fission et généralement au nombre de deux), de ν_n neutrons et de ν_γ photons.



Une distinction est faite entre les particules émises presque instantanément (qualifiées de promptes) et les particules émises sur une échelle de temps plus longue par désexcitation ou décroissance des produits de fission (qualifiées de retardées). Généralement les émissions photoniques débutent après l'expulsion de la majorité des neutrons prompts. Les particules retardées interviennent après un intervalle de temps de l'ordre de la milliseconde.

Les noyaux lourds pouvant subir une réaction de fission sont divisés en 2 catégories : les noyaux fissiles et les noyaux fertiles. Les premiers ont un nombre de neutrons impair et fissionnent facilement. Ainsi les noyaux fertiles auront tendance, en spectre thermique, à absorber le neutron sans déclencher de fission, devenant ainsi un noyau fissile. Pour que les noyaux fertiles puissent fissionner il faut que les neutrons incidents aient une énergie minimale de l'ordre du MeV (fission en spectre rapide). La Figure 1.8 montre que la section efficace de fission de l' ${}^{238}\text{U}$ (isotope fertile) devient comparable à celles des isotopes ${}^{235}\text{U}$ et ${}^{239}\text{Pu}$ (fissiles) à partir d'une énergie du neutron incident de l'ordre du MeV. On observe également que la section efficace de fission varie en $1/v$ pour les faibles énergies (v étant la vitesse du neutron), puis comporte de nombreuses résonances dans le domaine d'énergie épithermique.

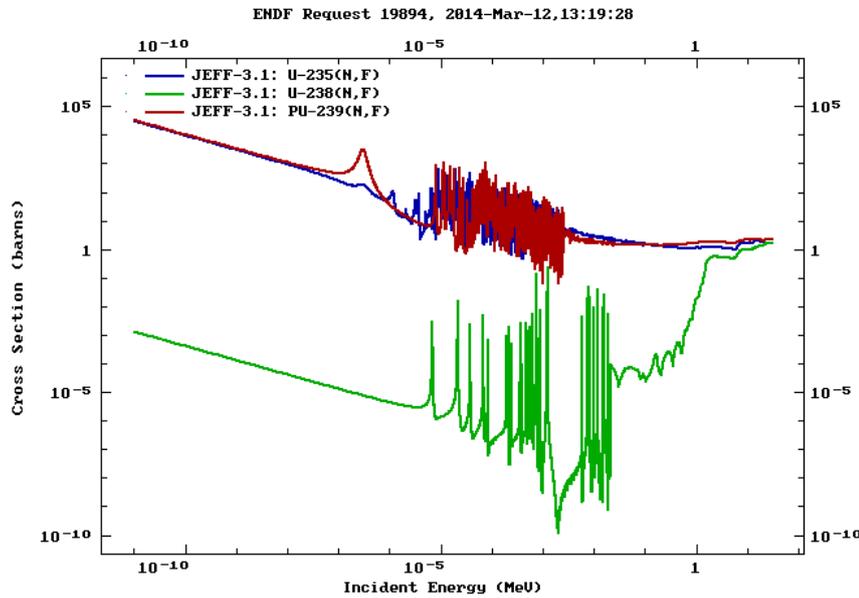


FIGURE 1.8 – Section efficace de fission de l' ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ et du ${}^{239}\text{Pu}$ en fonction de l'énergie de la particule incidente (courbe tracée avec l'outil NDS, évaluation JEFF 3.1)

Le bilan énergétique de la réaction de fission s'exprime ainsi :

$$E_i + Q = \overline{E_{PF}} + \overline{E_n} + \overline{E_\gamma} + \overline{E_\beta} + \overline{E_{\nu^*}} \quad (1.18)$$

Avec E_i l'énergie cinétique du neutron incident, Q l'énergie de réaction, $\overline{E_{PF}}$, $\overline{E_n}$, $\overline{E_\gamma}$, $\overline{E_\beta}$, $\overline{E_{\nu^*}}$ respectivement les énergies cinétiques emportées par les produits de fission, les neutrons prompts et retardés, les photons prompts et retardés, les betas retardés et les neutrinos (ou les antineutrinos). L'énergie $\overline{E_{dép}}$ fournie localement au milieu lors de la fission est donc donnée par la relation :

$$\overline{E_{dép}} = E_i + Q - \overline{E_n} - \overline{E_\gamma} - \overline{E_{\nu^*}} \quad (1.19)$$

L'énergie de réaction est de l'ordre de 200 MeV pour l' ^{235}U . Le Tableau 1.1 consigne les répartitions énergétiques des produits de la réaction de fission de l' ^{235}U . Ces données ont été éditées à l'aide de l'outil JANIS [6] et proviennent de l'évaluation JEFF 3.1.1 [7].

Répartition énergétiques lors d'une fission	Energie en MeV	Proportion de l'énergie de fission (%)
Energie cinétique des fragments	$169.12 \pm 0.29\%$	83.53
Energie cinétique des neutrons prompts	$4.79 \pm 1.46\%$	2.37
Energie cinétique des neutrons retardés	$0.0074 \pm 15\%$	$3.65 \cdot 10^{-3}$
Energie cinétique des gammas prompts	$6.97 \pm 7.17\%$	3.44
Energie cinétique des gammas retardés	$6.33 \pm 0.79\%$	3.13
Energie totale des betas retardés	$6.5 \pm 0.77\%$	3.21
Energie emportée par les neutrinos	$8.75 \pm 0.8\%$	4.32
Energie totale libérée par fission	$202.47 \pm 0.06\%$	100

Tableau 1.1 – Energie emportée par type particule lors d'une fission (données éditées par l'outil JANIS [6] à partir de l'évaluation de données nucléaires JEFF3.1.1 [7])

1.2.4.1 Caractéristiques de l'émission des neutrons lors de la fission

Le nombre de neutrons émis par fission ν_n est un paramètre important pour entretenir la réaction nucléaire de fission dans les réacteurs. Ce nombre dépend de l'énergie incidente des neutrons ainsi que de l'isotope qui fissionne. Cependant dans le cadre des réacteurs nucléaires modérés à l'eau légère, la fission provient essentiellement de l' ^{235}U et ^{239}Pu et leur ν_n respectif est constant dans les domaines d'énergie thermique et épithermique (2.48 pour l' ^{235}U et 2.86 pour le ^{239}Pu). Les neutrons prompts émis par fission possèdent un spectre assez large que l'on peut représenter par un spectre de Watt $S(E)$.

$$S(E) = C \cdot e^{-a \cdot E} \cdot \sinh \sqrt{b \cdot E} \quad (1.20)$$

$$C = 2 \cdot e^{-\frac{b}{4a}} \cdot \frac{a^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\pi \cdot b}} \quad (1.21)$$

Où a et b sont deux paramètres à définir (les valeurs par défaut dans le code Monte Carlo TRIPOLI-4 sont respectivement $1,02 \text{ MeV}^{-1}$ et $2,286 \text{ MeV}^{-1}$). Le spectre d'émission des neutrons prompts pour l' ^{235}U est représenté sur la Figure 1.9.

L'énergie moyenne des neutrons émis par fission \overline{E} ne dépend que faiblement de l'énergie du neutron incident alors que la multiplicité ν_n en dépend fortement à partir d'un certain seuil, comme le montre le graphique de la 1.10.

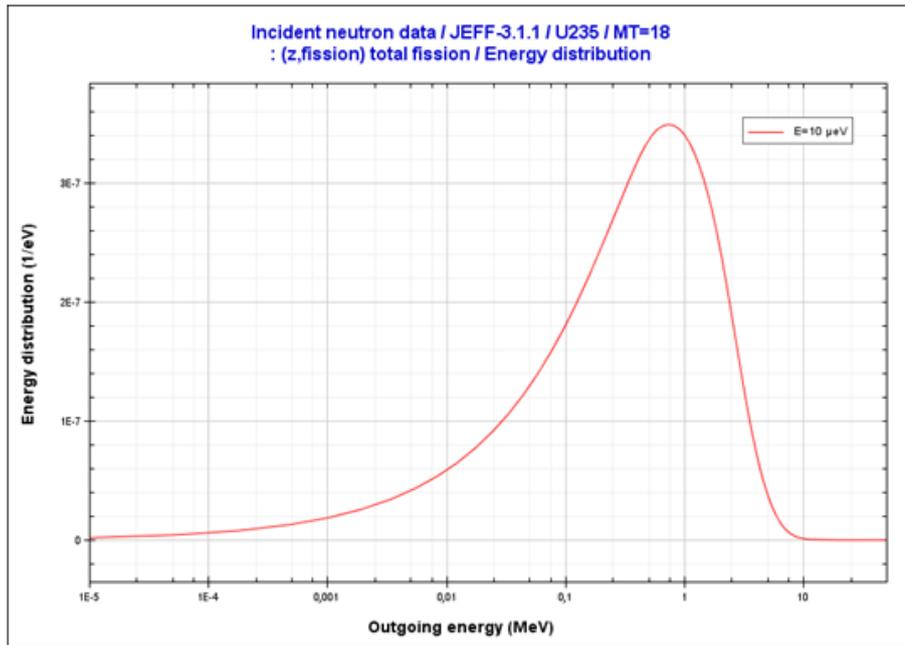


FIGURE 1.9 – Spectre neutronique d'émission de l' ^{235}U après une fission provoquée par un neutron thermique (Evaluation JEFF 3.1.1, courbe tracée avec l'outil JANIS)

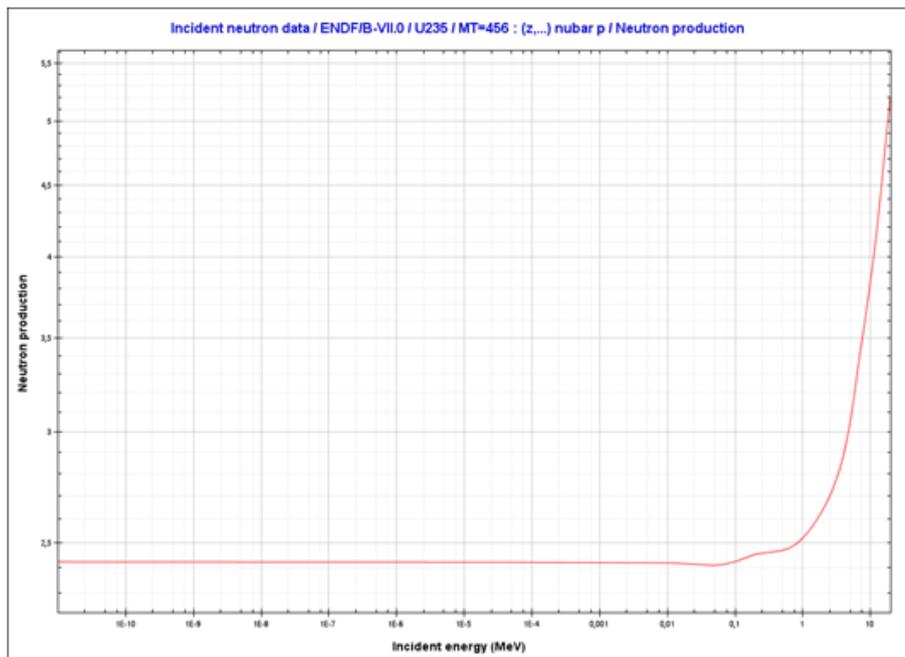


FIGURE 1.10 – Valeur de ν_n le nombre de neutron émis par fission de l' ^{235}U en fonction de l'énergie de la particule incidente (courbe tracée avec l'outil JANIS)

Noyau	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
$\overline{E}(\text{MeV})$	1.98 ± 0.03	1.98 ± 0.03	2.06 ± 0.03	2.00 ± 0.03
ν_n	2.479 ± 0.006	2.416 ± 0.005	2.862 ± 0.008	2.924 ± 0.010

Tableau 1.2 – Valeurs de la multiplicité et de l'énergie moyenne des neutrons prompts de fission en fonction de l'isotope

Constantes de décroissance, vies moyennes et proportions de neutrons retardés pour la fission de l'uranium 235 (données issues de JEFF3.1)			
Groupes de précurseurs	$\lambda_i \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$\tau_i = \frac{1}{\lambda_i} \text{ (s)}$	$\beta_i \text{ (pcm)}$
1	$1,247 \cdot 10^{-2}$	$8,021 \cdot 10^1$	22
2	$2,829 \cdot 10^{-2}$	$3,535 \cdot 10^1$	102
3	$4,252 \cdot 10^{-2}$	$2,352 \cdot 10^1$	61
4	$1,330 \cdot 10^{-1}$	7,516	131
5	$2,925 \cdot 10^{-1}$	3,419	220
6	$6,665 \cdot 10^{-1}$	1,500	60
7	1,635	$6,117 \cdot 10^{-1}$	54
8	3,555	$2,813 \cdot 10^{-1}$	15
Valeur moyenne	$7,681 \cdot 10^{-2}$	$1,302 \cdot 10^1$	665

Tableau 1.3 – Caractéristiques des groupes de neutrons retardés, cas de l' ^{235}U . Tableau tirée de la référence [8]

Energie moyenne et multiplicité des neutrons prompts de fission dépendent de la nature de l'isotope. Le Tableau 1.2 référence quelques valeurs de \overline{E} et de ν_n pour une énergie $E_{\text{incidente}}$ nulle en fonction des isotopes sur lesquels a lieu la fission.

Les neutrons retardés représentent une faible proportion du total des neutrons émis par fission (<1%). Ils sont produits par les décroissances radioactives de certains produits de fission. Ces produits de fission sont répartis en 8 familles (ou groupes) de précurseurs définies par une période de décroissance radioactive spécifique. Chaque famille possède deux paramètres nucléaires :

- β_i la proportion de neutrons retardés pour ce groupe parmi l'ensemble des neutrons émis dans une même génération. En pratique, cette grandeur est exprimée en partie pour cent mille (pcm).
- λ_i la constante de désintégration β^- associée au groupe i de précurseur. Cette grandeur est liée à T_i la période radioactive par la relation $T_i = \ln\left(\frac{2}{\lambda_i}\right)$

Le Tableau 1.3 regroupe les valeurs des β_i et T_i pour les 8 groupes de précurseurs et dans le cas de l' ^{235}U .

Les neutrons retardés sont émis à des énergies plus faibles que les neutrons prompts (globalement inférieures à 0.6 MeV) comme on peut le remarquer sur le graphique de la Figure 1.11 illustrant le cas de la décroissance du ^{87}Br . Les données nucléaires de base concernant l'émission des neutrons sont relativement bien connues.

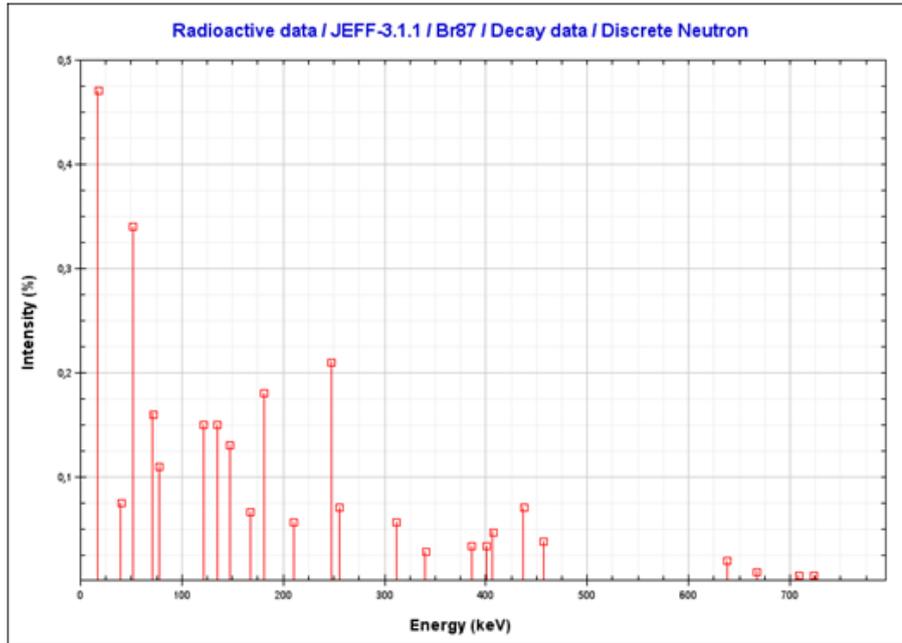


FIGURE 1.11 – Spectre discret d’émission de neutron par décroissance radioactive du ^{87}Br . Les valeurs de l’intensité sont normalisées au rapport de branchement de la réaction (généralisé par JANIS)

1.2.4.2 Caractéristiques de l’émission des photons lors de la fission

Les gammas prompts de fission sont produits par les fragments de fission pendant un laps de temps assez court allant de la fission à 10^{-7} seconde. Les données portant sur les émissions de gamma par fission proviennent d’expériences réalisées pendant les années 70 (Tableau 1.4). Ces expériences difficiles à mettre en œuvre (important bruit provenant de l’émission neutronique), ne fournissent qu’une base de données expérimentales relativement limitée.

Selon les données présentes dans les évaluations [9], les émissions de photons prompts sont considérées comme isotropes, faute d’expérimentation prouvant le contraire. De plus dans les bibliothèques, il n’existe pas de dépendance entre l’énergie du neutron incident et les photons émis. Cette hypothèse est une approximation car l’émission neutronique lors de la fission dépend de l’énergie du neutron incident et donc, par l’intermédiaire du bilan énergétique de la réaction, les émissions gamma dépendent également de l’énergie de la particule incidente. Les données concernant l’énergie totale, la multiplicité et l’énergie moyenne des photons prompts obtenues à partir des différentes expériences réalisées sont consignées dans le Tableau 1.4. Ces mesures sont relativement différentes, mais compte tenu des incertitudes expérimentales (de l’ordre de 7% pour l’énergie totale), on observe qu’ils sont plutôt cohérents.

Isotope	Energie totale (MeV)	Multiplicité	Energie moyenne	Référence
235U	6.43 ± 0.3	6.51 ± 0.3	0.99 ± 0.09 MeV	Pleasanton et al (1972)
	6.51 ± 0.4	6.69 ± 0.3	0.97 ± 0.05 MeV	Verbinski et al (1973)
	7.2 ± 0.3	7.45 ± 0.32	0.96 ± 0.05 MeV	Pelle et Maienschein (1971)
239Pu	6.73 ± 0.35	6.88 ± 0.35	0.98 ± 0.07 MeV	Pleasanton et al (1972)
	6.81 ± 0.3	7.23 ± 0.3	0.94 ± 0.05 MeV	Verbinski et al (1973)

Tableau 1.4 – Données expérimentales de mesures des émissions gamma par fission ([10])

Spectre d'émission gamma par fission de l'Uranium 235

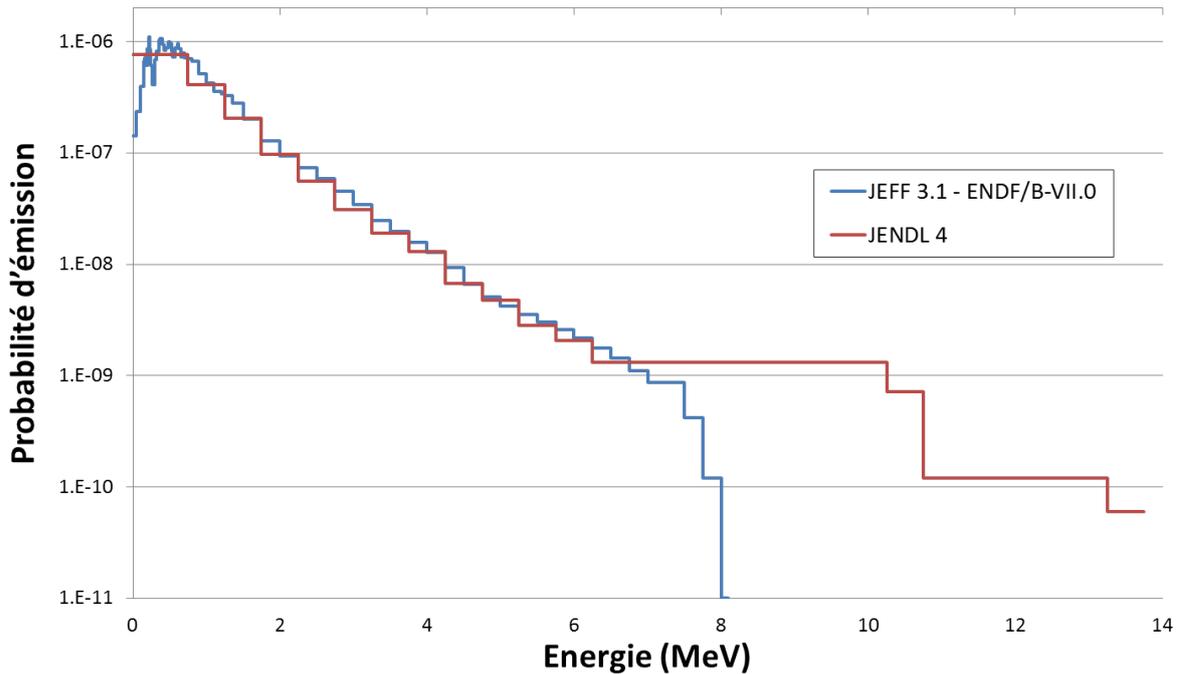


FIGURE 1.12 – Spectre des photons de fission pour 3 évaluations différentes

Les photons retardés, provenant de la désexcitation des produits de fission, bénéficient d'une meilleure précision sur leur énergie totale (inférieure à 1%) car on peut les différencier du bruit neutronique. Les spectres d'émissions gamma par fission peuvent être différents d'une évaluation à une autre, comme le montre la Figure 1.12.

Ainsi, les données nucléaires de base concernant les photons de fission prompts ont des lacunes importantes et des incertitudes élevées. Ces incertitudes peuvent impacter les calculs d'échauffement photon de manière significative.

1.3 Interactions photon matière

Les photons interagissent avec le cortège électronique donnant lieu aux différentes réactions de diffusions cohérente et incohérente (effet Compton), à l'effet photo-électrique et à l'effet de création de paires (e^- , e^+). Les réactions de diffusion cohérente de Rayleigh et de diffusion Thomson n'entraînent pas de modifications de l'énergie du photon incident, ainsi elles ne seront pas présentées en détail dans les paragraphes suivants. Les photons peuvent également interagir avec le noyau de l'atome et provoquer une capture ou une fission (photo-fission) mais ces réactions nucléaires sont de beaucoup marginales vis-à-vis de celles provoquées sur le cortège électronique. Cependant, pour des flux de photons importants, elles peuvent ne pas être négligeable.

Les sections efficaces d'interaction dépendent à la fois du numéro atomique du matériau et de l'énergie des photons incidents. Selon l'énergie, certaines interactions seront prédominantes sur les autres (Figure 1.13). Dans les matériaux à Z faible, les phénomènes prépondérants sont l'effet photo-électrique jusqu'à 0,1 MeV, la diffusion Compton pour les énergies comprises entre 0,1 et 10 MeV et

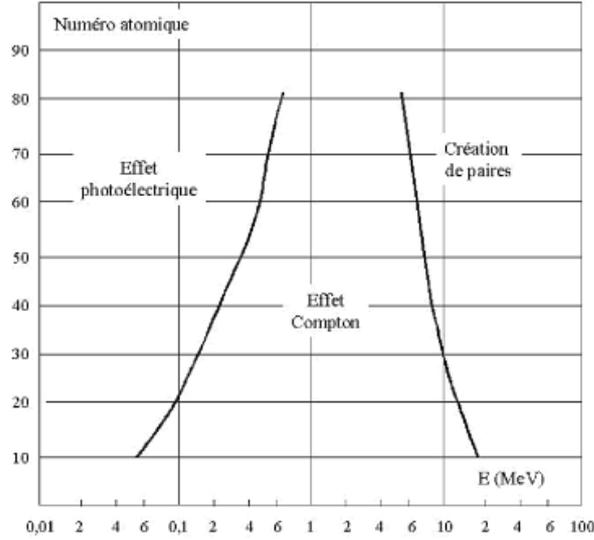


FIGURE 1.13 – Importance relative des différents processus (prise dans [3] p.57

la production de paires pour des photons de plus de 10 MeV.

Concernant les matériaux à Z élevé, l'effet photoélectrique est le plus important pour les énergies allant jusqu'à 0,5 MeV, l'effet Compton entre 0,5 et 5 MeV et la création de paires pour des énergies supérieures à 5 MeV.

1.3.1 Diffusion incohérente Compton [3, 4]

Lors d'une diffusion incohérente, un photon incident est diffusé sur un électron d'un atome (Figure 1.14). Le photon incident d'énergie E , transmet une partie de son énergie cinétique à l'électron et est dévié d'un angle θ ($0^\circ < \theta < 180^\circ$).

$$\gamma + X \rightarrow \gamma' + X + e^- \quad (1.22)$$

L'électron d'énergie cinétique T est éjecté du cortège électronique dans une direction faisant un angle ϕ ($0^\circ < \phi < 180^\circ$) avec celle du photon incident. Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, permettent d'exprimer l'énergie du photon diffusé E'_γ en fonction de E_γ et θ dans le référentiel lié à l'électron [3] :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{\frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) + 1} \quad (1.23)$$

En négligeant le recul de l'atome, l'énergie cinétique de l'électron Compton vaut : $T = E_\gamma - E'_\gamma$

On observe alors que l'énergie emportée par l'électron est maximale lorsque le photon est rétro-diffusé ($\theta=180^\circ$) et qu'elle est nulle pour une diffusion rasante à 0° .

La section efficace de l'interaction pour un électron libre est donnée par la formule de Klein-Nishina [4] :

$$\frac{d\sigma^{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta\right) \quad (1.24)$$

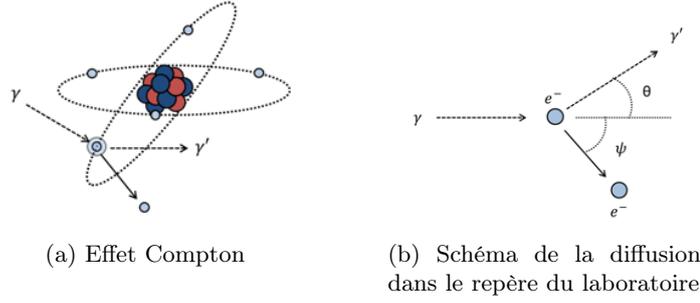


FIGURE 1.14 – Diffusion incohérente Compton

Avec r_0 le rayon classique de l'électron et $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ l'angle solide entourant la direction θ . Si l'énergie du photon incident est grande devant l'énergie de liaison de l'électron à l'atome, on peut le considérer comme libre. En intégrant sur toutes les directions de l'espace la formule précédente, on obtient que la section efficace Compton d'un élément est de la forme :

$$\sigma_{\text{Compton}}(E, Z) = Cte \cdot \frac{Z}{E} \quad (1.25)$$

Où Z est le numéro atomique de l'élément considéré. Dans le cas où l'énergie du photon est inférieure à 100 keV, l'hypothèse de non-liaison de l'électron à l'atome n'est plus justifiée et cela en particulier pour les noyaux lourds. Pour tenir compte des effets de liaison, un facteur correctif $S(q, Z)$ appelé fonction de collision incohérente est ajouté à la formule de Klein-Nishina.

$$\frac{D\sigma^{\text{corrigé}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{KN(\theta)}}{d\Omega} S(q, Z) \quad (1.26)$$

$S(q, Z)$ représente la probabilité pour qu'un atome de numéro atomique Z soit excité ou ionisé lorsque le photon incident communique une quantité de mouvement q aux Z électrons de cet atome.

$$q = \frac{E}{m_e c^2} \left[1 + \left(\frac{E'}{E} \right)^2 - 2 \cos\theta \left(\frac{E'}{E} \right) \right]^{1/2} \quad (1.27)$$

La fonction $S(q, Z)$ tend vers Z pour q élevé (hautes énergies) et est nulle pour $q = 0$.

1.3.2 Effet photoélectrique [3]

L'effet photoélectrique est une réaction à seuil qui provient de l'absorption d'un photon d'énergie $E_\gamma = h\nu$ suivi de l'éjection d'un électron d'énergie cinétique E_{e^-} lié du cortège électronique de l'atome (Figure 1.15). L'énergie du photon est presque intégralement fournie sous forme d'énergie cinétique à l'électron. L'autre partie est transmise sous forme d'énergie de recul au noyau mais elle est négligée compte tenue de la grande différence de masse entre noyau et électron.

$$E_{e^-} = h\nu - W_i \quad (1.28)$$

Avec h la constante de Planck, ν la fréquence du rayonnement en Hertz et W_i l'énergie de liaison.

L'effet photoélectrique est une réaction à seuil qui n'a lieu que si le photon possède une énergie supérieure à l'énergie de liaison W_i de l'électron sur la couche i . Plus l'énergie du photon $h\nu$ est importante plus l'électron arraché sera lié (couche K si $h\nu > W_k$ puis L si $h\nu > W_l$...). Après

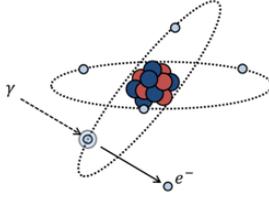


FIGURE 1.15 – Schématisation de l'effet photoélectrique

l'ionisation, les électrons se réarrangent pour combler le vide créé. Un électron d'une couche plus périphérique vient combler le vide laissant induisant soit l'émission d'un photon X d'énergie E , soit l'émission d'un électron Auger d'énergie cinétique $T = E - W_i$.

$$E = W_{\text{couche finale}} - W_{\text{couche initiale}} \quad (1.29)$$

Ces différents phénomènes peuvent se produire en cascade et ainsi émettre plusieurs photons X ou électrons Auger. La compétition entre l'effet Auger et la production de photons X est décrite par une loi d'émission dénommée production de fluorescence. L'absorption photoélectrique ne se prête pas facilement à une formulation mathématique. De façon empirique, il apparaît que pour le domaine relativiste ($E > 0.511$ MeV), la section efficace microscopique de l'effet photoélectrique est de la forme :

$$\sigma_{\text{photo}}(E, Z) = Cte \cdot Z^{4,5} \cdot E^{-3} \quad (1.30)$$

Avec Z le numéro atomique et E l'énergie du photon incident. La probabilité d'interaction croît avec le numéro atomique et décroît avec l'énergie du photon. Cela en fait le phénomène prédominant pour les basses énergies (voisines des W_i) en particulier pour les matériaux de Z élevé.

1.3.3 Effet de production de paires (ou dematérialisation) [3]

L'effet de matérialisation est un phénomène à seuil où un photon incident d'énergie E disparaît en se transformant en une paire électron-positron dans le champ électrique d'une particule chargée (Figure 1.16). Dans le cas d'une production de paires dans le champ du noyau elle nécessite une énergie seuil de 1,022 MeV. L'énergie excédentaire du photon est transmise à la paire sous forme d'énergie cinétique.

$$T_- + T_+ = h\nu - 2 \cdot m_0c^2 \quad (1.31)$$

Avec T_- et T_+ les énergies cinétiques de l'électron et du positron et m_0c^2 l'énergie de masse de l'électron au repos. La répartition de l'énergie entre T_- et T_+ varie mais en moyenne l'énergie cinétique du positron sera légèrement plus importante que celle de l'électron à cause de la répulsion de la charge positive du noyau.

La distribution angulaire de la paire électron-positron dépend de l'énergie du photon incident. L'angle moyen entre la direction du photon et de la paire est de l'ordre de $m_0c^2 / (T_- + T_+)$ et est donc proche de zéro pour les énergies nettement supérieures à m_0c^2 . Pour les photons proches de l'énergie de seuil, l'effet est moins marqué. On peut écrire approximativement la loi de variation :

$$\sigma_{\text{paires}} = Cte \cdot Z^2 \cdot \ln(E) \quad (1.32)$$

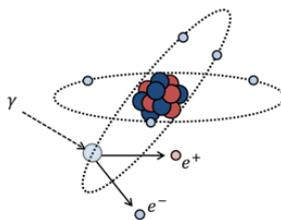


FIGURE 1.16 – Schématisation d'une création de paire

Le phénomène est prédominant pour les matériaux lourds ainsi que pour les gammas de hautes énergies.

Si l'interaction se passe dans le champ électrique d'un électron atomique, une réaction dite de production de triplet peut se réaliser. Dans ce cas l'énergie de seuil est de 2,044 MeV et 2 électrons et un positron vont être émis (création de paires + éjection d'un électron). La section efficace de cette réaction est nettement plus petite que celle de la création de paires car proportionnelle à Z et non Z^2 . Suite à cette réaction, la réorganisation du cortège électronique va conduire à l'émission de photons X et/ou d'électrons Auger.

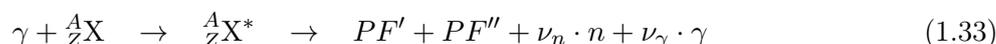
1.3.4 Absorption par le noyau [3]

L'absorption est une réaction à seuil. Le photon doit posséder l'énergie permettant de porter le noyau d'un état énergétique à un autre niveau énergétique. Si le photon satisfait ce critère, il peut être capturé et le noyau est alors dit excité. Pour se désexciter, le noyau peut utiliser différents processus :

- Emission d'un photon d'énergie égale à celle du photon incident,
- Emission d'un photon d'énergie inférieure à celle du photon incident mais le noyau est toujours dans un état excité,
- Emission de plusieurs photons de plus faibles énergies en cascade,
- Emission d'électrons de conversion,
- Emission de nucléons (plus ou moins nombreux selon l'énergie fournie au noyau).

1.3.5 Photofission

La photofission correspond à la fission d'un noyau lourd par absorption d'un photon très énergétique. Ces réactions n'apparaissent que pour des photons très énergétiques ($E > 5$ MeV) et sont donc marginales.



Cette réaction diffère de la réaction de fission induite par neutron par le fait que le noyau excité n'a pas gagné de masse.

1.4 Interactions des particules chargées (e-, e+, noyau)

1.4.1 Ionisation

Lors d'une ionisation, un électron lié est arraché du cortège électronique par un électron incident. C'est une réaction à seuil qui nécessite que l'électron incident transfère une énergie au moins égale à l'énergie de liaison de l'électron. L'éventuel excédent d'énergie est transféré à l'électron éjecté sous

forme d'énergie cinétique. Après l'interaction on obtient une paire d'ions soit un atome chargé une fois positivement et un électron libre.

1.4.2 Excitation

Lors d'une excitation, un électron incident transfère à un électron du cortège, une énergie inférieure à l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche. L'électron se déplace alors sur une couche plus externe devenant ainsi moins lié et faisant alors passer l'atome dans un état excité. La désexcitation se déroule comme pour l'effet photoélectrique par l'émission de photons X ou d'électrons Auger.

1.4.3 Déviation par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)[4]

Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung se produit lorsque des électrons ou des positrons interagissent avec les noyaux atomiques. La particule d'énergie cinétique E interagit avec le champ Coulombien du noyau, ce qui induit une émission de photons. Ces derniers sont émis selon un spectre continu et préférentiellement dans la direction de la particule incidente. L'effet du rayonnement de freinage est d'autant plus grand que le numéro atomique de l'atome approché est grand.

1.4.4 Annihilation

Ce phénomène ne concerne que les positrons. Lorsque la particule a perdu toute son énergie cinétique, elle interagit avec un électron du milieu pour donner deux photons de 0,511 MeV émis dans des directions opposées. Ces deux photons sont émis de façon isotrope par rapport à la direction du positron incident.

1.4.5 Capture

Dans certaines conditions, des particules lourdes peuvent être capturées par des atomes (principalement les particules α). On donnera l'exemple de la réaction suivante d'un atome d'hélium sur du Béryllium :



1.4.6 Ralentissement des particules chargées

Le pouvoir d'arrêt S d'une particule chargée est défini comme la somme des composantes $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{collision}}$ et $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{freinage}}$. La formule de Bethe donne la perte d'énergie par unité de trajectoire pour les phénomènes de collision soit ceux d'ionisation et d'excitation :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{collision}} = Cte \cdot n \cdot Z \cdot v^{-2} (\text{MeV/cm}) \quad (1.35)$$

Avec n la densité volumique d'atome, Z le numéro atomique du milieu et v la vitesse de la particule incidente. Cette perte d'énergie est inversement proportionnelle au carré de la vitesse, ce qui implique que la particule aura une perte d'énergie beaucoup plus importante en fin de parcours. Le pouvoir d'arrêt provenant du rayonnement de freinage est donné par l'expression suivante :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{freinage}} = n \cdot \int_0^E E_\gamma d\sigma(E_\gamma) \quad (1.36)$$

Avec n la densité volumique d'atomes et $d\sigma(E_\gamma)$ la section efficace différentielle de création d'un γ d'énergie E_γ à partir d'une particule incidente d'énergie cinétique E . Cette section efficace est obtenue de façon empirique. Cette relation peut également s'écrire sous la forme :

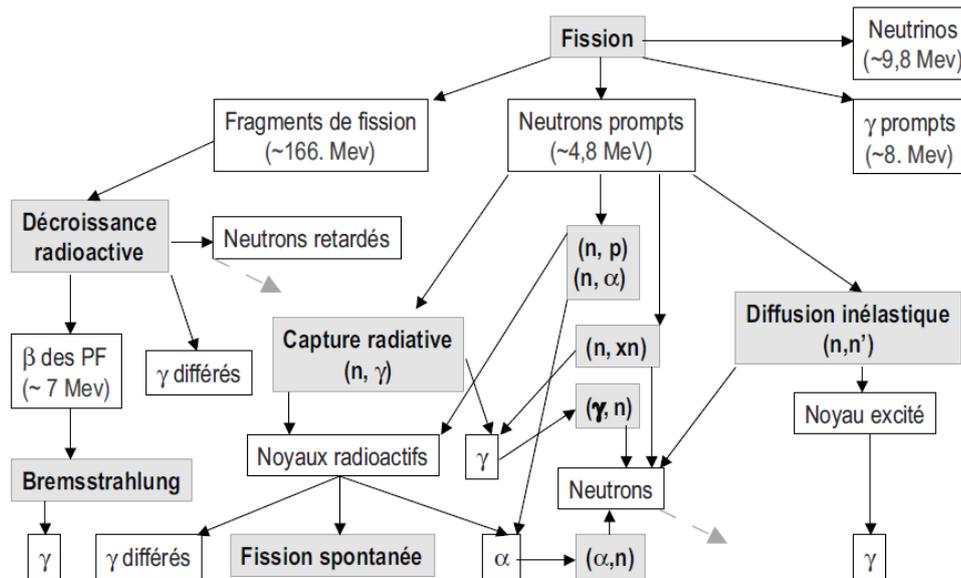


FIGURE 1.17 – Les différentes sources de rayonnements issues de la fission (figure issue de la référence [3])

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{freinage}} = Cte \cdot n \cdot Z^2 \cdot E \cdot f(E) \quad (1.37)$$

Avec $f(E)$ une fonction croissante de E . Cette relation montre que le rayonnement de freinage est plus important dans les matériaux lourds et que la particule perd par bremsstrahlung la plus grande partie de son énergie au début du parcours.

1.5 Les principales sources de particules dans un réacteur nucléaire

La Figure 1.17 présente les différentes sources de rayonnements en réacteur nucléaire. La principale source de neutrons est évidemment la fission des noyaux lourds. Les sources de neutrons sont donc localisées dans le combustible et dépendent des concentrations en matière fissile.

Concernant les photons, leur création se fait de plusieurs manières. D'une part, la fission est une source importante générant des photons en deux temps. Les photons prompts de fission sont émis instantanément au moment de la réaction puis les photons de décroissance sont émis par les produits de fission résultant de la réaction par décroissance radioactive. Ces photons de décroissance peuvent être émis de quelques secondes après la réaction à plusieurs millions d'années. Il est cependant possible d'établir un spectre d'émission en fonction du temps à partir des constantes radioactives associées aux produits de fissions créés. D'autre part les neutrons interagissant avec la matière par capture radiative ou diffusion inélastique génèrent des photons. Ces sources peuvent être localisées dans tout le réacteur et sont donc plus difficilement modélisables.

Chapitre 2

Importance de l'évaluation de l'échauffement nucléaire en réacteur

L'estimation de l'échauffement nucléaire est une donnée clé pour la sûreté et la faisabilité des expériences d'irradiation technologiques. Cet échauffement peut être évalué de manière expérimentale et par simulation numérique.

Les mesures d'échauffements menées dans les réacteurs expérimentaux dépendent fortement du type de réacteur. Dans les réacteurs à faible puissance tels que les maquettes critiques EOLE et MINERVE (CEA/Cadarache) [11], des techniques spécifiques sont utilisées : détecteurs Thermo-Luminescent (TLD), détecteurs utilisant la luminescence stimulée optiquement (OSLD) ou encore chambres d'ionisation. Cependant, ces techniques ne sont pas adaptées pour les réacteurs de forte puissance tels que les réacteurs d'irradiations technologiques (ou encore MTR pour Material Testing Reactors) où les échauffements vont de quelques W/g à une vingtaine de W/g. Dans les réacteurs d'irradiations technologiques (donc à forte puissance) tels qu'OSIRIS (70 MW, CEA/Saclay) [12] en France, BR2 (100 MW, SCK-CEN/Mol) en Belgique [13] ou encore HANARO (30 MW) en Corée du Sud [14], la calorimétrie est principalement utilisée pour la mesure de l'échauffement nucléaire. Le futur Réacteur Jules Horowitz (RJH, 100 MW), prévu pour assurer le remplacement du réacteur OSIRIS notamment pour les irradiations expérimentales de matériaux, devra également utiliser la calorimétrie pour l'estimation de l'échauffement nucléaire en cœur [15, 16]. Notons également que certains réacteurs de recherche à puissance modérée utilisent également la calorimétrie, comme par exemple le réacteur ACRR aux USA [17].

La simulation numérique est complémentaire aux mesures. Celle-ci nécessite d'être comparée à l'expérience mais permet, en effet, de prédire l'échauffement nucléaire là où l'expérimentation est difficilement envisageable, voire même impossible à mettre en œuvre. Le calcul de l'échauffement nucléaire nécessite d'estimer les sources de neutrons et de photons dans le réacteur et de réaliser leur transport pour obtenir le dépôt d'énergie local. L'échauffement des structures et des dispositifs expérimentaux provient principalement des interactions des photons avec la matière. Des données nucléaires précises d'émission de photons secondaires [18] sont alors nécessaires pour une évaluation rigoureuse de l'échauffement nucléaire.

L'estimation de l'échauffement nucléaire par la simulation numérique est réalisée par des schémas de calculs spécifiques, reposant sur le même principe : l'estimation de l'échauffement des photons passe par l'estimation des sources gamma dépendant de la carte de puissance du cœur. Ces sources servent à alimenter un calcul de transport, afin d'estimer l'échauffement dans le cœur. Le calcul de l'échauffement peut se faire de deux manières explicitées au chapitre 3.

Le calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur est réalisé par différentes approches, utilisant des codes de calcul déterministes et/ou Monte Carlo. Le calcul du terme source (à partir de la puissance du réacteur) est souvent mené par des codes de transport de neutrons déterministes. Le transport des photons se fait ensuite soit par un code déterministe [19, 20], soit par un code Monte Carlo à source fixe [10, 21].

Dans les travaux réalisés sur le sujet, nous pouvons citer certains codes déterministes utilisés pour l'estimation de l'échauffement nucléaire :

- MULCOS, DTF-IV, DOT3.5, pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des TLD dans le réacteur VENUS (SCK-CEN/Mol) [19] (réacteurs à eau),
- ERANOS pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des TLD au cours du programme CIRANO dans le réacteur MASURCA (CEA/Cadarache) [20] (réacteur de 4^e génération),
- APOLLO2, CRONOS2 pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des TLD au cours du programme ADAPh dans les réacteurs EOLE et MINERVE (CEA/Cadarache) [10] (réacteur RJH),
- GHRRC pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des échantillons de fer dans le réacteur de recherche grec GRR-1 [22, 23],
- APOLLO2 pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des TLD au cours de l'expérience PERLE du réacteur EOLE [21] (Validation des outils de calculs APOLLO2 et TRIPOLI-4),
- ANISN, DOT3.5, THIDA-2 pour le calcul de l'échauffement nucléaire dans des éléments supraconducteurs [24] (réacteurs de fusion),

Citons également quelques codes Monte Carlo ayant permis la réalisation de calculs d'échauffements nucléaires en réacteur :

- TRIPOLI-4 mis en œuvre dans le cadre de plusieurs thèses réalisées au CEA [10, 21] (calcul de l'échauffement dans des TLD) et de travaux pour l'instrumentation dans le RJH [25] (calcul de l'échauffement nucléaire dans un calorimètre),
- MCNP au cours de travaux sur le calcul de l'échauffement nucléaire dans des éléments supraconducteurs [24], dans les couvertures d'un réacteur hybride fusion-fission [26] ou dans des matériaux dans le réacteurs de recherche MURR (Missouri University Research Reactor) [27].

Le schéma de calcul mis en place au cours de cette thèse a pour spécificité, outre l'utilisation de codes de calculs et de bibliothèques de données nucléaires récents, un calcul de terme source mixte déterministe (bilan matière)/probabiliste (carte de puissance). Il est présenté et décrit en détail au chapitre 3. Ce schéma se distingue par une estimation des trois principales composantes de l'échauffement nucléaire (neutrons, photons prompts et photons retardés) en trois dimensions par une méthode Monte Carlo. La puissance nécessaire au calcul du terme source des photons retardés est également obtenue par Monte Carlo. Cela permet sa bonne estimation dans des géométries hétérogènes complexes telles que celles des réacteurs de recherches. Les conditions d'irradiation sont également prises en compte dans la modélisation utilisée par le schéma de calcul. Enfin, un aspect novateur du travail de thèse présenté dans ce document est une confrontation des résultats obtenus par le schéma de calcul à des mesures expérimentales de calorimétrie en réacteur. Cette comparaison est détaillée au chapitre 4.

Ce chapitre explicite l'intérêt pour les réacteurs de recherche, d'estimer l'échauffement nucléaire en général et par simulation numérique en particulier. Le réacteur d'irradiations technologiques OSIRIS (en tant que réacteur représentatif des MTR) est d'abord présenté. Deux dispositifs d'irradiations types sont ensuite décrits et commentés comme exemples représentatifs. Enfin, l'importance de l'estimation de l'échauffement nucléaire dans ces dispositifs est discutée.

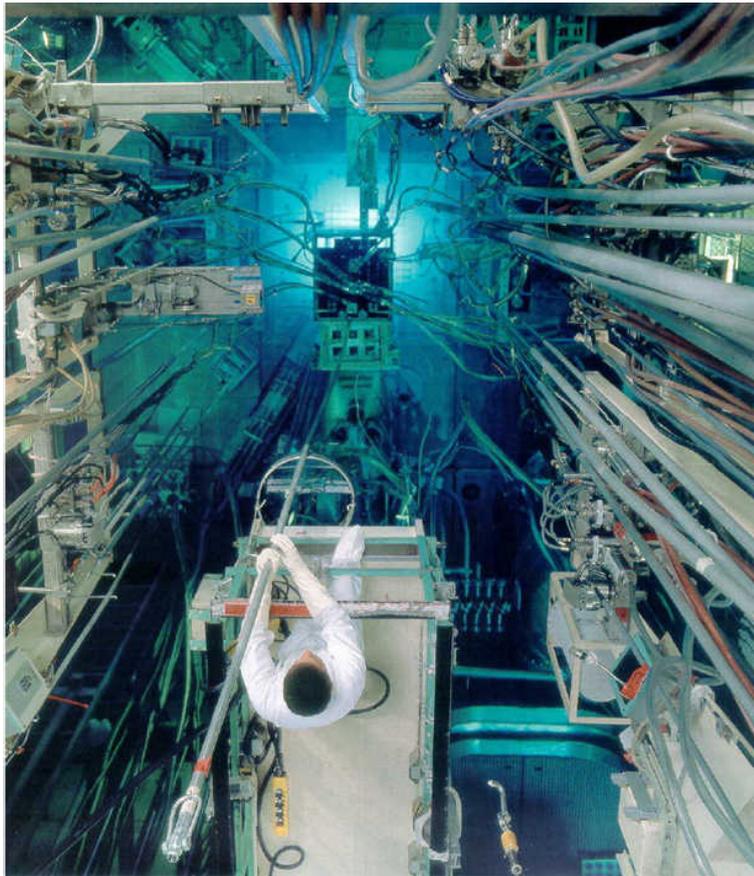


FIGURE 2.1 – Réacteur Osiris en fonctionnement, à sa puissance nominale de 70 MW

2.1 Présentation du réacteur OSIRIS

Le réacteur expérimental (ou encore Material Testing Reactor (MTR)) OSIRIS (Figure 2.1) est dédié aux irradiations technologiques [28]. Il est situé sur le site du CEA Saclay et est en fonctionnement depuis 1966. C'est un réacteur de 70 MW, de type piscine à eau légère et à cœur ouvert. Le cœur est de petite dimension, 60 cm X 70 cm X 70 cm (largeur, longueur, hauteur), mais à haute densité de puissance. Il permet d'irradier sous hauts flux neutroniques et photoniques des matériaux tels que des aciers de cuve pour l'industrie électronucléaire ou encore du combustible pour les réacteurs actuels et futurs. OSIRIS produit également des radio-isotopes à usage médical (environ 10% à 20% de la production mondiale de technétium 99) et réalise le dopage de plaques de silicium destinées à l'industrie de l'électronique.

Le cœur comporte un caisson composé de 56 cellules (2.2 et 2.3) où viennent se loger des éléments de 8,74 cm de côté. Le chargement se compose de 38 assemblages combustibles standard, 6 éléments de contrôle et jusqu'à 7 éléments béryllium. Les assemblages combustibles standard sont constitués de 22 plaques de combustible (âme fissile de 0,51 mm d'épaisseur enveloppé d'une gaine en aluminium de 0,38 mm d'épaisseur).

Le combustible est un alliage d'uranium enrichi à 19,75%, de Silicium et d'Aluminium appelé siliciure. Les plaques combustibles sont serties par 2 plaques de rives contenant du Bore (absorbant neutronique) pour respecter des marges de sécurité.

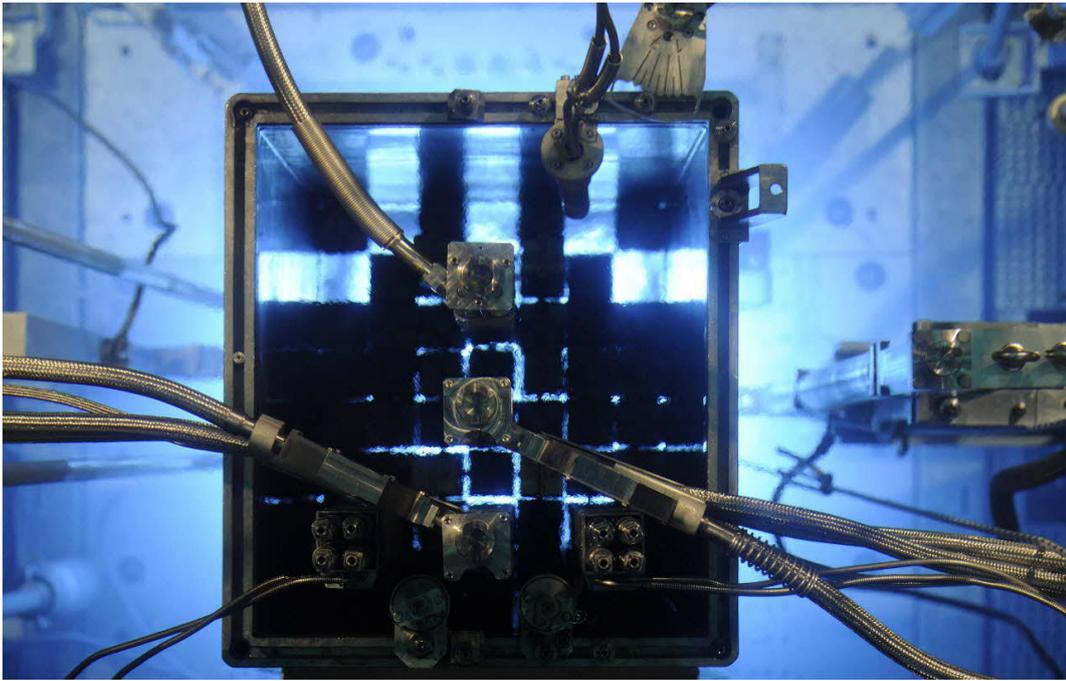


FIGURE 2.2 – Cœur du réacteur Osiris en fonctionnement, PF.Grosjean/CEA

Les assemblages de contrôle sont constitués en partie basse d'une partie combustible ou encore assemblages suiveurs (17 plaques combustible) similaire à l'assemblage standard et en partie haute d'un absorbant neutronique en hafnium. Cette configuration apporte un double effet lors d'une chute de barre. En effet, la partie absorbante est insérée dans le réacteur, capturant un plus grand nombre de neutrons tandis que la partie combustible est retirée du cœur réduisant les réactions de fissions et donc la génération de neutrons.

Les assemblages béryllium situés du côté Sud du cœur (rangée 10) permettent de réfléchir une partie des neutrons fuyant le cœur vers les cellules pouvant contenir des expériences placées en rangée 20 (2.3).

Au moins 2 cellules (22 et 26) sont utilisées pour la production de radio-isotopes à usage médical (dispositif de type MOLFI). Les cellules restantes (24, 44, 64) sont dédiées aux expériences. Elles sont généralement équipées de boîtes à eau, chacune comportant jusqu'à 4 canaux ou emplacements expérimentaux. Le fonctionnement du réacteur se fait sous la forme de cycles d'irradiation. Un cycle dure environ 20 à 30 jours et nécessite un délai de 10 jours d'arrêt du réacteur avant le suivant. Lors de ces 10 jours, le combustible est rechargé par 1/6^e de cœur, les expériences sont éventuellement chargées ou déchargées et les vérifications de sûreté sont effectuées.

2.2 Présentation de dispositifs d'irradiation en cœur

Nous distinguons ici 2 types de dispositifs expérimentaux permettant l'irradiation d'échantillons en cœur. Ces dispositifs étant chargés ou déchargés pendant que le réacteur est à l'arrêt pour des raisons de sûreté, ils sont donc irradiés pendant l'intégralité d'un cycle d'irradiation.

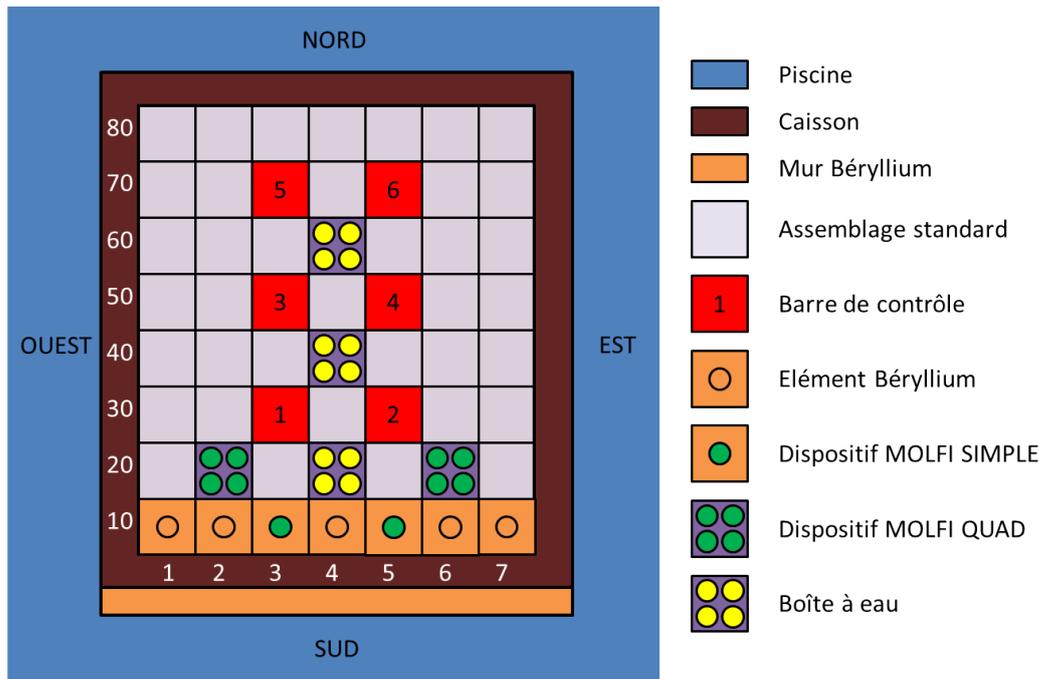


FIGURE 2.3 – Coupe radiale du cœur OSIRIS (Configuration 2T)

Le premier, le dispositif CHOUCA, (Figure 2.4) est conçu pour l'irradiation de matériaux (gaines combustibles, structures internes ou encore matériaux absorbants) dans des conditions proches de celles des Réacteurs à Eau sous Pression (REP). Les températures considérées sont usuellement de 250 à 400 °C, ajustées à plus ou moins 5 °C. Ce dispositif est constitué de 2 tubes concentriques d'environ 60 cm de hauteur (Figure 2.4), séparés par une fine couche de gaz permettant le contrôle en température des échantillons par la variation de la nature du gaz (modification de la conductivité thermique entre les deux tubes). La température est également régulée par des éléments chauffants électriques. Les échantillons (Figure 2.5) sont instrumentés par des thermocouples placés à proximité permettant un suivi en température tout au long de l'irradiation. La Figure 2.6 illustre la stabilité des températures mesurées au cours d'un cycle dans un dispositif expérimental de type CHOUCA.

Le second, le dispositif PHAETON [31], permet d'irradier des échantillons de matériaux ou combustibles dans des conditions similaires à celles prévues pour les réacteurs à hautes températures (jusqu'à 1300 °C). Il est constitué d'une double enveloppe servant de barrière thermique, d'éléments chauffants répartis sur la hauteur du dispositif et d'un porte-échantillons adapté à la charge expérimentale. Comme pour le dispositif CHOUCA, la régulation thermique est assurée par les éléments chauffants et l'ajustement de la composition du mélange gazeux dans les jeux internes du dispositif. La Figure 2.7 présente une vue du dispositif PHAETON ainsi que les éprouvettes irradiées.

2.3 Importance de l'évaluation de l'échauffement nucléaire

Les interactions des neutrons et des photons avec les atomes des structures d'un réacteur nucléaire provoquent un accroissement de l'agitation thermique. La température locale augmente et on parle alors d'échauffement nucléaire dans ces matériaux. Pour les dispositifs expérimentaux CHOUCA,

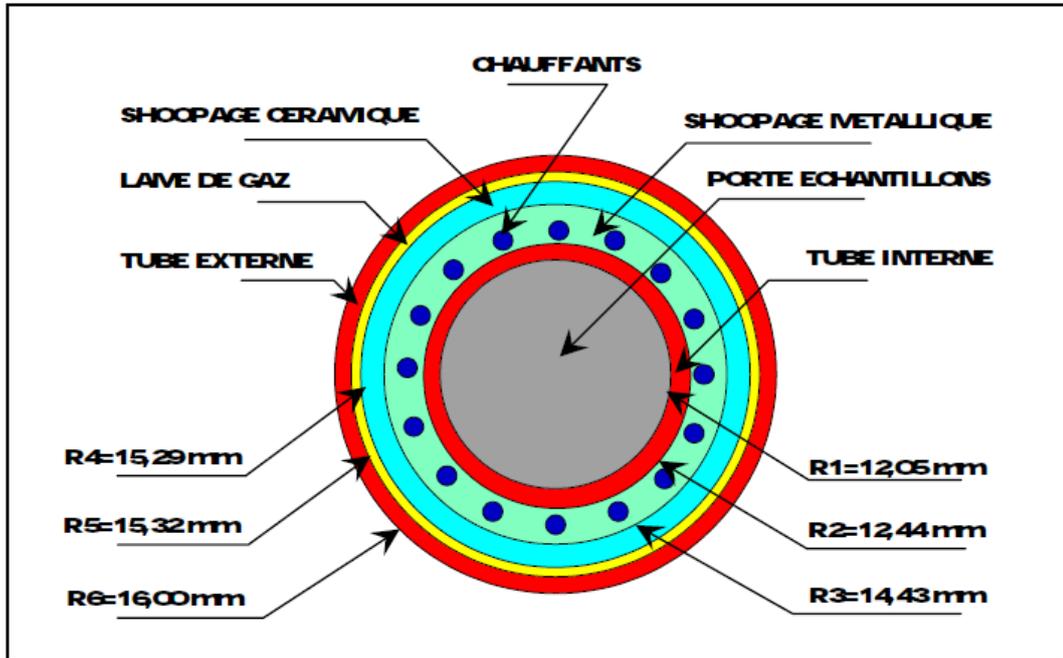


FIGURE 2.4 – Coupe radiale d'un dispositif expérimental CHOUCA [29]

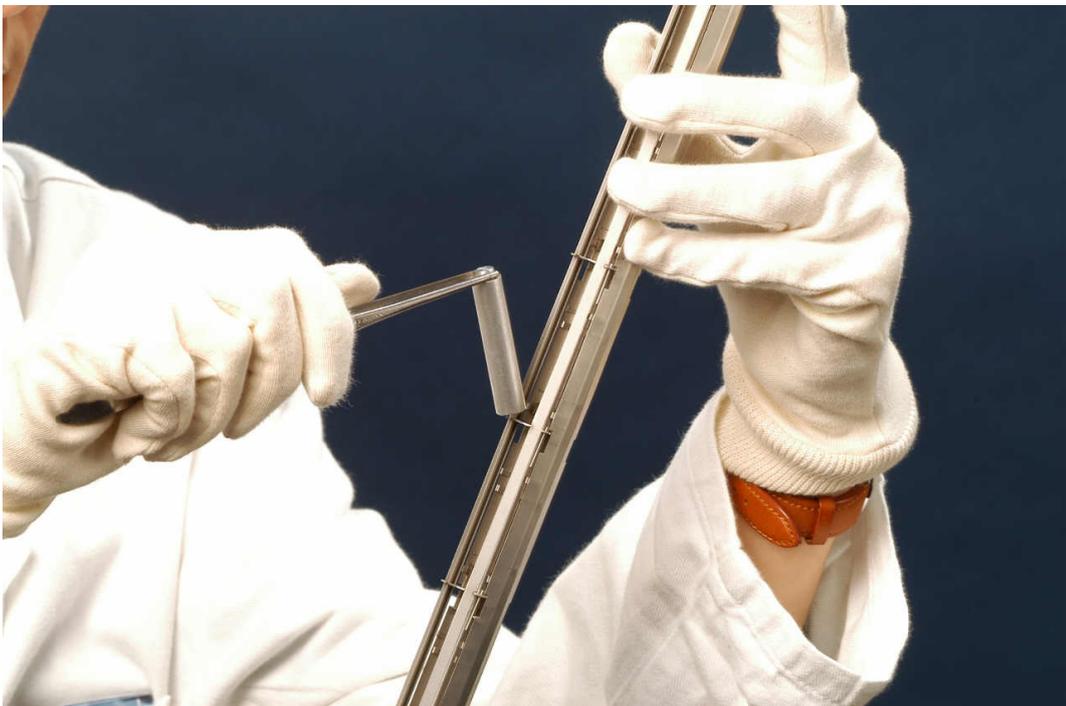


FIGURE 2.5 – Dispositif d'irradiation dans Osiris, mise en place des échantillons à irradier, © L.Godart/CEA

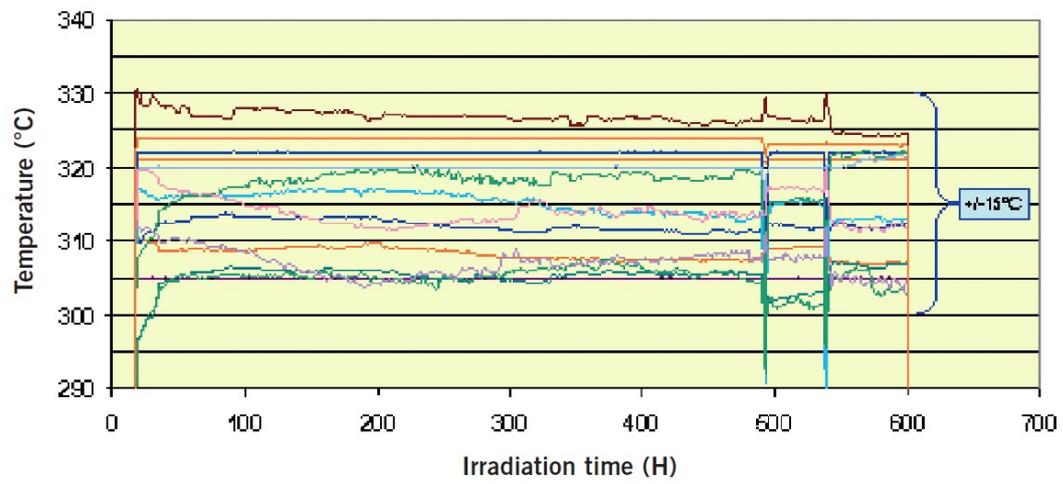


FIGURE 2.6 – Historique des températures mesurées par les thermocouples d'un CHOUCA [30]

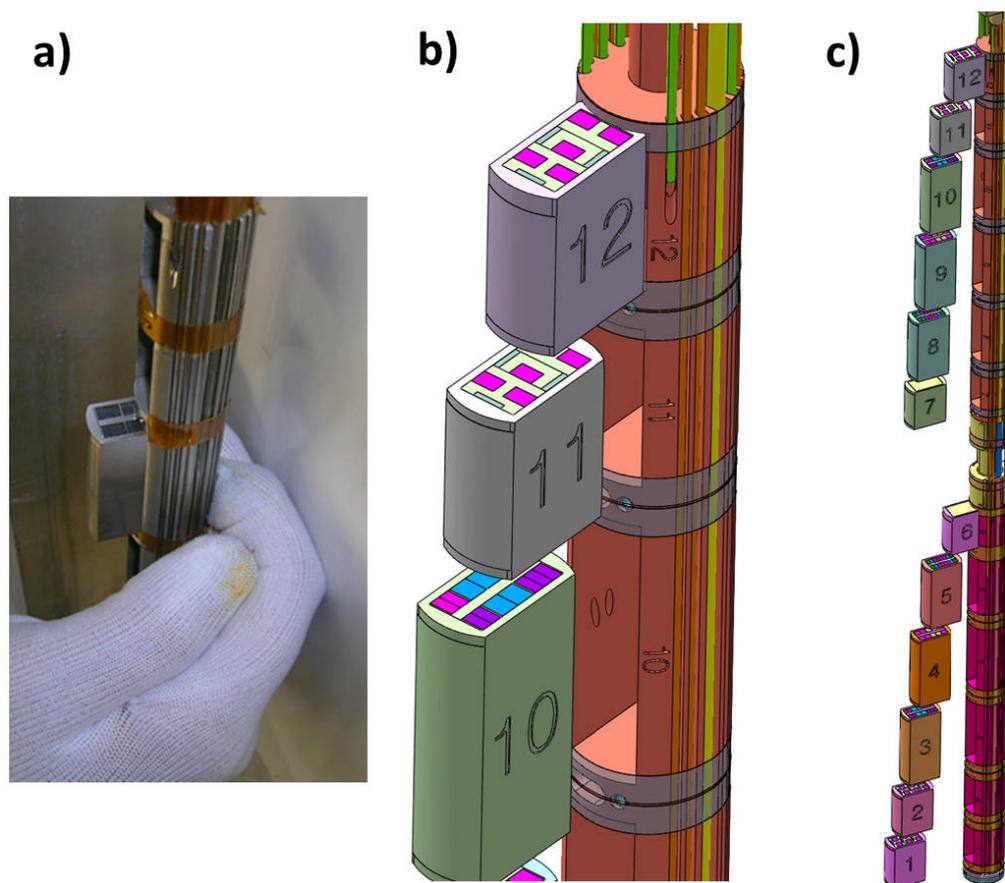


FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental PHAETON. a) photographie, b) et c) porte-échantillons

Gaz	Conductivité thermique en $\text{mW m}^{-1} \text{K}^{-1}$			
	300 K	400 K	500 K	600 K
He	155,7	189,6	221,4	251,6
N2	26,0	32,8	39,0	44,8
Ne	49,4	59,9	69,5	78,5

Tableau 2.1 – Conductivité thermiques de 3 gaz utilisés dans des dispositifs expérimentaux en fonction de leur température [32]

l'échauffement nucléaire dans les échantillons irradiés est compris entre 4 et 13 W/g, variant selon la position axiale et radiale de l'échantillon dans le cœur. La contribution de l'échauffement nucléaire à la température d'un échantillon est estimée à environ 80% dans les dispositifs expérimentaux en cœur et représente donc son terme source principal. Le lien entre échauffement nucléaire et température est à peu près linéaire jusqu'à une centaine de degrés au-dessus de la température de la piscine (environ 40°C). Passé cette valeur des non-linéarités apparaissent liées à la variation de la conductivité des gaz isolants avec la température (Tableau 2.1).

Un échauffement plus important est alors nécessaire pour une augmentation de température donnée. La relation entre échauffement et température est obtenue par des calculs thermiques et par la mesure de la température à proximité des échantillons lors de leur irradiation.

Afin d'atteindre la température cible spécifiée dans le cahier des charges d'une expérience, une bonne évaluation prévisionnelle de l'échauffement nucléaire est donc nécessaire pour le choix de l'emplacement d'irradiation dans le cœur, mais également pour l'ajustement de certains paramètres de l'expérience tels que l'épaisseur ou la nature du gaz isolant. Une mauvaise évaluation de l'échauffement nucléaire prévisionnelle peut conduire à l'échec d'une irradiation de matériaux, soit parce que la température désirée n'a pas été atteinte, soit la température de l'échantillon dépasse les normes de sûreté impliquant l'arrêt de l'expérience. L'évaluation de l'échauffement nucléaire en amont de l'expérience peut être réalisée soit de manière expérimentale par l'utilisation d'instruments de mesures soit par la simulation numérique.

L'incertitude visée pour la prédiction de l'échauffement nucléaire doit correspondre aux besoins expérimentaux. L'échauffement nucléaire étant le terme source de la température d'un échantillon, il est nécessaire que la température qui résulte de son estimation se trouve dans les plages d'asservissement des éléments chauffants. L'incertitude sur l'échauffement estimé doit donc être suffisamment faible pour que l'échauffement réel ne fasse pas sortir la température de la plage d'asservissement. Par exemple, la précision relative cible sur l'estimation de l'échauffement nucléaire doit être comprise pour un dispositif CHOUCA entre 5% et 7% à 1 « sigma » et entre 3 et 4% pour un dispositif PHAETON [33].

L'inconvénient de l'expérimentation est de ne pas pouvoir être totalement prédictive. En effet, les dispositifs de mesures ne peuvent pas être insérés/retirés réacteur en fonctionnement. Or, d'un cycle à l'autre la configuration du cœur du réacteur change et par conséquent l'échauffement également. De plus, ce dernier est mesuré à l'intérieur d'un calorimètre différentiel à échantillon de graphite dont la géométrie et la nature du matériau dans lequel il est estimé, influence la mesure. Une méthode semi-empirique fondée sur des travaux de thèse [34] permet de passer de l'échauffement dans un matériau

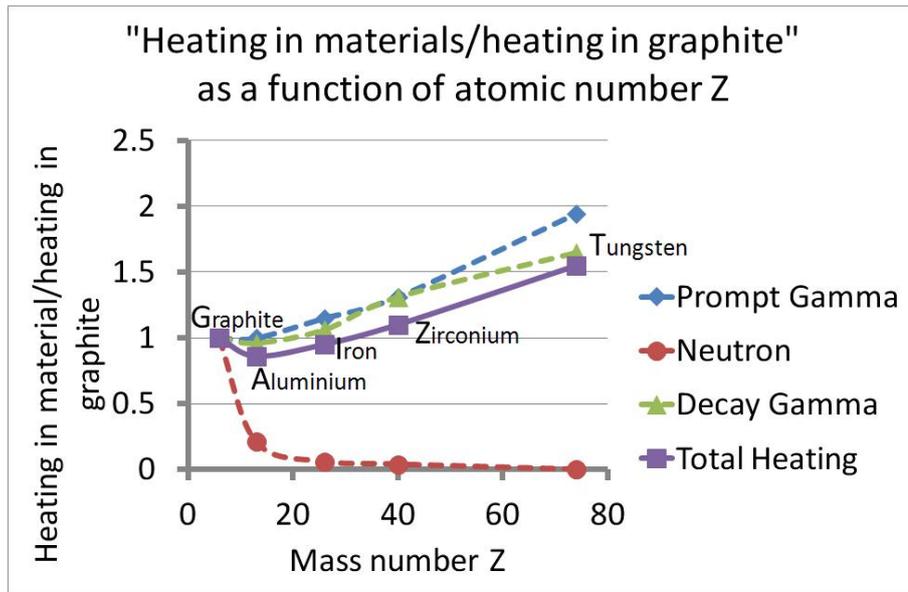


FIGURE 2.8 – Ratio de l'échauffement nucléaire dans différents matériaux par rapport à celui du graphite en fonction du numéro atomique [35]

à un autre. Cette méthode fournit un bon ordre de grandeur quant aux valeurs de l'échauffement nucléaire attendu en une position donnée. Cependant elle présente certaines limitations : elle ne tient pas compte des photons retardés et l'échauffement estimé n'est valable que pour une géométrie donnée (effet de la géométrie sur le dépôt d'énergie). La Figure 2.8 issue de la référence [35] présente les différentes composantes à l'échauffement nucléaire obtenues par la simulation numérique en fonction du matériau de l'échantillon dans une géométrie donnée par rapport à celui du graphite. Elle met en évidence la nécessité de prendre en compte non seulement les photons prompts mais également les photons retardés et les neutrons (pour les matériaux de faible nombre de masse pour ces derniers).

La simulation numérique peut permettre de s'affranchir de l'impact de la géométrie du dispositif de mesure en estimant l'échauffement directement dans l'échantillon étudié. Elle nécessite cependant une validation par l'expérience afin de justifier sa bonne prédictibilité. Un premier schéma de calcul a été développé en 2010 pour l'estimation de l'échauffement nucléaire dans le réacteur OSIRIS et a fait l'objet d'une comparaison à des mesures [35]. L'écart relatif calculs/mesures obtenu était alors de -15% au plan médian et de -20 à -25% aux extrémités.

L'un des buts de cette thèse est d'expliquer l'écart observé entre les résultats de calculs et les mesures et si possible, de le réduire. Notre travail de thèse consiste à développer un schéma de calcul rénové pour estimer l'échauffement nucléaire en réacteur. Le schéma de calcul met en œuvre plusieurs codes de physique des réacteurs nucléaires simulant la propagation des neutrons et des photons dans la matière ainsi que l'évolution temporelle isotopique des matériaux irradiés. L'une de ses spécificités réside dans son caractère tridimensionnel afin de se rapprocher au mieux de la réalité, grâce à l'utilisation du code de transport Monte Carlo TRIPOLI-4[®] associé aux données nucléaires les plus récentes. La présentation de ce schéma de calcul fait l'objet du chapitre suivant et sa validation du chapitre 4.

Chapitre 3

Calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur

Afin de simuler l'échauffement nucléaire en réacteur, un schéma de calcul fondé sur le code Monte Carlo TRIPOLI-4[®] a été développé. Ce schéma permet d'estimer le dépôt d'énergie par la simulation numérique dans des géométries réalistes. En premier lieu, un rappel de la définition précise de l'échauffement nucléaire est réalisé. Son mode de calcul par le code Monte Carlo TRIPOLI-4[®] est ensuite exposé. La troisième section de ce chapitre est consacrée à la présentation détaillée du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire élaboré. L'application qui en est faite au réacteur OSIRIS fait l'objet de la dernière section.

3.1 Calcul de l'échauffement nucléaire

3.1.1 Définition de l'échauffement nucléaire et du dépôt d'énergie

L'échauffement nucléaire correspond à l'augmentation de l'agitation thermique des électrons des atomes constituant un matériau par l'interaction des neutrons et des photons avec celui-ci. Les particules neutres comme les photons et les neutrons, interagissent avec le noyau des atomes et ont un libre parcours moyen pouvant aller du millimètre au mètre selon l'énergie de la particule et la nature du milieu. Les particules neutres émises par une réaction s'éloignent donc du lieu de leur création. Lors de l'interaction des neutrons ou des photons avec la matière, des particules chargées peuvent être créées.

Les particules chargées (électrons, positrons, noyaux de recul, protons, alpha, ...) interagissent surtout avec le champ coulombien des atomes, réduisant drastiquement leur libre parcours moyen [36] (parcours allant du micromètre au millimètre). Ces particules sont donc cantonnées à une région très proche de leur lieu de création et vont alors augmenter l'agitation thermique locale. Neutrons et photons transmettent donc une partie de leur énergie au milieu par la création de particules chargées.

A l'échelle macroscopique (échauffement d'un échantillon) on parle plutôt d'échauffement nucléaire et à l'échelle microscopique (énergie déposée localement dans la matière) on utilise souvent le terme de dépôt d'énergie.

3.1.2 Calcul du dépôt d'énergie

Le KERMA (Kinetic Energy Released in MAtter) [37, 38] noté K est une grandeur physique permettant de quantifier le dépôt d'énergie. Il concerne les particules non chargées. On distingue

généralement le KERMA neutron K_n et le KERMA photon K_γ . Le KERMA est défini par l'International Commission on Radiation Units and Measurement (ICRU) [39] comme :

$$K = K_n + K_\gamma = \left(\frac{dE_{tr}}{dm} \right)_n + \left(\frac{dE_{tr}}{dm} \right)_\gamma \text{ en J/kg ou MeV/g} \quad (3.1)$$

où dE_{tr} représente la part de l'énergie de la particule neutre incidente transférée à toutes les particules chargées libérées par l'interaction (cela inclut l'énergie cinétique des particules émises par décroissance radioactive, par phénomène de désexcitation ou désintégration). Pour un matériau spécifique et une fluence $S(t)_E$ de particules d'énergie E , le KERMA s'écrit :

$$K = S(t)_E \cdot E \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (3.2)$$

où $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ est le coefficient massique de transfert d'énergie du matériau pour le type de particule incidente considérée. La fluence notée $S(t)_E$ est définie comme le flux de particules d'énergie E , $\phi(t)_E$, intégré sur le temps.

$$dS = \phi dt, \quad S(t) = \int_0^t \phi(t') dt' \text{ (particules/cm}^2\text{)} \quad (3.3)$$

Elle représente donc en un point donné du matériau considéré, le nombre total de particules reçues par ce matériau par unité de surface en ce point durant la totalité de l'irradiation. On obtient le KERMA pour tout le spectre énergétique des particules incidentes par la relation :

$$K = \int_0^\infty S(t)_E E \frac{\mu_{tr}}{\rho} dE \quad (3.4)$$

Le coefficient de KERMA $k_{(i,j)}(E)$ (appelé anciennement facteur de KERMA) est défini comme le rapport $K/S(t)_E$ pour la réaction i , sur un isotope j , et avec $E_{(i,j)}$ l'énergie des particules incidentes :

$$k_{(i,j)} = E_{(i,j)} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{i,j} \text{ (J.m}^2\text{.kg}^{-1} \text{ ou MeV.cm}^2\text{.g}^{-1}\text{)} \quad (3.5)$$

Il permet via la relation suivante de déterminer le KERMA pour le cas général :

$$K(E) = \sum_i \sum_j k_{(i,j)}(E) S(t)_E \quad (3.6)$$

On peut alors définir le taux de dépôt d'énergie (ou encore heating rate) à l'instar d'un taux de réaction :

$$K(E) = \sum_i \sum_j \rho_j k_{(i,j)}(E) \phi(E) \quad (3.7)$$

où ρ_j est la masse volumique de l'isotope j et $\phi(E)$ le flux de particules incidentes. Il existe deux manières de déterminer les coefficients KERMA $k_{(i,j)}(E)$:

- Par sommation des énergies cinétiques des particules chargées :

$$k_{(i,j)} = \sum_l \bar{E}_{i,j,l}(E) \frac{N_j \sigma_{i,j}(E)}{\rho_j} \quad (3.8)$$

avec $\bar{E}_{i,j,l}(E)$ l'énergie cinétique totale transportée par la $l^{\text{ième}}$ particule secondaire pour la réaction i sur l'isotope j et $\sigma_{i,j}(E)$ la section efficace microscopique de la réaction i sur l'isotope j .

- Par bilan énergétique : Lors d'une collision, un bilan énergétique est réalisé afin d'obtenir les énergies

cinétiques des différentes particules résultantes de la réaction. Les différents produits de la réaction pourront alors être transportés selon leur nature et le type de calcul réalisé. L'échauffement nucléaire est obtenu en sommant les dépôts d'énergie de toutes les particules interagissant dans l'échantillon observé. Lors d'une collision, un bilan énergétique est établi.

$$\sum_c \bar{E}_{i,j,l}(E_{inc}) = E_{inc} + Q_{i,j} - \bar{E}_{i,j}^n(E_{inc}) - \bar{E}_{i,j}^\gamma(E_{inc}) \quad (3.9)$$

Avec E_{inc} l'énergie de la particule incidente, $Q_{i,j}$ l'énergie de la réaction i sur l'élément j , $\bar{E}_{i,j,l}(E_{inc})$ l'énergie cinétique transportée par la particule chargée ou le noyau de recul l . $\bar{E}_{i,j}^n(E_{inc})$ et $\bar{E}_{i,j}^\gamma(E_{inc})$ sont respectivement les énergies moyennes des neutrons et photons émis par la réaction i sur l'élément j .

Selon le type de calcul, l'énergie déposée ne sera pas la même. En effet l'énergie déposée correspond aux énergies cinétiques des particules qui ne sont pas transportées. Dans un calcul neutron simple, les particules chargées et les photons ne sont pas transportés et le dépôt d'énergie correspond donc à la somme des énergies transportées par ces particules.

Dans la pratique, deux approches peuvent être utilisées pour estimer l'énergie déposée dans un matériau : une simulation Monte Carlo directe utilisant les bilans énergétiques à chaque collision ou par convolution de fonctions réponses pré-calculées par le code NJOY [40] avec un flux neutronique ou photonique. Cette dernière méthode présente l'avantage de nécessiter un temps de calcul plus court pour une incertitude statistique donnée. En effet, le flux obtenu en utilisant un estimateur de type « corde » dépend des trajets des particules au travers du volume du détecteur et ne nécessite pas nécessairement de collisions à l'intérieur de celui-ci contrairement à un estimateur de type dépôt d'énergie [41]. Le nombre d'événements contribuant au flux pour un estimateur de type « corde » est donc plus important, réduisant ainsi l'incertitude statistique associée au résultat. Les résultats de dépôt d'énergie de ces deux estimateurs convergent vers la même valeur.

Les fonctions réponses sont générées par isotope pour le dépôt d'énergie des neutrons et par élément pour le dépôt des photons (ces fonctions de réponses sont appelées ici sections efficaces de KERMA, exprimées en MeV.b/atomes). Les fonctions réponses de dépôt d'énergie neutron sont différentes selon que l'on utilise un transport neutron pur ou un transport neutron-photon couplé. L'énergie déposée est plus importante dans le cas d'un transport neutron pur car l'énergie des photons est déposée localement. La Figure 3.1 illustre la fonction réponse de KERMA des neutrons dans l'aluminium pour un calcul couplé neutron-photon. On observe que les hautes énergies contribuent beaucoup plus efficacement au dépôt d'énergie que les autres. Une bonne estimation du flux aux énergies voisines du MeV est donc essentielle pour une estimation correcte de l'échauffement nucléaire dans un échantillon.

Il convient à présent de rappeler les équations qui doivent être résolues pour accéder à l'échauffement nucléaire :

- L'équation du transport qui permet d'obtenir le terme source prompt
- Les équations d'évolution qui permettent d'obtenir le terme source retardé (ou différé)

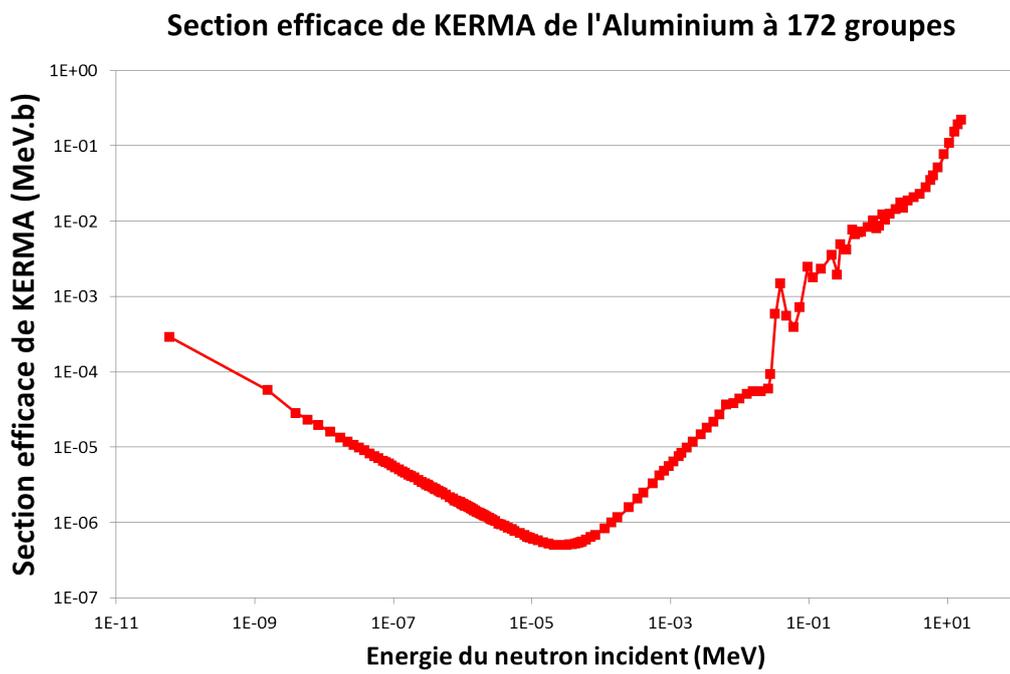


FIGURE 3.1 – Section efficace de KERMA à 172 groupes dans l'aluminium

3.2 Equations du transport et d'évolution - Méthodes de résolution associées

3.2.1 L'équation de Boltzmann et sa résolution

Le flux $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ de particules d'énergie E , de direction $\vec{\Omega}$, à la position \vec{r} et au temps t est défini par le produit de la densité volumique de particules neutres (neutrons, photons) $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$, par leur vitesse v .

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot v \quad (\text{particules.m}^{-2}.\text{J}^{-1}.\text{std}^{-1}.\text{s}^{-1}) \quad (3.10)$$

L'intérêt de cette grandeur est qu'elle permet de calculer un taux de réaction qui représente le nombre de réactions du type considéré par unité de volume et de temps.

$$T_r(\vec{r}, E, t) = N(\vec{r}, t) \sigma(E) \iint \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2\vec{\Omega} \quad (\text{réactions.m}^{-3}.\text{J}^{-1}.\text{s}^{-1}) \quad (3.11)$$

$$T_r(\vec{r}, t) = N(\vec{r}, t) \int \sigma(E) T_r(\vec{r}, E, t) dE \quad (\text{réactions.m}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (3.12)$$

où $N(\vec{r})$ est la densité volumique et $\sigma(E)$ la section microscopique de la réaction voulue. Cela permet par exemple d'estimer une puissance en calculant un taux de réaction de fission que l'on multiplie par l'énergie moyenne de fission. Le transport des particules neutres dans un réacteur est régi par l'équation de Boltzmann, explicitée dans cette partie pour les neutrons mais pouvant être écrite pour les photons de manière similaire. Sous sa forme intégral-différentielle, cette équation établit un bilan dans un volume élémentaire de l'espace des phases, de la population de neutrons au temps t :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = & + \text{nombre de neutrons entrant dans le volume élémentaire} \\ & - \text{nombre de neutrons fuyant le volume élémentaire} \\ & + \text{nombre de neutrons apparaissant par collision dans le volume élémentaire} \\ & - \text{nombre de neutrons disparaissant par collision dans le volume élémentaire} \\ & + \text{nombre de neutrons apparaissant par réactions nucléaires} \end{aligned} \quad (3.13)$$

En remplaçant la densité de neutron par le flux neutronique $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ et en explicitant les termes de l'équation, on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \overbrace{\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{bilan}} = & - \overbrace{\text{div} \left[\vec{\Omega} \cdot \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right]}^{\text{entrées et fuites de neutrons}} - \overbrace{\Sigma_t(\vec{r}, E, t) \cdot \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{disparitions par collisions}} \\ & + \overbrace{\int_0^\infty dE' \int_{(4\pi)} d^2\vec{\Omega}' \left[\nu_s \Sigma_s \left(\vec{r}, (E', \vec{\Omega}') \rightarrow (E, \vec{\Omega}), t \right) \cdot \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \right]}^{\text{apparitions par diffusion}} \\ & + \overbrace{\frac{1}{4\pi} \chi(E) \int_0^\infty dE' \int_{(4\pi)} d^2\vec{\Omega}' \left[\nu_f \Sigma_f(\vec{r}, E') \cdot \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \right]}^{\text{neutrons produits par fission}} + \overbrace{S_{ext}}^{\text{Source externe}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

où :

- Σ_t section efficace macroscopique de collision,
- Σ_f section efficace macroscopique de fission,
- $\chi(E)$ spectre de fission,
- ν_f et ν_s les multiplicités de neutron émis par fission et diffusion.

Cette forme de l'équation permet surtout de sensibiliser le lecteur à la complexité d'une résolution numérique détaillée. Dans la pratique cette équation est résolue en régime stationnaire. Elle peut alors s'écrire sous la forme intégrale suivante :

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \int_0^\infty dS \exp\left(-\int_0^s \Sigma(\vec{r}-s'\vec{\Omega}, E) ds'\right) S(\vec{r}-s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \\ + \int_0^\infty dS \exp\left(-\int_0^s \Sigma(\vec{r}-s'\vec{\Omega}, E) ds'\right) &\int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}-s\vec{\Omega}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}-s\vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') \end{aligned} \quad (3.15)$$

où $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est le flux angulaire et s est la distance entre le point d'émission et le point d'arrivée.

La résolution de l'équation de Boltzmann peut se faire de deux manières différentes. Les méthodes de résolution déterministes résolvent l'équation au prix de certaines approximations comme une discrétisation de l'espace des phases, l'homogénéisation spatiale des milieux, la simplification de l'anisotropie de la collision ou encore la substitution à l'opérateur de transport, l'opérateur de diffusion en utilisant la loi de Fick qui lie le courant de neutrons $\vec{J}(\vec{r}, t)$ au flux de neutrons $\phi(\vec{r}, t)$ via un coefficient de diffusion $D(\vec{r})$.

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = -D(\vec{r}) \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, t) \quad (3.16)$$

Cette simplification s'appelle approximation de la diffusion et permet de faire disparaître la dépendance en $\vec{\Omega}$ de l'équation de Boltzmann, ce qui en facilite la résolution. L'approximation est valable en milieu isotrope.

L'approche probabiliste qui part de la forme intégrale de l'équation de Boltzmann, traite le problème avec un minimum d'approximations mais nécessite des ressources de calcul beaucoup plus importantes. La méthode dite de « Monte-Carlo » présente le premier avantage de ne pas nécessiter une résolution explicite de l'équation de Boltzmann. En effet, cette méthode consiste à simuler les trajectoires des particules le plus fidèlement possible pour obtenir une estimation des grandeurs d'intérêt. Le second avantage est le minimum d'approximations faite lors du calcul qui est réalisé à trois dimensions. Cela en fait la méthode de référence permettant de valider les méthodes déterministes. L'inconvénient principal de cette méthode est le temps de calcul beaucoup plus important que celui nécessaire aux méthodes déterministes. Nous verrons plus loin que le schéma de calcul préconisé fait intervenir les codes de résolution numérique de l'équation de Boltzmann suivants : APOLLO2, CRONOS2 et TRIPOLI-4. Ils seront présentés dans ce chapitre.

3.2.2 Les équations de Bateman et leur résolution

Considérons un milieu sous irradiation de neutrons. Les atomes du milieu peuvent changer de nature soit par réaction neutronique (capture, (n,2n), ...), soit par décroissance radioactive. Il existe souvent différentes voies pour qu'un noyau atomique se désexcite, on parle de chaînes de désintégration. La Figure 3.2 présente les voies de désexcitations de l'uranium 239 créé par capture d'un neutron sur l'uranium 238.

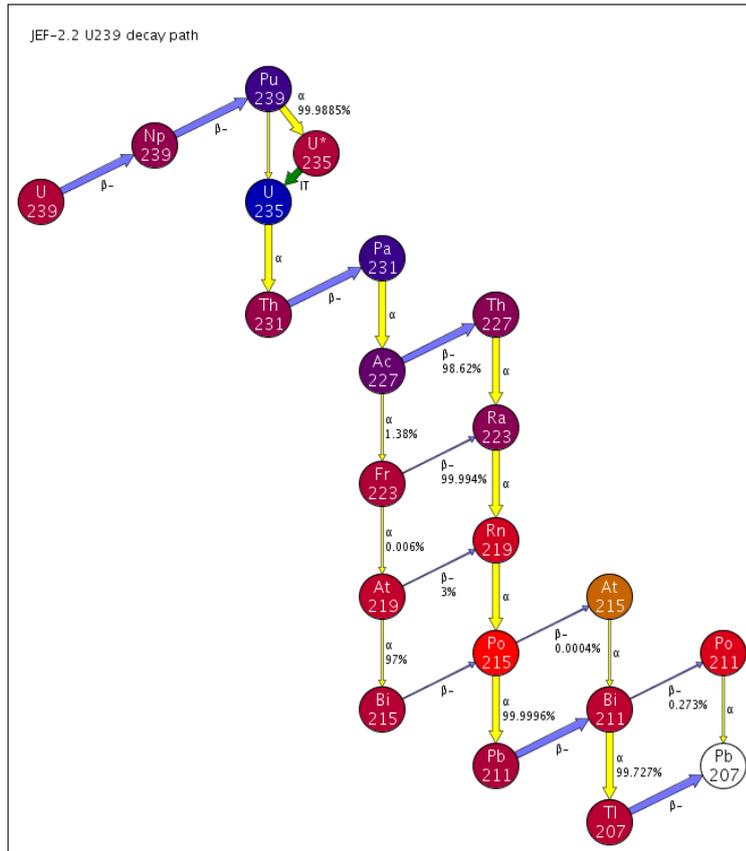


FIGURE 3.2 – Chaîne de filiation de l'uranium 239 provenant de l'évaluation JEF2.2 et éditée par l'outil JANIS [6]

Les équations de Bateman (ou équations d'évolution) sont des équations différentielles couplées qui régissent les concentrations des nucléides du milieu. L'équation suivante permet d'obtenir la concentration $N_i(t)$ du nucléide i en fonction du temps (l'écriture des taux de réaction y est condensée) :

$$\underbrace{\frac{dN_i(t)}{dt}}_{\text{variation de } N_i(t)} = \underbrace{\sum_{i \neq j} N_j \sigma_{j \rightarrow i} \phi(t)}_{\text{transformation de l'atome } j \text{ en } i \text{ par réaction nucléaire}} + \underbrace{\sum_{k \neq i} \lambda_k N_k}_{\text{désintégration de } k \text{ en } i} - \underbrace{N_i \sigma_i \phi(t)}_{\text{disparition de } i \text{ par réaction nucléaire}} - \underbrace{\lambda_i N_i}_{\text{désintégration de } i} \quad (3.17)$$

Avec $\sigma_{j \rightarrow i}$ la section efficace de la réaction transformant le nucléide j en nucléide i , $\phi(t)$ le flux neutronique à l'instant t , λ_k la constante radioactive du nucléide k et σ_i la section efficace transformant le nucléide i en un autre nucléide. L'écriture de cette équation peut être encore compactée en définissant $C_{i,j}$ comme le taux de transmutation du nucléide j en nucléide i par réaction nucléaire ou décroissance radioactive et $C_{i,i}$ comme le taux de disparition du nucléide i par n'importe quel processus :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_{i \neq j} C_{i,j} N_j(t) - C_{i,i} N_i(t) \quad (3.18)$$

L'écriture d'une équation pour chacun des isotopes présents dans la composition permet d'établir un système d'équations différentielles couplées régissant l'évolution du combustible. Etant donné la complexité du système, la résolution se fait par des codes de calculs. Le code DARWIN/PEPIN-2 permet de résoudre ces équations et est présenté au cours de ce chapitre.

3.3 Présentation du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire

Afin d'évaluer l'échauffement nucléaire par simulation, un schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur a été développé. Ce schéma est fondé principalement sur le code Monte Carlo TRIPOLI-4[®] [42] [43] [44]. C'est un code Monte-Carlo à 3 dimensions et à énergie continue permettant de modéliser le transport de particules pour des géométries aussi proches de la réalité que possible. Ce code est développé par le CEA au Service d'Etudes de Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA) dans le cadre d'un accord tripartite avec AREVA et EDF. TRIPOLI-4[®], considéré comme un code de référence, a été considérablement validé par un nombre important d'expérience. Il est disponible dans la base de données de l'OECD/NEA depuis 2003.

Un calcul Monte-Carlo consiste à transporter des particules dans une géométrie de manière aléatoire afin d'obtenir des grandeurs d'intérêt telles que le flux ou le dépôt d'énergie. Les interactions des particules dans la matière sont des phénomènes aléatoires régies par les lois physiques présentées au chapitre 1. Afin de rendre ces lois intelligibles par les codes de calculs, elles sont retranscrites sous forme de données nucléaires écrites dans un format spécifique. Le standard international de format de fichier se nomme ENDF pour « Evaluated Nuclear Data File » [9]. Une description des données nucléaires liées à l'échauffement nucléaire sera présentée au cours du chapitre 6.

Lors du calcul Monte-Carlo, les données nucléaires sont utilisées conjointement aux nombres générés par un générateur de nombres aléatoires afin de déterminer l'état des particules transportées (énergie, direction, ...). Ainsi, en transportant suffisamment de particules on obtient une idée de l'état du système étudié. Etant donné le fait que l'on utilise un phénomène statistique pour résoudre le problème, la précision de la solution dépend du nombre de particules simulées. L'incertitude statistique des grandeurs calculées se traduit par la valeur de l'écart type associé. Cette incertitude sera d'autant plus faible que le nombre de particules simulées est grand. L'incertitude diminue comme l'inverse de la racine carré du nombre de simulations, rendant parfois un faible écart type cible difficile

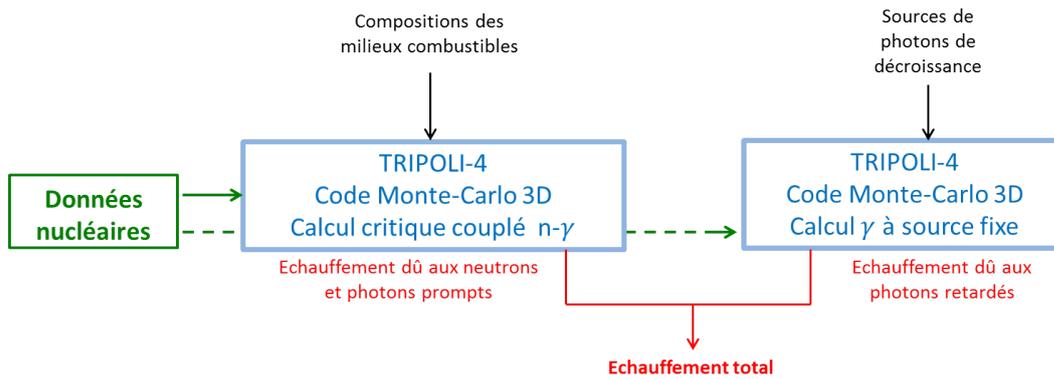


FIGURE 3.3 – Schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur

à obtenir (un gain d'un facteur 10 sur la précision nécessite 100 fois plus de simulations). On peut distinguer plusieurs types de calculs de transport Monte-Carlo simulant des phénomènes physiques différents :

- Le calcul de transport pur où une source émet un seul type de particules (neutrons photons, électrons. . .) selon des paramètres donnés (distribution géométrique, angulaire, énergétique et temporelle). Ces particules pourront créer de nouvelles particules du même type.
- Le calcul couplé où un type de particule peut générer par interactions des particules d'un autre type.
- Le calcul critique où les sources de neutrons ne sont pas imposées (comme données du problème). Pour ce type de calcul, on introduit la notion de génération de neutrons [1] et la source de la génération $n + 1$ dépend des neutrons émis par la génération n . Dans le calcul critique, on définit une source initiale quelconque qui va converger vers une source simulant la réalité du cœur. Pour l'estimation des grandeurs physiques, les histoires des particules précédant la convergence des sources vers leur état stationnaire ne seront pas prises en compte.

Il est tout à fait possible de mixer certains types de calculs entre eux. On donnera l'exemple du calcul critique couplé neutron-photon.

Dans le schéma de calcul de l'échauffement nucléaire, schématisé sur la Figure 3.3, deux types de calculs TRIPOLI-4 sont juxtaposés :

- Le premier, un calcul critique couplé neutron-photon permet d'obtenir les composantes de l'échauffement dû aux neutrons et aux photons prompts.
- Le second, un calcul à photon à sources fixes, estime la quantité d'échauffement nucléaire provenant des photons de décroissance radioactive des produits de fission.

Ces deux calculs sont traités avec la version 9 de TRIPOLI-4, cependant certaines analyses détaillées aux chapitres 5 et 6 ont nécessité l'usage de la version développement de TRIPOLI-4. L'approche adoptée par le code TRIPOLI-4 pour le calcul du dépôt d'énergie est basée sur la méthode des bilans énergétiques [41] mais l'utilisation de fonctions réponses pré-tabulées est également possible.

Il est nécessaire de renseigner différentes données d'entrée afin que les deux calculs TRIPOLI-4 puissent convenablement simuler l'échauffement nucléaire. Ces données concernent, d'une part, la physique du problème, ce sont là les données nucléaires et, d'autre part, la géométrie du problème comme par exemple les compositions des assemblages combustibles ou encore la position des barres de commande. La bibliothèque de données nucléaires CEAV5.1.1 [45] a été retenue pour le schéma de

calcul et est basée principalement sur l'évaluation JEFF3.1.1 [7]. Ce choix est explicité au chapitre 6 au travers d'une étude sur les incertitudes liées aux données nucléaires d'émission de photons.

Les spécificités du schéma de calcul développé au cours de cette thèse sont principalement :

- La détermination de la carte de puissance en 3 dimensions par un calcul Monte Carlo critique couplé neutron-photon (TRIPOLI-4 [42, 43, 44]) à partir de concentrations isotopiques estimées par un code déterministe (APOLLO2/CRONOS2 [46] [46]),
- La détermination des contributions à l'échauffement nucléaire des neutrons et des photons prompts (sources + transport) par ce même calcul,
- La détermination de la contribution à l'échauffement nucléaire des photons retardés de décroissance radioactive des isotopes présents dans le combustible par le code d'évolution DARWIN/PEPIN-2 (sources) et du code Monte Carlo TRIPOLI-4 (transport).

L'avantage de ce type de schéma fondé principalement sur la méthode Monte Carlo est, d'une part, de modéliser le cœur du réacteur avec le minimum d'approximation sur sa géométrie et, d'autre part, d'estimer de manière précise les sources de particules dans le réacteur. Les sources de neutrons sont traitées par un calcul critique permettant une estimation précise de leurs distributions radiales et axiales dans le cœur. Les photons prompts sont générés en cours de simulation à l'endroit de l'interaction qui les a vus naître, que ce soit dans le combustible, mais également dans les structures du réacteur. Enfin, le calcul de puissance sur un découpage spatial fin axialement permet une estimation des sources de photons de décroissance sur ce même découpage et ainsi, de ne pas avoir à supposer un profil de source axial.

3.3.1 Estimation de la contribution des neutrons et des photons prompts à l'échauffement nucléaire

Afin d'estimer au mieux les sources de neutrons dans le réacteur et par conséquent les flux et dépôts d'énergie, l'utilisation d'un calcul critique est essentielle. Ces sources dépendent de plusieurs facteurs tels que la composition du combustible, la position des barres de commandes ou encore leur localisation géométrique dans le cœur.

Le calcul critique est un calcul itératif permettant d'établir la distribution des sources de neutrons dans le combustible au bout de plusieurs générations d'histoires de neutrons simulés. Il permet d'obtenir, d'une part, les flux de neutrons et la puissance dégagée dans les assemblages et, d'autre part, les contributions des neutrons et photons prompts à l'échauffement nucléaire dans les échantillons de matériaux placés au sein des dispositifs expérimentaux. Pour un calcul couplé neutron-photon, l'échauffement nucléaire provient des particules chargées supposées déposer localement leur énergie. Cette hypothèse est appuyée par le fait, déjà mentionné, que les particules chargées ont un faible libre parcours moyen dans la matière [36]. Dans un calcul couplé neutron-photon, on peut distinguer deux composantes à l'échauffement nucléaire.

- la composante neutron qui correspond à l'énergie déposée lors d'une réaction mettant en jeu un neutron dans le détecteur ; elle représente de l'ordre de 15 à 20% de l'échauffement nucléaire total dans un matériau de numéro atomique Z faible comme le graphite et est pratiquement nulle pour des Z plus élevés [35].
- la composante photon prompt qui correspond à l'énergie déposée par les photons prompts créés par les réactions neutroniques (parfois nommés photons secondaires) dans le milieu. C'est la composante la plus élevée de l'échauffement nucléaire, contribuant pour 60 à 70% dans le graphite et pouvant aller jusqu'à 75% dans des matériaux plus lourds.

Le principe du calcul couplé neutron-photon est présenté par la Figure 3.4. Un neutron provenant d'une source est transporté au sein de la géométrie de calcul et peut donner lieu à une interaction. De cette interaction, de nouvelles particules naissent éventuellement. Les particules chargées, ne sont pas transportées et déposent localement leur énergie cinétique, établissant ainsi le dépôt d'énergie neutron. Les nouveaux neutrons émis sont eux transportés et peuvent, à leur tour, donner naissance à des particules. Enfin, les photons sont eux aussi transportés et peuvent interagir avec la matière. De ces interactions, de nouvelles particules peuvent naître. Les particules chargées vont contribuer au dépôt d'énergie photon tandis que les éventuels neutrons et photons secondaires seront transportés. Pour simplifier le problème et gagner du temps de calcul nous avons choisi de négliger l'effet des réactions photo-nucléaires en raison de la faible valeur de leur section efficaces. Ainsi, durant le calcul il n'y a pas de neutrons émis par l'interaction des photons avec la matière. La validité de cette hypothèse sera examinée au chapitre 5.

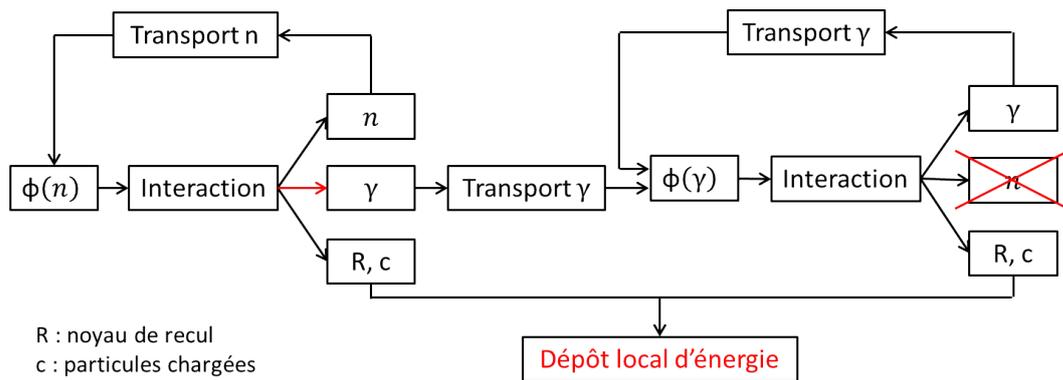


FIGURE 3.4 – Schéma du transport des particules dans un calcul couplé neutron-photon

3.3.2 Estimation de la contribution des photons de décroissance à l'échauffement nucléaire

Afin d'estimer la composante de l'échauffement nucléaire dû aux photons retardés un calcul de transport Monte Carlo de photons à source fixe est réalisé (Figure 3.5). Ce calcul permet de déterminer la contribution à l'échauffement nucléaire des photons retardés provenant des décroissances radioactives des produits de fissions et des noyaux lourds présents dans le combustible. Dans le schéma de calcul, les photons retardés provenant de l'activation des structures ne sont pas pris en compte étant donné leur faible quantité comparé au nombre de photons émis par les produits de fissions.

Comme pour le calcul couplé neutron-photon, le dépôt d'énergie des photons retardés provient de la perte d'énergie cinétique des particules chargées dans la matière (les particules chargées ne sont pas transportées). Comme précédemment, on néglige les réactions photo-nucléaires lors du calcul. Cette troisième composante de l'échauffement nucléaire représente 20 à 30% de l'échauffement total selon la valeur du numéro atomique Z (20% correspondant aux Z faibles) [35].

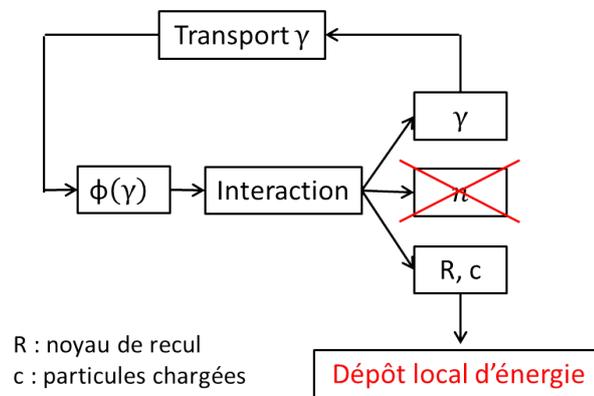


FIGURE 3.5 – Schéma du transport des particules dans un calcul photon à source fixe

3.4 Application du schéma de calcul au cas du réacteur OSIRIS

Afin de tester puis valider le schéma de calcul de l'échauffement nucléaire développé, ce dernier a été adapté au cas concret du réacteur OSIRIS. Pour cela, la géométrie fine du cœur a été modélisée dans TRIPOLI-4. De plus, il a été nécessaire de coupler le schéma avec d'autres codes de calcul afin d'obtenir les compositions des assemblages combustibles et les sources de photons retardés. Ces codes sont présentés dans les parties suivantes. La Figure 3.6 présente une vue d'ensemble du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire appliqué au cas du réacteur OSIRIS.

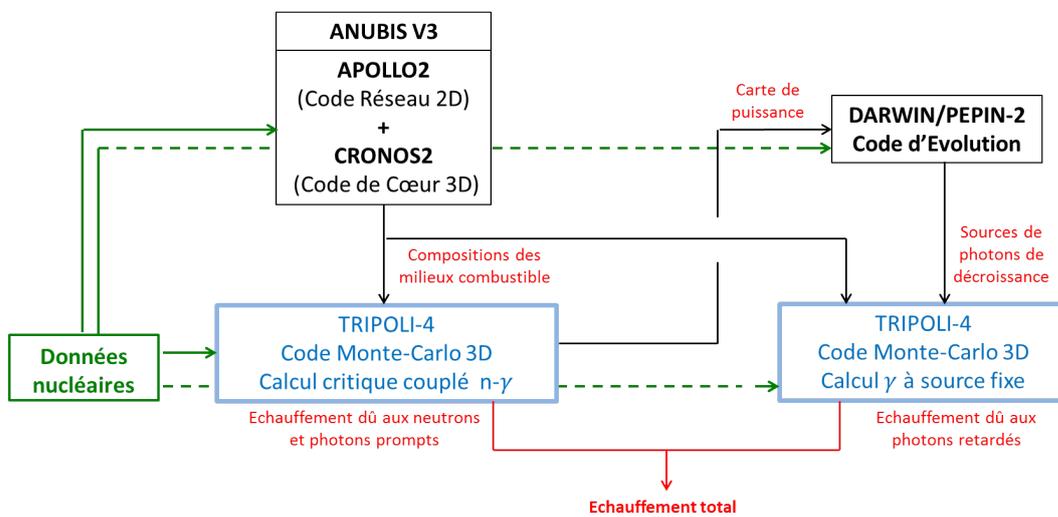


FIGURE 3.6 – Vue d’ensemble du schéma de calcul de l’échauffement nucléaire en réacteur appliqué au réacteur expérimental OSIRIS

3.4.1 Modélisation du réacteur par le code TRIPOLI-4

La modélisation de la géométrie du réacteur est une partie importante de l'étude du comportement de l'échauffement nucléaire en réacteur. En effet, il faut identifier les paramètres ayant un impact sur le calcul d'échauffement et quelles approximations sont légitimes. En effet, certaines concessions doivent être faites sur la modélisation telle que le choix des discrétisations spatiales des compositions des milieux évoluant, ou encore la géométrie des dispositifs instrumentés contenant des câbles. Ces choix de modélisation sont discutés dans le chapitre 5 mais ont été étudiés en amont de la définition du schéma de calcul. Dans cette partie, nous faisons une revue de la modélisation du cœur d'OSIRIS dans le cadre du schéma de calcul d'échauffement nucléaire en cœur, appliqué à ce réacteur.

3.4.1.1 Modélisation d'un assemblage combustible standard

L'assemblage standard est constitué de 22 plaques combustibles espacées par de l'eau, permettant ainsi un refroidissement de l'assemblage et une modération des neutrons pour favoriser les réactions de fission. Ces 22 plaques sont composées de 2 parties : le combustible et la gaine.

Le combustible est initialement composé d'un mélange de silicium, d'aluminium et d'uranium enrichi à 19,75%. Sous irradiation neutronique, la composition évolue avec l'apparition de produits de fission. La modélisation suppose que chaque assemblage possède son propre jeu de compositions axialement différentes mais identiques pour chacune des 22 plaques. La gaine en aluminium permet de confiner les produits de fission radioactifs présents dans le combustible. L'aluminium est utilisé ici pour sa bonne transparence aux neutrons évitant ainsi qu'un trop grand nombre d'entre eux soit perdu par capture.

Au bord de l'assemblage se trouvent 2 plaques borées servant d'absorbant neutronique (poisons consommables). La composition de ces plaques évolue également au cours du temps. La modélisation des compositions des plaques borées est faite selon un découpage axial similaire à celui des plaques combustibles. De plus, pour chaque niveau axial les deux plaques borées sont supposées avoir une même composition. La modélisation de l'assemblage pour le code TRIPOLI-4 se veut aussi fidèle à la réalité que possible. La Figure 3.7 présente une coupe radiale de la modélisation d'un assemblage combustible standard.

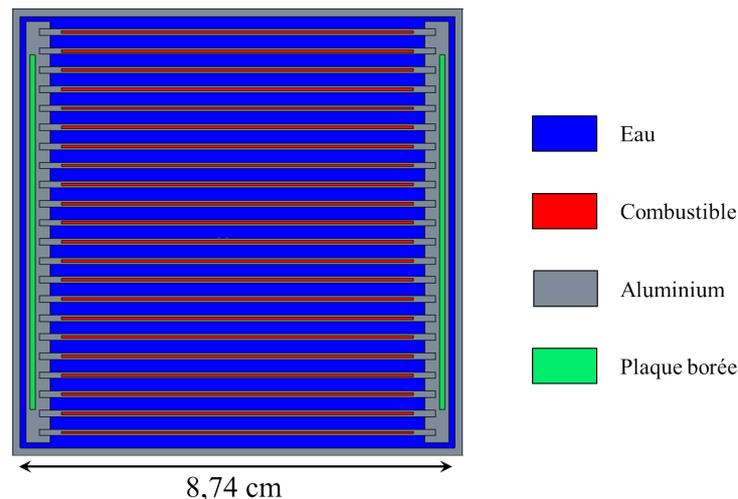


FIGURE 3.7 – Coupe radiale de la modélisation TRIPOLI-4 d'un élément combustible inséré dans un emplacement

3.4.1.2 Modélisation d'un assemblage de contrôle

L'assemblage de contrôle est composé de deux parties (basse et haute). La première est similaire à un assemblage combustible (appelé assemblage suiveur) mais constitué de seulement 17 plaques. La deuxième partie est une barre creuse de hafnium naturel qui vient se positionner au-dessus de la partie combustible. Cette barre de hafnium permet de réguler les réactions nucléaires en absorbant les neutrons. Ainsi, en baissant un assemblage de contrôle on diminue la quantité de combustible et on insère un absorbant neutronique réduisant ainsi considérablement les réactions de fission. La composition de la barre de hafnium est supposée identique au cours du temps. La Figure 3.8 montre une coupe radiale des modélisations TRIPOLI-4 de la partie assemblage suiveur (combustible) et de la barre de hafnium.

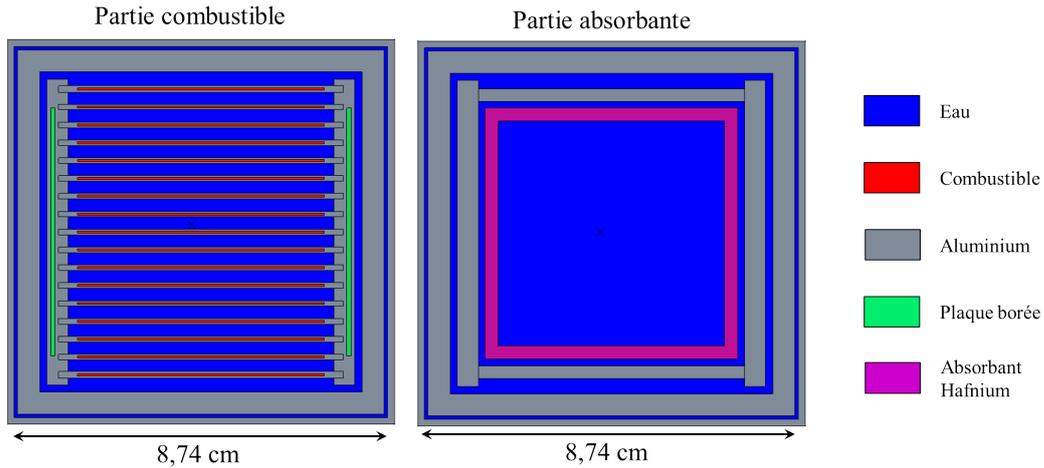


FIGURE 3.8 – Coupes radiales de la modélisation TRIPOLI4 d'un élément de contrôle inséré dans un emplacement

3.4.1.3 Modélisation d'un assemblage béryllium

Afin de réfléchir les flux de neutrons dans la partie sud du réacteur OSIRIS, une rangée d'assemblages béryllium est insérée en rangée 10. En effet, le béryllium possède des propriétés de réflecteur neutronique ce qui permet de renvoyer une partie des neutrons sortant par la partie sud du réacteur vers son centre. Ces assemblages sont des blocs de béryllium percés en leur centre. Le trou permet de charger soit un noyau en béryllium, soit une perche MOLFI permettant de produire des radio-isotopes à usage médical. La Figure 3.9 explicite la géométrie de ces assemblages. On y distingue un maillage spécifique pour la partie nord de l'assemblage (partie haute de la figure). Ce découpage en tranche est réalisé afin de tenir compte du vieillissement du béryllium sous flux. Ce point est discuté dans le chapitre 5.

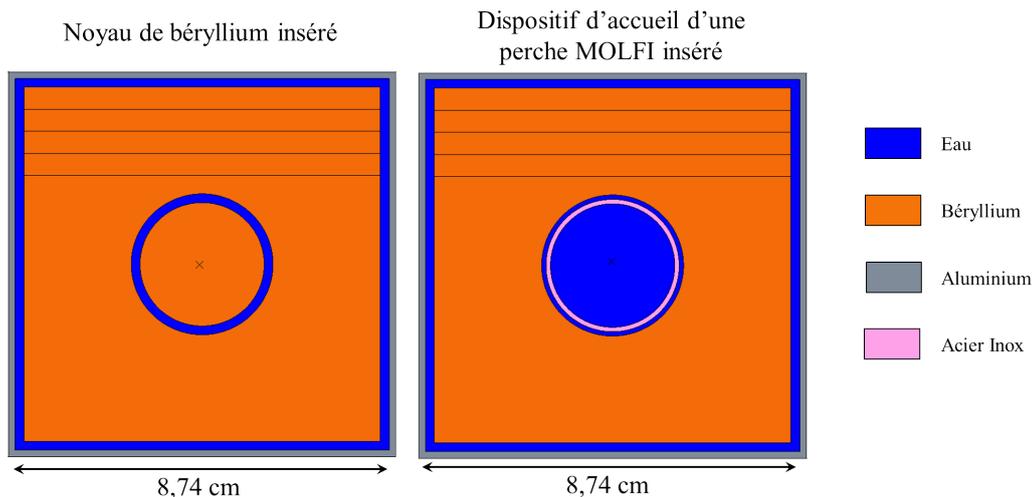


FIGURE 3.9 – Coupes radiales de la modélisation TRIPOLI4 d'un élément béryllium inséré dans un emplacement

3.4.2 Calcul de la composition des assemblages combustibles

Les concentrations des compositions des éléments combustibles nécessaires aux calculs Monte-Carlo sont calculées par la version 3 du formulaire ANUBIS [47, 48], en cours de qualification. Ce formulaire, fondé sur les codes de calculs APOLLO2 [46] et CRONOS2 [49] a pour but de servir à l'exploitation et à la sûreté du réacteur OSIRIS. Il permet une description relativement fine du réacteur et cela en 3-dimensions. Il calcule les différentes grandeurs d'importance dans les régions souhaitées mais aussi l'évolution au cours du temps des concentrations des isotopes des milieux fissiles. Il permet ainsi d'obtenir des compositions combustibles très détaillées contenant de l'ordre de 150 isotopes différents.

APOLLO2 et CRONOS2 sont des codes de calculs résolvant l'équation de Boltzmann de manière déterministe. Ces deux codes utilisent un formalisme multigroupe et ont été développés pour pouvoir traiter respectivement des calculs de réseau (ensemble de cellules ou d'assemblages combustibles) et de cœur de réacteur avec évolution temporelle des concentrations des régions de la géométrie (en particulier le combustible). Le formulaire ANUBIS V3 utilise ces deux codes de calcul avec un chaînage classiquement utilisée pour les réacteurs à eau légère. Ce chaînage est présenté dans les paragraphes suivants.

APOLLO2 développé au CEA par le SERMA est un code à deux dimensions résolvant l'équation de Boltzmann soit sous sa forme intégrale en utilisant le formalisme des probabilités de première collision (« P_{ij} ») ou encore par la méthode des caractéristiques (« MOC »), soit sous sa forme intégral-différentielle en utilisant des méthodes aux ordonnées discrètes (« SN »). Il permet de calculer des flux et des sections efficaces microscopiques auto-protégées pour des éléments du cœur. APOLLO2 traite également l'évolution temporelle du cœur et peut ainsi établir les sections efficaces microscopiques multigroupes autoprotégées et les concentrations isotopiques pour différents pas de taux de combustion. Ces méthodes de résolution pouvant être coûteuses et afin de traiter un problème de cœur complet en un temps suffisamment court, il est souvent nécessaire de faire appel à un code de cœur qui utilisera les sections microscopiques calculés par APOLLO2.

Les sections microscopiques sont auto-protégées sur une géométrie 1D sur un découpage fin en énergie (281 groupes). Elles sont ensuite stockées dans des bibliothèques tabulées en taux de combustion et en température dénommées « SAPHYBs ».

Dans ANUBIS V3, le code de cœur CRONOS2 développé au CEA par le SERMA, résout l'équation de Boltzmann avec l'approximation de la diffusion dans des géométries à trois dimensions. Il utilise les sections microscopiques auto-protégées et les concentrations isotopiques des différents milieux lors de son initialisation, afin d'obtenir les sections macroscopiques des différentes régions de la géométrie de calcul. Puis, lors de l'évolution temporelle, le calcul de cœur évolue les concentrations des milieux et met à jour les sections efficaces macroscopiques à partir des sections microscopiques de la SAPHYB. La Figure 3.10 illustre le schéma général du formulaire ANUBIS V3 et est commentée plus en détail ci-après.

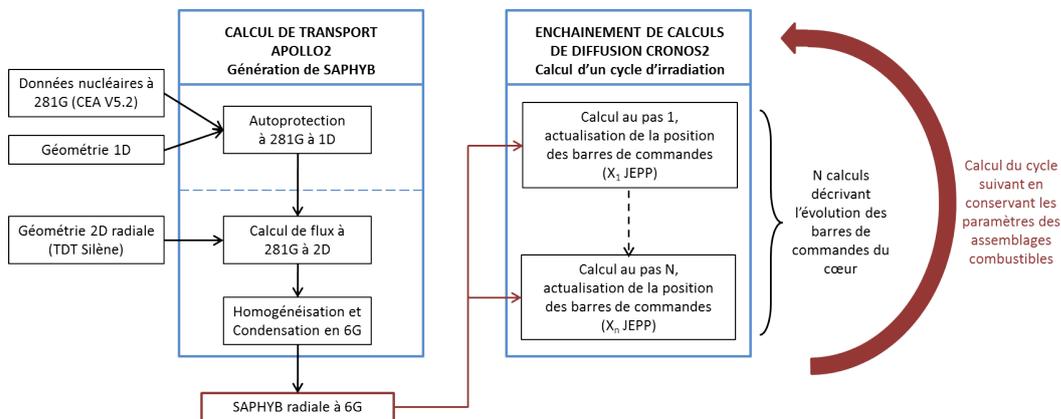


FIGURE 3.10 – Schématisation d'un couplage entre le code de réseau APOLLO2 et le code de cœur CRONOS2, exemple du formulaire ANUBIS V3

Les compositions dépendant fortement de l'irradiation subie, le couplage APOLLO2 - CRONOS2 permet d'obtenir les flux et les taux de combustion pour chaque maille du calcul et de faire une évolution temporelle des compositions isotopiques avec ces grandeurs. Les concentrations des produits de fissions et des poisons neutroniques sont ainsi calculées par résolution des équations de Bateman avec les flux propres aux mailles de calcul.

Le code APOLLO2 calcule par la Méthode des Caractéristiques (MOC)[50] et à 281 groupes énergétiques, les sections efficaces macroscopiques des différents éléments du cœur selon une géométrie détaillée en 2D. Ces sections sont homogénéisées géométriquement et énergétiquement à 6 groupes

pour le calcul de cœur CRONOS2. Un cycle d'irradiation est simulé par plusieurs calculs de diffusion, espacés de manière plutôt régulière. L'évolution de l'état du cœur se fait en taux de combustion (et non pas en temps). Le pas moyen entre les différents calculs de diffusion est d'environ 2 Jour Equivalent Pleine Puissance (JEPP) ce qui correspond à l'énergie générée par fission de 2 journées à la puissance nominale de 70 MW. Les deux parties suivantes décrivent les différentes géométries utilisées par le formulaire pour modéliser le réacteur OSIRIS.

3.4.2.1 Géométrie pour APOLLO2

Le code APOLLO2 est utilisé pour l'obtention des bibliothèques de sections efficaces auto-protégées des différents éléments du cœur OSIRIS. De par la nature très hétérogène du cœur, les assemblages sont traités en milieux environnés et non en milieu infini. Ce traitement permet d'obtenir des sections efficaces auto-protégées plus réalistes. Les géométries de calcul pour APOLLO2 sont finement représentées comme on peut le voir sur la Figure 3.11 présentant la modélisation des assemblages combustibles.

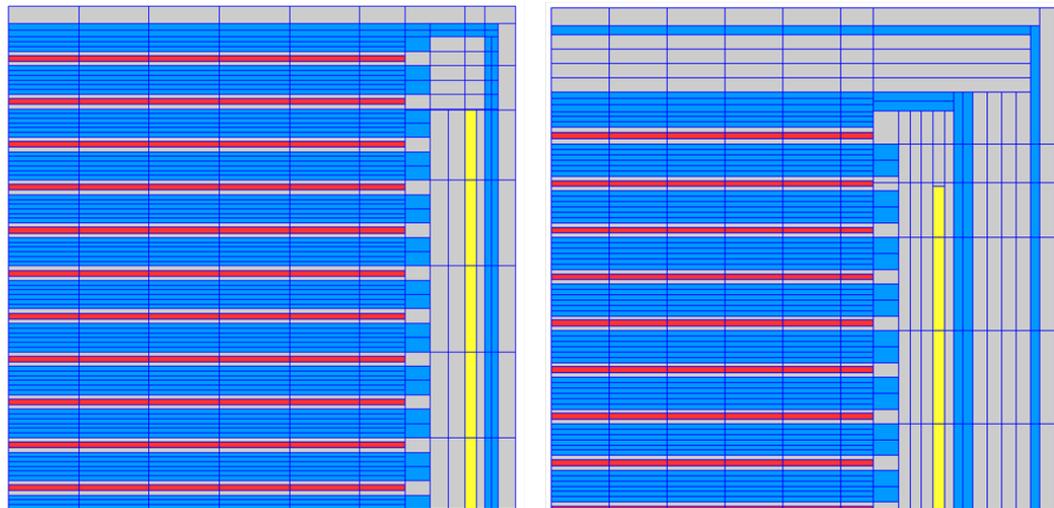


FIGURE 3.11 – Coupe radiale du quart supérieur droit de la modélisation pour APOLLO2 dans le cadre du formulaire ANUBIS V3 d'un élément combustible standard (à gauche) et d'un élément suiveur (à droite) [47]

3.4.2.2 Géométrie simplifiée pour CRONOS2

Le calcul de cœur réalisé avec CRONOS2 présente une simplification de la géométrie comme par exemple une réduction des mailles de calcul radiales comme le montre la Figure 3.12.

Le nombre de mailles axiales modélisant le combustible est modifiable par l'utilisateur selon le besoin. Un calcul avec une unique maille axiale donne des résultats moins précis, mais pour un temps de calcul bref tandis qu'un découpage fin du combustible permet d'obtenir un profil axial de taux de combustion et de compositions isotopiques plus proche de la réalité, mais au prix d'un temps de calcul plus important.

Le nombre de mailles dans un calcul 3D est d'environ 100 000. Il faut compter de quelques minutes par pas de calcul pour simuler un réacteur possédant une unique maille axiale dans le combustible à

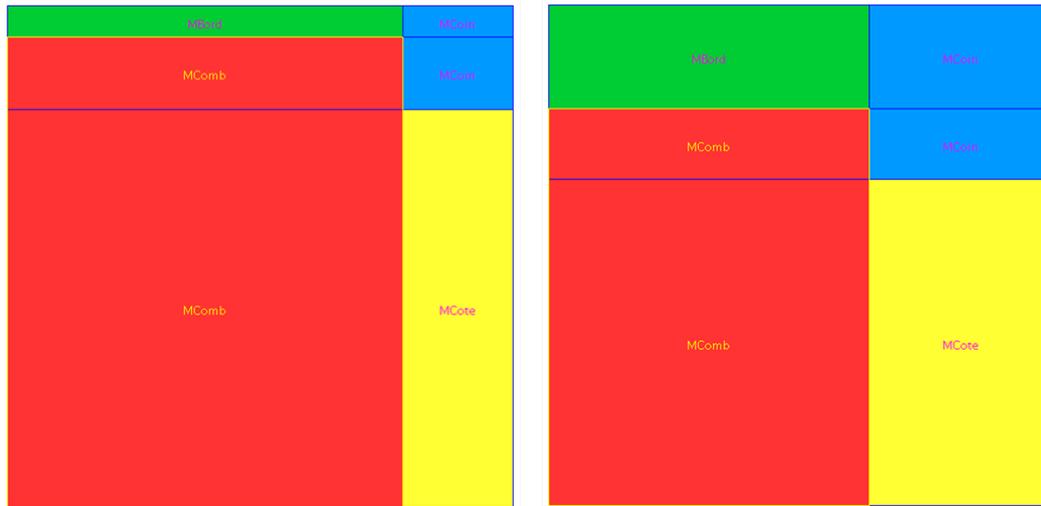


FIGURE 3.12 – Coupe radiale du quart supérieur droit de la modélisation pour CRONOS2 dans le cadre du formulaire ANUBIS V3 d'un élément combustible standard (à gauche) et d'un élément suiveur (à droite) [47]

une heure par pas pour une modélisation fine à 21 mailles axiales.

La Figure 3.13 trace le taux de combustion de deux assemblages combustibles calculés par le formulaire ANUBIS V3 en fonction de la hauteur du cœur. On remarque la déformation du profil, en termes de taux de combustion, engendrée par un nombre de fissions plus important au centre du cœur du réacteur. Les compositions isotopiques calculées par le formulaire évoluent également selon un profil similaire.

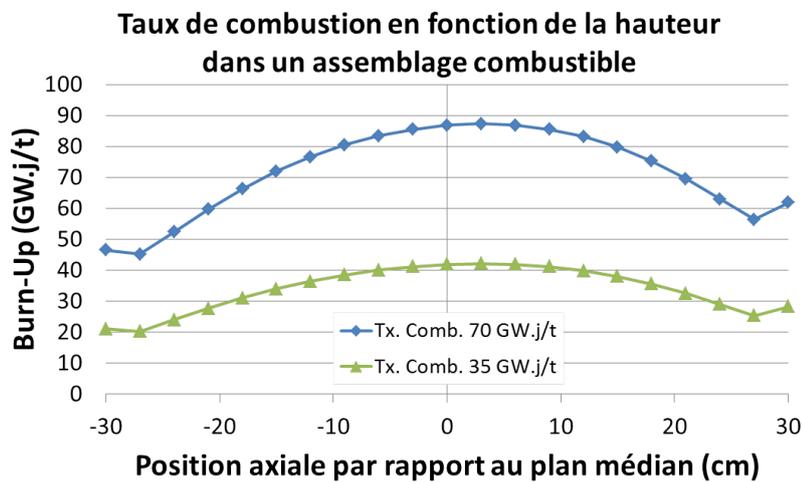


FIGURE 3.13 – Profil axial de taux de combustion dans deux assemblages combustibles de taux de combustion moyen différent (35 et 70 GW.j/t)

3.4.3 Calcul des sources de photons de décroissance radioactive

Pour le second calcul TRIPOLI-4, les données géométriques sont les mêmes que pour le calcul critique mais il faut aussi décrire les sources de photons de décroissance. Les sources d'émission de photons retardés sont liées à l'historique d'irradiation du combustible. En effet, ces sources dépendent de la composition du milieu, de l'irradiation subie et du temps de refroidissement. Les compositions des matériaux soumis à des flux intenses peuvent évoluer au cours du temps. C'est le cas principalement du combustible qui voit des atomes lourds tel ceux d'uranium se scinder en produits de fissions et des noyaux atomiques excités se désexciter par décroissance radioactive. Afin de suivre l'évolution des compositions des assemblages combustibles, la résolution des équations de Bateman (3.17) régissant les concentrations des isotopes au cours du temps est nécessaire.

Le code de calcul utilisé pour l'estimation des sources de particules de décroissance se nomme DARWIN-PEPIN2 et est développé au CEA par le SERMA. Le code d'évolution DARWIN/PEPIN-2 est un code à 0 dimension qui en fonction d'une puissance, d'une composition tabulée en taux de combustion et des différents temps d'irradiations et de refroidissement, permet d'obtenir les sources de particules de décroissances radioactives (photon, électron et alpha) par la résolution des équations de Bateman. Le choix a été fait pour le schéma de calcul, de ne transporter que les photons de décroissance. L'effet des électrons et des éventuels photons résultants de leurs interactions est analysé au chapitre 5. Pour le calcul des sources de décroissance radioactive, la composition en fonction de l'irradiation (taux de combustion) est récupérée dans la bibliothèque de sections efficaces auto-protégées créé par le calcul APOLLO2. La carte de puissance du cœur (puissance/assemblage) est quant à elle, obtenue par le calcul TRIPOLI-4 critique couplé neutron-photon. Ainsi, on obtient un profil de puissance axial permettant de simuler des sources d'émissions de photons retardés en fonction de la hauteur. Le choix de la répartition axiale de ces sources est discuté au chapitre 5.

Physiquement, les émissions de photons de décroissance se font de manière discrète. Cependant, compte tenu du grand nombre d'isotopes et de sources différentes, il est trop coûteux d'émettre les photons selon un découpage discret. Ainsi, il a été choisi d'émettre les photons par groupes d'énergies selon un découpage fin (110 groupes). La Figure 3.14 illustre un exemple de spectre d'émissions de photons de décroissance obtenus par un calcul DARWIN/PEPIN2.

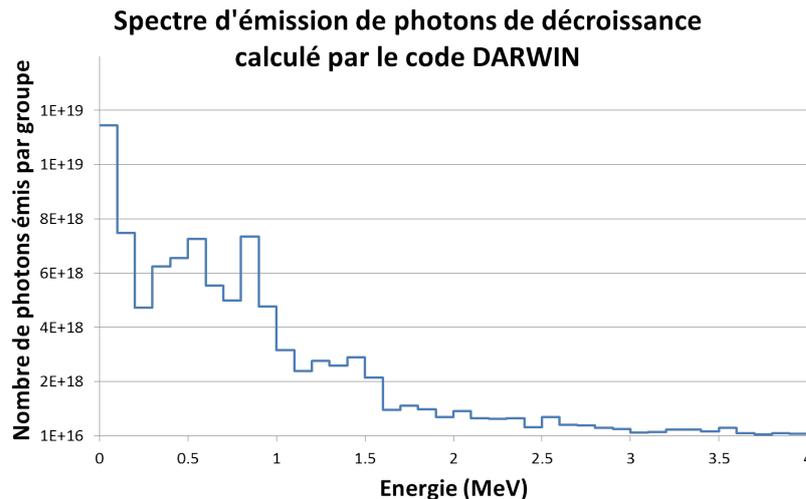


FIGURE 3.14 – Spectre d'émission de photons retardés

3.4.4 Quelques résultats illustratifs

Du point de vue pratique, l'un des points forts du schéma de calcul est que l'utilisateur n'a pas à intervenir dans l'enchaînement des différents codes et la génération des jeux de données nécessaires à leur exécution. En effet, l'enchaînement des codes est interfacé en Python [51], un langage de programmation simple à utiliser, afin de gérer d'une part les transferts d'informations entre les différents codes et d'autre part pour créer automatiquement les jeux de données et la géométrie requis. Cela permet de diminuer significativement le temps utilisateur de préparation du calcul, mais également, de réduire le risque d'erreurs de saisie de données. En tout et pour tout, l'utilisateur doit simplement compléter un fichier définissant les paramètres de calcul (cotes de barres, positions des expériences...) pour ainsi générer la géométrie du calcul dans le formalisme ROOT [52], les 2 jeux de données TRIPOLI-4 et le millier de jeux de données DARWIN/PEPIN-2.

Le temps de calcul nécessaire pour calculer l'échauffement nucléaire dans le cadre du réacteur OSIRIS avoisine les 3 jours sur 100 processeurs de type « Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2680 v2 @ 2.80GHz ». Le premier calcul Monte-Carlo permettant d'obtenir les composantes neutron et photon prompt de l'échauffement nécessite deux jours pour une bonne convergence statistique (inférieure à 0,5% à un « sigma ») tandis que le second donne un résultat en 16 heures.

L'application du schéma dans le cadre du réacteur OSIRIS permet d'obtenir une quantité importante d'informations sur l'état du cœur. Outre les profils de taux de combustion, de compositions et de sources, les deux calculs Monte-Carlo donnent accès à la distribution de puissance, aux flux neutroniques et flux photoniques, aux dépôts d'énergie et productions des différentes particules. Cela permet d'analyser et de comprendre les phénomènes en jeu dans le cœur du réacteur. Notons à titre d'exemple les différentes contributions à l'échauffement nucléaire dans plusieurs matériaux. Ces résultats sont présentés dans le Tableau 3.1. On observe principalement une diminution de la composante neutron de l'échauffement nucléaire avec le numéro atomique du matériau étudié.

Nature de l'échantillon	Contributions à l'échauffement nucléaire en cœur		
	Neutrons	Photons prompts	Photons de décroissance
Graphite	15,7%	66,3%	18,0%
Aluminium	3,8%	76,2%	20,0%
Zirconium	0,5%	78,0%	21,5%

Tableau 3.1 – Proportions des trois composantes de l'échauffement nucléaire pour différents matériaux

Le Tableau 3.2 donne les contributions relatives à l'échauffement nucléaire dans un échantillon de graphite en fonction de sa hauteur dans le cœur par rapport au plan médian. On observe des proportions stables sur toute la hauteur du cœur (de -32 à 32 cm) et un accroissement de celle des photons prompts au-dessus du cœur.

Le schéma de calcul permet également d'accéder aux différents flux multi-groupes dans l'échantillon. La Figure 3.15 présente les flux des 3 composantes (neutron, photon prompt et photon retardé). On remarque pour le flux neutronique les deux bosses thermique et rapide. Les deux flux de photons sont assez proches en terme de forme et leur atténuation est très importante pour les énergies infé-

Position de l'échantillon	Contributions à l'échauffement nucléaire en cœur		
	Neutrons	Photons prompts	Photons de décroissance
-32 cm	13,5%	69,4%	17,0%
-16 cm	15,7%	66,2%	18,2%
0 cm	15,7%	66,3%	18,0%
16 cm	15,7%	66,1%	18,3%
32 cm	13,1%	70,9%	16,0%
38 cm	9,0%	77,8%	13,1%
43 cm	6,3%	81,6%	12,0%

Tableau 3.2 – Profil de l'échauffement nucléaire en fonction de la hauteur d'un échantillon de graphite

rieure à quelques dizaines de keV. On note également que le flux de photons prompts est prédominant dans le domaine rapide (au dessus de 100 keV). La figure 3.16 présente les deux sections efficaces de KERMA neutron et photon pour le graphite. On observe que l'énergie déposée par les neutrons et les photons est importante pour les énergies les plus élevées et que l'évolution des sections efficaces est assez similaire au dessus de 100 keV. Le dépôt d'énergie des photons est également conséquent pour les énergies inférieures à 10 keV mais les flux associés sont très bas. La figure 3.17 montre les dépôts d'énergie dans l'échantillon de graphite en fonction de l'énergie de la particule incidente. On remarque que, indépendamment de la contribution, le dépôt est maximum autour de 3 MeV avec une bosse de dépôt s'étalant sur plusieurs MeV. Notons également que le dépôt d'énergie est conséquent sur le domaine énergétique allant de 100 keV à 10 MeV.

Afin de valider expérimentalement le schéma de calcul de l'échauffement nucléaire, une comparaison expérimentale a été conduite. Le chapitre suivant traite de cette validation sur la base de mesures de calorimétrie différentielle à échantillon de graphite réalisées dans le réacteur OSIRIS.

Flux dans l'échantillon de graphite

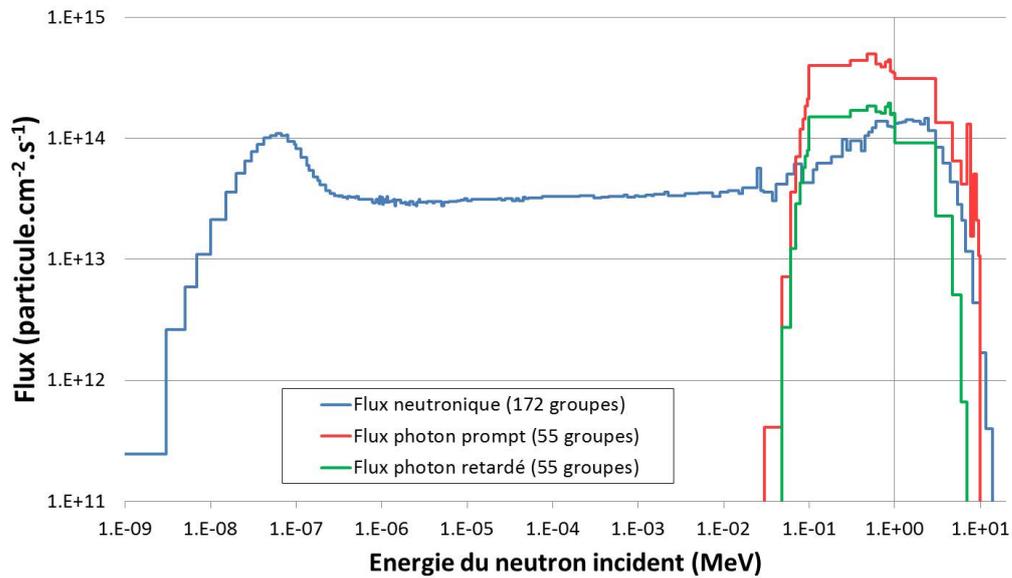


FIGURE 3.15 – Flux multi-groupes des différentes contributions de l'échauffement nucléaire dans le graphite

Sections efficaces de KERMA du graphite

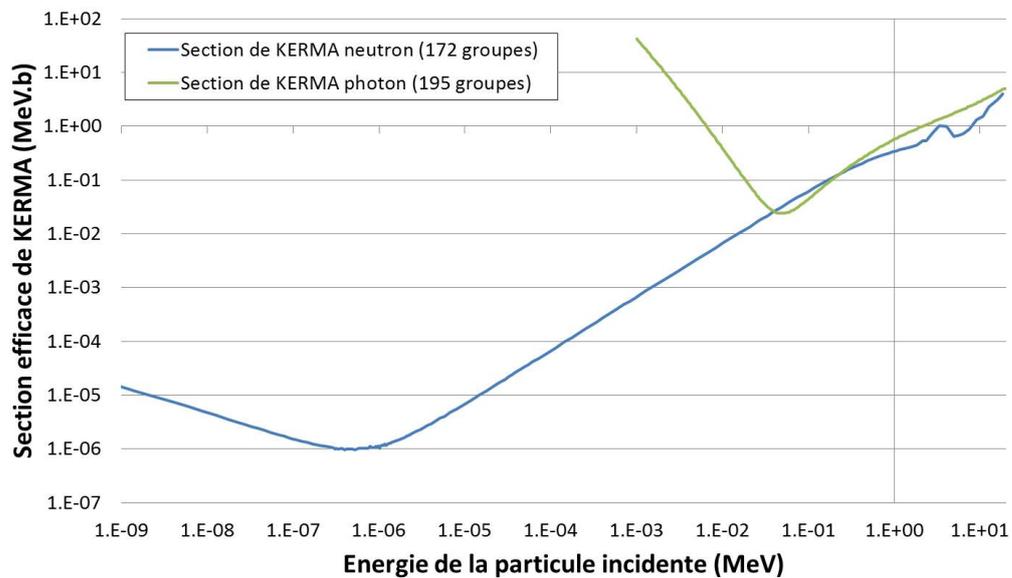


FIGURE 3.16 – Sections efficaces de KERMA neutron et photon du graphite

Dépôt d'énergie dans le graphite

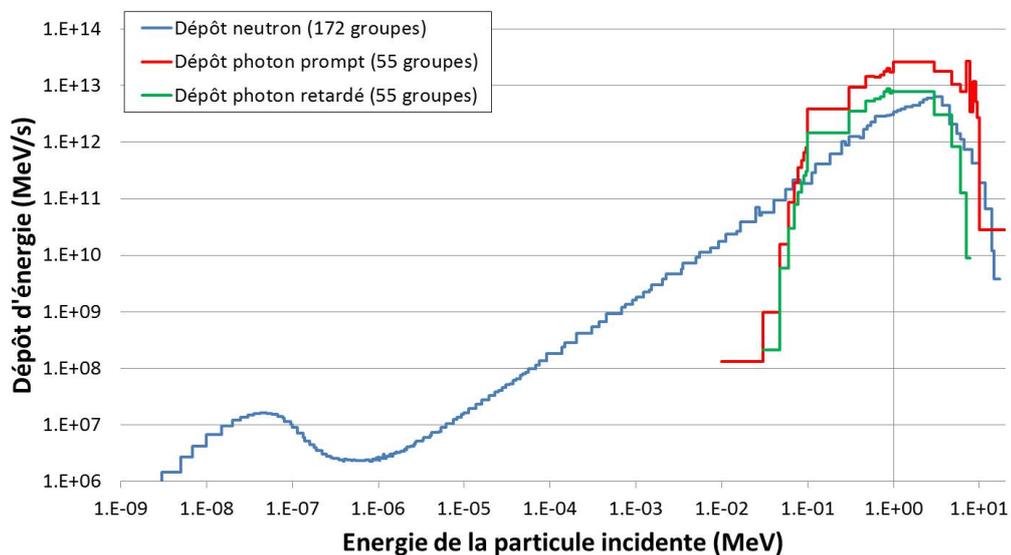


FIGURE 3.17 – Dépôt d'énergie multi-groupes (intégré par groupe d'énergie) des différentes contributions de l'échauffement nucléaire dans un échantillon de graphite irradié dans le réacteur OSIRIS

Chapitre 4

Validation expérimentale du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur

Ce chapitre traite de la validation expérimentale du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur présenté dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, le principe de la mesure d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle est expliqué, puis explicité dans les cas particuliers des deux instruments de mesures utilisés dans le réacteur OSIRIS. La modélisation fine de ces instruments lors de la simulation est ensuite décrite. Puis, les résultats obtenus par la mesure sont comparés à ceux de la simulation et analysés. La base expérimentale choisie pour cette validation est composée de 6 profils axiaux de mesures obtenus dans 6 emplacements expérimentaux différents et pour des configurations du cœur spécifiques. Parmi ces 6 profils, 4 ont été obtenus avec le dispositif de mesure CALMOS et deux avec le dispositif de calorimétrie différentielle à 5 étages.

4.1 Mesure d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle

Il existe différentes méthodes pour mesurer l'échauffement nucléaire en réacteur dont le choix dépend essentiellement des caractéristiques du réacteur. La mesure par calorimétrie différentielle [53] est bien adaptée aux réacteurs d'irradiations technologiques et en particulier aux environnements sous haut flux neutronique (de l'ordre de 10^{14} neutrons.cm⁻².s⁻¹) et à des échauffements de l'ordre de 1 W/g et au-delà. Dans le réacteur OSIRIS, deux instruments permettent d'établir des profils axiaux d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle. Les spécificités de ces deux dispositifs sont décrites dans les paragraphes suivants.

4.1.1 Principe de la calorimétrie

De manière schématique, un calorimètre est constitué d'un échantillon du corps dont on veut mesurer l'échauffement sous l'effet des rayonnements nucléaires, situé à l'intérieur d'une enceinte nommée enceinte externe et séparé par un milieu isolant thermique (Figure 4.1).

En supposant que les échanges de chaleur se font uniquement par circulation à travers le milieu séparant l'échantillon de l'enceinte externe, si ce dispositif est placé dans un champ de rayonnement, alors l'élévation de température de l'échantillon de masse M va suivre l'équation différentielle suivante :

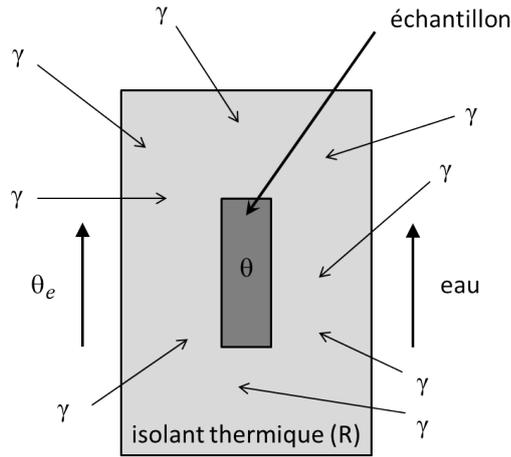


FIGURE 4.1 – Schématisation du principe de la calorimétrie

$$\underbrace{M \cdot p \cdot dt}_{\text{chaleur fournie}} = \underbrace{M \cdot C \cdot d\theta}_{\text{chaleur emmagasinée}} + \underbrace{\frac{1}{R} \cdot (\theta - \theta_e) dt}_{\text{chaleur évacuée}} \quad (4.1)$$

Avec :

- M : masse de l'échantillon,
- C : chaleur spécifique de l'échantillon,
- p : puissance calorifique spécifique libérée dans l'échantillon (échauffement),
- θ : température de l'échantillon,
- θ_e : température de l'enceinte externe,
- R : résistance thermique du piédestal.

Deux grands modes d'utilisation apparaissent alors, aboutissant à plusieurs grands types de calorimètres :

- Le mode « adiabatique » (également mode « transitoire ») où la résistance thermique est la plus grande possible et l'on s'intéresse au début de l'évolution de la température du noyau lorsqu'il n'y a encore aucun échange de chaleur entre l'échantillon et l'enceinte externe. Dès lors, la puissance absorbée ne sert qu'à augmenter l'énergie interne du noyau et la température θ de celui-ci augmente selon la relation :

$$M \cdot p \, dt = M \cdot C \cdot d\theta \quad \Rightarrow \quad p = C \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{condition dite adiabatique}) \quad (4.2)$$

- Le mode « isotherme » (également mode « permanent ») où le régime permanent d'équilibre entre les températures est atteint ($\frac{d\theta}{dt} = 0$) et la stabilité de l'écoulement de chaleur entre l'échantillon et l'extérieur est obtenue. Si θ_e ne varie pas pendant la mesure (condition importante) et que p est constante, l'écart de température $\theta - \theta_e$ entre l'échantillon et l'enceinte externe tend d'une manière exponentielle vers une valeur d'équilibre telle que :

$$p = \frac{1}{R \cdot M} \cdot (\theta_1 - \theta_e) \, dt \quad (4.3)$$

où θ_1 est la température finale de l'échantillon.

4.1.2 Instruments de mesure de l'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle utilisés dans le réacteur OSIRIS :

Les mesures d'échauffement nucléaire par calorimétrie différentielle sont réalisées dans le réacteur OSIRIS par deux instruments de mesure de conception différente mais tous deux de type isotherme : le calorimètre différentiel à 5 étages et le dispositif de mesure CALMOS. Cependant, tous deux présentent certaines similitudes qui sont à noter :

- Les deux instruments mesurent l'échauffement nucléaire dans un échantillon de graphite. Ce matériau a été spécifiquement choisi pour deux principales raisons. Tout d'abord, son faible numéro atomique lui permet d'avoir un petit coefficient massique d'atténuation μ/ρ et donc d'éviter les effets de peau (chaque unité de masse du noyau participe de la même manière à l'échauffement). Le dépôt d'énergie est alors réparti sur l'ensemble de l'échantillon permettant une bonne estimation de l'échauffement nucléaire lorsqu'il est rapporté à la masse de l'échantillon. Deuxièmement, le graphite présente un coefficient d'atténuation relativement constant sur une large plage énergétique de photons. Les flux de photons de différentes énergies sont donc atténués de la même manière.
- Pour éviter les pertes thermiques autrement que par conduction par le piédestal, les cellules sont placées dans de l'azote, ce gaz possédant une très faible conductivité thermique. Ceci limite les pertes par conduction et convection dans le gaz.

4.1.2.1 Calorimètre différentiel à 5 étages :

Le calorimètre différentiel à 5 étages est composé de 5 chambres de calorimétrie différentielle régulièrement espacées axialement et couvrant la hauteur fissile du cœur (une mesure tous les 16 cm). Chacune des chambres de mesure est composée de 4 éprouvettes, deux vides et deux autres contenant des échantillons de graphite d'une masse de 1 gramme environ (2 cm de hauteur pour 1 cm de diamètre). La Figure 4.2 présente le schéma d'une chambre de mesure. En partie haute de chaque piédestal, à la base des éprouvettes, un fil de constantan est serti de façon à ce que la liaison puisse constituer la soudure chaude d'un thermocouple (thermocouple aluminium-constantan). Dès lors, la mesure de tension entre les fils de constantan pris deux à deux, permet de mesurer une différence de température entre deux éprouvettes (thermocouples en opposition). La mesure de l'échauffement est réalisée par différence de la moyenne des températures « chaudes » (éprouvettes de graphite) et de la moyenne des températures « froides » (éprouvettes vides). L'utilisation de 4 éprouvettes permet d'éviter de biaiser la mesure par des phénomènes de gradient radial [54]. On considère avec ce dispositif que la mesure obtenue est la mesure de l'échauffement au centre des 4 éprouvettes.

La Figure 4.3 présente une photographie d'un étage de mesure du calorimètre n° 12. Chaque étage calorimétrique est étalonné à l'aide d'une injection de puissance électrique dans des résistances chauffantes. Chaque éprouvette est équipée d'un élément chauffant (fil de constantan bobiné sur une perle d'alumine) de façon à ce que l'on puisse injecter une certaine puissance et ainsi déterminer la pente de chaque éprouvette en mV/W. Chaque étage calorimétrique est considéré comme indépendant vis à vis des autres étages. On considère donc dans la procédure d'étalonnage que la puissance par effet Joule ainsi dissipée dans l'éprouvette, simule le dépôt d'énergie consécutif à l'interaction des rayonnements. La différence de pente entre les 4 éprouvettes caractérise les faibles différences de géométrie toujours existantes lors de la réalisation mécanique. De la mesure de ces pentes, on déduit un coefficient global d'étalonnage en mV/W.g⁻¹. Chaque étage, parmi les 5 que compte une canne calorimétrique, est caractérisé par son propre coefficient global d'étalonnage.

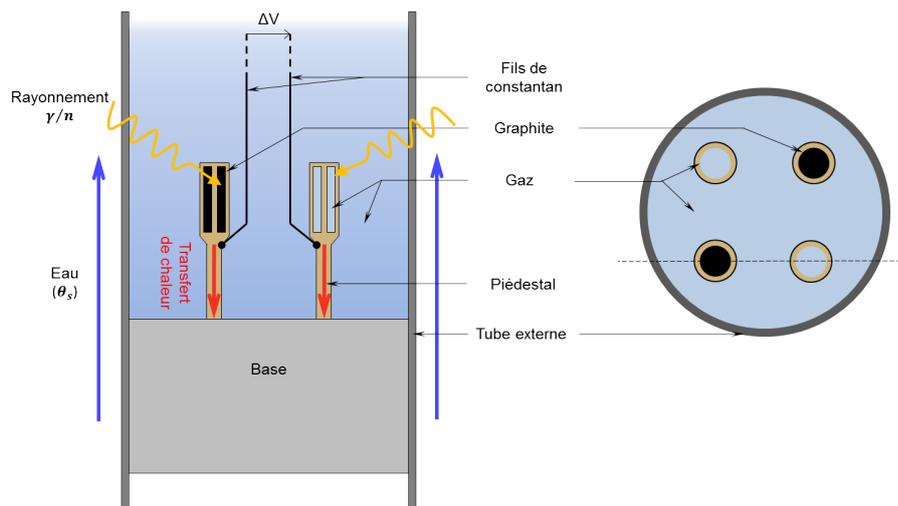


FIGURE 4.2 – Schématisation d'une chambre de mesure du calorimétrique (type calorimètre à 5 étages)

Ce type de dispositif est chargé en cœur au début du cycle réacteur et ne peut pas être retiré pendant l'irradiation. Il mesure donc en continu 5 valeurs axiales permettant ainsi un bon suivi de l'échauffement nucléaire. Cependant, les cellules calorimétriques sont soumises à de haut flux de particules (gamma, neutron), ce qui conduit à un inévitable vieillissement. Cette raison explique une dérive progressive pouvant apparaître dans la réponse de certaines cellules du calorimètre. Le calorimètre n° 12 a été utilisé pendant une durée totale de 28 cycles réacteur depuis 1998 jusqu'en 2008. Le principe de la calorimétrie à 5 étages n'est maintenant plus utilisé pour les raisons suivantes :

- Ce dispositif de mesure est très complexe à réaliser mécaniquement,
- Il est considéré comme tout dispositif expérimental et doit donc rester en cœur pendant tout le cycle d'irradiation. Les étages calorimétriques sont soumis au vieillissement sous flux.
- Il est avantageusement remplacé par le nouveau dispositif CALMOS (voir 4.1.2.2)

Une partie des résultats utilisés dans la comparaison avec le schéma de calcul de l'échauffement qui suit, provient du calorimètre n° 12 de la série des calorimètres conçus et fabriqués pour le réacteur OSIRIS.

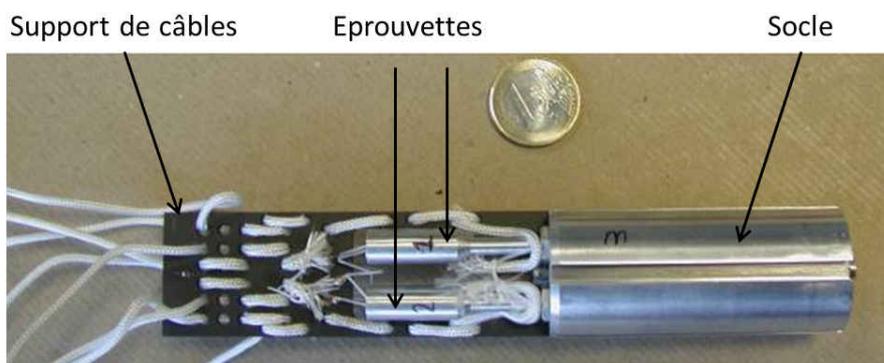


FIGURE 4.3 – Photographie d'un étage de calorimétrie (type calorimètre à 5 étages)

4.1.2.2 Calorimètre Mobile OSIRIS (CALMOS) :

Le calorimètre CALMOS est un dispositif innovant développé et utilisé pour le réacteur OSIRIS depuis 2011 [55, 56, 12]. Les innovations apportées par rapport au dispositif précédent sont :

- l’obtention d’une distribution axiale continue de l’échauffement à la place des 5 points de mesure obtenus par le calorimètre traditionnel,
- l’obtention des mesures dans la partie haute du cœur, où les échauffements demeurent élevés et doivent être pris en compte dans la conception de nouvelles expériences (hauteur pouvant aller jusqu’à 1000 mm au dessus du plan médian cœur),
- la réduction de la fatigue ou vieillissement de la cellule calorimétrique, la sonde ne restant dans le champ d’irradiation que pendant la mesure,
- l’obtention d’une mesure point par point des profils axiaux en plaçant la cellule calorimétrique sur un système à déplacement vertical,
- la réduction de la taille de la sonde permet l’obtention d’une mesure plus ponctuelle de l’échauffement. La diminution de la taille permet aussi la réduction du gradient,
- la conception d’un calorimètre à géométrie parfaitement coaxiale facilite grandement sa fabrication et en plus sa modélisation,
- la réalisation d’une mesure simultanée du flux neutronique thermique (par un capteur placé près du calorimètre), profitant d’un système à déplacement vertical pour mesurer une seconde grandeur neutronique, et pour établir une base de données permettant, entre autres, de valider les calculs couplés neutrons-photons.

La Figure 4.4 présente un schéma du calorimètre CALMOS. Le calorimètre à proprement parlé est composé de 2 cellules, l’une vide et l’autre équipée d’un échantillon de graphite (tube de graphite $\varnothing_{int} = 3.5$ mm, $\varnothing_{ext} = 8$ mm, hauteur = 20 mm, masse = 1.5 g). Les photographies en Figure 4.5 illustrent les éléments principaux de la cellule. Contrairement au calorimètre à 5 étages, le dispositif expérimental CALMOS possède une symétrie de révolution, ce qui permet d’obtenir les avantages cités précédemment. Quatre mesures de température sont nécessaires pour mesurer l’échauffement nucléaire. Pour chacune des deux éprouvettes, deux thermocouples mesurent les températures respectivement en haut du piédestal et sur la surface de la base en aluminium (ou socle) (Figure 4.4). Le calorimètre étant placé dans le champ de rayonnement, le $\Delta T_{\text{échantillon}}$ est relatif à l’éprouvette équipée du noyau de graphite tandis que le $\Delta T_{\text{référence}}$ est relatif à l’éprouvette vide placée juste au dessous (Figure 4.4). A l’aide du système à déplacement vertical sur lequel est fixée la cellule calorimétrique, on va successivement placer dans le gradient vertical d’échauffement, l’éprouvette vide exactement à l’altitude où se trouvait l’éprouvette équipée de l’échantillon de graphite. Dès lors, en soustrayant la différence de température $\Delta T_{\text{référence}}$ à celle de l’éprouvette contenant l’échantillon de graphite $\Delta T_{\text{échantillon}}$, on obtient une grandeur $\Delta\Delta T$ proportionnelle au dépôt d’énergie dans le seul échantillon de graphite :

$$E_{\text{mesurée}} = K.\Delta\Delta T \quad (4.4)$$

où K est le coefficient de proportionnalité déterminé par un étalonnage de la cellule de mesure par injections successives de puissances dans l’éprouvette pleine équipée de l’échantillon et dans l’éprouvette vide. La puissance déposée dans l’échantillon ainsi déterminée, est d’autant plus proportionnelle à la valeur de $\Delta\Delta T$, que l’évacuation de l’énergie se fait exclusivement par conduction thermique à travers le piédestal. Aussi, la structure de la cellule calorimétrique est telle que les pertes par conduction et convection dans le gaz ainsi que les pertes par rayonnement restent négligeables aux températures atteintes pour la valeur d’échauffement maximale ciblée pour le calorimètre. Les pertes par conduction dans le gaz sont limitées par l’utilisation de l’azote (faiblement conducteur). La limitation des pertes par rayonnement est assurée par l’emploi d’écrans « radiatifs » (polis à très faible coefficient

d'émissivité surfacique) entourant chacune des éprouvettes (voir Figure 4.5) [53].

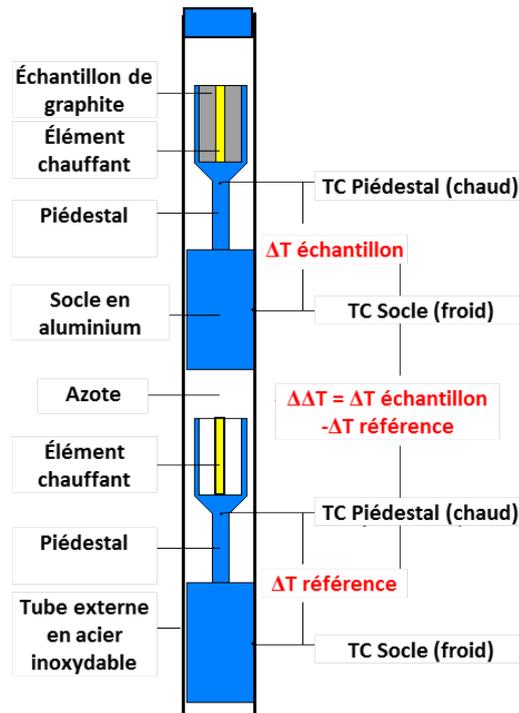


FIGURE 4.4 – Schématisation de la cellule de mesure du calorimètre CALMOS

L'incertitude associée à la mesure de l'échauffement nucléaire est obtenue par la combinaison quadratique de l'incertitude sur la mesure du $\Delta\Delta T$ et celle associée à la valeur du coefficient K [53]. L'incertitude liée à $\Delta\Delta T$ croît lorsque les températures diminuent. Cela est principalement dû à l'incertitude des appareils de mesure. L'incertitude relative sur le coefficient K est estimée à 3,6% à 2σ . Le Tableau 4.1 tiré de la référence [53] donne les valeurs de l'incertitude sur l'échauffement nucléaire estimées en fonction du niveau de l'échauffement mesuré par le dispositif CALMOS.

Echauffement (W/g)	6	3	1	0,5	0,1
Incertainude (% à 1σ)	3,8	4,1	6,1	10,0	44,5

Tableau 4.1 – Incertitude de mesure associée à la mesure réalisée par le dispositif CALMOS en fonction de l'échauffement nucléaire mesuré

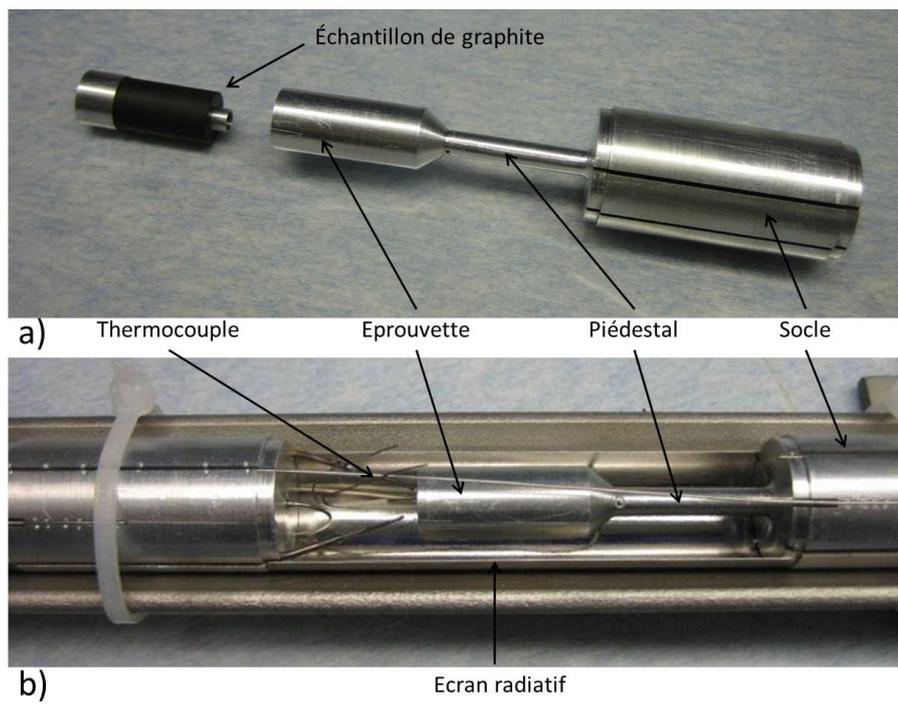


FIGURE 4.5 – a) Photographies des éléments constitutifs du calorimètre CALMOS lors de son montage.
b) Assemblage du calorimètre

4.1.2.3 Mesures complémentaires de flux thermique

L'instrument de mesure CALMOS permet également d'estimer le flux neutronique thermique conventionnel à 2200 m/s par le biais d'un collectron en Rhodium placé dans l'axe central du socle de la cellule contenant l'échantillon de graphite. Rappelons que le collectron utilisé dans CALMOS est un collectron à émetteur rhodium utilisant la réaction suivante :



Le noyau de ${}^{104}_{45}\text{Rh}^*$ se désexcitant principalement par décroissance β , cela va engendrer un courant mesurable. La réponse de ce détecteur dépend du spectre énergétique des neutrons. Une population de neutrons ayant subi une thermalisation dans un milieu peu absorbant, suit une distribution de Maxwell. Pour une température de 20 °C, la vitesse des neutrons la plus probable est de $v_0 = 2200$ m/s, soit une énergie $E_0 = 1/40$ eV. La Figure 4.6 présente la section efficace de capture totale σ_{Rh} du rhodium. On y remarque une forte capture aux basses énergies permettant d'estimer le flux neutronique thermique. Cependant la capture n'est pas négligeable pour certaines résonances du domaine épithermique et il est alors nécessaire d'estimer (par le calcul) le rapport entre les flux thermique et épithermique dans la géométrie étudiée pour permettre la correction de la réponse de l'émetteur de rhodium dans le collectron.

Le taux de capture des neutrons thermiques s'exprime ainsi :

$$T^{th} = \int_0^{E_{th}} \sigma_{Rh}(E) \phi(E) dE \quad (4.6)$$

Avec $E_{th} = 0,625$ eV la borne haute du domaine thermique.

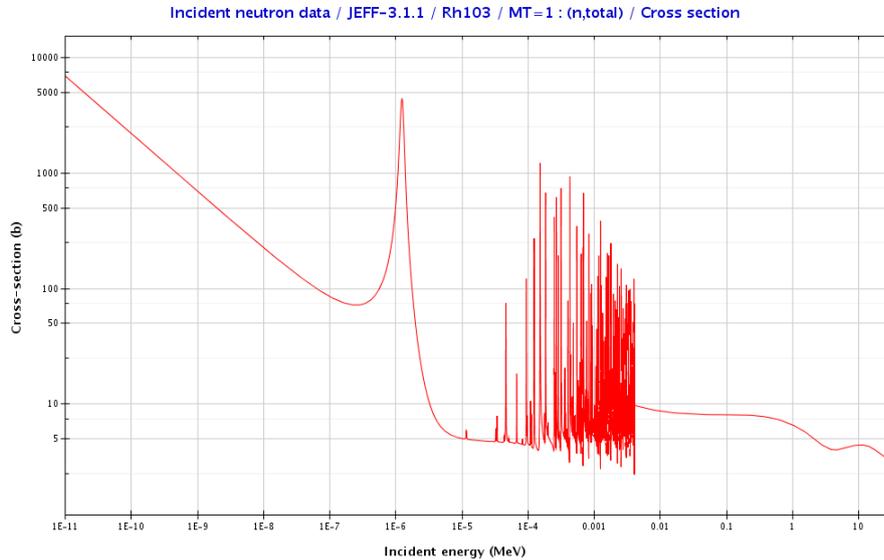


FIGURE 4.6 – Section efficace totale de capture du Rhodium

Deux grandeurs sont généralement utilisées :

- Le flux neutronique thermique conventionnel à la vitesse de 2200 m/s, notée ϕ^{2200}
- La section efficace de capture à 2200 m/s du rhodium, noté σ_{Rh}^{2200}

La pente en $1/v$ de la section de capture totale du Rhodium permet alors d'écrire la relation suivante ($E < 0,625\text{eV}$) :

$$\sigma_{Rh}(v) = \sigma_{Rh}^{2200} \cdot \frac{v_0}{v} \quad (4.7)$$

On peut dès lors utiliser cette relation et le changement de variable $\phi(E) dE = v \cdot n(v) dv$ dans l'expression du taux de réaction T^{th} :

$$\begin{aligned} T^{th} &= \int_0^{E_{th}} \sigma_{Rh}(E) \cdot \phi(E) dE = \int_0^{v(E_{th})} \sigma_{Rh}(v) \cdot n(v) \cdot v dv = \int_0^{v(E_{th})} \sigma_{Rh}^{2200} \cdot \frac{v_0}{v} \cdot n(v) \cdot v dv \\ &= \sigma_{Rh}^{2200} \cdot v_0 \int_0^{v(E_{th})} n(v) dv = \sigma_{Rh}^{2200} \cdot \underbrace{v_0 \cdot n}_{\phi^{2200} \text{ par définition}} \quad (4.8) \end{aligned}$$

où n est la densité totale de neutrons entre 0 et 0,625 eV.

On obtient alors, en supposant que tous les neutrons thermiques ont la même vitesse conventionnelle de 2200 m/s :

$$T^{th} = \sigma_{Rh}^{2200} \cdot \phi^{2200} \quad (4.9)$$

On utilise généralement le flux thermique conventionnel à 2200 m/s en dosimétrie pour exprimer les résultats de mesure de flux obtenus dans le domaine thermique. L'incertitude associée à la mesure du flux thermique à 2200 m/s par les collecteurs rhodium utilisés pour le réacteur OSIRIS a été estimée à un intervalle de confiance de 5% environ à 1 « sigma » [57].

4.2 Validation du schéma de calcul de l'échauffement nucléaire par comparaisons calculs/mesures

La validation expérimentale du schéma de calcul se base sur des comparaisons calculs/mesures obtenues dans le réacteur OSIRIS avec les deux dispositifs présentés précédemment. Les Figures 4.7 et 4.8 illustrent la modélisation pour le code TRIPOLI-4 du calorimètre différentiel à 5 étages. Cette modélisation se veut aussi proche possible des plans afin d'éviter tout biais pouvant affecter le calcul de l'échauffement nucléaire. Cependant, il n'est pas réalisable de modéliser certaines parties du dispositif (fils de constantan, fils résistifs des éléments chauffants, câblage en gaine de silice, ...). Il faudra dès lors faire l'hypothèse que ces éléments n'ont pas ou peu d'impact sur les flux de neutrons et photons. De la même manière, la modélisation du dispositif de mesure CALMOS est présentée sur les Figure 4.9 et 4.10.

Les dispositifs sont insérés dans la géométrie fine du réacteur OSIRIS qui est présentée en Figure 4.11. Sur cette figure on observe le dispositif CALMOS inséré dans différents emplacements du réacteur dont un quart de cœur a été retiré. Afin de limiter le nombre de calcul et pour obtenir un profil axial d'échauffement détaillé, plusieurs dispositifs CALMOS sont modélisés dans une même simulation à différentes hauteurs.

La validation du schéma de calcul est d'abord conduite sur la base des résultats expérimentaux obtenus par le dispositif de mesure CALMOS [53, 55, 56, 12] et ce pour 4 emplacements différents d'irradiation. Ces emplacements sont des emplacements « types » qui couvrent les principaux cas possibles dans le réacteur OSIRIS, pour mener une irradiation en cœur, à savoir un emplacement en

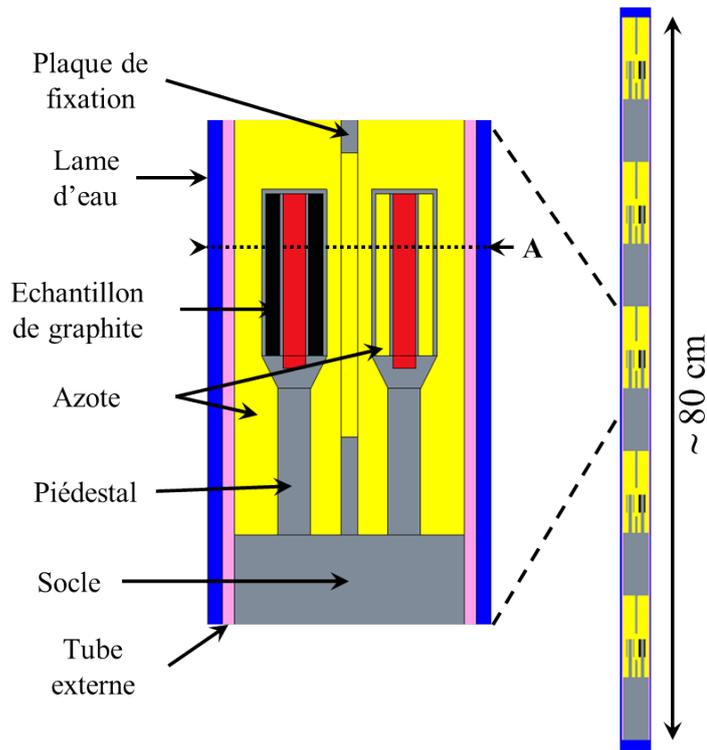


FIGURE 4.7 – Coupe axiale de la modélisation TRIPOLI-4 du calorimètre à 5 étages, modélisation détaillée de l'une des cellules

24 Sud, un emplacement en 24 Nord, un emplacement en 44 et un emplacement en 64. Ainsi, toute la plage d'échauffement est couverte, du niveau le plus faible au niveau le plus élevé.

La validation est ensuite étendue aux mesures du calorimètre différentiel à 5 étages [58] pour deux cycles, correspondant ainsi à une géométrie de calorimètre différente. En effet, la géométrie de l'instrument de mesure affecte la grandeur mesurée par une modification locale du flux de particules, une mesure d'échauffement n'est alors valable que pour une géométrie donnée. Une communication à ce sujet a été présentée à la conférence ANIMMA 2013 [59] et est disponible en annexe B. La Figure 4.12 positionne les différentes expériences utilisées au cours de la validation, dans le réacteur et précise les cycles d'irradiation au cours desquels les mesures retenues ont été réalisées. Ce chapitre présente uniquement les résultats de la comparaison entre les calculs et les mesures. Les interprétations de ces résultats seront présentées aux chapitres 5, 6 et 7.

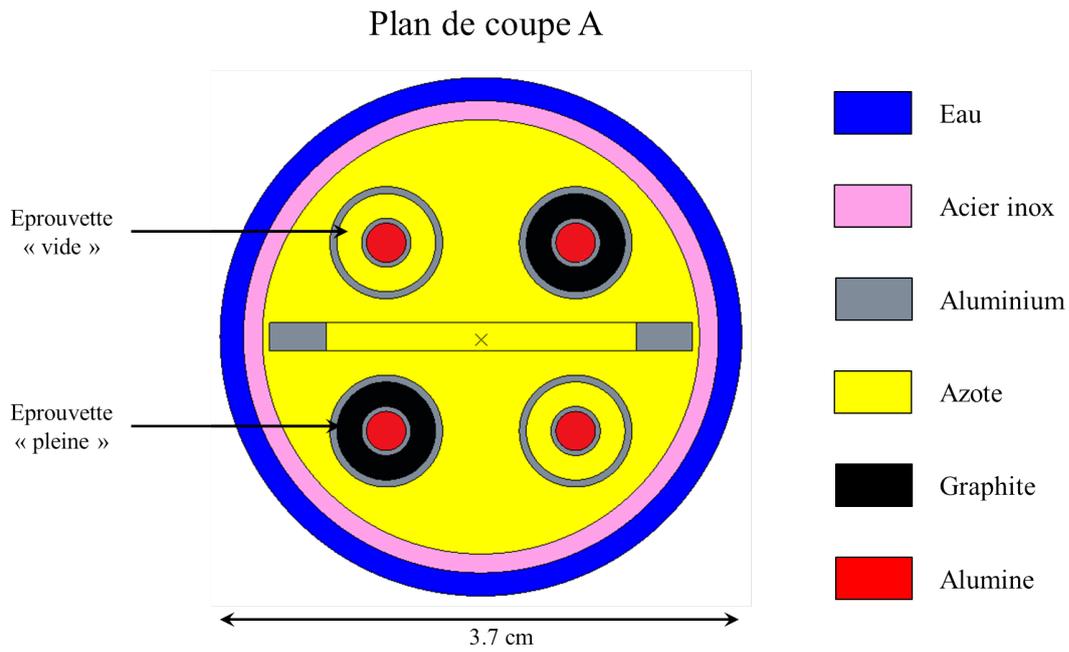


FIGURE 4.8 – Coupe radiale de la modélisation TRIPOLI-4 de l'un des étages du calorimètre à 5 étages

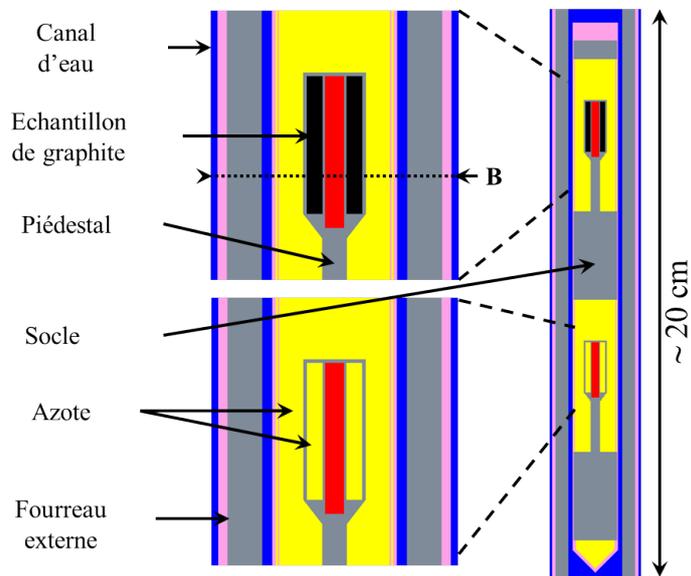


FIGURE 4.9 – Coupe axiale de la modélisation TRIPOLI-4 de la cellule de mesure du dispositif CALMOS

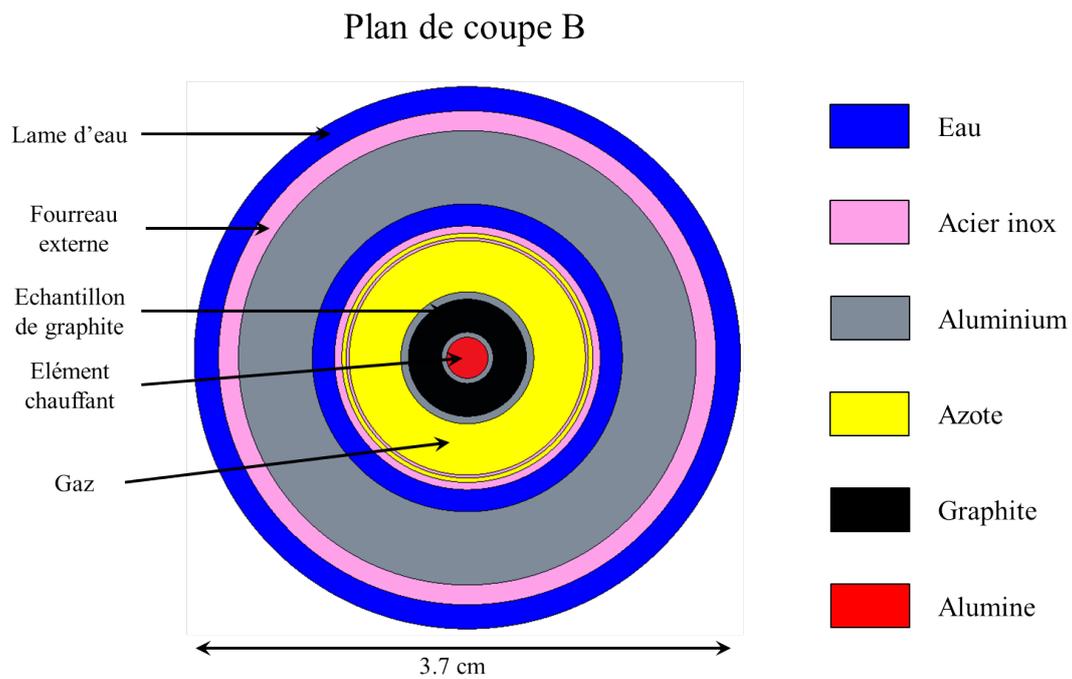


FIGURE 4.10 – Coupe radiale de la modélisation TRIPOLI-4 de l'éprouvette pleine du dispositif CALMOS

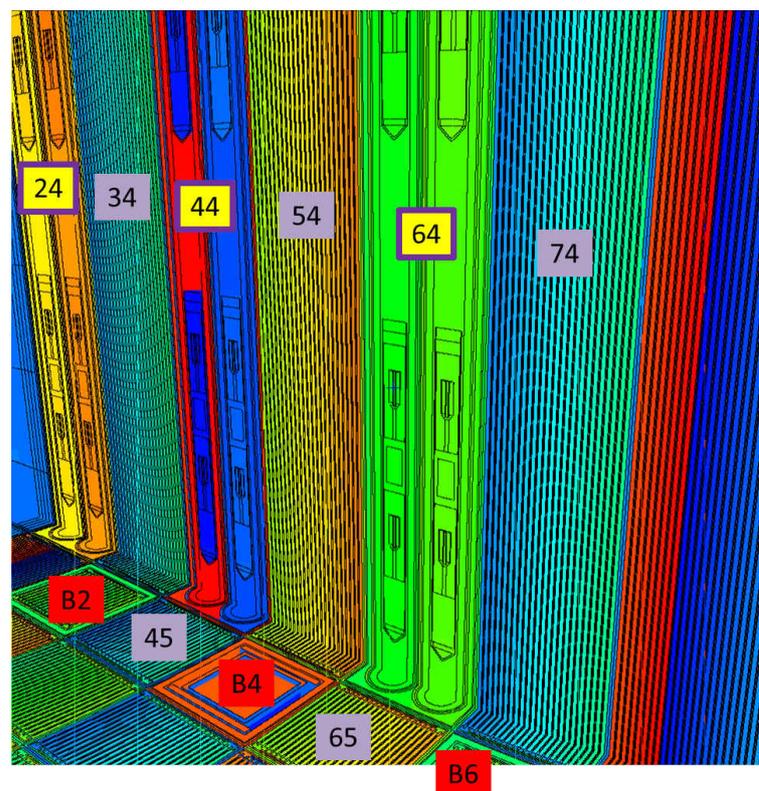


FIGURE 4.11 – Modélisation en 3 dimensions du réacteur OSIRIS avec le dispositif CALMOS inséré en cœur pour TRIPOLI-4 (les positions des différents éléments sont indiquées sur la figure)

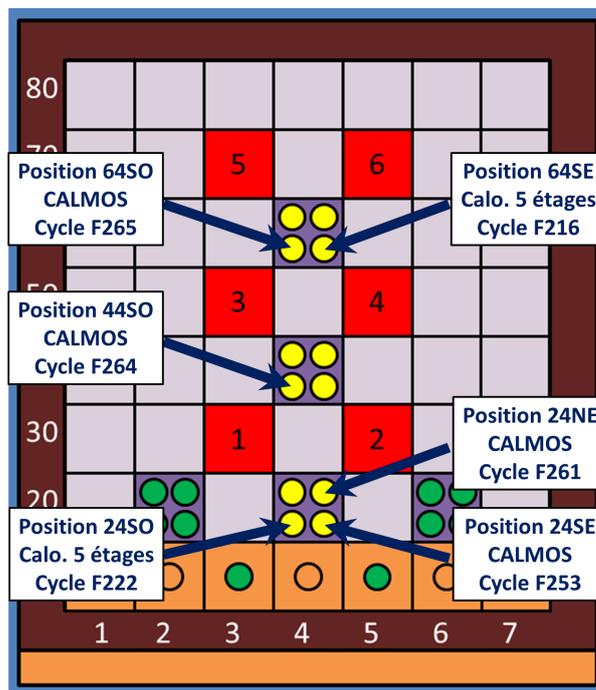


FIGURE 4.12 – Mesures utilisées pour la comparaison Calculs/Mesures (position de l'instrument, type de l'instrument et numéro de cycle réacteur)

4.2.1 Comparaison calculs/mesures réalisée sur le dispositif CALMOS

Le dispositif CALMOS de par la mobilité de sa cellule de mesure permet d'obtenir, avec un nombre de points aussi important que nécessaire, à la fois des profils axiaux d'échauffement nucléaire et de flux neutronique thermique. Par exemple, un profil axial d'échauffement construit avec 27 points de mesure, réclame une durée totale de scrutation de 4 heures et 30 minutes. Par comparaison, le temps de calcul nécessaire à l'obtention d'un nombre conséquent de points pour des profils axiaux détaillés est très important. En effet, une seule simulation TRIPOLI-4 ne donne accès au maximum qu'à 3 évaluations de l'échauffement (on ne peut pas modéliser plus de 3 fois le dispositif CALMOS sur la hauteur dans le même calcul). Ainsi, pour un profil détaillé il faut réaliser jusqu'à 8 calculs Monte Carlo soit environ 11 jours à 100 processeurs. Il a donc été privilégié un nombre limité de profils détaillés pour la comparaison expérimentale avec le dispositif CALMOS au détriment d'une comparaison faite sur un plus grand nombre de cycles avec des profils moins détaillés.

D'autre part, nous profitons du fait que le dispositif CALMOS soit équipé d'un collectron pour faire aussi une comparaison calculs/mesures sur le flux thermique conventionnel à 2200 m/s existant au centre du socle de l'éprouvette supérieure (voir Figure 4.9). La réponse du rhodium étant une réponse partagée entre les domaines thermique et épithermique (voir 4.1.2.3), le dépouillement du signal collectron nécessite la connaissance du spectre neutronique dans ces domaines. Pour se faire, un calcul de l'indice épithermique ρ (flux épithermique par unité de l'éthargie / flux conventionnel à 2200 m/s) a été réalisé par le SERMA [60] dans les conditions géométriques exactes de la cellule de mesure CALMOS. La cellule pouvant être placée en altitude entre les cotes -139 mm/Plan Médian (en plein cœur) et +1001 mm/PM (bien au dessus de la partie fissile), cet indice épithermique varie de façon très significative (proche de 0,2 en cœur et de 0,02 à l'altitude maximale). Ainsi, les calculs réalisés [60] fournissent une répartition axiale de l'indice ρ et ceci en différenciant les emplacements 24 Sud, 24 Nord, 44 et 64. Du point de vue calculatoire, l'estimation du flux neutronique thermique conventionnel à 2200 m/s par le calcul Monte Carlo est réalisée à partir d'un taux de réaction pour une section efficace en $1/v$ représentant le rhodium.

Les conditions d'irradiation au moment des comparaisons calculs/mesures étudiées sont présentées dans le Tableau 4.2. Nous présenterons dans les parties suivantes, les résultats des comparaisons pour des valeurs croissantes d'échauffement dans le calorimètre CALMOS (de l'emplacement expérimental 24 Sud, le plus éloignés du centre du cœur, jusqu'à l'emplacement 64, au centre).

Cycle	Position CALMOS	Date	Puissance réacteur	Position des barres de commande en mm (haute = 648)					
				BC1	BC2	BC3	BC4	BC5	BC6
F253	24 SE	15/11/11	67,3 MW	haute	haute	3	404	haute	haute
F261	24 NE	29/11/12	66,8 MW	haute	haute	433	haute	haute	haute
F264	44 SO	20/02/13	42,0 MW	haute	haute	0	90	haute	540
F265	64 SO	27/03/13	41,5 MW	haute	haute	2	78	haute	576

Tableau 4.2 – Conditions d'irradiation lors de la comparaison calculs/mesures sur le dispositif CALMOS

4.2.1.1 Incertitudes des mesures d'échauffement et de flux thermique

Le niveau d'incertitude associé à la mesure de l'échauffement nucléaire dépend beaucoup de l'écart des températures mesurées sur les 2 éprouvettes de CALMOS, et donc dépend fortement du niveau

d'échauffement (voir 4.1.2.2). Pour des niveaux d'échauffement compris entre 3 et 6 W/g, l'incertitude relative associée est d'environ 4% à un « sigma ». Cette incertitude relative est estimée à 6% à un « sigma » pour un échauffement de 1 W/g et atteint 10% pour une valeur de 0,5 W/g [53].

Les mesures de flux par collectron sont très bien connues dans le réacteur OSIRIS. L'incertitude associée à la détermination du flux thermique pour un collectron standard (émetteur de 50 mm de longueur) est comprise entre 3% et 6% à un « sigma ». Cependant, la mesure du flux thermique dans CALMOS est réalisée avec un collectron rhodium de nouvelle génération à émetteur court (10 mm de longueur). Le collectron, spécifiquement adapté à la géométrie de CALMOS, n'a pas pour l'instant fait l'objet d'un étalonnage absolu. La précision obtenue sur le collectron est d'autant meilleure que la contribution épithermique est faible et donc, de façon théorique, la précision sur le flux est meilleur lorsque la cellule est au-dessus du cœur qu'à l'intérieur de la partie fissile. Ce développement sera poursuivi avec la version n° 2 de CALMOS.

Néanmoins, le retour d'expérience acquis avec le collectron standard ainsi que la campagne de mesures réalisée par le dispositif CALMOS, permet de fixer dans l'état actuel du développement, une incertitude associée aux mesures de flux thermique n'excédant pas 5% à un « sigma ». Nous prendrons donc cette incertitude pour la présentation des répartitions verticales de flux dans les conditions géométriques de la cellule CALMOS.

L'incertitude statistique liée au calcul Monte Carlo n'est pas affichée sur les profils suivants : elle est en dessous du pourcent.

4.2.1.2 Position 24SE (Cycle F253) :

Les mesures en position 24 Sud-Est ont été réalisées 5 jours après le début du cycle réacteur. La Figure 4.13 présente les profils axiaux d'échauffement nucléaire obtenus par la mesure et le calcul en position 24 Sud-Est. Les formes des deux courbes sont très similaires. Toutefois il existe un écart relatif $(C - E)/E$ entre les 2 courbes de -24% au plan médian du cœur. Les profils de flux thermiques (Figure 4.14) sont également semblables en termes de formes avec cependant un écart relatif au plan médian de -22%. Les écarts calculs/mesures relatifs sont présentés sur la Figure 4.15 et sont plutôt stables. Il y a certes une augmentation de l'écart entre le calcul et la mesure de l'échauffement nucléaire mais cet écart varie de moins de 10% sur toute la hauteur. L'écart relatif sur le flux neutronique thermique conventionnel à 2200 m/s est à peu près constant sur l'ensemble de la hauteur.

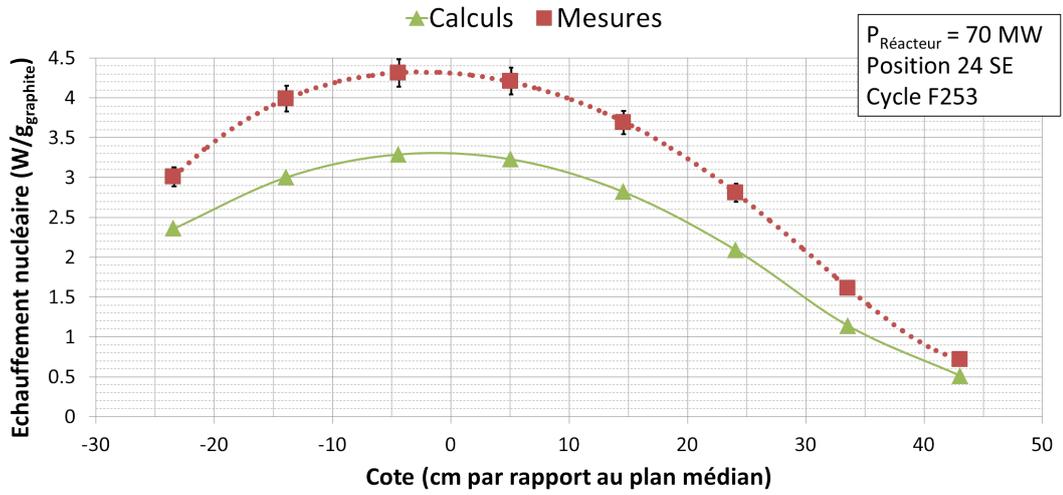


FIGURE 4.13 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du dépôt d'énergie en position 24SE

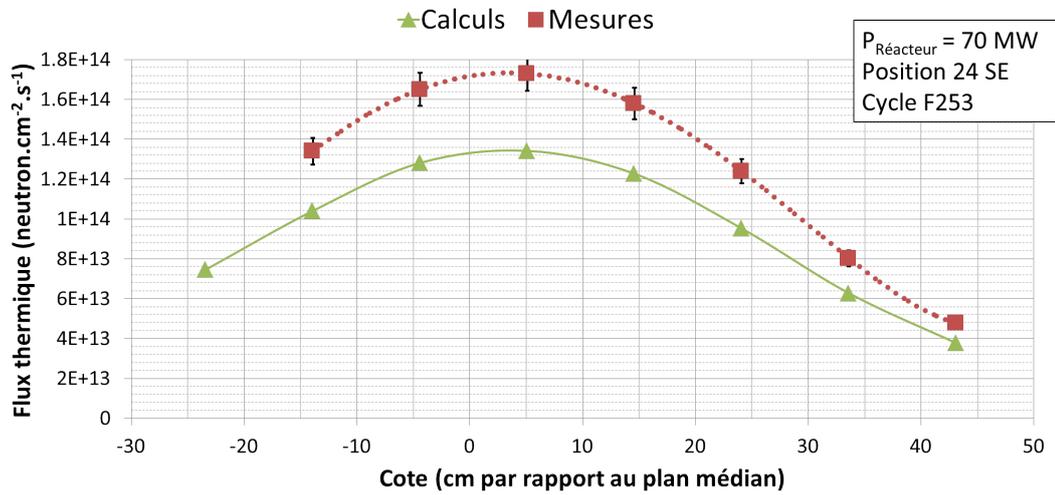


FIGURE 4.14 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du flux thermique en position 24SE

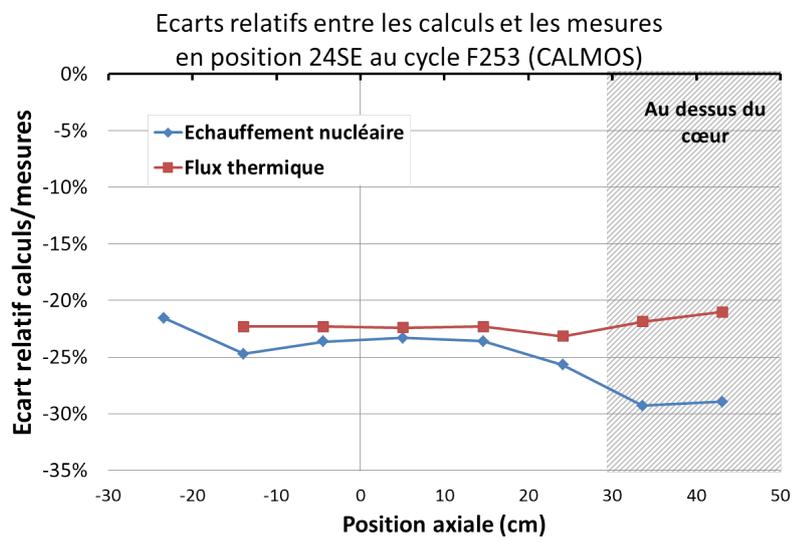


FIGURE 4.15 – Ecart relatif entre le calcul et la mesure en position 24 Sud-Est en fonction de l'altitude

4.2.1.3 Position 24NE (Cycle F261) :

De même, la mesure en position 24 Nord-Est a été réalisée à mi-cycle. Lors de cette mesure, le flux thermique n'a pas été mesuré, la comparaison calculs/mesures en position 24NE est réalisée uniquement sur la base des mesures de l'échauffement nucléaire.

La Figure 4.16 présente les profils axiaux d'échauffement mesurés et calculés. On y observe un bon accord entre les formes des profils d'échauffement nucléaire des deux courbes. L'écart relatif relevé à mi-hauteur entre les deux courbes est de -17%. La Figure 4.17 trace cet écart relatif en fonction de la hauteur. On observe que l'écart calculs/mesures relatif augmente en valeur absolue en fonction de la position axiale dans le cœur.

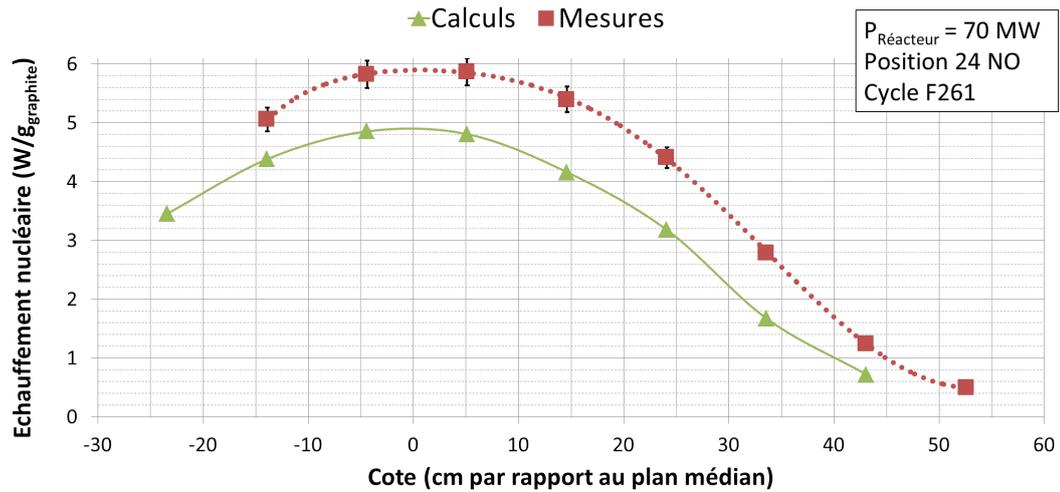


FIGURE 4.16 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du dépôt d'énergie en position 24NE

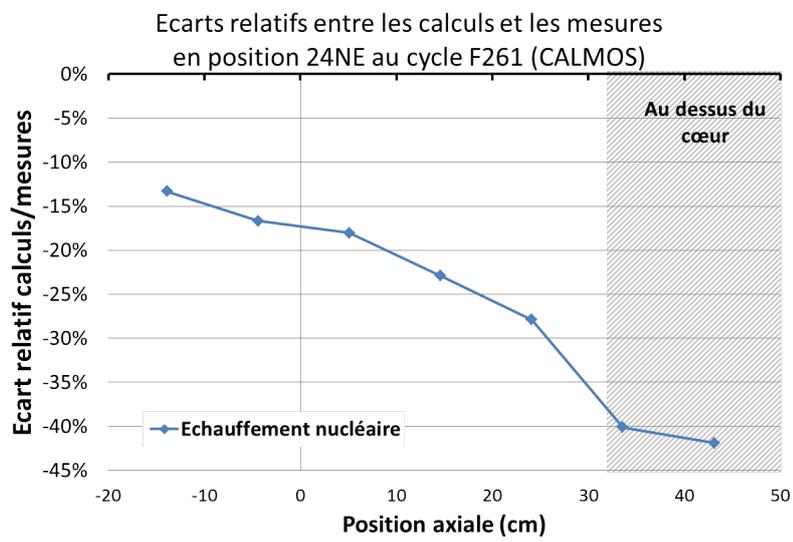


FIGURE 4.17 – Ecart relatif entre le calcul et la mesure en position 24 Nord-Est en fonction de l'altitude

4.2.1.4 Position 44SO (Cycle F264) :

Pour des raisons de critères de sûreté [12, 53], le dispositif CALMOS s'est vu imposer une limitation de température sur l'éprouvette de mesure. C'est la raison pour laquelle, les mesures avec ce nouveau dispositif dans les emplacements les plus « chauds » (44 et 64), ont été effectuées à puissance réacteur réduite. Les deux répartitions réalisées seront utilisées quand même car ce sont les deux seules disponibles à ce jour avec ce dispositif dans les emplacements centraux du cœur.

Lors de ce cycle, les mesures ont été réalisées en début de cycle à puissance réacteur réduite (42 MW) et les résultats présentés sont donc normalisés à 70 MW. La Figure 4.18 présente les profils d'échauffement nucléaire mesurés par le dispositif CALMOS et calculés en position 44 Sud-Ouest. On y observe un bon accord en termes de forme de profil pour un écart relatif entre les deux courbes de -17% au plan médian du cœur. La Figure 4.19 présente des profils de flux thermiques similaires en formes excepté une légère dérive pour les valeurs du haut du cœur. L'écart relatif entre les deux courbes au centre du cœur est ici de -10%.

La Figure 4.20 présente les écarts relatifs calculs/mesures en fonction de la position axiale dans le cœur. On constate ici également l'augmentation de l'écart relatif en valeur absolue en fonction de la position axiale dans le cœur. Cet effet se remarque à la fois sur la comparaison calculs/mesures de l'échauffement nucléaire mais aussi pour l'estimation du flux thermique conventionnel à 2200 m/s.

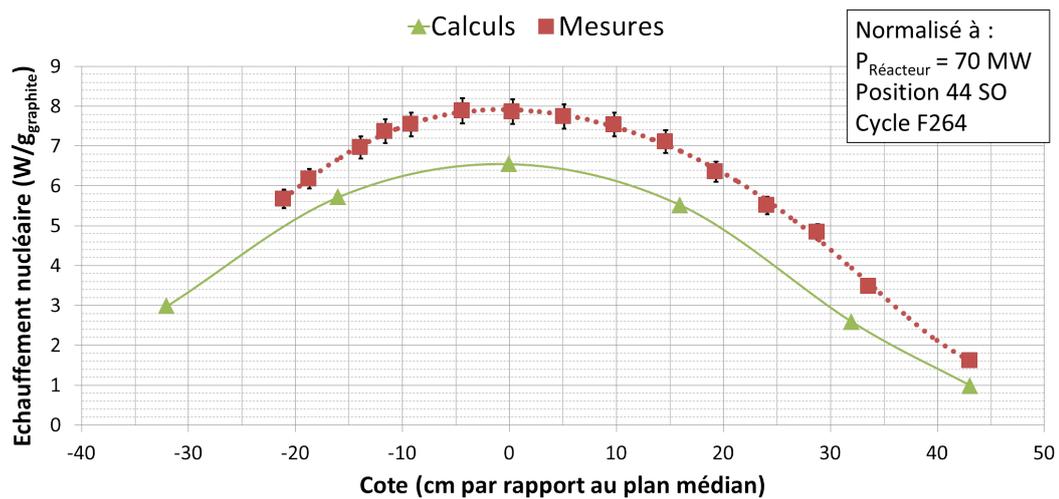


FIGURE 4.18 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du dépôt d'énergie en position 44SO

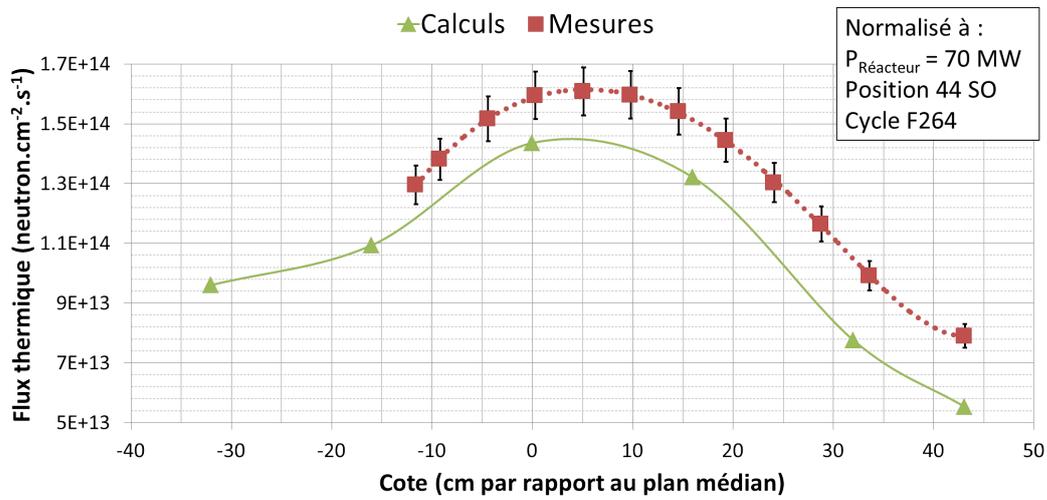


FIGURE 4.19 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du flux thermique en position 44SO

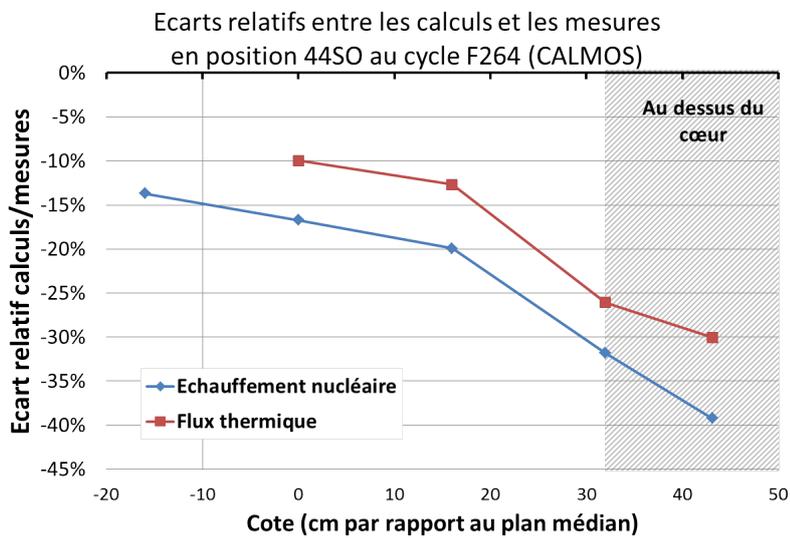


FIGURE 4.20 – Ecart relatif entre le calcul et la mesure en position 44 Sud-Ouest en fonction de l'altitude

4.2.1.5 Position 64SO (Cycle F265) :

De même, dans l'emplacement 64 Sud Ouest, qui présente l'échauffement nominal le plus élevé dans le réacteur, les mesures ont été réalisées à puissance réacteur réduite (41,5 MW) [53, 12]. Cette puissance n'est accessible que lors d'un palier en début de cycle impliquant donc de réaliser les mesures à un moment où les cotes de barres évoluent rapidement (équilibre des poisons en évolution), ce qui peut influencer les mesures de profils. Les résultats présentés pour ce cycle d'irradiation sont normalisés à une puissance nominale du réacteur de 70 MW afin de pouvoir être comparés à ceux des autres cycles.

La Figure 4.21 présente les profils d'échauffement nucléaire mesurés et calculés en position 64 Sud-Ouest du cœur. On observe que la forme du profil calculé est assez fidèle à la mesure. Néanmoins, il existe un écart relatif $(C - E)/E$ entre les 2 courbes. Celui-ci vaut -13% au plan médian du cœur et s'accroît en valeur absolue avec la position axiale. L'évolution axiale de cet écart relatif est représenté sur la Figure 4.23.

La validation expérimentale donne également un bon accord calculs/mesures en ce qui concerne la comparaison des profils axiaux de flux thermiques (Figure 4.22). Les formes des profils sont très similaires malgré une dérive apparaissant à partir de -10 cm du plan médian. L'écart relatif à cet endroit est un peu plus faible que celui de l'échauffement et vaut -11% (Figure 4.23).

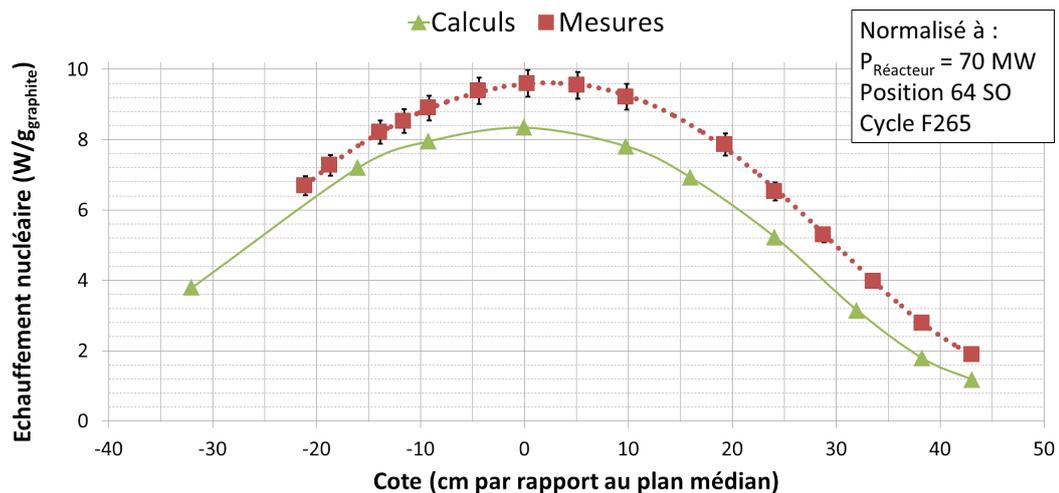


FIGURE 4.21 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du dépôt d'énergie en position 64SO

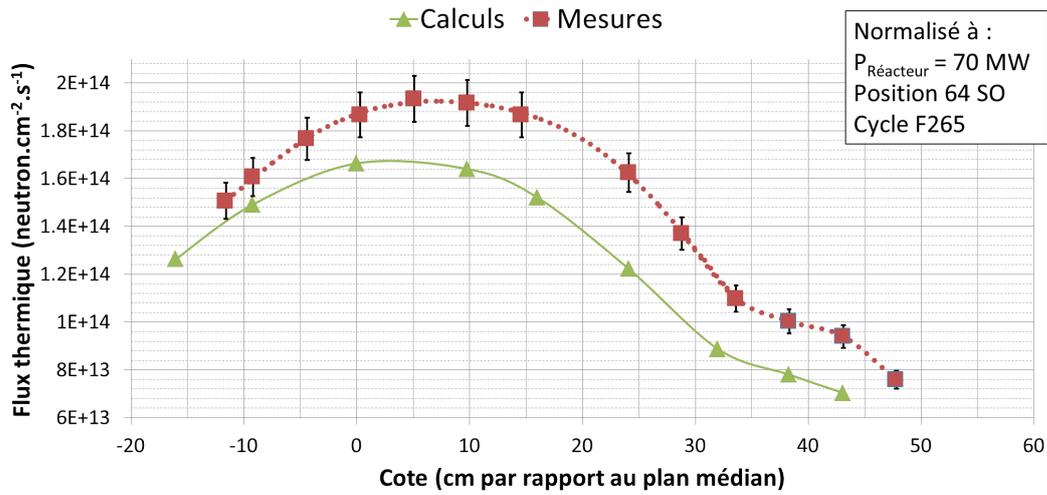


FIGURE 4.22 – Profils calculés et mesurés par le dispositif de mesure CALMOS du flux thermique en position 64SO

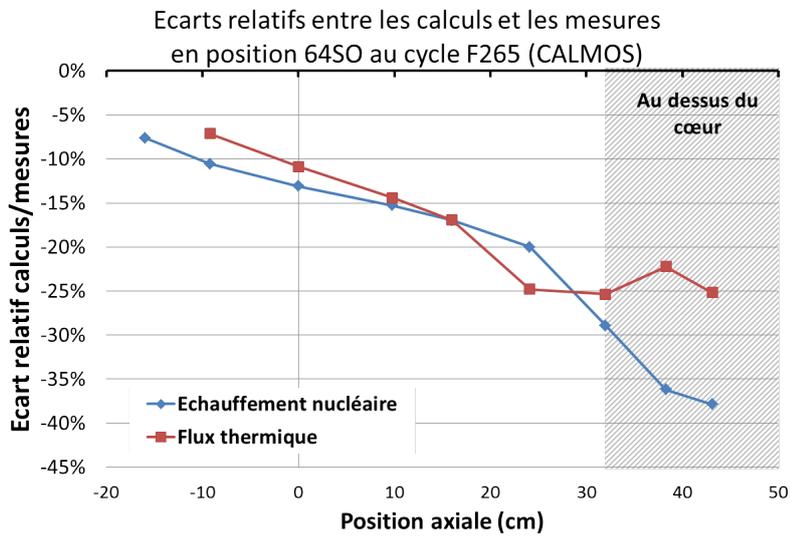


FIGURE 4.23 – Ecart relatif entre le calcul et la mesure en position 64 Sud-Ouest en fonction de l'altitude

4.2.1.6 Récapitulatif des écarts calculs/mesures

Les principaux résultats pour la validation expérimentale du dispositif CALMOS au plan médian du cœur sont résumés dans le Tableau 4.3. On obtient un écart relatif moyen entre le calcul et la mesure de l'échauffement nucléaire de l'ordre de -17% au plan médian du cœur. L'écart relatif calculs/mesures moyen est de l'ordre de -14% en ce qui concerne l'estimation du flux thermique conventionnel à 2200 m/s.

Cycle	Position CALMOS	Échauffement nucléaire dans le graphite (W/g_{graphite})			Flux 2200 dans le collectron Rhodium ($n.cm^{-2}.s^{-1}$)		
		Valeur mesurée (8% à 2σ)	Valeur Calculée	Écart calculs/mesures	Valeur mesurée (10% à 2σ)	Valeur Calculée	Écart calculs/mesures
F253	24 SE	4,26	3,26	-23,5%	1,77E+14	1,31E+14	-22,4%
F261	24 NE	5,85	4,83	-17,3%	N/A	N/A	N/A
F264	44 SO	7,86	6,55	-16,7%	1,60E+14	1,44E+14	-10,0%
F265	64 SO	9,60	8,34	-13,0%	1,87E+14	1,66E+14	-10,9%

Tableau 4.3 – Résumé des résultats obtenus au plan médian pour la comparaison calculs/mesures du dispositif de mesure CALMOS. Les écarts présentés sont des écarts relatifs (C-M/M)

4.2.2 Comparaison calculs/mesures réalisée à l'aide du calorimètre à 5 étages

La validation expérimentale associée au calorimètre différentiel à 5 étages est réalisée afin d'étendre la base de comparaisons et de vérifier que le schéma de calcul permet une bonne estimation de l'échauffement nucléaire dans différents dispositifs de mesure. Le principal avantage de ce dispositif est de réaliser en continu la mesure de l'échauffement nucléaire et de permettre l'observation de son évolution temporelle au cours d'un cycle réacteur.

Les mesures nécessaires à cette comparaison proviennent des valeurs obtenues avec le calorimètre n° 12, le plus récent de la série. Toutefois, ce dispositif de mesure n'est plus utilisé à l'heure actuelle depuis que des relevés ont montré des résultats suspects d'échauffements nucléaires pour certaines des cellules de mesures [58] (ces dernières seront numérotées de 1 à 5 en commençant par la cellule la plus basse). En effet, ce dispositif a subi un vieillissement de certaines des cellules du fait de la présence prolongée en réacteur (pour rappel : 28 cycles d'irradiation). Nous donnerons donc ici une analyse critique sur les mesures obtenues et sur la validation expérimentale associée en nous basant sur les résultats obtenus lors de la comparaison expérimentale du dispositif de mesure CALMOS. Le Tableau 4.4 donne les informations principales concernant l'état du cœur à l'instant de la validation expérimentale du calorimètre différentiel à 5 étages, c'est à dire lors du prélèvement des 2 profils d'échauffement pendant les 2 cycles réacteur concernés. Comme expliqué précédemment, la priorité a été donnée à des comparaisons sur le dispositif CALMOS et faute de temps, les comparaisons sur le calorimètre à 5 étages ne sont qu'au nombre de deux.

Cycle	Position Cal. 5 étages	Date	Puissance réacteur	Position des barres de commande en mm (haute = 648)					
				BC1	BC2	BC3	BC4	BC5	BC6
F216	64 SE	20/01/07	69,8 MW	haute	haute	3	285	haute	haute
F222	24 SO	21/11/07	69,4 MW	haute	haute	5	300	haute	haute

Tableau 4.4 – Conditions d'irradiation lors de la comparaison calculs/mesures à l'aide du calorimètre différentiel à 5 étages

4.2.2.1 Position 64SE (Cycle F216) :

Les mesures en continu du calorimètre différentiel à 5 étages offrent plus de choix pour l'instant de la comparaison expérimentale. Celle-ci est réalisée 3 jours après le début de l'irradiation afin d'éviter les forts mouvements de barres de contrôle lors du démarrage du réacteur (équilibrage des poisons).

La Figure 4.24 présente les valeurs de l'échauffement nucléaire obtenus par la simulation et la mesure. L'accord entre les profils axiaux d'échauffement est moins bon que ceux obtenus avec CALMOS. On remarque sur le profil mesuré que la cellule n° 2 présente une valeur semblant erronée. En effet, la prise en compte de ce point dans l'établissement du profil aboutit à une répartition axiale donnant un échauffement maximum situé au-dessus du plan médian cœur, ce qui ne peut être le cas dans le cœur eu égard à la position des barres de contrôle. La barre de contrôle 4 se trouvant directement en diagonale de l'emplacement étudié est en position mi-course lors de la mesure (voir Tableau 4.4 et Figure 4.12). Ainsi, l'emplacement expérimental est très proche d'un élément composé de combustible sur la moitié basse de sa hauteur et d'absorbant sur sa moitié haute. On s'attend dès lors à ce que le profil d'échauffement local soit déséquilibré vers le bas. La Figure 4.25 présente les profils d'échauffement nucléaire calculés pour 3 différentes positions dans le réacteur : les positions 64SE (proche de la

barre à mi-course), 64NO (un peu plus éloignée de cette barre) et 24NO (très éloignée). Ces courbes permettent de confirmer l'effet local attendu de cette barre de commande sur la forme du profil axial d'échauffement nucléaire : plus on se rapproche de la barre de commande à mi-course, plus le pic d'échauffement axial se décale vers le bas (au dessous du plan médian cœur). Ceci confirme la valeur erronée de la cellule n° 2 donnant un profil incohérent. De plus, les profils de mesures obtenus à la fois par le dispositif CALMOS et le calorimètre à 5 étages présentent une atténuation de l'échauffement de forme concave en haut du cœur. Or, compte tenu de la relative symétrie axiale du réacteur il semble étonnant que le profil d'échauffement ne soit pas également concave en partie basse du cœur pour le calorimètre à 5 étages alors que les différents profils obtenus par le dispositif de mesure CALMOS le sont. Nous accordons plus de confiance aux mesures menées à l'aide de l'instrument CALMOS, d'une part car sa cellule n'a subi aucun vieillissement, et d'autre part car l'ensemble des mesures sont réalisées à partir d'une unique cellule ayant donc une même et unique réponse dans le champ de rayonnement. La mesure de la cellule n° 2 sera dès lors écartée de la comparaison calculs/mesures.

Les écarts calculs/mesures sont pour le calorimètre différentiel, relativement stable en fonction de la hauteur. Cependant, le faible nombre de mesure ne nous permet pas de conclure sur une tendance. L'écart calculs/mesures obtenu au plan médian cœur est ici de -23%.

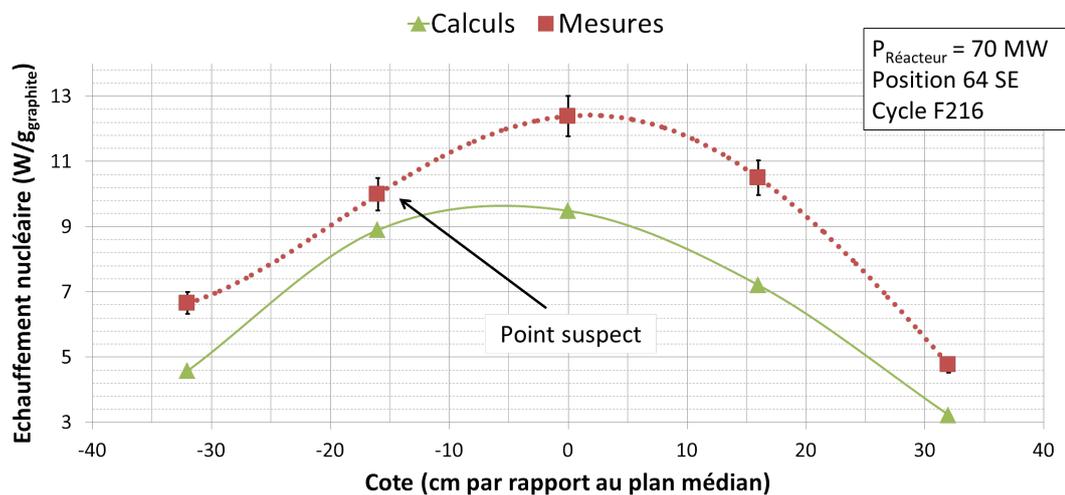


FIGURE 4.24 – Profils calculés et mesurés du dépôt d'énergie en position 64SE (calorimètre différentiel à 5 étages)

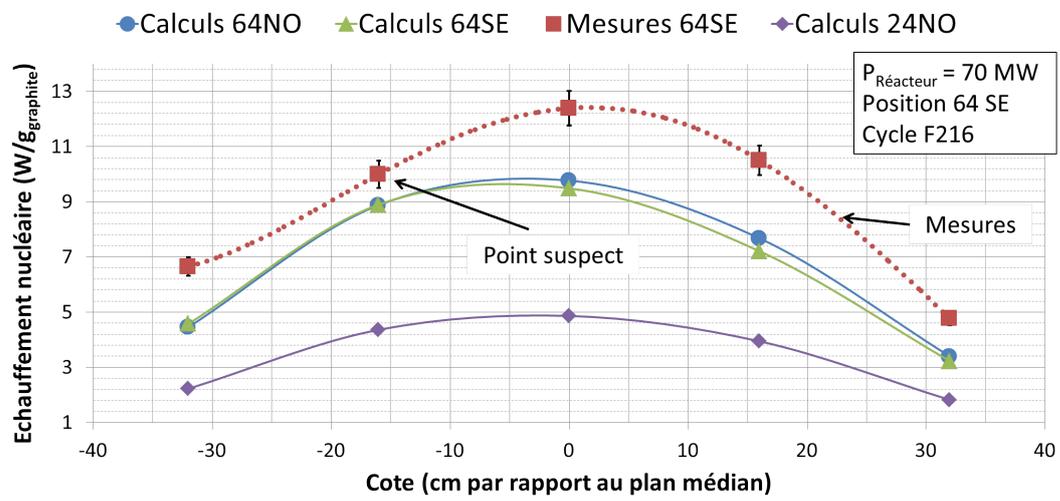


FIGURE 4.25 – Modification du profil axial d'échauffement nucléaire selon l'emplacement expérimental dans le cœur

4.2.2.2 Position 24SO (Cycle F222) :

Cette comparaison expérimentale est réalisée après 7 jours d'irradiation. La Figure 4.26 présente les résultats bruts mesurés et calculés obtenus. On remarque ici que les mesures obtenues par les cellules 2 et 3 sont clairement erronées (mesure de la cellule 2 plus faible que celles des extrémités et mesure de la cellule centrale plus faible que la valeur calculée) et seront donc écartées de la comparaison calculs/mesures. La courbe en pointillé montre donc le profil de mesure estimé et donc retenu en utilisant les 3 points restants.

la Figure 4.27 présente les profils axiaux d'échauffements obtenus par mesure et par calcul en position 24 Sud-Ouest pour le calorimètre à 5 étages (Cycle F222) et en position 24 Sud-Est pour le dispositif CALMOS (Cycle F253). Ces deux emplacements ont des caractéristiques proches en termes d'échauffement nucléaire. De plus, les positions des barres de commande entre les deux cycles F222 et F253 ne sont pas très différentes, barre 4 à 300 mm pour le premier et 404 mm pour le second (voir Tableaux 4.4 et 4.2). De surcroît, l'emplacement 24 placé au Sud du réacteur (Figure 4.12), est beaucoup moins influencé par la position des barres de commande que les deux autres emplacements (44 et 64) situés plus au centre du cœur. On remarque en effet, que les valeurs mesurées par les deux dispositifs sont très proches (Figure 4.27) si l'on exclue les points erronés du calorimètre à 5 étages. Remarque : la mesure de la cellule n° 1 du calorimètre pourrait également donner des mesures erronées. En effet, les deux profils de mesure s'écartent en dessous de -15 cm. Nous manquons cependant de données pour pouvoir conclure.

Les profils calculés et mesurés par le calorimètre à 5 étages sont très proches en terme de forme. Compte tenu du faible nombre de points de comparaison, il n'est pas possible de conclure pour ce cycle, d'une dérive de l'écart calculs/mesures en fonction de l'altitude. L'écart relatif entre le calcul et la mesure au plan médian retenu est celui obtenu à partir de la mesure de l'échauffement réalisée par l'instrument CALMOS. On obtient un écart relatif calculs/mesures de l'ordre de -14%. Les résultats de l'ensemble de la comparaison calculs/mesures sont présentés dans le Tableau 4.5.

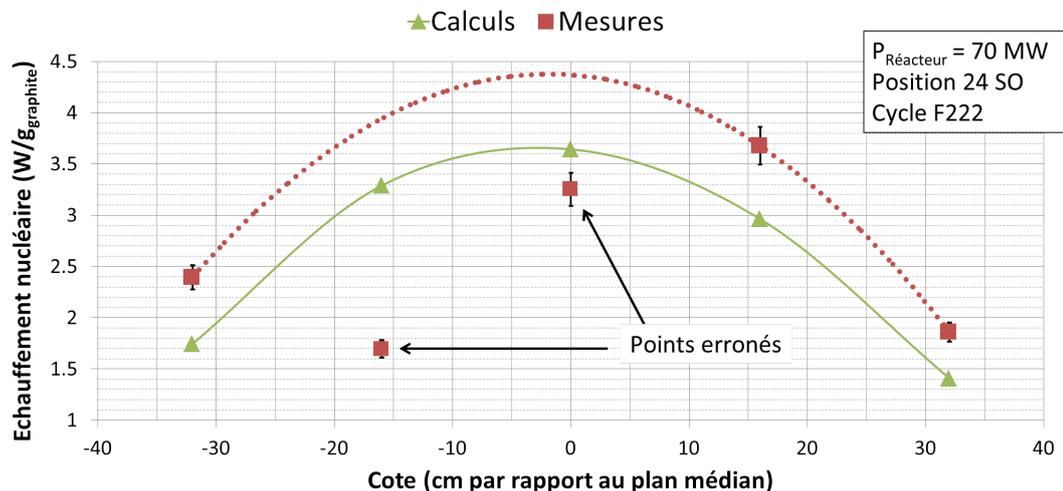


FIGURE 4.26 – Profils calculés et mesurés du dépôt d'énergie en position 24SO (calorimètre différentiel à 5 étages)

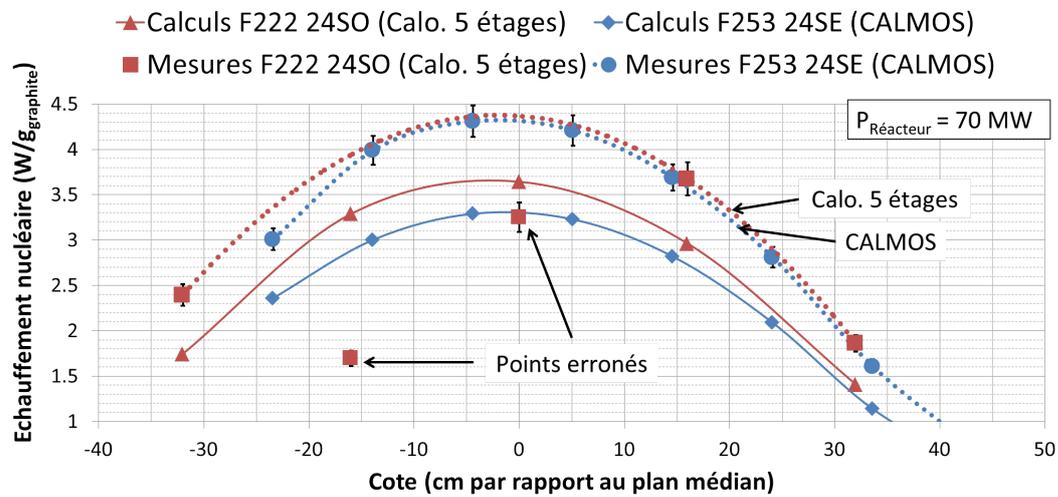


FIGURE 4.27 – Profils d'échauffements obtenus par calcul et mesure en position 24 sud par les deux types de calorimètres

Cycle	Position Calorimètre 5 étages	Échauffement nucléaire dans le graphite (W/g_{graphite})		
		Valeur mesurée (8% à 1σ)	Valeur Calculée	Écart calculs/mesures
F216	64 SE	12,39	9.49	-23,4%
F222	24 SO	Valeur CALMOS	3,64	-14%

Tableau 4.5 – Résumé des résultats obtenus au plan médian pour la comparaison calculs/mesures du Calorimètre à 5 étages. Les écarts présentés sont des écarts relatifs (C-M/M)

4.3 Discussion et Conclusion

En s'appuyant sur 6 campagnes de mesures réalisées dans différents emplacements du cœur du réacteur OSIRIS (Figure 4.28), nous arrivons aux conclusions suivantes :

1. Le travail de comparaison a été réalisé sur 2 dispositifs : le calorimètre à 5 étages utilisé jusqu'en 2008 sur le réacteur OSIRIS et le nouveau calorimètre mobile CALMOS encore en phase de qualification.
2. Le dispositif de mesure CALMOS étant en cours de développement, le nombre de profils d'échauffement nucléaire mesurés est limité. Cette étude intègre cependant la quasi totalité des profils disponibles. Le travail a été étendu au calorimètre différentiel à 5 étages n° 12 mais a été limitée par le temps de calcul. Le travail de comparaison a été réalisé à l'aide d'un nombre de mesures peu important, faute de temps. Nous avons donné la priorité aux comparaisons avec le dispositif CALMOS car ce dernier utilise une unique cellule de mesure et se prémunit de son vieillissement, rendant les mesures plus fiables. Les répartitions étant réalisées par une seule et unique cellule, nous accordons donc plus de confiance à la répartition relative de l'échauffement obtenue par ce calorimètre. Pour obtenir un profil détaillé de l'échauffement nucléaire, il est nécessaire de réaliser plusieurs simulations car la cellule de mesure du dispositif CALMOS d'environ 20 cm de haut ne peut pas être modélisé plus de 3 fois sur la hauteur. Le temps de calcul pour obtenir un profil d'une dizaine de point est d'environ 11 jours à 100 processeurs.
3. Quel que soit l'emplacement de mesure et quel que soit la position des barres de commande, le profil d'échauffement calculé est tout à fait cohérent avec le profil mesuré.
4. Toutefois, la simulation sous-estime toujours le dépôt d'énergie dans le graphite par rapport à la mesure et cela quel que soit l'emplacement et l'instrument de mesure. Si la forme du profil axial de l'échauffement est conservée (cohérence calculs/mesures), une dérive de l'écart relatif entre le calcul et la mesure en fonction de la hauteur est observé. La Figure 4.6 récapitule les écarts obtenus en fonction de la hauteur pour l'ensemble des comparaisons. Cette dérive pourrait venir d'un biais dans la modélisation axiale du réacteur (puissances et compositions du combustible, modélisation des barres de commandes, ...). Cet aspect sera abordé lors du chapitre 5. L'écart calculs/mesures moyen de l'échauffement nucléaire est conséquent et vaut environ -18% au plan médian du cœur. Cet écart relatif varie également selon la position des différents emplacements expérimentaux. Compte tenu du nombre peu important de comparaisons effectuées, il est difficile de tirer des tendances générales de ces résultats. En effet, l'écart relatif entre le calcul et la mesure semble être dépendant de la configuration du cœur au moment de la comparaison et en particulier de la position des barres de contrôle.
5. D'autre part, l'évaluation du flux thermique par le dispositif CALMOS n'est à ce jour accompagné que d'une incertitude estimée. Toutefois, la mesure est réalisée à l'aide d'un dispositif bien connu. Les mesures de flux thermique obtenues avec le collectron du dispositif CALMOS sont sous-estimées par le calcul mais dans des proportions moindres que l'échauffement nucléaire. L'écart relatif moyen au plan médian est de -14% . Une dérive de cet écart avec la hauteur est également à noter. Cette dérive est similaire à celle observée pour l'échauffement nucléaire.
6. La répartition relative de l'échauffement nucléaire étant correctement établie par le calcul, cela nous a permis de confirmer les incohérences de la réponse de certaines cellules de mesures dues à un vieillissement du calorimètre à 5 étages soumis à de forts flux de particules. Cela a conduit pour cette comparaison à écarter les mesures de la cellule 2 pour le cycle F216 (mesure en 64 Sud-Est) et des cellules 2 et 3 pour le cycle F222 (mesure en 24 Sud-Ouest).

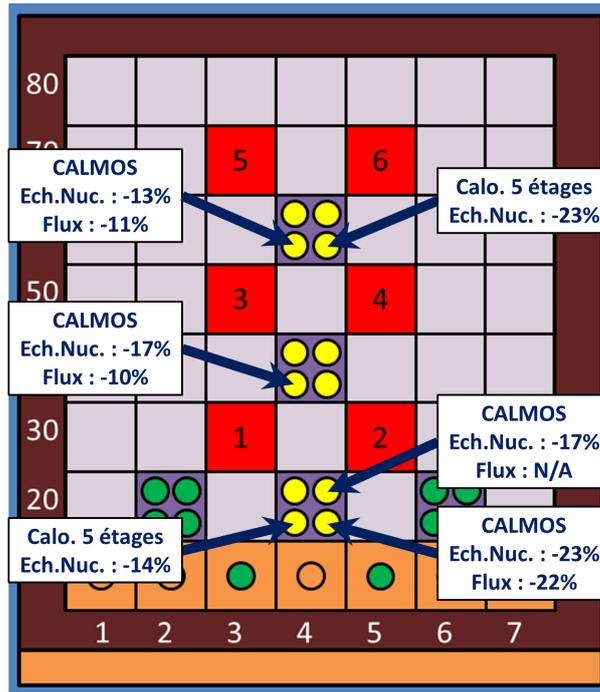


FIGURE 4.28 – Ecart relatif calculs/mesures au plan de flux maximum (mi-hauteur du cœur) pour les différents emplacements du cœur étudiés

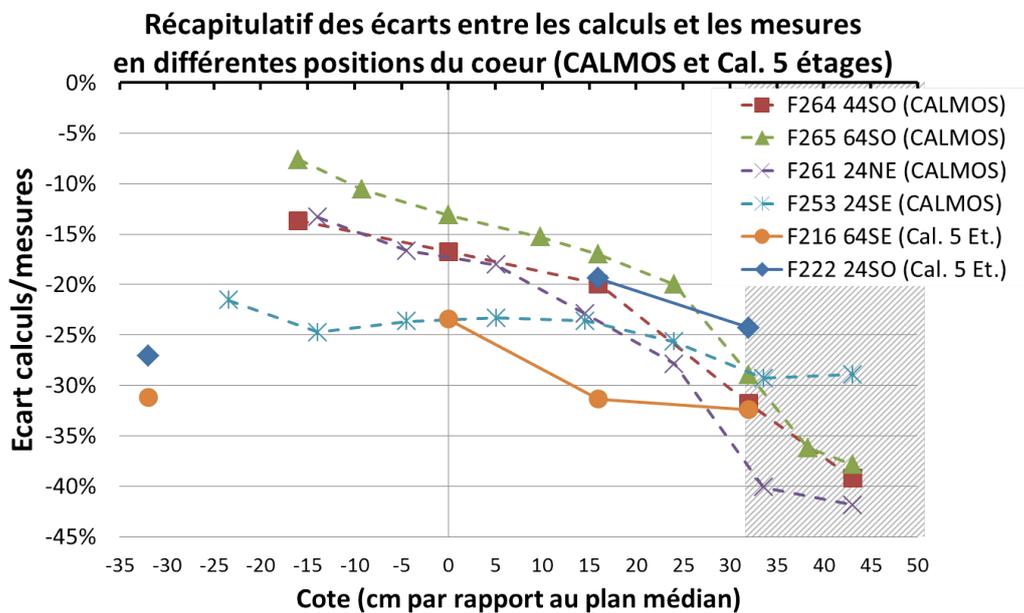


FIGURE 4.29 – Récapitulatif des profil axiaux d'écart relatif obtenus pour les différentes comparaisons calculs/mesures

Cycle	Position CALMOS ou Cal. 5 étages	Échauffement nucléaire dans le graphite (W/g_{graphite})			Flux 2200 dans le collectron Rhodium ($n.cm^{-2}.s^{-1}$)		
		Valeur mesurée (8% à 2σ)	Valeur Calculée	Écart calculs/mesures	Valeur mesurée (10% à 2σ)	Valeur Calculée	Écart calculs/mesures
F253	24 SE	4,26	3,26	-23,5%	1,77E+14	1,31E+14	-22,4%
F261	24 NE	5,85	4,83	-17,3%	N/A	N/A	N/A
F264	44 SO	7,86	6,55	-16,7%	1,60E+14	1,44E+14	-10,0%
F265	64 SO	9,60	8,34	-13,0%	1,87E+14	1,66E+14	-10,9%
F216	64 SE	12,39	9,49	-23,4%			
F222	24 SO	N/A	3,64	-14%			
Ecart				-18%			-14,4%

Tableau 4.6 – Bilan des résultats obtenus au plan médian pour la comparaison calculs/mesures des deux dispositifs (CALMOS puis Calorimètre 5 étages). Les écarts présentés sont des écarts relatifs (C-M/M)

La comparaison calculs/mesures met en évidence un écart relatif moyen de -18% pour l'échauffement nucléaire (Tableau 4.6) :

$$\frac{(C - M)}{M} = -18\% \pm 7\%$$

On propose d'utiliser cet écart relatif moyen comme facteur correctif à appliquer aux résultats de calculs d'échauffement nucléaire dans le réacteur OSIRIS, les écarts relatifs calculs/mesures de la validation expérimentale sont alors compris entre -7% et 6% (Tableau 4.7). De même on utilise un écart relatif moyen de -14% comme facteur correctif à appliquer aux résultats de calculs de flux 2200 dans le collectron rhodium. Les écarts relatifs calculs/mesures sont alors compris entre -12% et 7%.

Cycle	Position CALMOS ou Cal. 5 étages	Échauffement nucléaire dans le graphite (W/g_{graphite})			Flux 2200 dans le collectron Rhodium ($n.cm^{-2}.s^{-1}$)		
		Valeur mesurée (8% à 2σ)	Valeur Calculée Recalée	Écart calculs*/mesures	Valeur mesurée (10% à 2σ)	Valeur Calculée Recalée	Écart calculs*/mesures
F253	24 SE	4,26	3,98	-6,7%	1,77E+14	1,55E+14	-12,3%
F261	24 NE	5,85	5,89	0,7%	N/A	N/A	N/A
F264	44 SO	7,86	7,99	1,5%	1,60E+14	1,71E+14	6,7%
F265	64 SO	9,60	10,17	5,9%	1,87E+14	1,97E+14	5,6%
F216	64 SE	12,39	11,57	-6,6%			
F222	24 SO	N/A	4,44	4,8%			
Ecart				0%			0%

Tableau 4.7 – Bilan des résultats obtenus au plan médian pour la comparaison calculs/mesures des deux dispositifs (CALMOS puis Calorimètre 5 étages) avec intégration d'une correction. Les écarts présentés sont des écarts relatifs (C-M/M)

Le niveau de précision souhaité de l'estimation de l'échauffement nucléaire peut dépendre des besoins expérimentaux pour l'expérience considérée. Pour les dispositifs de type CHOUCA (irradiation de matériaux en condition REP) et PHAETON (irradiation de matériaux à haute température), l'erreur relative sur l'échauffement nucléaire en valeur absolue devrait être inférieure respectivement

à 20% et 10% (3 sigmas). L'écart relatif C/M obtenus lors de cette validation expérimentale après correction permet donc de satisfaire la prédiction de l'échauffement nucléaire pour les dispositifs CHOUCA et PHAETON.

Afin de mieux comprendre ces écarts entre les calculs et les mesures, des études de sensibilité ont été réalisées et ont permis d'identifier les paramètres influençant l'estimation du dépôt d'énergie et des flux dans les expériences. Ces études sont présentées au chapitre 5. Une analyse de l'impact des données nucléaires de production de photons sur le dépôt d'énergie a été menée et est décrite dans le chapitre 7.

Chapitre 5

Etudes de sensibilités associées au schéma de calcul de l'échauffement nucléaire en cœur

Ce chapitre a pour but de discuter des options de modélisations choisies pour la conception du schéma de calcul d'échauffement nucléaire en réacteur et à essayer de comprendre l'écart moyen calculs/mesures obtenu dans le chapitre précédent (de l'ordre de -18%). Les choix de modélisations (discrétisation spatiale, hypothèses de calcul, ...) sont nécessaires pour rendre applicable le schéma de calcul ainsi que pour réduire la durée des simulations. Toutefois, elles peuvent introduire des biais sur l'estimation de l'échauffement nucléaire. Un travail d'analyse préliminaire a permis d'identifier les parties du schéma de calcul pouvant introduire des biais :

- Le calcul des compositions isotopiques des éléments combustibles en cœur.
- Le calcul des sources de photons de décroissance provenant du combustible.
- Les hypothèses considérées :
 - l'équilibre électronique est atteint dans l'échantillon, le transport des électrons dans sa région proche n'est donc pas nécessaire ;
 - le transport des particules chargées dans le cœur du réacteur n'a pas d'impact sur le dépôt d'énergie dans l'échantillon. Le transport des particules chargées n'est donc simulé ;
 - l'émission de bêtas retardés n'a pas d'impact sur le dépôt d'énergie dans l'échantillon. Le transport des bêtas retardés n'est donc simulé ;
 - les photos-fissions sont supposées négligeables ;
 - l'activation des structures est supposée négligeable. Les particules de décroissance radioactive issues des structures du réacteur ne sont pas simulées.
- La modélisation des expériences et du cœur :
 - incertitudes technologiques des dispositifs expérimentaux et hypothèses de modélisation de certains éléments (fils de constantan, fils résistifs des éléments chauffants, câblage en gaine de silice, ...);
 - incertitudes technologiques sur les dimensions du réacteur ;
 - vieillissement des assemblages béryllium (point spécifique aux réacteurs de recherche) ;
 - vieillissement éventuel du hafnium des barres de commande.
- Les données nucléaires :
 - Choix de la bibliothèque de données nucléaires (JEFF3.1.1, JEFF3.2 beta, ENDF/B-VII.1) ;

- Impact des données nucléaires d'émission de photons secondaires.

Dans ce chapitre, nous montrons dans un premier temps l'importance d'une bonne estimation de la composition isotopique des assemblages combustibles. Nous regardons ensuite l'impact des sources de photons retardés sur le dépôt d'énergie par une méthode statistique. Nous vérifions enfin certaines des hypothèses du schéma de calcul. Les hypothèses concernant le transport des particules chargées sont étudiées spécifiquement dans le chapitre 6. L'étude de l'impact des données nucléaires sur l'évaluation de l'échauffement nucléaire est traitée de façon approfondie dans le chapitre 7.

5.1 Impact de l'estimation des compositions des milieux fissiles sur le dépôt d'énergie

5.1.1 Importance du calcul des compositions des éléments combustibles du cœur

Une bonne estimation des compositions isotopiques des éléments combustibles du cœur est essentielle pour établir correctement la source de neutron lors d'une simulation Monte-Carlo en mode critique. En effet, cette source dépend fortement des quantités de matière fissile présente et des produits de fissions apparus pendant l'irradiation. Un biais sur ces compositions fissiles modifie le nombre de neutrons et de photons générés dans le cœur ce qui peut affecter le dépôt d'énergie dans les expériences. Les compositions du combustible dépendent à la fois de la durée d'irradiation mais également de la position dans le cœur. En effet, un volume à l'extrémité supérieure ou inférieure d'un assemblage a une composition différente de celui situé au niveau du plan médian. Il est donc important, pour une modélisation au plus juste de la physique d'un réacteur, de choisir une discrétisation axiale adaptée de la composition des assemblages combustibles. Un découpage trop fin peut rallonger inutilement le temps nécessaire au calcul des compositions par le schéma ANUBIS V3 (APOLLO2, CRONOS2) tandis qu'un découpage grossier peut affecter la justesse des résultats. Cette discrétisation doit dans un premier temps être réalisée pour l'évolution des compositions des assemblages combustibles puis le maillage utilisé doit correspondre à celui de la modélisation du réacteur OSIRIS pour le calcul TRIPOLI-4.

L'étude du choix d'une discrétisation axiale a porté sur 3 découpages : 1 région, 7 régions et 21 régions axiales de compositions différentes pour le combustible. Ces régions ont donc des hauteurs respectives de : 63 cm, 9 cm et 3 cm. La Figure 5.1 est une coupe verticale de la modélisation TRIPOLI-4 du réacteur OSIRIS. On y observe le cas d'un découpage du combustible en 21 régions axiales de 5 éléments combustibles standard et 2 barres de commande (suiveur combustible) en position basse.

Le choix du découpage axial du combustible a été réalisé sur la base d'une comparaison des flux, de la puissance et du dépôt d'énergie sur l'ensemble du cœur. Pour cela, un maillage fin de réponse a été défini, englobant les 7 x 8 assemblages sur 21 mailles axiales. L'étude des flux et dépôts d'énergie est différenciée pour les trois types de particules : neutron, photon prompt et photon retardé. Ces travaux ont fait l'objet d'une communication à la conférence ISRD15 [61] (Annexe C). Le Tableau 5.1 précise les conditions d'irradiation utilisée pour l'étude. Il s'agit de l'une des 4 configurations utilisées dans le chapitre précédent pour la comparaison calculs/mesures sur le calorimètre CALMOS. Le plan de chargement associé est donné par la Figure 5.2.

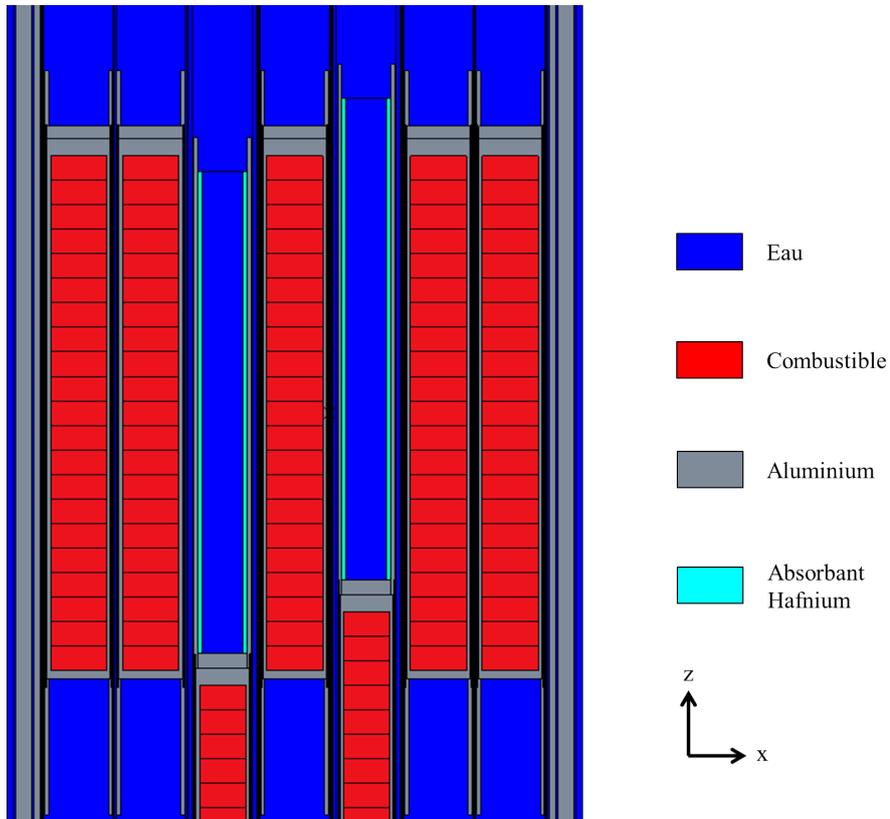


FIGURE 5.1 – Coupe axiale de la modélisation TRIPOLI-4 du cœur OSIRIS

Cycle	Position CALMOS	Date	Puissance réacteur	Position des barres de commande en mm (haute = 648)					
				BC1	BC2	BC3	BC4	BC5	BC6
F264	44 SO	20/02/13	42 MW	haute	haute	0	90	haute	540

Tableau 5.1 – Conditions d’irradiation utilisées lors de l’étude de l’impact de l’estimation des compositions fissiles

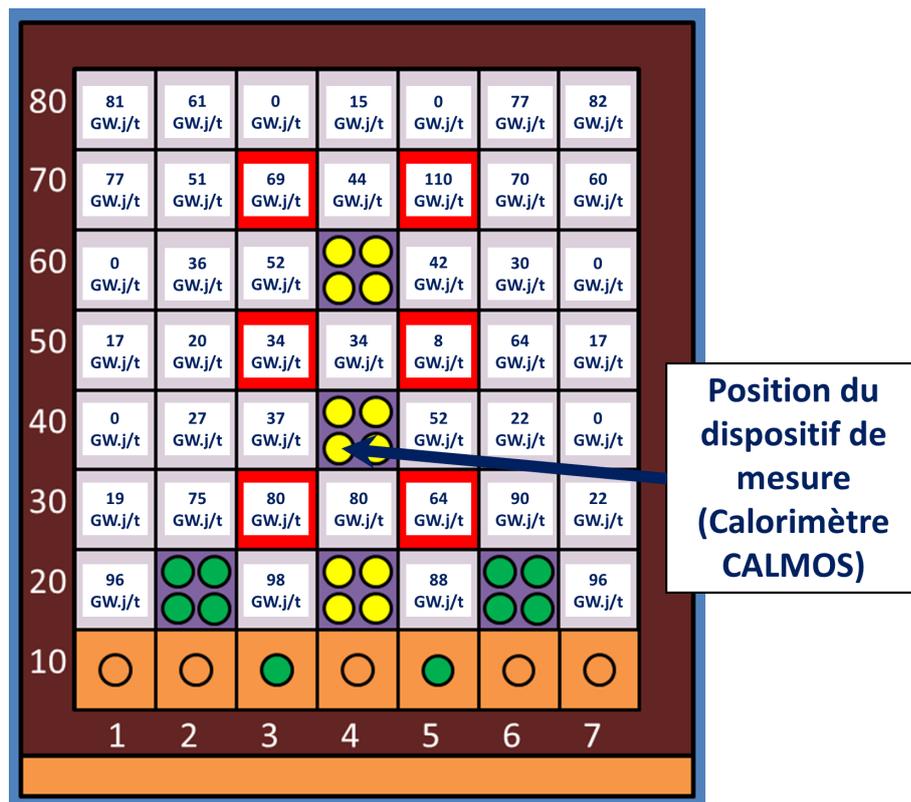


FIGURE 5.2 – Plan de chargement utilisé pour l'étude (correspond au début du cycle F264)

5.1.1.1 Comparaison des flux neutrons et photons dans le combustible

Nous présentons ici les différences entre les profils axiaux de flux et de puissance pour 2 assemblages différents. Le premier en position 34 représente les assemblages à haut taux de combustion (ici 80 GW.j/t) tandis que le second en position 84 décrit la périphérie où les taux de combustion sont généralement plus faibles (ici 15 GW.j/t). Rappelons que les taux de combustion des éléments combustible du réacteur OSIRIS peuvent aller jusqu'à des valeurs de 120 GW.j/t environ. La Figure 5.3 présente les valeurs des taux de combustion dans les différentes régions des 3 modélisations de l'assemblage 34. Comme attendu, le maximum est situé axialement en partie centrale des assemblages du fait d'un flux et donc d'une puissance plus élevée engendrant une consommation plus importante d'éléments fissiles à cet endroit. Les Figure 5.4 et 5.5 montrent les profils axiaux de flux neutronique intégrés pour ces deux assemblages ainsi que le profil d'écart entre la référence à 21 régions et les découpages à 1 et 7 régions.

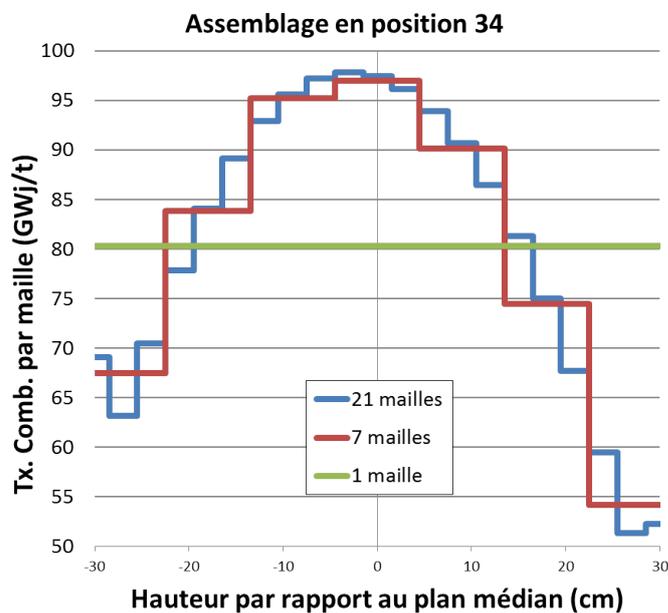


FIGURE 5.3 – Taux de combustion par région axiale pour les 3 modélisations de l'assemblage en position 34 (centre du cœur)

Ces graphiques permettent d'observer que les découpages à 21 et 7 régions donnent des résultats très proches. En effet, en comparant les flux neutroniques sur l'ensemble des 7 x 8 x 21 mailles de réponses, les écarts relatifs sont compris entre -0.9% et 1.2%. Les différences sont cependant nettement plus importantes entre la modélisation à 21 régions axiales (que nous considérons comme référence) et la modélisation axialement uniforme. On note pour la modélisation uniforme axialement, une sur-estimation des flux neutroniques en partie centrale (mailles -20 cm à 10 cm) et une sous-estimation en partie haute du cœur (mailles de 10 cm à 30 cm). Ces écarts relatifs peuvent aller dans certaines régions du cœur de -11% à 10%. Le cas de l'assemblage 34 (Figure 5.5 a)) est significatif avec un maximum d'écart à 8% et un minimum à -10%.

Ces résultats dépendent fortement de l'usure du combustible avec une accentuation de l'effet lorsque le taux de combustion augmente. Ils dépendent également de la position de l'assemblage dans le cœur, l'effet étant d'autant plus marqué au centre du réacteur. Ces écarts s'expliquent par le gra-

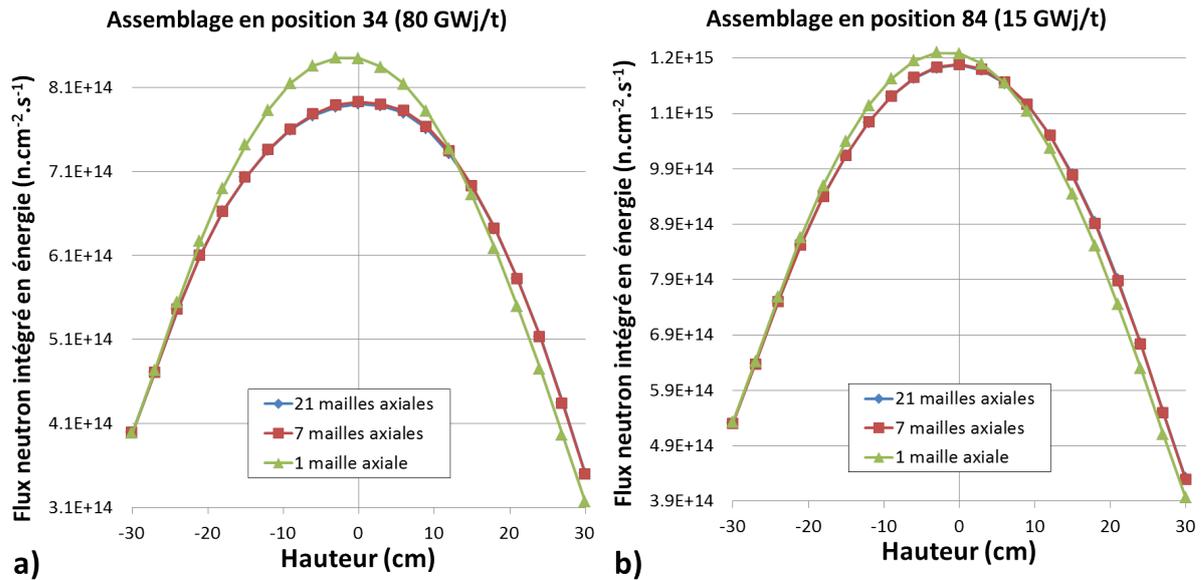


FIGURE 5.4 – Profil de flux neutronique pour 2 assemblages et pour différentes modélisations de la composition du combustible (a) : Au centre du cœur : 80GW.j/t b) : Position périphérique en cœur : 15GW.j/t)

dient axial du taux de combustion entre la zone centrale et les extrémités de l'assemblage qui apparaît lorsque l'on affine le découpage axial des compositions. Cela provoque en zone centrale la diminution des concentrations des isotopes fissiles et l'apparition d'absorbants neutroniques. Ainsi, la section efficace macroscopique de fission diminue avec le taux de combustion, réduisant la production de nouveaux neutrons. S'ajoute à cela une part plus importante de neutrons disparaissant par la capture des absorbants neutroniques, accentuant la diminution de flux au centre de l'assemblage par rapport à une modélisation uniforme axialement.

La Figure 5.6 montre que le flux des photons prompts se comporte de la même manière : un écart relatif faible entre les discrétisations axiales à 7 et 21 plans et des écarts relatifs allant de -12% à 12% entre les discrétisations à 1 et 21 plans. L'explication est ici liée à la diminution de la section efficace macroscopique de fission par le gradient de taux de combustion en zone centrale, limitant la création de nouveaux photons de fission.

Concernant les photons retardés, les profils axiaux de flux sont également affectés par le nombre de régions combustibles de la modélisation. On observe sur la Figure 5.7 que les écarts entre les modélisations à 7 et 21 mailles peuvent aller de -12% jusqu'à 11% pour l'assemblage 34 (80 GWj/t) et avec des extrema de $\pm 15.5\%$ sur l'ensemble du cœur.

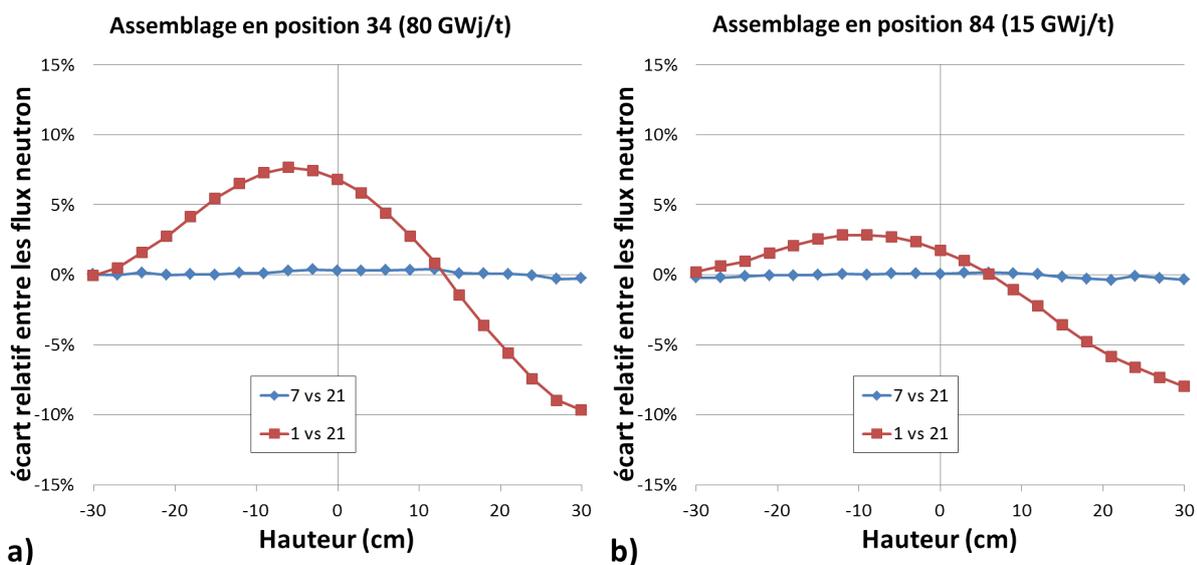


FIGURE 5.5 – Profil d'écart relatif (1 région/21 régions -1) du flux neutronique entre les différentes modélisations de la composition du combustible (a) : Au centre du cœur : 80GW.j/t b) : Position périphérique en cœur : 15GW.j/t)

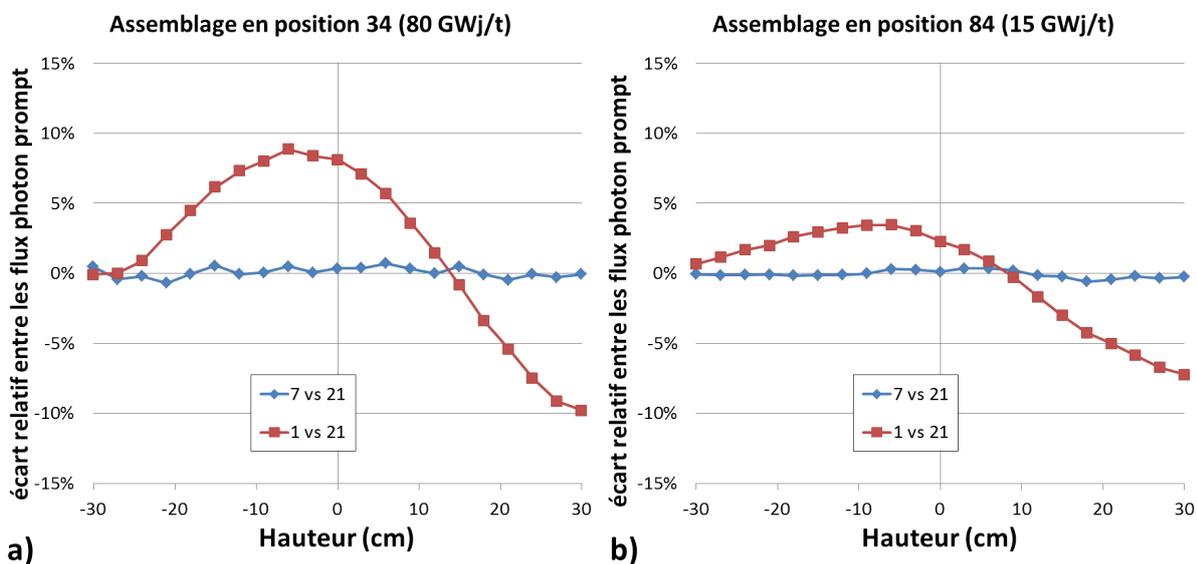


FIGURE 5.6 – Profil d'écart relatif du flux photon prompt entre les différentes modélisations de la composition du combustible (a) : Au centre du cœur : 80GW.j/t b) : Position périphérique en cœur : 15GW.j/t)

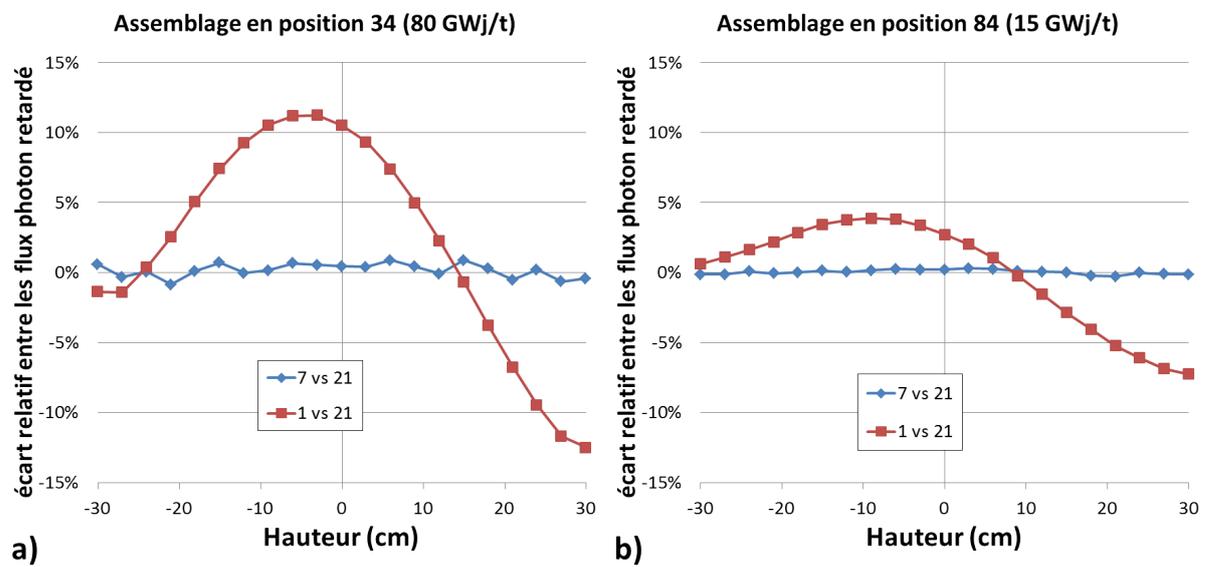


FIGURE 5.7 – Profil d'écart relatif du flux photon retardé entre les différentes modélisations de la composition du combustible (a) : Au centre du cœur : 80GW.j/t b) Position périphérique en cœur : 15GW.j/t)

5.1.1.2 Comparaison des puissances des assemblages combustibles

Les profils axiaux de puissances des assemblages combustibles dépendent fortement du nombre de mailles axiales choisi pour la modélisation du combustible. La Figure 5.8 a) présente les différents profils axiaux de puissance associés aux modélisations de l'assemblage 34 (80 GWj/t). On observe dans un premier temps que les résultats des modélisations à 7 et 21 mailles présentent ici de légers écarts compris entre -5% et 5%. Cela correspond aux différences dans les compositions et donc à des variations des taux de fission. Ces écarts n'apparaissent pas dans les comparaisons des flux neutrons et photons car ces derniers sont obtenus à partir de particules pouvant venir d'autres volumes. Cela lisse ainsi les courbes obtenues par la modélisation à 7 compositions axiales comme pour des moyennes glissantes.

La Figure 5.8 montre également d'importants écarts entre les modélisations à 1 et 21 compositions axiales. En effet, les écarts relatifs entre les deux modélisations peuvent atteindre 17% en partie centrale de l'assemblage 34 et -19% en partie haute. Sur l'ensemble du cœur ces écarts peuvent aller jusqu'aux valeurs extrêmes -26% et 25%. La puissance moyennée sur le cœur possède cependant des écarts plus faibles, se restreignant à la plage [-12%; 7%]. Le profil de puissance est également fortement déformé entre les modélisations à une et à 21 compositions. Lorsque l'on utilise un profil de composition hétérogène axialement, on casse la symétrie de la puissance axiale. En effet, dans le cas de l'assemblage 34, le pic de puissance axial se déplace de la position centrale vers le haut. Le taux de combustion plus faible en partie haute (Figure 5.3) permet de décaler le pic de puissance au-dessus du plan médian cœur.

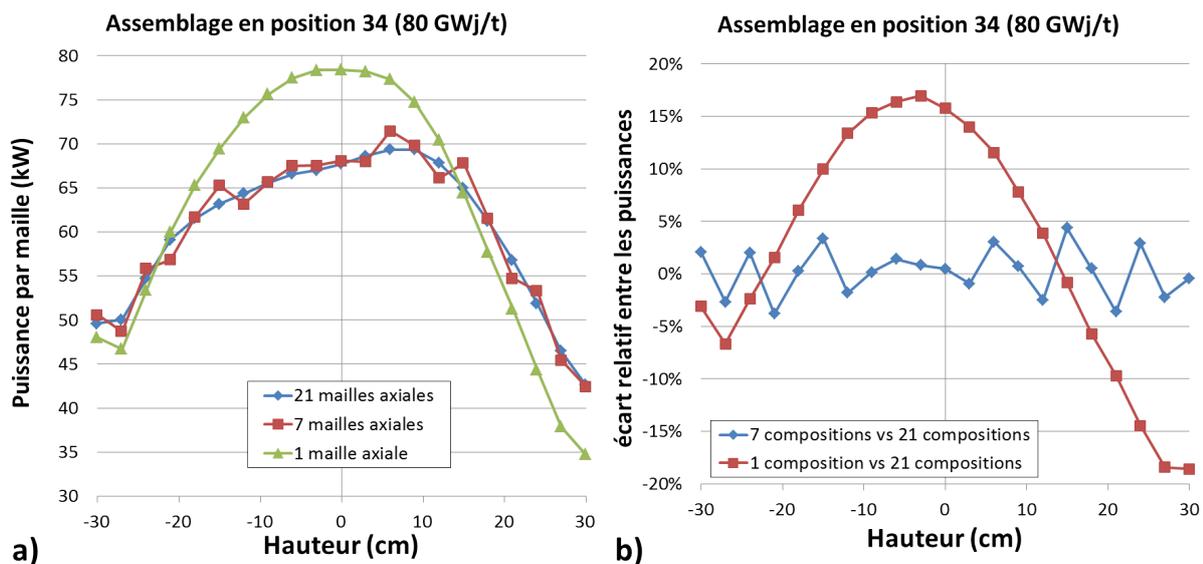


FIGURE 5.8 – Profil de puissance pour les 3 modélisations b) Profil d'écart relatif de la puissance entre les différentes modélisations de la composition du combustible

5.1.1.3 Comparaison des dépôts d'énergie dans les emplacements expérimentaux

Les profils de dépôts d'énergie dans les emplacements expérimentaux changent de formes (Figure 5.9 a)) du fait de la présence des dispositifs expérimentaux. De manière générale on retrouve des écarts entre les modélisations et ceux-ci restent modérés (entre -10% et 7%).

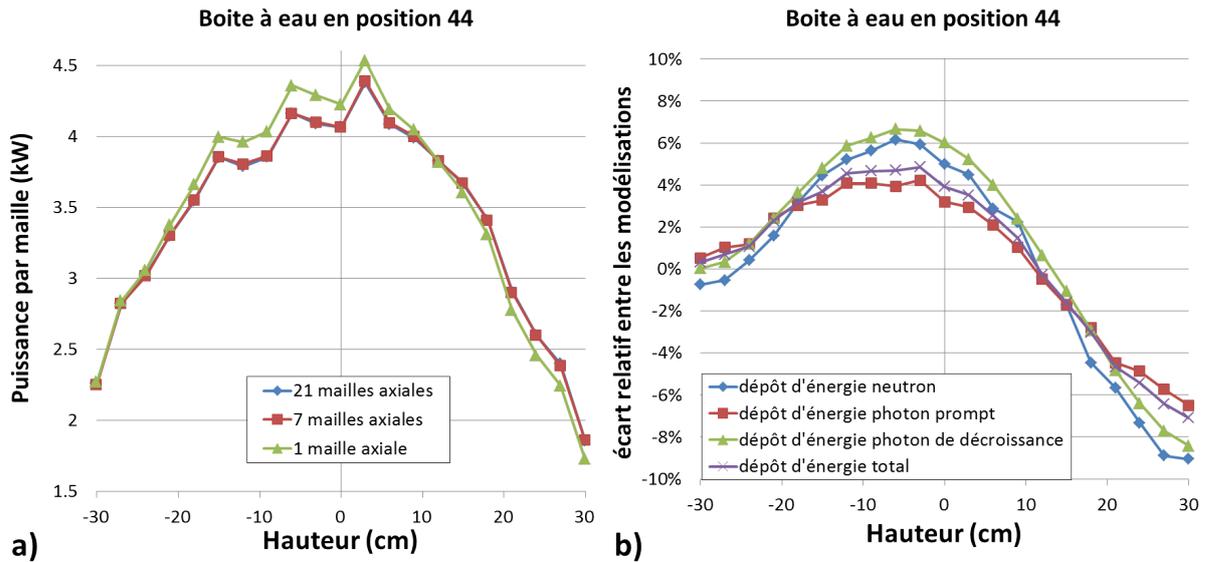


FIGURE 5.9 – Profils de dépôt total intégré en énergie dans la boîte à eau 44 pour les 3 modélisations
 b) Profil d'écart entre les modélisations à 1 et 21 compositions pour les différents types de dépôts

Le dépôt d'énergie dans les dispositifs a également été calculé et est présenté sur la Figure 5.10. On observe que les dépôts sont assez semblables pour des hauteurs inférieures à 50 cm par rapport au bas de l'assemblage. Au-dessus, les écarts relatifs deviennent très importants (jusqu'à -60%) mais la différence d'échauffement reste faible (inférieure à 0,5 W/g).

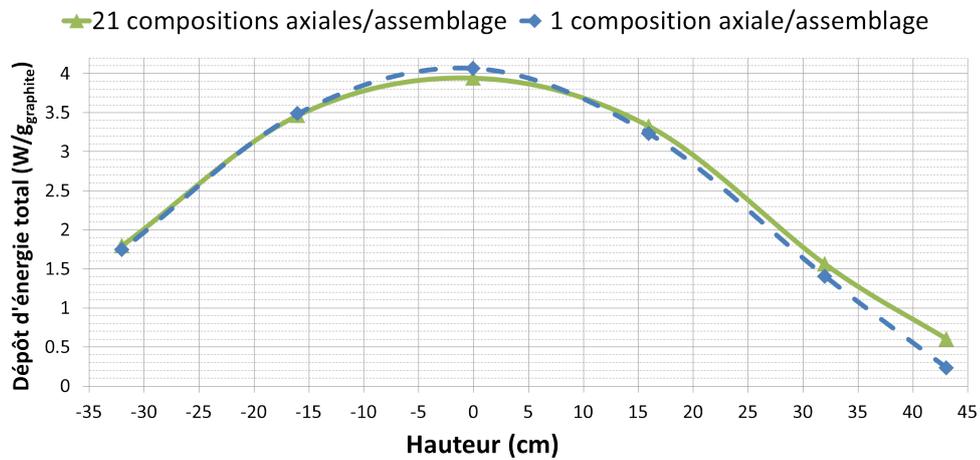


FIGURE 5.10 – Profil de dépôt d'énergie dans un dispositif de mesure en position 44SO pour 2 modélisations différentes

5.1.2 Comparaison calculs/calculs des puissances dans les assemblages combustibles (ANUBIS V3 vs TRIPOLI-4)

Nous venons de montrer qu'une bonne estimation des concentrations isotopiques des différents milieux combustibles est nécessaire pour minimiser les biais dans l'estimation de l'échauffement nucléaire dans les dispositifs d'irradiation. Pour vérifier la bonne estimation des concentrations calculées par le formulaire de calcul déterministe ANUBIS V3 (APOLLO2/CRONOS2), une étude des puissances locales a été réalisée. Pour un même état du cœur (plan de chargement et positions de barres identiques) les profils de puissances axiaux de chaque assemblage sont calculés puis comparés aux résultats obtenus par le code TRIPOLI-4. L'étude est réalisée sur la base d'une modélisation pour les deux codes de calculs TRIPOLI-4 et CRONOS2, des éléments combustibles en 21 compositions axiales différentes. Les paramètres expérimentaux choisis pour cette étude sont ceux utilisés pour la validation expérimentale du schéma de calcul d'échauffement lors du cycle F265 pour une comparaison de l'échauffement d'un calorimètre en position Sud-Ouest de la boîte à eau 64.

La comparaison montre un bon accord entre les profils moyens sur le cœur des puissances axiales. La Figure 5.11 présente les deux profils de puissances moyennes calculées tandis que la Figure 5.12 montre l'écart entre ces deux courbes en fonction de la hauteur. On note un bon accord relatif entre les deux courbes avec des écarts compris entre -2% et 2% en partie centrale. L'écart relatif peut aller jusqu'à 8% aux extrémités supérieure et inférieure mais reste faible en valeur absolue. On observe également une légère déviation de l'écart en fonction de la hauteur.

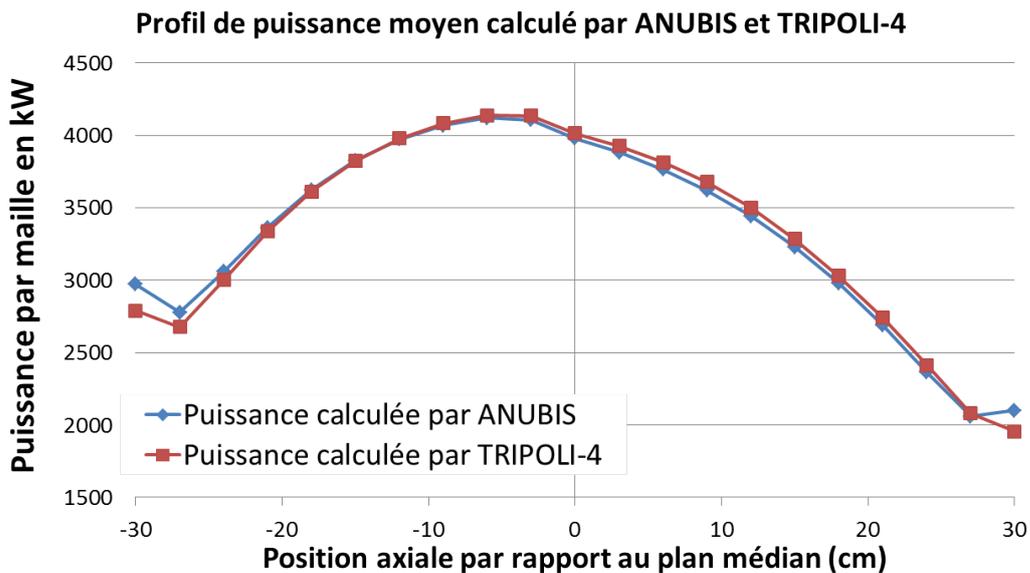


FIGURE 5.11 – Comparaison des profils de puissance obtenus par TRIPOLI-4 et ANUBIS V3 pour un même état du cœur du réacteur OSIRIS (Tableau 5.1)

Les écarts relatifs peuvent devenir très importants dans les régions présentant de forte variation du flux dans l'espace, en particulier dans les régions proches des barres de commande. La Figure 5.13 présente les écarts calculs/calculs obtenus pour les 4 assemblages entourant l'emplacement expérimental en position 64. On y remarque des écarts importants sur les puissances axiales pour les assemblages 65 et 54. En y associant les positions des barres de contrôle décrites par la Figure 5.14, on observe que les assemblages ayant les écarts relatifs les plus importants sont ceux les plus proches

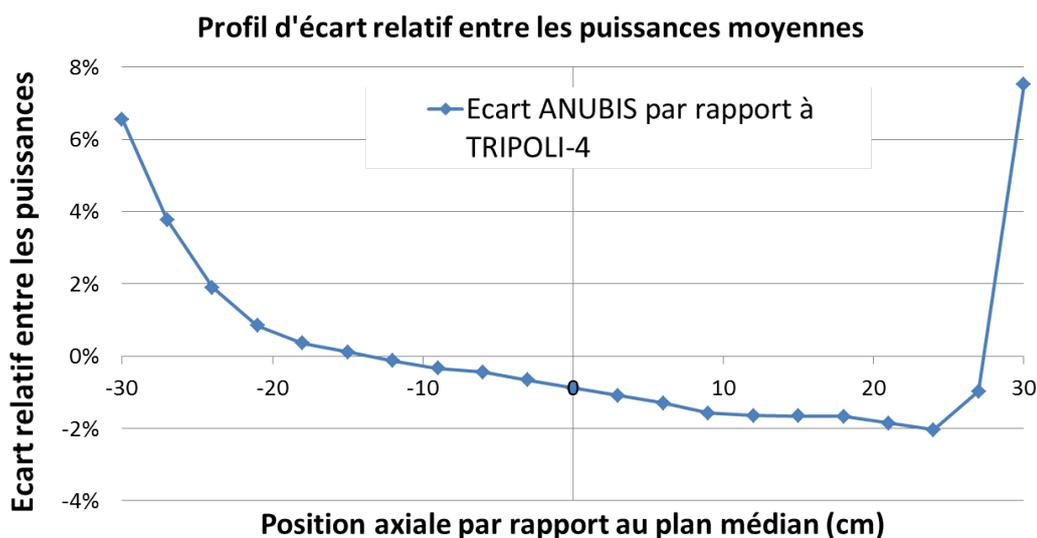


FIGURE 5.12 – Ecarts entre les profils de puissance obtenus par TRIPOLI-4 et ANUBIS V3

de la barre à mi-course. Le mouvement en continu des barres perturberait le calcul CRONOS2 de l'évolution du combustible (calculé par pas de 1 jours). Une évaluation biaisée de la puissance peut alors affecter le calcul des compositions et donc le dépôt d'énergie calculé par TRIPOLI-4 dans les expériences voisines. Cependant, les écarts relatifs observés au plan médian sont moins importants que pour d'autres positions axiales. Le biais sur l'estimation de l'échauffement semble donc moins important pour cette position.

On conclut que la variation en fonction de la hauteur de l'écart C/M observé au chapitre 4 (Figure 4.27 b), pourrait provenir d'un biais sur l'estimation de la puissance et des concentrations isotopiques des assemblages proches des barres de commande et donc de l'expérience. Compte tenu des écarts plus faibles au plan médian, la prédiction par la simulation de l'échauffement en valeur absolue semble donc plus pertinente à mi-hauteur du cœur. Cela confirme la pertinence de la hauteur où les valeurs C/M ont été évaluées lors du chapitre 4 (Tableau 4.5).

Ces écarts sur les puissances fines dépendent principalement des positions des barres de contrôle et il est donc difficile d'estimer l'impact de ces variations sur le calcul des compositions du combustible et du dépôt d'énergie dans les expériences. Il serait alors intéressant de comparer l'évolution des compositions entre les résultats du formulaire ANUBIS V3 et ceux d'un code Monte-Carlo évoluant. Cela n'est cependant pas facilement réalisable compte tenu des besoins en temps de calcul pour ce genre de simulation. En effet, compte tenu du rechargement du réacteur par sixième de cœur, il serait nécessaire de simuler au moins 12 cycles complets d'irradiation pour que l'évolution des concentrations soit le fait uniquement du code Monte Carlo évoluant.

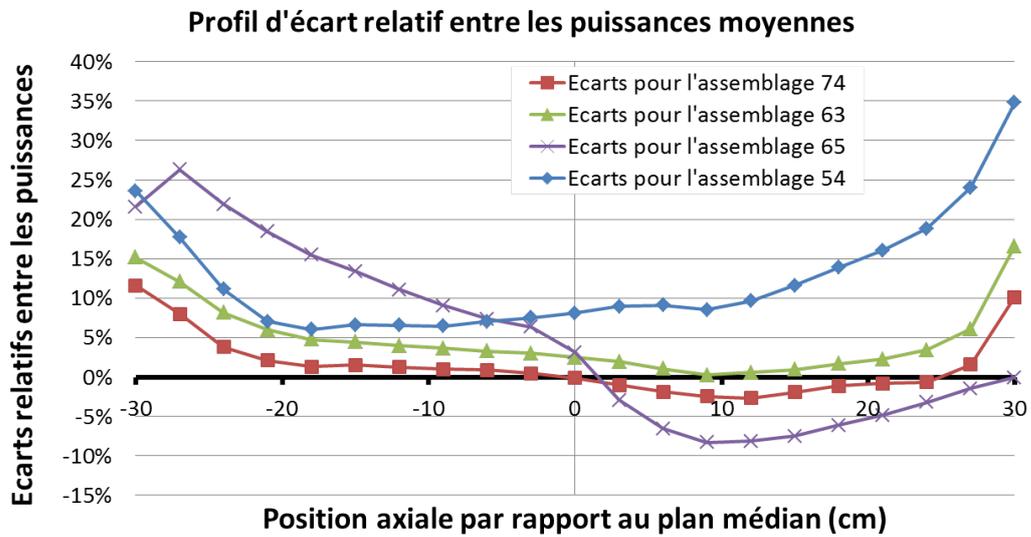


FIGURE 5.13 – Ecart entre les puissances calculés par ANUBIS V3 et TRIPOLI-4 en fonction de la hauteur et de l'assemblage

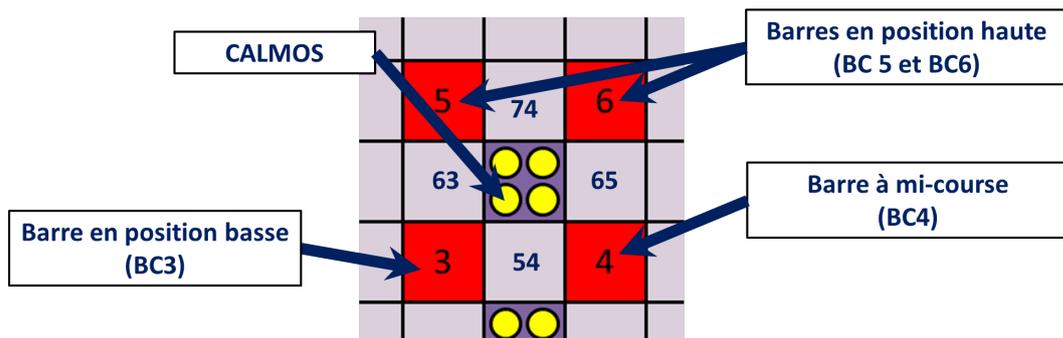


FIGURE 5.14 – Positions des barres de commandes à proximité des assemblages étudiés

5.2 Etude de sensibilités des paramètres influençant le calcul des sources de photons de décroissance

Une étude de l'effet des distributions de puissance et de taux de combustion ainsi que de la durée d'irradiation sur le calcul du dépôt d'énergie des photons retardés a été réalisée. Un schéma spécifique a été mis en place pour déterminer de manière statistique l'impact de ces paramètres sur le calcul de l'échauffement nucléaire. Le choix d'une étude statistique n'est pratiquement possible que lorsque le temps de simulation des codes est relativement faible. Cette méthode n'est donc pas applicable aux calculs Monte Carlo. Cependant, l'utilisation d'une fonctionnalité de TRIPOLI-4 appelée « bandes de Green » et détaillée dans les paragraphes suivants, permet d'accélérer fortement les calculs sous certaines conditions. Ces conditions sont réunies pour le calcul TRIPOLI-4 à source imposée mais ne permettent pas d'utiliser cette méthode pour l'étude du calcul Monte Carlo couplé neutron-photon (simulation en mode critique).

Le schéma présenté sur la Figure 5.15 utilise la plateforme URANIE [62] développé au CEA pour la propagation des incertitudes. La plateforme permet de générer N jeux de grandeurs perturbées selon une distribution et une plage de variation donnée. Ces valeurs perturbées donnent lieu à des sources de photons calculées par le code DARWIN/PEPIN-2. Ces sources sont les données d'entrée pour le calcul du dépôt d'énergie par le code Monte-Carlo TRIPOLI-4 (à sources fixes). Un millier de simulations a été réalisé pour obtenir une statistique suffisante sur les résultats.

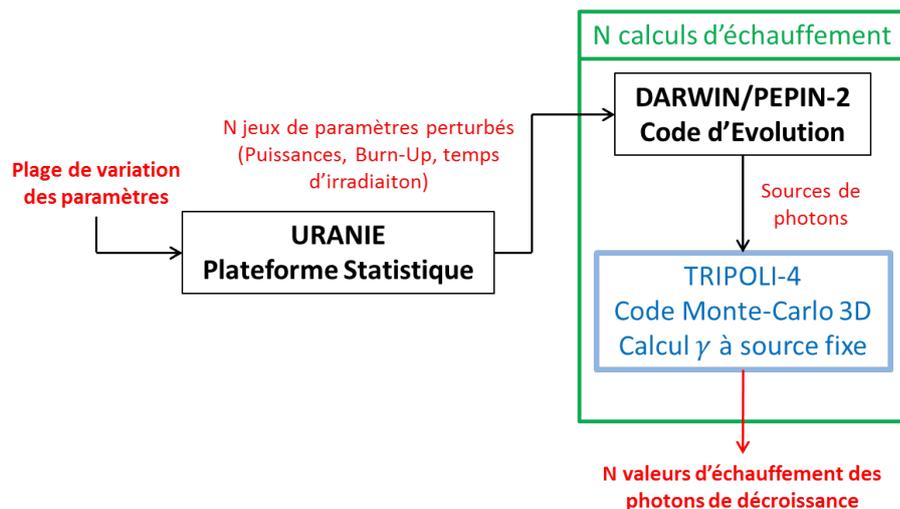


FIGURE 5.15 – Schématisation de la génération de N jeux de paramètres liés à N résultats d'échauffement

Compte tenu du coût en temps de calcul nécessaire aux simulations Monte-Carlo à sources fixes (16 heures à 100 processeurs par calcul), il n'est pas facilement réalisable de procéder à des simulations classiques. Pour pallier cela, l'utilisation de la fonctionnalité des bandes de Green implémentée dans TRIPOLI-4 [63] a permis grandement d'accélérer les calculs (division du temps par un facteur 1000). Cette fonctionnalité permet de sauvegarder l'effet de chacune des sources de particules sur les grandeurs à évaluer et permet de résoudre un problème inverse.

Un premier calcul Monte Carlo dit « fictif » sur la géométrie du problème est alors nécessaire. Ce calcul est réalisé avec des sources de photons de norme arbitraire. La référence [64] présente le

formalisme des bandes de Green utilisé dans le code TRIPOLI-4. La réponse $R_k(Z)$ d'un détecteur k dans le volume d'espace Z est calculée par la formule suivante :

$$R_k(Z) = \int_{\vec{r}'} d\vec{r}' \int_{E'} dE' \int_{\vec{r} \in Z} d\vec{r} \int_E dE \cdot \frac{S(\vec{r}')}{S_0(\vec{r}')} \cdot G(\vec{r}', E', \vec{r} \in Z, E) \cdot S_k(\vec{r}, E) \quad (5.1)$$

Avec E' et E les énergies d'émission et d'arrivée, \vec{r}' la position de la source émettrice, $S_0(\vec{r}')$ le nombre de particules par unité de volume émises par la source à la position \vec{r}' dans le calcul Monte Carlo de référence, $S(\vec{r}')$ le nombre de particules par unité de volume émises par la source à la position \vec{r}' lors de l'utilisation des bandes de Green et $S_k(\vec{r}, E)$ la sensibilité au flux de particule du détecteur k au point \vec{r} et à l'énergie E . La fonction $G(\vec{r}', E', \vec{r} \in Z, E)$ est la fonction de Green relative d'une part à un point \vec{r} de la zone d'encaissement Z et à l'énergie finale E , et d'autre part à la position initiale \vec{r}' et à l'énergie initiale E' . Elle représente le transfert d'une particule de son point de naissance jusqu'au détecteur. Elle traduit également une contribution élémentaire à la réponse.

Les bandes de Green ont cependant certaines limitations :

- les particules traitées sont soit des neutrons soit des photons et les problèmes couplés sont exclus,
- les problèmes doivent être de type « protection »,
- lors de l'exploitation des bandes de Green, les données de géométrie, compositions et pondération doivent être rigoureusement identiques à celles définies lors de la phase de création,
- si on utilise une nouvelle source lors de la phase d'exploitation, seule son intensité peut être modifiée. La répartition spatiale de la source ainsi que les distributions énergétique, angulaire et temporelle doivent rester identiques,
- une portion de l'espace des phases qui aura été peu explorée pendant la simulation d'origine donnera évidemment de mauvaises précisions en phase d'exploitation.

Le formalisme des bandes de Green ne permettant pas de modifier le spectre énergétique d'une source, nous divisons chaque source en autant de nouvelles sources que le nombre de groupes choisi pour le découpage énergétique. De cette manière, en appliquant un facteur de normalisation propre à chaque groupe, nous pouvons calculer un dépôt d'énergie pour une nouvelle distribution énergétique. L'utilisation des bandes de Green n'est cependant possible que pour une géométrie donnée. Nous supposons donc qu'une variation du taux de combustion et par conséquent des compositions dans le combustible n'affecte pas le transport des photons. Cette hypothèse reste acceptable. Une fois le calcul de transport réalisé, TRIPOLI-4 permet alors de recalculer les grandeurs avec une variation des sources. Chaque calcul étant indépendant, une parallélisation a été réalisée.

L'étude de sensibilité effectuée s'appuie sur l'hypothèse que les sources de chaque assemblage sont définies par trois paramètres : la durée d'irradiation dans le cycle (unique pour tous les assemblages), la puissance moyenne et le taux de combustion moyen de l'assemblage. Les profils axiaux des puissances et des taux de combustion sont modélisés selon une loi en cosinus d'une hauteur extrapolée de 80 cm (hauteur extrapolée du réacteur OSIRIS).

Cette étude a porté sur deux cas de figures :

- Le premier suppose que tous les paramètres sont indépendants entre eux. On tire donc aléatoirement un jeu de 1 durée, 44 puissances et 44 taux de combustion. Ce cas reflète une méconnaissance d'origine statistique sur l'ensemble des paramètres de la simulation.

- Le second, suppose que l'incertitude sur la puissance impacte de la même manière l'ensemble des assemblages. On tire donc une seule variable aléatoire qui définira la perturbation à appliquer à l'ensemble des puissances des assemblages. On procède de la même manière pour le taux de combustion. Ce cas reflète une incertitude systématique sur le calcul de la puissance et du taux de combustion. Ces deux cas sont étudiés dans les parties suivantes.

Une fois les résultats de dépôt d'énergie obtenus pour les N jeux de grandeurs perturbés, ils peuvent être étudiés de manière statistique. Le lien entre une grandeur perturbée et le dépôt d'énergie est obtenu par le calcul des coefficients de corrélations linéaire de Bravais-Pearson. Ce coefficient défini par l'équation ci-dessous, permet de quantifier la corrélation entre deux grandeurs aléatoires X et Y .

$$\text{Corrélation}(X, Y) = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y} = \frac{E(XY) - E(X)E(Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (5.2)$$

Avec $E(X)$ et σ_X l'espérance mathématique et l'écart type de la variable X obtenu à partir des N tirages aléatoires. Le coefficient de corrélation est défini entre -1 et 1. Il est égal à 1 lorsque l'une des variables est une fonction affine croissante de l'autre et égal à -1 si c'est une fonction affine décroissante. Les valeurs intermédiaires renseignent sur la dépendance d'une variable sur une autre. Deux variables avec un coefficient compris entre -0,5% et 0,5% sont considérées comme faiblement corrélées. Si le coefficient est nul, les variables ne sont pas corrélées, cela ne voulant cependant pas dire que les variables sont indépendantes.

5.2.1 Variation indépendante de la durée d'irradiation dans le cycle, des distributions de puissance et des taux de combustion

Les tirages aléatoires des durées d'irradiation sont réalisés de façon uniforme sur une plage de plus ou moins une heure par rapport à la valeur non-perturbée (incertitude sur l'instant d'une mesure). Les tirages des distributions de puissances et de taux de combustion sont également effectués de manière uniforme mais autour de 5% de la valeur initiale. La loi uniforme et la plage de variation du paramètre perturbé sont choisies arbitrairement pour l'étude.

Après le calcul de l'échantillon de 1000 simulations perturbées, les résultats de dépôt d'énergie ont été analysés. Tout d'abord, en supposant les paramètres indépendants, l'écart-type associé au dépôt d'énergie dans le graphite est de l'ordre de 1% et tous les résultats obtenus varient dans une plage de 3% autour de la moyenne, malgré des tirages de la puissance et des taux de combustion autour de 5% de la valeur initiale. Cette hypothèse aurait donc tendance à concentrer les résultats, les perturbations se compensant mutuellement.

L'étude des coefficients de corrélation permet d'identifier les paramètres importants pour le calcul de l'échauffement des photons de décroissance. Nous étudions maintenant les corrélations entre les paramètres et le dépôt d'énergie dans l'emplacement 44 Sud-Ouest. Le coefficient de corrélation de la durée d'irradiation est estimé à 0,44. Ce n'est pas une forte corrélation mais en moyenne lorsque l'on augmente la durée, on augmente l'échauffement dans l'échantillon de graphite. On retrouve ce résultat pour certaines puissances. En effet, elles n'ont pas toutes une influence sur l'échauffement. La Figure 5.16 présente les corrélations entre les puissances et l'échauffement dans l'emplacement 44 Sud-Ouest du réacteur. On remarque que les puissances les plus importantes sont celles des assemblages possédant un côté commun avec l'emplacement expérimental 44 Sud-Ouest. Un biais sur l'évaluation de ces puissances aura donc un fort impact sur l'échauffement dans le calorimètre.

L'étude a également permis de conclure que les taux de combustion ne sont pas corrélés au dépôt d'énergie. En effet, sur l'ensemble des assemblages, aucun coefficient de corrélation pour les taux de

80	0.00	0.01	0.00	0.01	0.01	-0.01	0.02
70	0.00	0.02	0.02	0.02	0.03	0.00	0.01
60	0.01	0.04	0.04		0.05	0.02	0.02
50	0.03	0.09	0.14	0.26	0.17	0.04	0.01
40	0.05	0.13	0.54	4450	0.23	0.07	0.04
30	0.00	0.08	0.17	0.42	0.12	0.03	0.01
20	0.01		0.07		0.04		0.00
10							
	1	2	3	4	5	6	7

FIGURE 5.16 – Corrélations entre puissance par assemblage et échauffement en position 4450

combustions ne dépasse les 0,02. Cela se confirme par l'analyse des émissions de photons retardés. Le Tableau 5.2 présente la proportion d'énergie émise par les isotopes contribuant à au moins 1% du l'énergie totale. Les résultats étant peu dépendants du taux de combustion, ceux présentés proviennent d'un assemblage en milieu de vie (60 GW.j/t). On remarque que les demi-vies associées à ces isotopes sont toutes (excepté une), inférieure à la journée un cycle OSIRIS étant de 25 jours en moyenne. La Figure 5.17 présente les spectres d'émissions des 3 isotopes les plus contributeurs. On remarque d'importants pics d'émissions de photons énergétiques autour de 1 MeV pouvant engendrer un fort dépôt d'énergie. Les isotopes les plus contributeurs sont créés au maximum quelques jours avant l'instant où l'on souhaite estimer le dépôt d'énergie. Le taux de combustion qui caractérise les quantités de produits de fission à plus longue durée de vie n'a donc que peu d'influence sur l'intensité des émissions de photons de décroissance. La puissance quant à elle est déterminante pour quantifier les concentrations de produits de fissions nouvellement générés.

Isotope	Demi-vie	Contrib.	Isotope	Demi-vie	Contrib.	Isotope	Demi-vie	Contrib.
I134	53 min	4.2 %	Kr89	3.2 min	1.7 %	Te134	42 min	1.3 %
Cs138	33 min	3.5 %	Mo101	15 min	1.7 %	Sr95	24 s	1.3 %
La140	41 s	3.3 %	Xe138	14 min	1.6 %	Kr91	8.6 s	1.3 %
Sr93	7.4 min	3.1 %	Y95	10 min	1.6 %	Br88	17 s	1.2 %
La142	1.5 h	2.8 %	I136	1.4 min	1.5 %	Kr88	2.8 h	1.2 %
La144	1.7 j	2.8 %	Y98M	2 s	1.5 %	Sb133	2.5 min	1.2 %
Rb91	58 s	2.7 %	Sr92	2.7 h	1.4 %	Ba141	18 min	1.1 %
Rb89	15.4 min	2.2 %	Br87	56 s	1.4 %	I135	6.6 h	1.1 %
Cs140	1.1 min	2.2 %	Y97M	1.2 s	1.4 %	Zr99	2.2 s	1.1 %
Rb93	5.8 s	2.0 %	Y96M	9.6 s	1.3 %	Y94	19 min	1.1 %
Sr94	1.3 min	1.9 %	Ba142	11 min	1.3 %	Sb131	23 min	1.0 %
Rb90	2.6 min	1.8 %	Te133M	55 min	1.3 %			
Rb92	4.5 s	1.8 %	Br86	55 s	1.3 %			
						Total		66 %

Tableau 5.2 – Contribution des principaux produits de fissions à l'émission de photons de décroissance

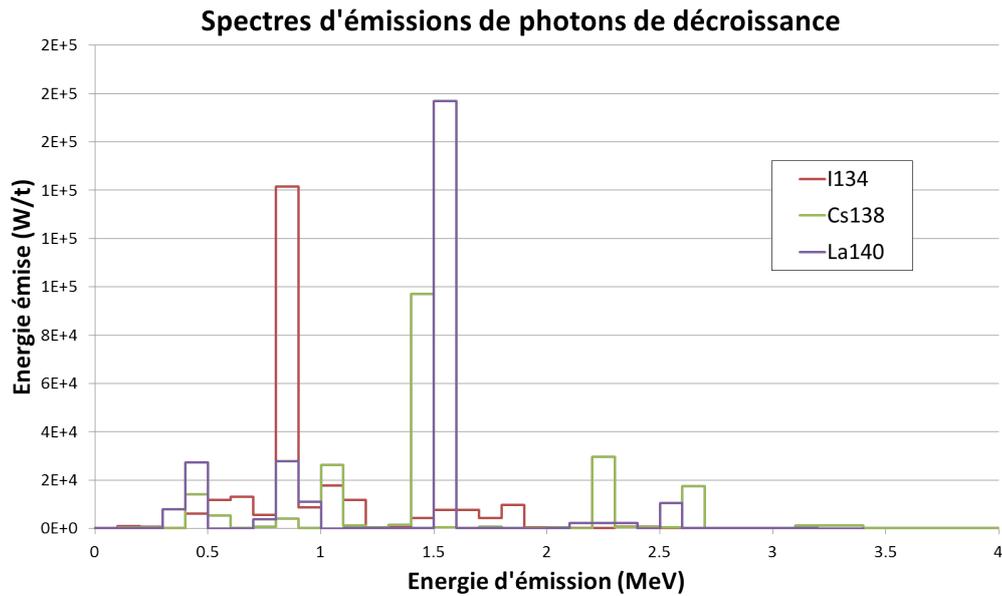


FIGURE 5.17 – Spectres de décroissance des 3 principaux isotopes émetteurs de photons retardés

5.2.2 Variation corrélée de la durée d’irradiation et des distributions de la puissance et du taux de combustion

Nous modifions maintenant la façon de perturber les paramètres. Trois valeurs seulement sont alors tirées, définissant les variations de la durée, des puissances et des taux de combustion des assemblages. La durée est toujours tirée uniformément sur une plage de plus ou moins une heure autour de sa valeur non-perturbée. Le paramètre définissant l’ensemble des puissances est lui aussi tiré uniformément mais sur une plage de plus ou moins 5%. C’est le cas également du paramètre régissant les taux de combustion.

Les coefficients de corrélations obtenus sont présentés dans le Tableau 5.3. On remarque que l’échauffement est très fortement corrélé à la puissance et faiblement à la durée d’irradiation et qu’il n’est pas corrélé au taux de combustion. C’est donc l’histoire récente de l’assemblage et non pas son historique qui influence l’échauffement nucléaire dû aux photons de décroissance.

Paramètre	Durée d’irradiation	Puissance	Taux de combustion
Coefficient de corrélation entre le paramètre et l’échauffement	0,15 → Faiblement corrélé	0,99 → Fortement corrélé	-0,03 → Non corrélé

Tableau 5.3 – Coefficients de corrélation entre les paramètres et l’échauffement en position 44SO

La Figure 5.18 illustre ces coefficients de corrélation. L’échauffement est tracé en fonction des trois paramètres, permettant de voir si une tendance se dégage de l’ensemble des résultats. Le cas de la puissance est révélateur : les points se répartissent autour d’une droite. Lorsque l’on augmente la puissance, en moyenne l’échauffement augmente également. Ce phénomène se retrouve sur la durée d’irradiation mais est beaucoup moins important, les résultats étant plus dispersés. Concernant le taux de combustion aucune tendance ne se dégage, on retrouve le fait qu’il soit non-corrélé à l’échauffement.

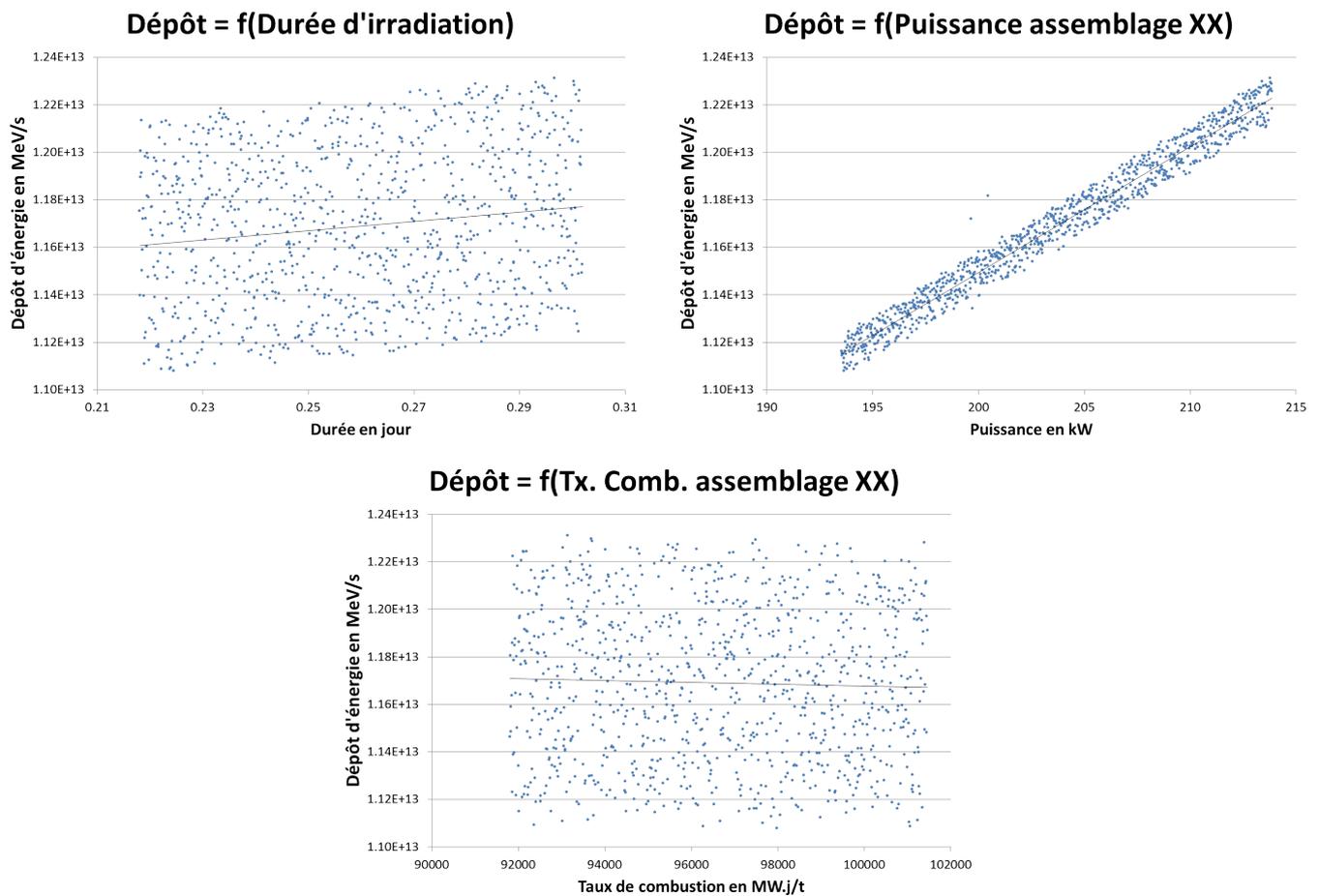


FIGURE 5.18 – Echauffement dans l'éprouvette de graphite (44SO) en fonction de la durée d'irradiation, de la puissance et du taux de combustion

L'écart-type associé à l'échauffement vaut environ 2,5% dans l'ensemble des emplacements expérimentaux. On remarque que cette valeur s'est accrue par rapport au premier cas où les paramètres étaient tous indépendants. Ici, il n'y a plus de compensation des perturbations, les valeurs de l'échauffement varient presque directement en fonction de la valeur de la puissance tirée.

Pour conclure cette étude, **la distribution de puissance en cœur est le principal paramètre influençant l'échauffement nucléaire dû aux photons retardés de décroissance**. L'importance de la puissance provient du fait que les produits de fissions contribuant le plus à l'émission de photons retardés ont des demi-vies inférieures à la journée et leur concentration dépend donc de la puissance au moment de l'étude et peu du taux de combustion. Les puissances des assemblages autour de l'expérience sont prépondérantes dans le calcul de l'échauffement. Un biais sur ces puissances impacte fortement les sources de photons et donc le dépôt d'énergie dans le dispositif. L'incertitude liée à l'échauffement nucléaire dépend ici de l'hypothèse sur les variations des paramètres d'entrée. Elle est plus importante lorsqu'on suppose que l'incertitude sur la puissance est globale (erreur statique) et non pas locale (erreur statistique).

5.3 Etudes de sensibilités liées à la modélisation géométrique du réacteur et des dispositifs expérimentaux

Parmi les éventuels biais introduits par la modélisation du réacteur ou des dispositifs expérimentaux, deux d'entre eux ont été étudiés et sont présentés dans les paragraphes suivants.

5.3.1 Impact de la géométrie d'un calorimètre sur sa mesure de l'échauffement

L'impact de la géométrie de la modélisation des dispositifs expérimentaux sur l'échauffement a fait l'objet d'une présentation lors de la conférence ANIMMA 2013 [59] (accepté pour une publication dans le journal « Transactions on Nuclear Science » de l'IEEE). Cet article est disponible en Annexe B.

Pour montrer l'impact de la géométrie du calorimètre sur le dépôt d'énergie dans l'échantillon de graphite, une étude comparative par la simulation a été réalisée. Les deux calorimètres utilisés pour le réacteur OSIRIS sont placés dans les mêmes conditions d'irradiation et on compare leur estimation de l'échauffement nucléaire. Ce travail a été effectué pour trois conditions d'irradiation différentes.

Le Tableau 5.4 présente les écarts relatifs entre les résultats des deux dispositifs obtenus lors de l'étude. On observe que ces écarts dépendent des emplacements expérimentaux. Ils sont les plus importants en positions 24 Sud Est et Ouest. Les écarts restent cependant du même ordre de grandeur.

	Ecart relatif entre les deux dispositifs par emplacement expérimental											
	24SO	24SE	24NO	24NE	44SO	44SE	44NO	44NE	64SO	64SE	64NO	64NE
Cycle F215	8.4%	8.9%	4.8%	4.2%	7.2%	6.2%	6.3%	4.8%	5.8%	5.0%	5.7%	4.0%
Cycle F216	8.5%	8.6%	5.6%	4.3%	7.9%	6.4%	5.9%	5.8%	6.6%	4.7%	5.1%	4.1%
Cycle F264	8.9%	9.0%	4.9%	5.7%	6.9%	7.5%	6.9%	6.6%	5.3%	6.0%	4.3%	4.2%
Ecart Moyen	8.7%		4.9%		6.5%				5.1%			

Tableau 5.4 – Ecart relatif entre les échauffements calculés dans les deux dispositifs de mesures (Calo. 5 Etages/CALMOS – 1)

L'échauffement mesuré dans un échantillon de graphite (W/g) est donc fortement influencé par la géométrie de l'appareil de mesure. Cette géométrie doit être la plus proche possible de la réalité pour éviter un biais dans l'évaluation. Cet éventuel biais n'est pas quantifiable compte tenu des incertitudes sur les dimensions et les masses exactes des éléments des calorimètres.

5.3.2 Modélisation des assemblages béryllium

En partie Sud du réacteur OSIRIS se trouve une rangée d'assemblages béryllium (rangée 10 voir Figure 2.3) permettant de renvoyer une partie des neutrons fuyant le cœur vers les cellules pouvant contenir des expériences placées en rangée 20. Ces emplacements expérimentaux et en particulier l'emplacement 24 pourraient être impactés par une modélisation biaisée de la composition isotopique de ces assemblages. En effet, les assemblages béryllium subissent une forte irradiation neutronique tout au long de leur vie en réacteur (15 à 20 ans). Cette irradiation modifie la composition des assemblages béryllium par les réactions neutroniques. On notera l'apparition dans le béryllium de ^7Li

et de ^3He ayant une forte capacité d'absorption neutronique.

Afin de modéliser l'évolution des compositions des différents assemblages, nous simulons avec DARWIN/PEPIN-2 leur vieillissement sous flux neutronique. Pour cela il est nécessaire d'estimer le flux neutronique dans volumes des assemblages béryllium. Ces flux proviennent de la moyenne de différents calculs TRIPOLI-4 à des cycles d'irradiation différents. La Figure 3.9 du chapitre 3 montre les différentes régions radiales de compositions différentes. La partie nord de l'assemblage (la partie la plus proche du cœur) est découpée en 4 tranches de 0.5 cm d'épaisseur pour prendre en compte les variations de flux neutronique. Axialement, un découpage en 7 régions est réalisé ce qui donne en tout 294 compositions différentes pour modéliser le béryllium. Dans le schéma de calcul, les compositions ne dépendent pas du cycle d'irradiation étudié. Les paramètres du calcul d'évolution DARWIN/PEPIN-2 sont fondés sur les données moyennes des assemblages béryllium. L'évolution est représentative de 12 ans d'irradiation à raison de 96 cycles réacteur de 25 jours d'irradiation et 10 jours de refroidissement.

L'effet du vieillissement des assemblages béryllium a été étudié au travers de deux simulations. La première, comporte des assemblages béryllium neufs tandis que l'autre dispose d'éléments aillant subi un vieillissement sous flux. Les résultats de cette comparaison (Figure 5.19) montrent une légère diminution des flux neutronique dans le béryllium, en particulier aux énergies inférieures à 0,1 eV (diminution de 3 à 6%).

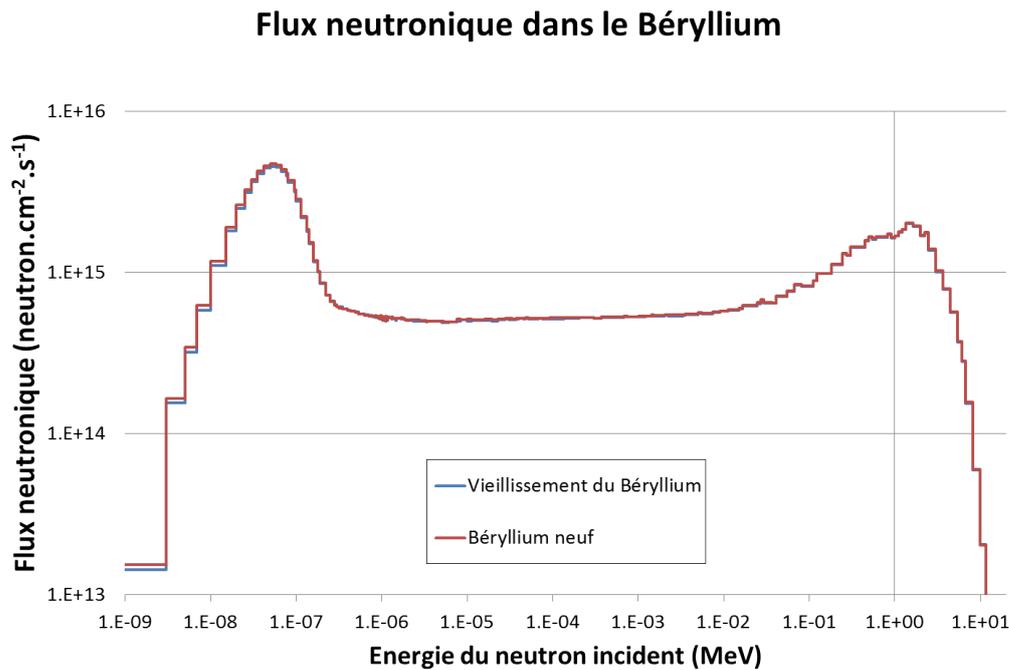


FIGURE 5.19 – Flux neutronique dans le béryllium avec et sans vieillissement sous irradiation des éléments béryllium

Le dépôt d'énergie dans les expériences situées directement à proximité n'est cependant pas affecté par le vieillissement du béryllium. En effet, les écarts entre les échauffements des deux simulations sont du même ordre que l'incertitude statistique du calcul Monte-Carlo (0,5% à 1 « sigma »). La modélisation des assemblages béryllium ne semblent donc pas être un élément pouvant biaiser l'évaluation de l'échauffement nucléaire dans les emplacements expérimentaux.

5.3.3 Impact des incertitudes liées aux données technologiques du réacteur

Cet aspect n'a pas été traité au cours de la thèse. Les incertitudes peuvent provenir de différents paramètres. A titre d'exemple, il faudrait évaluer l'impact des incertitudes sur les épaisseurs des gaines combustibles, sur la quantité de matière fissile, sur son vecteur isotopique, sur les dimensions effectives des boîtes à eau ou encore sur les compositions de l'ensemble des structures du cœur. Toutefois, ces incertitudes sont supposées relativement faibles.

5.3.4 Impact du vieillissement éventuel des barres de contrôle en hafnium

Cet aspect n'a pas été traité au cours de la thèse. La modélisation du vieillissement des barres de contrôle est complexe. Il faut estimer un flux neutronique moyen dans les barres de commande. Ces dernières sont en mouvement faisant varier le flux neutronique au cours du cycle. De plus, elles changent d'emplacement d'un cycle à un autre. L'efficacité des barres ne devrait cependant pas être affectée par le vieillissement. En effet, les captures sur le hafnium génèrent d'autres isotopes du hafnium ayant également des capacités d'absorption. L'impact sur l'échauffement nucléaire peut cependant être non négligeable si des isotopes pouvant émettre des photons très énergétiques apparaissent.

5.4 Conclusion

En conclusion, l'étude des éventuels biais identifiés sur l'estimation de l'échauffement nucléaire a permis de déterminer l'importance de l'estimation de la puissance par le schéma de calcul. La puissance calculée par la voie déterministe « APOLLO2/CRONOS2 » conditionne l'estimation des concentrations des isotopes du combustible (données d'entrées des calculs TRIPOLI-4). La puissance locale calculée de façon déterministe (par le formulaire ANUBIS V3) à proximité des barres de commandes et donc des emplacements expérimentaux est en désaccord avec celle obtenue par Monte Carlo. Ce biais pourrait être à l'origine d'une mauvaise évaluation des concentrations isotopiques locales et impacter par conséquent de la carte de puissance calculée par le code TRIPOLI-4. Cela justifierait les variations de l'écart relatif (C-M)/M observé lors de la validation expérimentale.

La distribution de puissance en cœur est également déterminante dans le calcul de l'échauffement provenant des photons de décroissance radioactive. Une étude statistique a permis de déterminer que les puissances des éléments directement à proximité de l'emplacement où l'on souhaite calculer l'échauffement nucléaire des photons retardés sont prépondérantes. La durée d'irradiation depuis le début du cycle influe sur le dépôt d'énergie contrairement au taux de combustion. En effet, les radio-isotopes contribuant le plus aux sources de photons ont une demi-vie inférieure à la journée. Seul l'historique proche de l'assemblage combustible est donc important pour l'estimation des sources.

Deux études de sensibilités concernant la modélisation du réacteur et des expériences ont été menées. La première a montré l'importance de la géométrie du dispositif de mesure sur l'estimation de l'échauffement nucléaire. En effet, deux calorimètres différentiels à échantillon de graphite mais de conceptions différentes ont été soumis par la simulation aux mêmes conditions expérimentales. L'échauffement estimé dans les deux instruments diffère de l'ordre de 6%. La modélisation fine des dispositifs expérimentaux et de mesures constituent donc un élément clé pour une bonne estimation de l'échauffement nucléaire. La seconde étude a permis de montrer que la modélisation du vieillissement des assemblages béryllium ne modifie pas significativement l'échauffement nucléaire dans les emplacements expérimentaux voisins.

Pour compléter l'étude des paramètres influant sur le calcul de l'échauffement nucléaire en réacteur, l'effet du transport des particules chargées est analysé dans le chapitre 6 et l'impact des données nucléaires sur le calcul de l'échauffement est traité au chapitre 7.

Chapitre 6

Etudes de l'importance du transport des électrons

Le parcours des particules chargées dans la matière est très faible. A titre d'exemple, le parcours d'électrons de 1 MeV dans de l'aluminium est de l'ordre du millimètre [36]. **Cependant, le transport de ces particules peut influencer le calcul de dépôt d'énergie dans des échantillons de dimensions comparables à leur parcours dans la matière. De plus, les interactions des particules chargées avec la matière peuvent générer des photons.** Ces photons, après transport, pourront influencer le dépôt d'énergie dans le détecteur. Il est donc judicieux d'étudier l'impact du transport des particules chargées sur la génération de photons secondaires. L'émission de photons par les interactions des électrons dépend essentiellement du milieu, les particules chargées devant être émises avec suffisamment d'énergie pour pouvoir produire de nouveaux photons suffisamment énergétiques pour être transportés jusqu'au détecteur.

Dans ce chapitre l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite du calorimètre CALMOS est en premier lieu étudié. L'impact du transport des électrons secondaires sur les sources de photons est ensuite examiné. Enfin, l'importance de la prise en compte des bêtas de décroissance est étudiée.

6.1 Etude de l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite des calorimètres

6.1.1 Equilibre électronique et Dose absorbée dans les volumes d'encaissement

La notion d'équilibre électronique intervient lorsque l'échantillon dont on souhaite évaluer l'échauffement est de petite dimension. En effet, un électron naissant dans un volume de petite dimension est plus susceptible d'en sortir. L'énergie déposée par cet électron sera alors partagée entre le volume et l'extérieur. L'estimation de l'énergie déposée ne doit plus alors être réalisée avec le KERMA qui correspond à l'énergie transmise aux particules chargées dans un volume divisé par sa masse mais par un autre estimateur : la dose absorbée. Cet estimateur du dépôt d'énergie tient compte de la perte d'énergie des électrons lors de leur transport. L'exemple de la Figure 6.1 tiré de la référence [3] compare ces deux estimateurs dans un volume dV de masse dm . Dans cet exemple, deux photons interagissent dans le volume dV générant ainsi deux électrons d'énergie E_1 et E_2 . Un de ces électrons sort du volume et ne transfère donc pas l'intégralité de son énergie au milieu. Un troisième photon interagit en dehors du volume et produit un électron d'énergie E_3 qui finira son trajet dans dV . Le KERMA est donc ici égal à $\frac{dE_{tr}}{dm} = \frac{E_1 + E_2}{dm}$. La dose absorbée est définie par la somme des énergies déposées localement par les électrons dans le volume dV divisé par sa masse dm . Elle vaut ici :

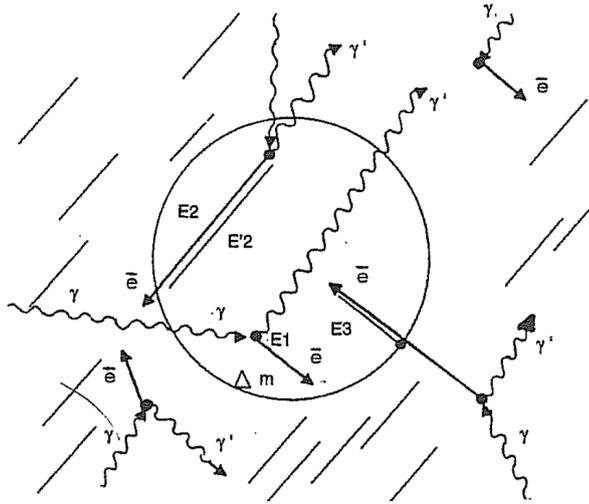


FIGURE 6.1 – Energie transmise et cédée dans le milieu [3]

$$D = \frac{dE_a}{dm} = \frac{E_1 + E'_2 + E_3}{dm} \quad (6.1)$$

La dose absorbée et le KERMA ont donc des valeurs différentes. Cependant, lorsque l'équilibre électronique est atteint et donc que les quantités de photons entrant et sortant sont identiques (courant sortant = courant entrant), les valeurs de la dose absorbée et du KERMA sont alors égales.

Le calcul couplé neutron-photon permet donc d'estimer correctement l'échauffement nucléaire uniquement si le courant d'électron entrant dans le volume est identique à celui sortant. Pour justifier l'approximation d'un calcul sans transport des particules chargées, il est opportun de vérifier que l'échauffement estimé par le KERMA est égal à celui de la dose absorbée.

6.1.2 Transport des particules chargées

Pour établir la dose par la simulation, il est nécessaire de transporter les électrons au travers de la géométrie. Le transport des particules chargées est plus complexe que celui des particules neutres. En effet, les particules chargées subissent les effets des champs coulombiens des atomes à proximité. Lors de leur transport, les électrons ne suivent donc pas une trajectoire rectiligne entre deux collisions. **Le nombre de collisions pendant le transport d'un électron est supérieur au millier.** A titre de comparaison, les photons et les neutrons subissent de l'ordre de quelques dizaines de collisions pendant leur transport.

Généralement, l'algorithme modélisant la cascade électronique utilise un formalisme de diffusion multiple. Ce formalisme s'appuie sur la théorie des histoires condensées développées par Lewis [65]. Toutes les interactions ayant des incidences faibles sur la vie de l'électron sont traitées comme un unique évènement dont l'effet représente l'ensemble de ces interactions. L'algorithme est basé sur une procédure mixte dans laquelle les interactions regroupées (collisions molles) et les interactions entraînant de fortes pertes d'énergie ou déviations (collisions dures) sont simulées séparément selon un modèle classique de tirage aléatoire. La trajectoire d'un électron est décomposée en sous-trajectoires utilisant l'approximation du ralentissement continu. Ces sous trajectoires se terminent par une collision dure. Les pertes d'énergie continues collisionnelles et radiatives sur la distance l sont calculées au premier ordre avec la formule suivante :

$$\Delta E = \int_0^l \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (6.2)$$

où $\frac{dE}{dx}$ est le pouvoir d'arrêt défini dans la section 1.4.6. Les références [66] et [67] présentent l'implémentation et la validation de la cascade électronique dans le code TRIPOLI-4. Le formalisme de diffusion multiple utilisé dans le code TRIPOLI-4 est celui de Goudsmit et Saunderson qui présente l'avantage de ne pas faire d'approximation. Il est détaillé dans la référence [68].

6.1.3 Vérification de l'obtention de l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite d'un calorimètre

Pour vérifier que l'équilibre électronique est bien atteint dans l'échantillon de graphite du calorimètre CALMOS, un calcul TRIPOLI-4 couplé neutron-photon-électron-positron est réalisé. Cependant, compte tenu des ressources nécessaires pour activer la cascade électronique, cette dernière n'est activée que sur une petite région de l'espace (une dizaine de centimètres autour du détecteur). Cela a permis de montrer que l'échauffement dans l'échantillon est conservé entre cette simulation et le calcul couplé neutron-photon du schéma de calcul. Les proportions entre les différentes contributions sont cependant modifiées. Le Tableau 6.1 permet de voir les nouvelles répartitions des dépôts d'énergies pour les différentes particules. On remarque bien que la contribution des photons passe à zéro lorsque l'on active le transport des particules chargées. En effet, les photons transmettent intégralement leur énergie aux électrons ou positrons et ne la transmettent donc pas directement au milieu, le dépôt d'énergie ne provient plus des photons. La contribution des neutrons n'est pas modifiée car ceux-ci transmettent leur énergie cinétique au noyau de recul. Ce dernier n'étant pas transporté, l'énergie est donc déposée et comptabilisée comme provenant des neutrons incidents.

	Contribution au dépôt d'énergie au plan médian	
	Calcul couplé neutron-photon utilisé dans le schéma de calcul	Calcul couplé neutron-photon-électron-position
Neutrons	19,1%	19,1%
Photons	80,9%	0%
Électrons	N/A	79,4%
Positrons	N/A	1,5%

Tableau 6.1 – Répartitions des contributions au dépôt d'énergie dans un échantillon de graphite avec ou sans le transport des particules chargées

Cela nous permet de conclure que les échauffements estimés dans l'échantillon de graphite par la dose et par KERMA étant égaux, le transport des électrons n'est ici pas nécessaire.

6.2 Etude différentielle de la proportion de photons créés par les électrons secondaires

Afin de vérifier que l'hypothèse de ne pas tenir compte du transport des électrons secondaires émis par les réactions photo-atomiques n'impacte pas les résultats du calcul de l'échauffement nucléaire, une analyse a été réalisée sur une géométrie simplifiée permettant la simulation des particules chargées en un temps raisonnable. Deux calculs TRIPOLI-4 sont effectués afin d'effectuer une étude différentielle de l'effet du transport de ces particules. La géométrie, similaire pour les deux calculs, consiste en un réseau de 9 assemblages combustibles (type OSIRIS) dans une piscine de grandes dimensions (Figure

6.2). Leurs compositions correspondent à celle d'un assemblage de taux de combustion moyen (52 GW.j/t) afin de modéliser un cas où les produits de fission sont présents en grande quantité. Un profil de sources de photons, représentatif d'un assemblage en milieu de vie, est placé dans l'assemblage central. Le calcul de référence simule le transport des photons dans la géométrie et permet d'obtenir les sources de photons secondaires obtenus par réactions photoniques. Dans le second calcul, le transport des particules chargées est activé pour obtenir la magnitude du surcroît de photons générés. Les nombres de photons générés par les différentes voies de production sont comparés sur un spectre fin en énergie allant de 0 à 10 MeV (110 groupes), pour identifier l'impact du transport des électrons sur la génération de photons secondaires dans les assemblages.

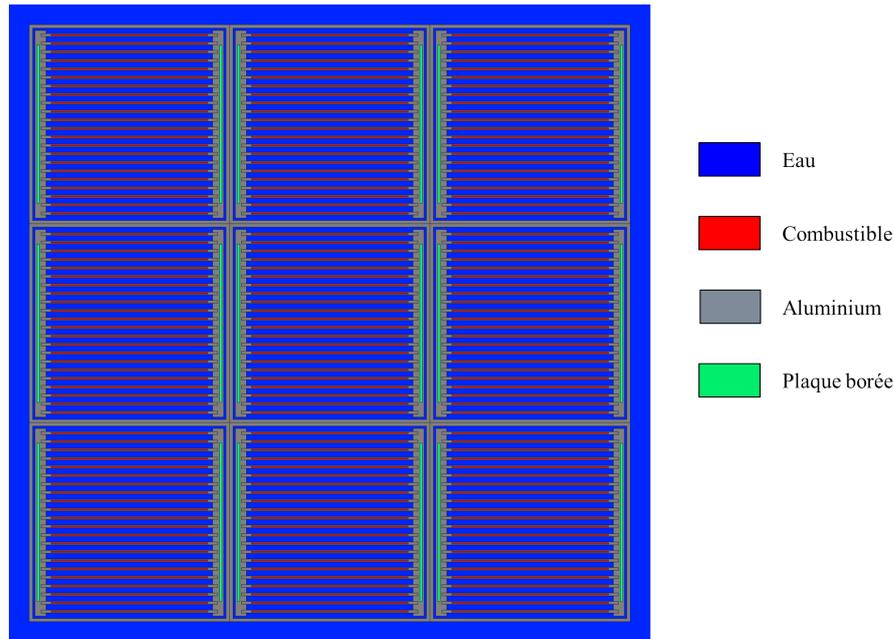


FIGURE 6.2 – Modélisation TRIPOLI-4 de la géométrie simplifiée (assemblages combustibles dans une piscine de grandes dimensions)

Le Tableau 6.2 présente les nombres moyens de photons par groupe énergétique générés dans une région correspondant à une tranche d'assemblage combustible de 3 cm de hauteur. Bien que les nombres de photons créés dépendent de la hauteur, les résultats de la comparaison ne dépendent pas de la position axiale. Le Tableau 6.2 permet d'observer une nette augmentation des photons d'énergie inférieure à 0,5 MeV. Ces photons n'étant pas les plus contributeurs au dépôt d'énergie, l'impact sur l'échauffement nucléaire est limité. Le nombre de photons d'énergies supérieures à 0,5 MeV est légèrement sous-estimé mais le manque de photons induits ne dépasse pas les deux pourcent.

Afin de compléter l'étude, une modification des sources par groupes énergétiques a été réalisée pour tenir compte des photons secondaires émis par les particules chargées. Cette modification concerne le calcul TRIPOLI-4 de l'échauffement provenant des photons de décroissance. La nouvelle source ainsi que la source initiale sont présentées sur la Figure 6.3. Les résultats de ce calcul à source modifiée montrent un accroissement de l'ordre de 1% de l'échauffement dans les échantillons de graphite du dispositif CALMOS. Cette augmentation sort de manière visible de l'incertitude statistique liée au calcul Monte-Carlo mais reste limitée.

L'hypothèse de ne pas traiter le transport des particules chargées est donc recevable car impac-

Bornes énergétiques	Nombre de photons générés dans le calcul de référence	Nombre de photons générés en modélisant le transport des électrons	Production de photons supplémentaire par les particules chargées
0 à 0,1 MeV	2.00E+15	6.38E+15	218.8%
0,1 à 0,2 MeV	1.58E+15	2.23E+15	40.7%
0,2 à 0,3 MeV	1.15E+15	1.38E+15	20.7%
0,3 à 0,4 MeV	1.26E+15	1.38E+15	8.8%
0,4 à 0,5 MeV	1.24E+15	1.30E+15	4.9%
0,5 à 1 MeV	5.39E+15	5.47E+15	1.5%
1 à 2 MeV	3.42E+15	3.44E+15	0.6%
2 à 3 MeV	8.98E+14	9.04E+14	0.6%
3 à 4 MeV	2.64E+14	2.67E+14	0.9%
4 à 5 MeV	9.14E+13	9.24E+13	1.1%
5 à 6 MeV	2.74E+13	2.78E+13	1.4%

Tableau 6.2 – Nombre de photons générés dans une maille de combustible avec et sans le transport des particules chargées

tant peu l'estimation de l'échauffement nucléaire. Une correction des sources de photons retardés peut cependant être mise en œuvre pour une meilleure estimation de l'échauffement nucléaire. Le dépôt d'énergie induit par les photons prompts peut également être corrigé en utilisant certains des développements présentés au chapitre 7.

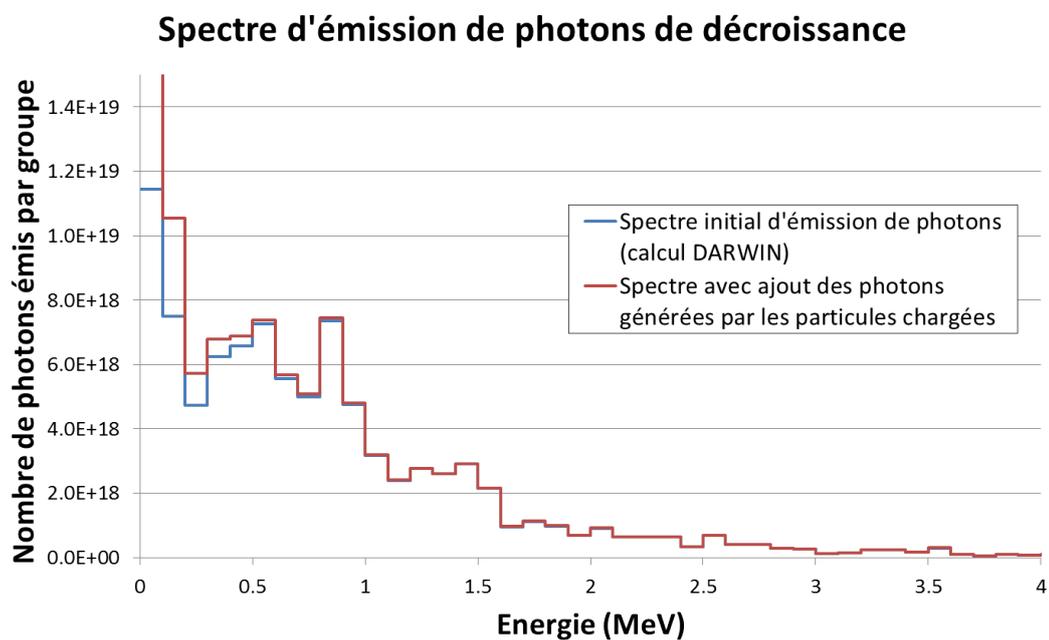


FIGURE 6.3 – Spectres d'émission de photons de décroissance avec et sans les photons provenant des interactions des particules chargées

6.3 Etude différentielle de la proportion de photons créés par les bêtas de décroissance des produits de fission

Compte tenu de la composition des assemblages combustibles où des produits de fissions émetteurs bêta sont au voisinage d'atomes fissiles de numéro atomique élevé (augmentant les chances de provoquer un rayonnement de freinage), il est intéressant d'estimer la production de photons par cette voie.

L'étude précédente a été étendue au cas des sources de bêtas de décroissance. Une source de bêtas de décroissance calculée avec le code DARWIN/PEPIN-2 et correspondant à la source de photons précédente est placée dans la géométrie. Une comparaison du nombre de photons émis est présentée dans le Tableau 6.3. On remarque que le nombre de photons générés par les interactions des bêtas de décroissance peut être important. Par exemple, c'est la contribution majoritaire pour les photons d'énergie inférieure à 0,2 MeV. L'écart entre la source de photons de référence et la source tenant compte de l'émission des bêtas retardés (source de référence + source provenant des bêtas) est important pour les énergies allant jusqu'au MeV.

Bornes énergétiques	Nombre de photons générés dans le calcul de référence	Nombre de photons générés en simulant les bêtas de décroissance	Production de photons supplémentaire par bêtas de décroissance ((réf + bêtas) par rapport à réf)
0 à 0,1 MeV	2.00E+15	3.65E+16	1820.7%
0,1 à 0,2 MeV	1.58E+15	2.28E+15	144.2%
0,2 à 0,3 MeV	1.15E+15	8.16E+14	71.2%
0,3 à 0,4 MeV	1.26E+15	3.79E+14	30.0%
0,4 à 0,5 MeV	1.24E+15	2.10E+14	17.0%
0,5 à 1 MeV	5.39E+15	3.61E+14	6.7%
1 à 2 MeV	3.42E+15	1.27E+14	3.7%
2 à 3 MeV	8.98E+14	2.10E+13	2.3%
3 à 4 MeV	2.64E+14	4.51E+12	1.7%
4 à 5 MeV	9.14E+13	9.84E+11	1.1%
5 à 6 MeV	2.74E+13	1.93E+11	0.7%

Tableau 6.3 – Nombre de photons générés dans une maille de combustible lorsque l'on modélise l'émission des bêtas de décroissance

Bien que peu contributrices, les énergies inférieures au MeV participent de manière non négligeable au dépôt d'énergie. Une correction des sources de photons du calcul TRIPOLI-4 à source imposée a été réalisée afin de connaître l'impact global des sources de bêtas retardés sur l'échauffement nucléaire. Cette correction utilise les écarts relatifs calculés précédemment sur un découpage énergétique fin pour obtenir un nouveau spectre d'émission de photons retardés. La Figure 6.4 présente le spectre initial obtenu par le code DARWIN/PEPIN-2 et le spectre modifié pour tenir compte des photons provenant des interactions des bêtas.

Les résultats de ce calcul montrent une augmentation de l'échauffement dans les échantillons de graphite de l'ordre de 5%. Il semble donc important de tenir compte de l'émission des bêtas de décroissance par une modification du spectre des photons. Ce résultat est cependant à pondérer par la proportion de dépôt d'énergie dans le graphite provenant des photons de décroissance (pour rappel :

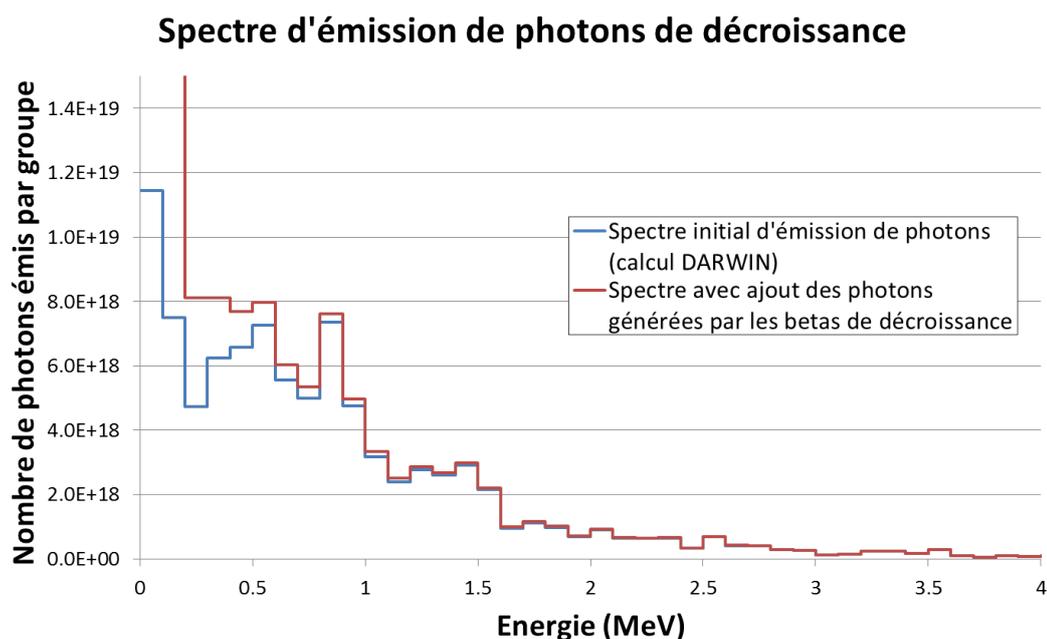


FIGURE 6.4 – Spectres d’émission de photons de décroissance avec et sans les photons provenant des interactions des bêtas de décroissance

environ 20%) soit environ 1% de l’échauffement total.

6.4 Conclusion

En conclusion, certaines des hypothèses utilisées pour le schéma de calcul de l’échauffement nucléaire ont été étudiées. L’obtention de l’équilibre électronique dans l’échantillon de graphite du détecteur a été montré, validant ainsi le choix d’un calcul couplé neutron-photon sans transport des particules chargées dans la région de l’échantillon.

L’impact du transport des électrons secondaires et des sources de bêtas de décroissance sur la production de photons d’énergie inférieure à 0,5 MeV est important. L’impact sur l’échauffement induit par ce manque de photons a été estimé à 5% dans l’échantillon de graphite du détecteur CALMOS. Il faut cependant pondérer ce résultat par la contribution des photons de décroissance à l’échauffement total (20%) ce qui représente environ 1% de l’échauffement total.

Le transport des électrons peut donc être négligé à condition de tenir compte d’une correction lors de la création des sources de photons de décroissance radioactive des produits de fission. L’impact des données nucléaire sur le calcul de l’échauffement est traité au chapitre 7.

Chapitre 7

Etude de l'effet des données nucléaires de création de photons sur l'échauffement nucléaire

Les données nucléaires d'émission de photons lors des réactions (n,gamma) sont essentielles pour la création et pour le transport de ces derniers dans un calcul couplé neutron-photon. Ces données (multiplicité des photons émis, spectre énergétique d'émission des photons) sont consignées dans des bibliothèques de fichiers d'évaluation comme l'évaluation européenne JEFF3 [7] ou encore l'évaluation américaine ENDF-BVII [69]. Cependant, pour certains isotopes les données d'émission de photons peuvent être erronées voire absentes. Cela provient principalement du manque de données expérimentales pour les isotopes concernés. Ce manque peut engendrer des écarts dans le calcul des grandeurs.

En effet, une valeur erronée de la quantité de photons émis et/ou de leur spectre énergétique en un point A peut entraîner une mauvaise évaluation du flux photonique et par conséquent du dépôt d'énergie en un point B. La distance AB dépend de l'énergie des photons émis car un photon très énergétique traversera une grande quantité de matière avant de s'arrêter.

Ce chapitre se focalise sur la mise en évidence de données d'émission de photons incohérentes en utilisant la méthode des limites cinématiques récemment implémentée dans le code TRIPOLI-4[®] (version 9) [70]. Une estimation de l'impact de ces données erronées ou absentes sur le cas du calcul d'échauffement nucléaire dans le réacteur OSIRIS est proposée.

7.1 Principe du diagnostic des données nucléaires par la méthode des limites cinématiques

L'usage des limites cinématiques présuppose que les données d'émission des neutrons (distribution angle-énergie des neutrons émis par une réaction donnée) soient relativement bien connues, ce qui est généralement le cas. La méthode des limites cinématiques s'appuie sur la cohérence entre les données de production des neutrons et celles des photons dans les bibliothèques de données nucléaires [70]. Lors de la réaction d'un neutron avec la matière, le bilan énergétique peut s'écrire :

$$E_{inc} + Q_{i,j} = \overline{E}_{i,j}^n(E_{inc}) + \overline{E}_{i,j}^\gamma(E_{inc}) + E_{dép} \quad (7.1)$$

Avec E_{inc} l'énergie cinétique du neutron incident, $Q_{i,j}$ l'énergie de la réaction, $\overline{E}_{i,j}^n(E_{inc})$, $\overline{E}_{i,j}^\gamma(E_{inc})$ respectivement les énergies des neutrons et photons émis par la réaction i sur le noyau j et $E_{dép}$ déposée localement par les particules chargées résultant de la réaction du neutron. Dans ce bilan, l'énergie

du neutron incident est connue, ainsi que l'énergie de la réaction. L'hypothèse sur les données neutroniques permet d'être confiant sur l'énergie emportée par les neutrons secondaires. Ainsi, dans ce bilan l'énergie emportée par les photons secondaires est directement liée à l'énergie déposée localement. Une incohérence dans les données nucléaires d'émission de photons pour un matériau peut être établie si l'on détecte une incohérence dans le dépôt d'énergie neutron.

La méthode des limites cinématiques permet de détecter une incohérence sur le dépôt d'énergie des neutrons et ainsi de déterminer quels isotopes possèdent des données nucléaires incohérentes [71]. Le principe de la méthode est le suivant : à chaque dépôt d'énergie d'un neutron lors de la simulation, on peut établir les lois de conservation de l'énergie du problème à deux corps (neutron + noyau collisionné). Ces lois peuvent être à une inconnue ou à plusieurs (typiquement lors de réactions faisant apparaître de nouvelles particules) et l'on peut déterminer le maximum et le minimum de l'énergie déposée localement par le neutron. En sommant toutes les contributions des neutrons on établit les limites supérieure et inférieure de l'énergie déposée que les équations de la cinématique à deux corps autorisent. Ensuite, le dépôt d'énergie dû aux neutrons est calculé et on vérifie s'il est bien compris entre les deux limites. Si ce n'est pas le cas, on a détecté une incohérence au niveau du dépôt d'énergie des neutrons et par conséquent un problème dans les données nucléaires d'émission de photons. Si une valeur du dépôt d'énergie sort de la plage autorisée par les limites cinématiques, on en déduit alors que les photons secondaires n'ont pas été émis correctement et donc que les données nucléaires correspondantes ne sont pas cohérentes. Un dépôt d'énergie supérieur à la limite cinématique maximale implique une surestimation de l'énergie déposée par les neutrons, ce qui provient d'une sous-estimation voire d'une absence de création de photons secondaires. De la même manière, un dépôt d'énergie inférieur à la limite minimale est lié à la création d'un trop grand nombre de photons secondaires et/ou de la méconnaissance de leur spectre en énergie.

Le diagnostic des limites cinématiques permet de déterminer si les données nucléaires d'émission des photons sont cohérentes ou incohérentes par rapport aux bilans d'énergies. Si les données nucléaires sont cohérentes, cela ne nous permet cependant pas de conclure qu'elles sont absolument correctes. En effet, les limites cinématiques ne peuvent que détecter des incohérences, mais non de justifier de la qualité des données. Le respect des limites cinématiques est une condition nécessaire mais non suffisante.

La Figure 7.1 illustre le diagnostic des limites cinématiques appliqué au hafnium 178 en traçant l'énergie déposée $H(E)$ en fonction de l'énergie du neutron incident. Les courbes bleues et vertes sont respectivement les limites cinématiques haute et basse. Pour respecter le critère des limites cinématiques, la courbe rouge qui représente le dépôt d'énergie des neutrons doit être strictement comprise entre les deux limites. Pour l'énergie du neutron incident allant de 0 à 1 MeV le critère est respecté. Cependant, on observe que la courbe rouge sort des limites pour des valeurs de l'énergie du neutron incident supérieures au MeV, ce qui permet de diagnostiquer une incohérence dans les données d'émission des photons secondaires. On peut également établir que, comme la courbe rouge se trouve au-dessus des limites cinématiques, le dépôt d'énergie des neutrons est surestimé dans le hafnium et que l'on sous-estime donc les émissions de photons secondaires pour cette plage d'énergie.

7.2 Le diagnostic des données incohérentes d'émission photonique

7.2.1 Présentation de la démarche et exemple

Afin de déterminer quels isotopes peuvent avoir une influence sur la création des photons, un travail de benchmarking sur environ 150 isotopes a été réalisé. Ces isotopes proviennent générale-

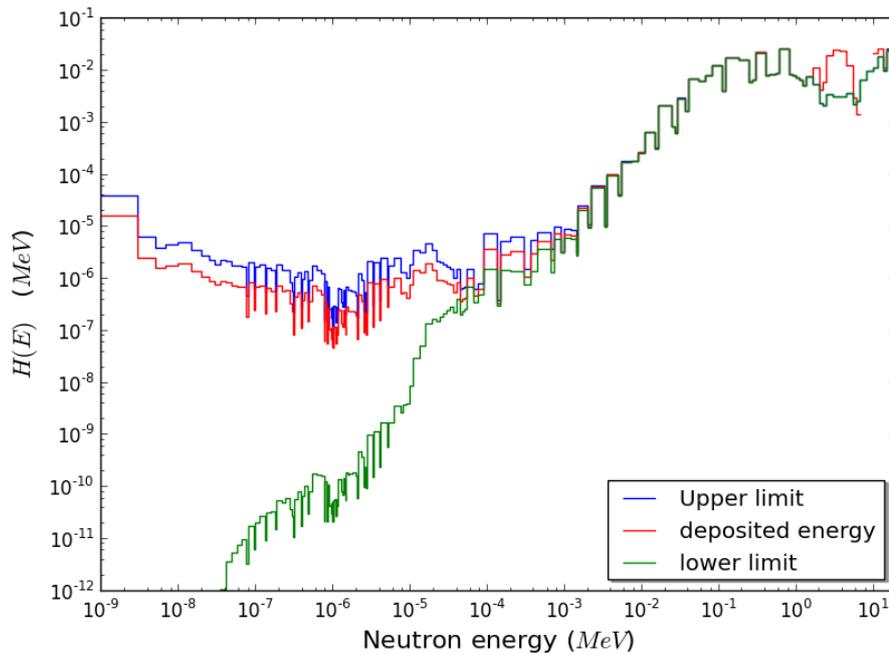


FIGURE 7.1 – Diagnostic des limites cinématique appliqué au hafnium 178 de l'évaluation JEFF3.1.1

ment des réacteurs nucléaires. L'étude porte donc sur des matériaux de structures tels que le fer ou l'aluminium mais également sur le combustible contenant un grand nombre de produits de fission et d'isotopes fissiles. Les benchmarks ont été réalisés sur 142 isotopes et pour les 3 évaluations de données nucléaires JEFF3.1.1, JEFF3.2T2 et ENDF-BVII.1. L'évaluation JEFF3.2T2 est une évaluation non définitive de JEFF3.2 ayant été mise à disposition en 2013 avant la sortie de cette dernière. Le Tableau 7.1 liste les isotopes testés et précise dans quel type de matériaux ces isotopes sont présents.

Matériaux		Eléments testés
Structure		Al, B, Be, C, Cr, Fe, H, Hf, K, Mg, Na, Ni, O, Si, Zr
Combustible	Fissile	U, Pu, Am, Np
	Produits de fission	Ag, Ba, Br, Cd, Ce, Cs, Eu, Gd, H, I, In, Kr, La, Mo, Nb, Nd, Pd, Pm, Pr, Rb, Rh, Ru, Sb, Se, Sm, Tc, Te, Xe, Y

Tableau 7.1 – Liste des éléments testés au cours des tests sur le critère des limites cinématiques

Dans chacun de ces benchmarks, une source de neutrons inversement proportionnel à leur énergie, couvrant l'ensemble des énergies de 0 à 20 MeV est placée au centre d'une sphère composée de l'isotope à tester. Les grandeurs calculées sont le flux neutronique, les deux limites cinématiques et le dépôt d'énergie neutron, avec un découpage énergétique à 172 groupes. Les résultats sont analysés à l'aide d'un outil de post-traitement qui compare pour chaque groupe, le dépôt d'énergie des neutrons et les limites cinématiques associées. Cela permet de détecter toute déviation des limites cinématiques et d'estimer l'écart entre le dépôt d'énergie et la limite la plus proche. De cette manière on peut quantifier l'incohérence des données nucléaires.

7.2.2 Résultats des benchmarks

Le Tableau 7.2 illustre quelques exemples de résultats obtenus. Les résultats sont classés selon l'existence de données nucléaires d'émission de photons ou l'écart avec les limites cinématiques. On y observe que les données nucléaires d'émission de photons de l'aluminium et de l'uranium respectent le critère des limites cinématiques et cela pour les trois domaines énergétiques des 3 évaluations testées. A l'inverse, le Baryum 138 ne possède aucune donnée d'émission de photons secondaires. On trouve également des cas intermédiaires comme pour le Néodyme 147 et le Hafnium 178, où les résultats varient selon le domaine énergétique.

Gris:	Aucune donnée d'émission de photons secondaires dans le fichier de données nucléaires
Vert:	Critère des limites cinématique vérifié pour tous les groupes du domaine
Jaune:	Critère non vérifié pour au moins un groupe du domaine écart < 10%
Orange:	Critère non vérifié pour au moins un groupe du domaine 10% < écart < 100%
Rouge:	Critère non vérifié pour au moins un groupe du domaine 100% < écart

isotopes	JEFF3.1.1			JEFF3.2T2			ENDF BVII.1		
	the	epi	rap	the	epi	rap	the	epi	rap
Al27									
Ba138									
Nd147									
Hf178									
U235									

Tableau 7.2 – Exemple de résultats obtenus lors des benchmarks des limites cinématiques.
Domaines : Thermique < 1 eV < Epithermique < 0,1 MeV < Rapide

Le Tableau 7.3 résume les résultats obtenus pour l'ensemble de ces benchmarks. La liste complète de tous les isotopes traités est disponible en annexe D. On observe que de nombreux isotopes ne possèdent pas de données nucléaires d'émission de photons secondaires ou ne respectent pas le critère des limites cinématiques, avec des écarts dépassant 100% (catégories grises et rouges). Ces isotopes sont principalement des produits de fission mais on y trouve également quelques isotopes utilisés pour les structures, comme les isotopes du Hafnium, ceux du Zirconium ou encore certains isotopes du Fer (Fe56, Fe57 et Fe58). Notons de manière générale que les déviations des limites cinématiques se font principalement dans le domaine rapide et que, lorsque les données d'émission de photons existent, le critère est généralement validé pour les domaines thermiques et épithermiques.

Catégories	JEFF3.1.1			JEFF3.2T2			ENDF BVII.1		
	the	epi	rap	the	epi	rap	the	epi	rap
Gris	90			22			59		
Vert	49	45	20	119	107	19	82	81	23
Jaune	0	1	0	0	0	0	0	0	1
Orange	0	1	4	0	6	26	0	1	42
Rouge	3	5	28	1	7	75	1	1	17

Tableau 7.3 – Résumé des résultats obtenus lors des benchmarks des limites cinématiques. Le nombre d'isotope dans chaque catégorie est indiqué.
Domaines : Thermique < 1 eV < Epithermique < 0,1 MeV < Rapide

Ces benchmarks mettent en évidence un manque en termes de données nucléaires d'émission de photons secondaires. D'une part, le dépôt d'énergie des neutrons dans des matériaux contenant ces

isotopes ne peut pas être convenablement calculé par la méthode du bilan énergétique. Ces résultats ont été présentés lors du JEFF Meeting de novembre 2013 [72].

Une démarche pour l'estimation du dépôt d'énergie neutron lorsque les données d'émission sont manquantes est proposée dans la partie suivante. Une méthode d'évaluation de l'impact des données nucléaires d'émission de photons secondaires a été développée et est appliquée au cas du réacteur OSIRIS. Cette méthode est décrite dans la partie 4 de ce chapitre. Une partie de ce travail a fait l'objet d'une communication lors de la conférence SNA+MC 2013 [73] (Annexe D).

7.3 Elaboration de sections efficaces de KERMA « corrigées » pour l'estimation du dépôt d'énergie des neutrons

Pour pouvoir estimer le dépôt d'énergie des neutrons dans un matériau, de nouvelles sections efficaces de KERMA dites « corrigées » ont été réalisées. Ces sections ont été réalisées pour les isotopes disposant a minima de données nucléaires d'émission de photons. Elles reposent sur le calcul des limites cinématiques hautes et basses ainsi que du flux neutronique des benchmarks précédents. Pour établir les sections efficaces de KERMA corrigées d'un isotope, on suppose lorsque le critère des limites cinématiques n'est pas validé que le dépôt d'énergie des neutrons soit égal à la moyenne entre les limites cinématiques haute et basse. Cette hypothèse se justifie par le fait que les groupes énergétiques où le critère n'est pas vérifié sont principalement dans le domaine rapide. Or à ces énergies les limites hautes $E_{\text{lim sup}}^{i,g}$ et basses $E_{\text{lim inf}}^{i,g}$ sont pratiquement confondues (Figure 7.1). L'équation suivante présente la méthode de calcul utilisée pour obtenir la section $K_{\text{dép corrigé}}^{i,g}$ de l'isotope i du groupe énergétique g .

$$K_{\text{dép corrigé}}^{i,g} = \frac{E_{\text{lim sup}}^{i,g} + E_{\text{lim inf}}^{i,g}}{2 \cdot \rho_i \cdot \varphi_g} \quad (7.2)$$

La moyenne des limites haute et basse est renormalisée à partir du flux neutronique ϕ_g et de la masse volumique du matériau ρ_i . La Figure 7.2 présente les corrections des sections de dépôt neutron pour le Hafnium 178. La courbe verte montre les 4200 points calculés par le code NJOY [40] et présentant des incohérences détectées par les limites cinématiques à haute énergie. La courbe rouge illustre la correction des sections efficaces de KERMA réalisée à partir des benchmarks précédents. D'une part, les deux courbes ont un très bon accord dans le domaine thermique et épithermique. Les résonances d'absorption du Hafnium sont correctement estimées pour les sections efficaces de KERMA corrigés (pics de dépôt d'énergie dû aux absorptions), malgré le traitement des sections sur un nombre très inférieur de groupes énergétiques. D'autre part, la courbe rouge estime de manière plus physique le dépôt d'énergie dans le domaine rapide. En effet, dans ce domaine énergétique les sections efficaces ne présentent pas de résonances et ne doivent donc pas varier aussi brusquement que pour la courbe verte. Avec ces nouvelles sections, une estimation du dépôt d'énergie des neutrons est maintenant approximée à partir du flux neutronique à 172 groupes.

7.4 Estimation du défaut d'énergie déposée dans un détecteur par manque d'émission de photons

Le but de la démarche est de déterminer si les données nucléaires d'émission de photons sont susceptibles d'affecter le dépôt d'énergie calculé en un point précis du réacteur (dispositif de mesure dans notre cas). Une méthode a été développée pour estimer la quantité d'énergie manquante dans un détecteur. Pour cela, il est nécessaire dans un premier temps d'estimer l'énergie qui aurait dû être émise

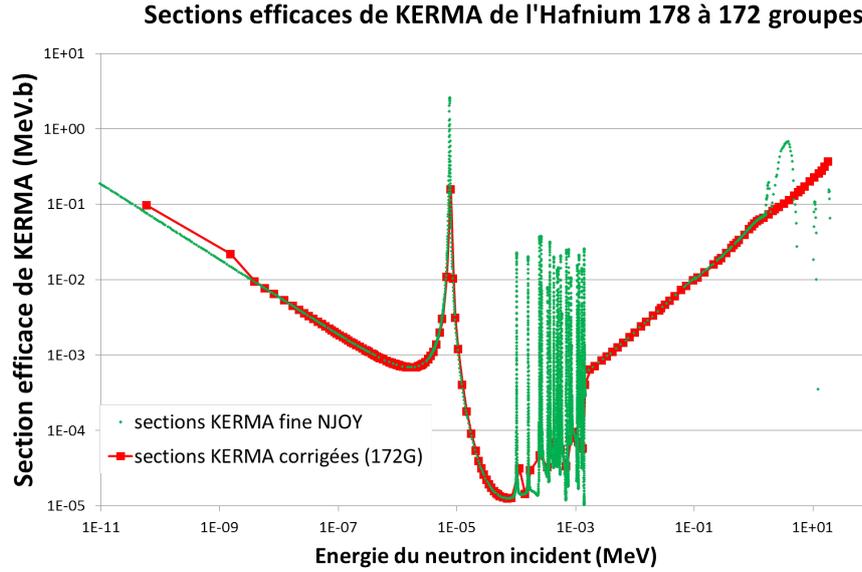


FIGURE 7.2 – Section efficace de KERMA corrigée à partir des résultats des benchmarks

par des matériaux affectés par des données incohérentes. Dans un second temps, il faut déterminer l'impact de ces défauts d'émission sur le détecteur par un calcul de transport avec sauvegarde des trajectoires permettant la résolution d'un problème inverse. Cette méthode utilise des outils propres au code de calcul TRIPOLI-4 comme l'utilisation des traces des particules et est décrite dans les paragraphes suivants.

7.4.1 Estimation du manque d'énergie dû aux données nucléaires pour un milieu donné

Afin d'estimer l'énergie n'ayant pas été émise, les résultats des précédents benchmarks sont utilisés afin de créer 3 fonctions réponses estimant (à partir d'un flux neutronique à 172 groupes), le dépôt d'énergie neutron obtenus avec les données incohérentes ainsi que les deux limites cinématiques. Ces fonctions réponses sont obtenues selon les relations suivantes :

$$K_{\text{dép}}^{i,g} = \frac{E_{\text{dép}}^{i,g}}{\rho_i \cdot \varphi_g}, \quad K_{\text{inf}}^{i,g} = \frac{E_{\text{lim inf}}^{i,g}}{\rho_i \cdot \varphi_g}, \quad K_{\text{sup}}^{i,g} = \frac{E_{\text{lim sup}}^{i,g}}{\rho_i \cdot \varphi_g} \quad (7.3)$$

Avec $K_{\text{dép}}^{i,g}$, $K_{\text{inf}}^{i,g}$ et $K_{\text{sup}}^{i,g}$ les fonctions réponses pour le groupe énergétique g , ρ_i la masse volumique de l'isotope et φ_g le flux neutronique pour le groupe g lors du benchmark. Ces fonctions réponses sont indépendantes de la géométrie et permettent d'obtenir le dépôt d'énergie des neutrons et les limites cinématiques pour des matériaux composés de différents isotopes.

Afin d'obtenir l'énergie $\Delta E_{\text{à transporter}}$ n'ayant pas été émise par la création de photons secondaires dans un matériau, nous utilisons ces fonctions réponses pour calculer pour tous les isotopes de la composition et pour tous les groupes g^* où le dépôt d'énergie neutron est supérieur à la limite cinématique haute, la différence entre $\rho_i \cdot \varphi_{g^*} \cdot K_{\text{dép}}^{i,g^*}$ et $\rho_i \cdot \varphi_{g^*} \cdot K_{\text{inf}}^{i,g^*}$ (Equation 7.4) avec ρ_i la masse volumique de l'isotope i dans le nouveau matériau et φ_g le flux neutronique dans ce même matériau :

$$\Delta E_{\text{à transporter}} = \sum_{i,g^*} \rho_i \cdot \varphi_{g^*} \cdot \left(K_{\text{dép}}^{i,g^*} - K_{\text{inf}}^{i,g^*} \right) \quad (7.4)$$

Cet écart quantifie l'énergie maximum déposée en trop dans le matériau et donc correspondant à l'énergie totale des photons secondaires n'ayant pas été émis. L'utilisation de la limite cinématique basse permet d'être conservatif en termes d'énergie à transporter. Il faut également noter que les écarts des limites cinématiques se produisent presque exclusivement à haute énergie (généralement à partir du MeV) avec l'apparition des sections de capture radiative et diffusion inélastique. A ces énergies, les valeurs des fonctions réponses $K_{\text{dép}}^{i,g}$ et $K_{\text{inf}}^{i,g}$ sont très proches et choisir l'une ou l'autre pour le calcul de $\Delta E_{\text{à transporter}}$ n'a presque aucun effet sur le résultat.

Grâce à cette méthode, nous pouvons évaluer l'impact des données nucléaires de chacun des isotopes d'une composition sur la création de photons secondaires. Pour cela, il faut simplement estimer le flux neutronique et connaître la composition du matériau. Prenons l'exemple d'un matériau composé de hafnium naturel sous un spectre neutronique de type « cœur OSIRIS ». Le hafnium est composé de 6 isotopes en différentes proportions, chacun ayant des incohérences au niveau de ses données d'émissions de photons secondaires pour les trois bibliothèques JEFF3.1.1, JEFF3.2_beta et ENDF/B-VII.1. En appliquant la méthode au hafnium naturel (convolution du flux par les fonctions réponses), on montre que les isotopes Hf176 et Hf179 contribuent respectivement à moins de 0,5% et à environ 25% du manque total de photons émis alors qu'ils sont en des concentrations isotopiques comparables. De cette manière, nous pouvons dire que les incohérences dans les données nucléaires du Hf176 affectent nettement moins la création de photons que celles du Hf179.

Cela permet de cibler certains isotopes et certaines zones de la géométrie pouvant affecter les flux de photons secondaires, afin d'éventuellement réaliser une correction par l'ajout de sources de photons.

Une fois la quantité d'énergie manquante à l'émission $\Delta E_{\text{à transporter}}$ estimée, il est alors intéressant de la comparer à l'énergie émise sous forme de photons par le matériau. Pour cela, nous évaluons les photons émis dans le volume du matériau lors de la simulation selon un découpage énergétique fin. Si pour chaque groupe énergétique, la valeur de $\Delta E_{\text{à transporter}}$ est très inférieure au nombre de photons multiplié par l'énergie moyenne du groupe, alors l'impact des données nucléaires sur l'émission de photons secondaires est négligeable. Dans le cas contraire, les données nucléaires peuvent avoir un impact sur la source de photons et également sur le dépôt d'énergie. Pour compléter l'étude il faut maintenant pouvoir relier le défaut d'émission en un point A au défaut de dépôt d'énergie en un point B.

7.4.2 Utilisation de l'historique des trajectoires des photons pour déterminer les matériaux où naissent les photons contribuant au dépôt d'énergie - Illustration par l'exemple du réacteur OSIRIS

Dans la partie précédente, le défaut d'émission de photons $\Delta E_{\text{à transporter}}$ en un point A a été estimé pour un matériau. La principale difficulté d'un calcul de transport de ce défaut d'énergie vers un point B vient du fait que nous ne disposons pas de données pour l'émission des photons manquants. Afin de pallier cette difficulté, nous choisissons d'étudier les photons traversant le détecteur au point B en sauvegardant leur trajectoire (également appelée trace). Compte tenu du poids en mémoire de chacune de ces trajectoires (de l'ordre de 1 ko par trajectoire) nous nous limitons aux photons traversant le détecteur (soit déjà plusieurs Go de données sauvegardées), les autres photons ainsi que les neutrons ne sont pas donc pas enregistrés. Cette limitation entraîne une perte d'information telle que l'isotope et la nature de la réaction ayant engendré un photon sauvegardé. La Figure 7.3 illustre par des points rouges, la position des sources de photons prompts (ou encore photons secondaires) dans le cœur du réacteur OSIRIS. Les points noirs représentent les changements de volumes au cours de la trajectoire des photons et permettent de représenter la géométrie du réacteur. On remarque que les photons prompts proviennent principalement de la périphérie immédiate soit les 9 éléments entourant

l'instrument de mesure (combustible, barre de contrôle, boîte à eau et structure de l'instrument de mesure).

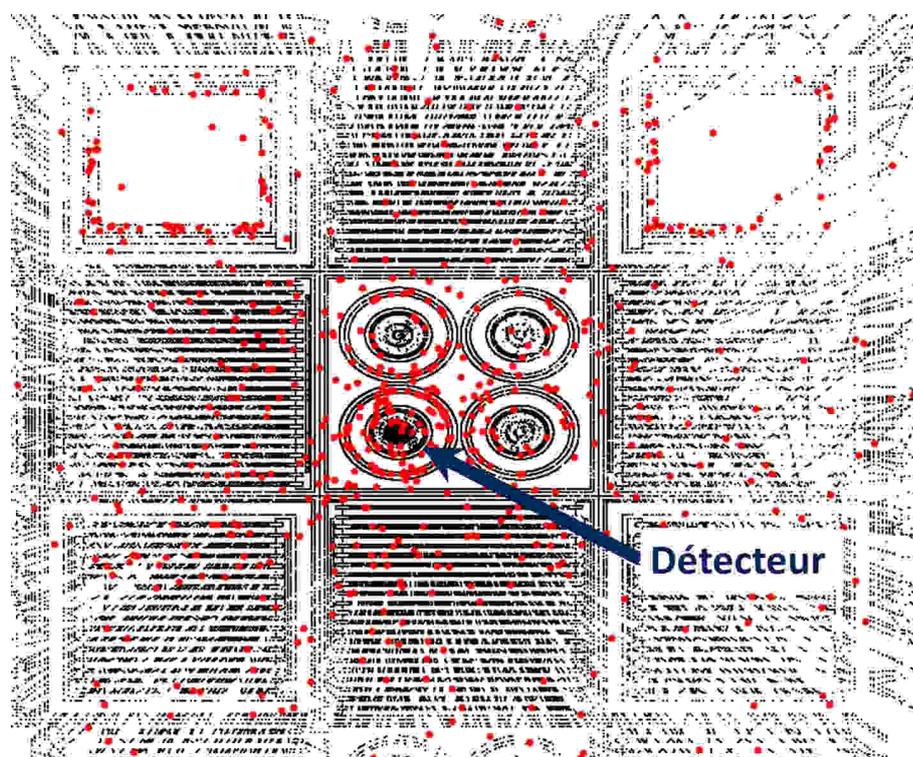


FIGURE 7.3 – Visualisation des trajectoires des photons allant dans un détecteur (en rouge : lieux de création des particules, en noir : changement de volume des photons)

Avec les trajectoires, il est possible de déterminer quelles compositions génèrent le plus de photons contributeurs au dépôt d'énergie. Pour cela, il faut recalculer le flux de photons à partir des traces sauvegardées. L'estimateur « corde » (voir annexe A) est choisi car il possède l'avantage de fournir pour un nombre de trajectoires donné une meilleure estimation du flux dans les volumes de dimensions faibles comme celui du détecteur (dimension de l'ordre du cm^3). Le principal intérêt du calcul du dépôt d'énergie par cette méthode est de pouvoir déterminer les différentes contributions selon divers critères, comme par exemple l'énergie du photon au moment de sa création ou encore son lieu de naissance.

Le code TRIPOLI-4 permet de générer un fichier au format ROOT [52] contenant les trajectoires des photons secondaires. Ces trajectoires sont définies par les positions de chaque événement survenu lors du transport de la particule. Pour chacun de ces points, différentes grandeurs sont stockées telles que l'énergie, le poids de la particule, le nom du volume ou encore la composition. L'utilisation d'outils développés au SERMA, regroupés sous le nom de « t4ROOTtools » [74], permet de convertir les données contenues dans le fichier ROOT en texte. Un post traitement en Python a été spécifiquement réalisé afin de recalculer à partir de ces données le flux photon puis le dépôt d'énergie par l'utilisation de fonctions réponses de KERMA. Une lecture des données directement dans le format ROOT par un script Python serait une amélioration notable permettant à la fois de gagner en espace mémoire mais aussi de limiter les manipulations de fichiers. La génération d'un jeu de traces dans le cadre du réacteur OSIRIS nécessite une centaine de processeurs pendant 3 jours et contient de l'ordre de 50 millions d'événements (naissance, interaction, changement de volume, ...).

L'utilisation des trajectoires des particules permet de calculer le libre parcours moyen ainsi que le nombre moyen de collisions des photons arrivant dans le détecteur. Le Tableau 7.4 résume les résultats obtenus pour les trois emplacements de détecteur précédents. On observe que le libre parcours moyen est relativement faible, allant de 2,5 à 3 cm, soit un peu moins du tiers du côté d'un assemblage (8,74 cm). Le nombre de collision moyen pour les photons arrivant dans le détecteur varie de 7 à 9. En mettant ces valeurs en relation avec le libre parcours moyen, on obtient qu'en moyenne, les photons contribuant au dépôt d'énergie dans l'échantillon proviennent d'une région d'une vingtaine de centimètres autour du détecteur soit la première rangée d'assemblage entourant le détecteur. On observe en outre que les valeurs de libre parcours moyen et de nombre moyen de collisions varient selon la position du détecteur dans le cœur. Les positions 44 et 64 relativement similaires (dispositif de mesure entouré de 4 éléments de commande et 4 assemblages combustibles) donnent des résultats proches tandis qu'en position 24 où les conditions diffèrent (2 barres de commandes, 3 assemblages combustibles et 3 assemblages béryllium) on observe un libre parcours moyen plus important et un nombre de collision plus élevé.

	En position 44SO	En position 64SE	En position 24SE
Libre parcours moyen (cm)	2,5	2,5	3,0
Nombre de collisions moyen	7,4	7,3	9,2

Tableau 7.4 – Libre parcours moyen et nombre de collisions moyen en fonction de la position du détecteur

Une analyse plus fine permet d'obtenir les contributions des différents matériaux au dépôt d'énergie dans l'échantillon du détecteur. Le Tableau 7.5 explicite les contributions au dépôt d'énergie des photons prompts dans le graphite du dispositif de mesure CALMOS provenant des différentes compositions du cœur du réacteur OSIRIS. L'ensemble de l'étude a été réalisé avec bibliothèque JEFF3.1.1.

Ce tableau permet d'identifier quelles compositions génèrent des photons contributeurs au dépôt d'énergie dans l'échantillon de graphite. On observe que 85% de l'énergie déposée dans le détecteur est réalisée par les photons ayant été créés à une énergie supérieure à 1 MeV.

Ces valeurs sont entachées d'une incertitude statistique dépendant du nombre d'événements (trons de trajectoires dans le volume du détecteur) utilisés pour leur calcul. Lorsque ce nombre d'événements est faible, l'erreur sur le dépôt d'énergie peut être importante (« sigma » > 50%). Cependant, le faible nombre d'événements est corrélé à une faible contribution au dépôt d'énergie total. L'incertitude statistique sur l'estimation des faibles dépôts d'énergie présentés dans le Tableau 7.5 peut donc être importante mais cela n'affecte pas l'évaluation des contributions principales.

On peut extraire de ce tableau, 4 principaux matériaux contribuant à hauteur d'un peu plus de 90% du dépôt d'énergie photon : le combustible, l'inox entourant le dispositif de mesure CALMOS où se trouve le détecteur, l'aluminium présent dans l'ensemble du cœur et le Hafnium des barres de commande.

Le Tableau 7.6 résume les principaux matériaux émetteurs de photons contribuant au dépôt d'énergie dans le détecteur de graphite placé en différentes positions du cœur. On remarque que les contributions changent en fonction de la position de l'instrument de mesure. Par exemple, la contribution du Hafnium passe d'environ 10% en position 44SO (se trouvant entourée de barres de commandes) à environ 1% en position 24SE (lorsque le dispositif de mesure est le plus éloigné des

Matériau générant des photons	Contribution au dépôt photon prompt	Dépôt des photons < 1 MeV	Dépôt des photons > 1 MeV	Nombre d'événements pour le calcul
Graphite (Expérience)	0.01%	0.0%	0.01%	31
Alumine (Expérience)	0.04%	0.0%	0.04%	126
Aluminium (Expérience)	0.4%	0.02%	0.4%	769
Inox (Expérience)	11.5%	1.1%	10.5%	11371
Aluminium Fourreau (Expérience)	2.2%	0.1%	2.1%	4125
Eau Cœur	4.0%	0.0%	4.0%	11856
Eau piscine	0.1%	0.0%	0.1%	538
Assemblage Combustible	60.6%	12.4%	48.1%	51901
Bore				
Assemblage Combustible	0.3%	0.1%	0.3%	1030
Aluminium Cœur	10.4%	0.4%	10.0%	22269
Absorbant Hafnium	9.8%	0.6%	9.3%	8132
Inox Cœur	0.1%	0.0%	0.1%	82
Caisson Zircaloy	0.3%	0.0%	0.3%	268
Béryllium	0.04%	0.0%	0.04%	92
Total	100.0%	14.7%	85.3%	112718

Tableau 7.5 – Contributions des photons prompts au dépôt d'énergie dans le graphite (détecteur) du dispositif CALMOS en position 44SO

barres de contrôle). Par conséquent, l'effet des données nucléaires sur le dépôt d'énergie des photons prompts dépend de la position du détecteur dans le cœur du réacteur.

Matériau générant des photons	Contribution au dépôt photon prompt		
	En position 44SO	En position 64SE	En position 24SE
Assemblage Combustible	60.6%	63.6%	53.5%
Inox (Expérience)	11.5%	11.7%	18.5%
Aluminium Cœur	10.4%	10.4%	13.6%
Absorbant Hafnium	9.8%	6.1%	1.2%
Eau Cœur	4.0%	4.0%	5.7%

Tableau 7.6 – Contribution des photons contributeur au dépôt d'énergie en fonction de leur matériau d'origine et de la position du détecteur en cœur

Un défaut d'émission de photons dans les matériaux identifiés comme principaux émetteurs de photons contributeurs peut affecter de manière non négligeable le dépôt total des photons prompts. D'après les résultats de l'étude précédente, l'aluminium, l'hydrogène et l'oxygène ne présentent pas de problèmes dans l'émission de leurs photons secondaires. Cependant, les 3 autres compositions sont constituées d'isotopes ne respectant parfois pas le critère des limites cinématiques.

En appliquant la méthode d'estimation du manque d'énergie dû aux données nucléaires, on obtient que l'énergie $\Delta E_{\text{à transporter}}$ pour le hafnium et l'inox est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à l'énergie totale emportée par les photons générés dans les milieux respectifs. L'impact du manque d'énergie émise est donc négligeable devant l'énergie émise lors de la simulation Monte-Carlo.

Concernant le combustible, sa composition varie avec sa durée d'irradiation. Il est donc indispensable de traiter l'ensemble des matériaux combustible dans la simulation. Ces matériaux sont généralement constitués d'un nombre important d'isotopes (environ 150 noyaux lourds et produits de fission), dont une grande partie est constitué de produits de fissions. Comme nous avons pu le voir précédemment dans la partie 7.2.2, les données nucléaires d'émission de photons pour ces isotopes sont pour la plupart incomplètes ou incorrectes. Ainsi, une partie des photons devant être générés par le code ne le sont pas faute de donnée nucléaire. Ce manque de photons peut avoir une incidence sur le dépôt d'énergie dans le détecteur.

En appliquant sur un milieu combustible donné la méthode d'estimation du manque d'énergie dû aux données nucléaires, on obtient que l'énergie $\Delta E_{\text{à transporter}}$ n'est pas négligeable comparée à l'énergie totale transportée par les photons émis par le milieu lors de la simulation. Le Tableau 7.7 détaille les principales contributions à $\Delta E_{\text{à transporter}}$ des isotopes d'un milieu combustible à un taux de combustion de 40 GW.j/t. On remarque que les données incohérentes d'émission de photons de trois isotopes du Samarium (149, 151 et 152) contribuent pour 45% au manque d'énergie émise. Le reste de l'énergie à transporter se concentre sur 15 autres isotopes. Ces résultats dépendent des concentrations du milieu et il faut appliquer cette méthode d'estimation à l'ensemble des concentrations du cœur (environ un millier) pour estimer tous les $\Delta E_{\text{à transporter}}$.

Isotope	Concentration (10^{24} atomes/cm ³)	Contribution au $\Delta E_{\text{à transporter}}$
Sm149	1.69E-07	29,3 %
Nd143	1.44E-05	10,5 %
Sm151	4.90E-07	13,5 %
Rh105	2.52E-07	6,2 %
Xe133	6.40E-06	3,9 %
Nd147	3.91E-06	3,8 %
Xe131	9.18E-06	3,0 %
Pm147	5.55E-06	2,6 %
Cs133	2.41E-05	2,5 %
Pm148M	5.44E-08	2,5 %
Pr143	1.26E-05	2,5 %
Rh103	3.68E-06	2,4 %
Nd145	1.84E-05	1,9 %
Sm152	2.48E-06	1,9 %
Np239	6.53E-06	1,6 %
Kr83	2.51E-06	1,5 %
Ce141	1.92E-05	1,4 %
Pm149	4.90E-07	1,2 %
Somme		92,2 %

Tableau 7.7 – Contribution des produits de fissions au manque d'émission de photons secondaires du combustible

Pour estimer l'impact des données nucléaires d'émission de photons secondaires dans le détecteur, nous faisons l'hypothèse que les photons manquants seraient émis selon un spectre similaire aux photons effectivement transportés.

La contribution des photons prompts provenant du combustible a été estimée à hauteur de 50 à 60% environ du dépôt d'énergie (Tableau 7.6). Les trajectoires des particules nous permettent d'obtenir plus d'informations sur les lieux de création de photons contributeurs au dépôt d'énergie. La Figure 7.4 donne les contributions des photons selon la position de l'assemblage combustible qui les a générés pour le cas du réacteur OSIRIS.

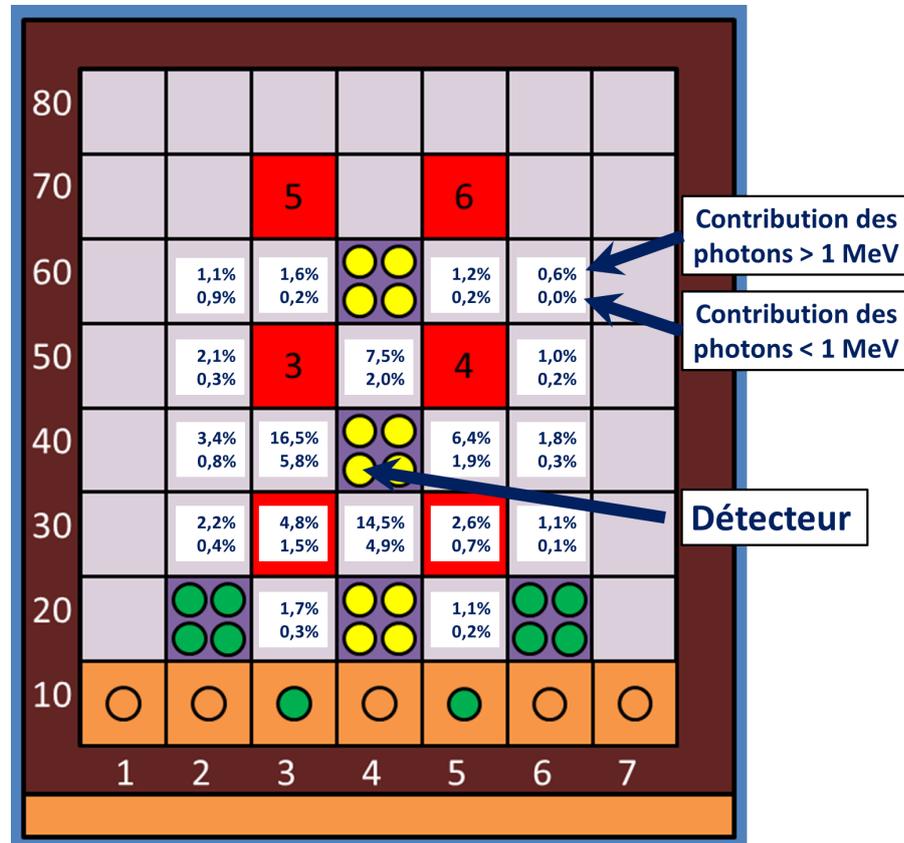


FIGURE 7.4 – Contributions des différents assemblages au total d'énergie déposée par les photons issus du combustible du réacteur OSIRIS (découpage en 2 groupes énergétiques)

Cette figure met en évidence l'importance des assemblages en périphérie immédiate du détecteur. En effet, les 4 assemblages en position 34, 43, 45 et 54 assurent à eux seuls 60% de la contribution du combustible au dépôt d'énergie. L'utilisation des trajectoires des particules permet donc d'identifier la contribution au dépôt d'énergie pour chacune des régions du combustible ayant généré des photons traversant le détecteur.

7.4.3 Correction de l'échauffement dans le détecteur induite par le manque d'émission de photons secondaires

Pour estimer l'impact global des données nucléaires d'émission de photons secondaires, les contributions de chaque région du combustible i au dépôt d'énergie dans le dispositif de mesure sont corrigées par un facteur F^i défini selon l'équation ci-dessous.

$$F^i = \frac{E_{\text{émise}}^i + \Delta E_{\text{à transporter}}^i}{E_{\text{émise}}^i} \quad (7.5)$$

Avec $E_{\text{émise}}^i$ l'énergie totale émise en termes de photons secondaires dans la maille i de combustible. Cette grandeur est estimée à partir du spectre de production de photons générés par neutron dans la maille i de combustible obtenu par le code TRIPOLI-4. La valeur de $\Delta E_{\text{à transporter}}^i$ peut être positive dans le cas d'un manque d'émission de photons secondaires. Bien que ce ne soit pas le cas pour le réacteur OSIRIS, cette grandeur peut aussi être négative dans le cas d'une émission trop importante de photons. La correction proposée peut également être utilisée dans ce cas de figure.

En parcourant l'ensemble des milieux du combustible on montre que les corrections sont fonctions du taux de combustion, variant de 0% pour des assemblages neuf à 20% lorsqu'il dépasse les 120 GW.j/t. Les émissions de photons secondaires dans le combustible sont donc à augmenter en moyenne de 7% pour contrer les incohérences dans les données nucléaires.

En multipliant les contributions de chaque milieu combustible par leur facteur correctif propre, nous pouvons quantifier l'impact des données nucléaires des isotopes du combustible sur le dépôt d'énergie après transport dans le graphite du calorimètre CALMOS. Ces résultats sont consignés pour trois emplacements expérimentaux dans le Tableau 7.8.

Ecart entre le dépôt d'énergie des photons prompts initialement calculé et le dépôt corrigé		
Emplacement 44SO	Emplacement 64SE	Emplacement 24SE
5,4%	3,3%	4,1%

Tableau 7.8 – Impact des données nucléaires de production de photons secondaires sur le dépôt d'énergie en différentes positions du cœur

Cet impact varie de 3,3% à 5,4% selon l'emplacement dans le cœur et peut être affecté par la présence d'assemblages à fort taux de combustion à proximité immédiate. Ces assemblages étant généralement en périphérie du cœur, l'impact des données nucléaires est dans notre cas modéré. L'impact des données nucléaires est également à pondérer par la part des photons prompts sur l'échauffement total. Pour rappel, cette part est de l'ordre de 60% dans le graphite mais peut atteindre les 80% dans des échantillons de numéro atomique plus élevé.

7.5 Conclusion

En conclusion, des incohérences dans les données nucléaires de productions de photons secondaires ont été détectées par l'utilisation des limites cinématiques récemment introduites dans le code TRIPOLI-4. Une série de benchmarks a permis de déterminer parmi environ 150 isotopes ceux ne générant pas convenablement leurs photons secondaires. Une méthode permettant de quantifier l'énergie totale des photons manquant en un point de départ A puis leur impact dans un détecteur situé en un point d'arrivée B a été développée. Cette méthode a l'avantage de pouvoir être appliquée à différents types de réacteurs. **En appliquant au réacteur OSIRIS, le manque d'émission de photons au niveau du combustible a été estimé en moyenne à 7% de l'énergie transportée par les photons secondaires.** Les données nucléaires des autres milieux (structures, hafnium des barres de commandes) ne semblent pas impacter de manière notable l'émission de photons. Enfin, **l'utilisation de l'historique des trajectoires des particules a permis de quantifier le manque de dépôt d'énergie dans le détecteur dû aux données nucléaires à environ 4%.**

Conclusion générale

Dans le cadre de cette thèse, notre objectif a été d'améliorer les méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire dans les réacteurs via le développement d'un schéma de calcul approprié.

Une étude bibliographique des différentes réactions nucléaires dans un réacteur a permis de recenser les sources de particules importantes pour le calcul de l'échauffement nucléaire. Ces sources sont : les neutrons provenant de la fission et des réactions (n, xn) , les photons prompts (fission, diffusions inélastiques et captures radiatives) et les photons de décroissance radioactive des isotopes du combustible. Par ailleurs, l'étude des dispositifs expérimentaux et de mesures a permis d'identifier les besoins concernant l'évaluation de l'échauffement nucléaire dans le réacteur expérimental OSIRIS.

Nous avons mis en place un schéma de calcul innovant et opérationnel répondant aux besoins de l'expérimentation en réacteur de recherche. Le schéma de calcul est fondé principalement sur le code de transport de particules Monte Carlo 3D et à énergie continue, TRIPOLI-4[®]. Le dépôt d'énergie est ainsi estimé par la simulation numérique des neutrons et des photons dans des géométries 3D réalistes, tenant compte des conditions propres à une irradiation donnée. Le schéma de calcul détermine les trois composantes principales de l'échauffement nucléaire (neutrons, photons prompts et photons de décroissance radioactive) et offre la possibilité d'une analyse détaillée des phénomènes physiques associés et en jeu dans un réacteur nucléaire. Les proportions de l'échauffement provenant de ces 3 composantes dépendent fortement de la nature du matériau de l'échantillon et dans le cas du graphite, elles correspondent à : 15% provenant des neutrons, 65% de photons prompts et 20% de photons retardés. L'automatisation réalisée des différentes étapes du calcul de l'échauffement nucléaire diminue significativement le temps utilisateur de préparation du calcul, mais également, réduit le risque d'erreurs de saisie de données.

Le développement de ce schéma de calcul a nécessité des études de sensibilité afin d'identifier les paramètres importants pour l'estimation de l'échauffement nucléaire. Les principales hypothèses faites pour élaborer le schéma de calcul de l'échauffement nucléaire ont été examinées. L'obtention de l'équilibre électronique dans l'échantillon de graphite du détecteur a été établi, validant ainsi le choix d'un calcul couplé neutron-photon sans transport des particules chargées en supposant un dépôt d'énergie local de celles-ci dans la région de l'échantillon. Les résultats du schéma de calcul, ont fait l'objet d'une comparaison à des mesures réalisées dans le réacteur OSIRIS à l'aide d'un calorimètre différentiel à 5 étages et de l'instrument de mesure CALMOS. La base expérimentale utilisée pour cette validation est composée de 6 profils axiaux de mesures obtenus dans 6 emplacements expérimentaux différents et pour des configurations du cœur spécifiques.

Le dispositif de mesure CALMOS étant en cours de développement, le nombre de profils d'échauffement nucléaire mesurés s'en est trouvé limité. Cette étude intègre cependant la quasi totalité des profils disponibles. Le travail a été étendu au calorimètre différentiel à 5 étages n° 12 (utilisé avant CALMOS) mais circonscrit à 2 profils pour des raisons de temps de calcul. Nous avons donné la priorité aux comparaisons avec le dispositif CALMOS car ce dernier utilise une unique cellule mobile de

mesure rendant les mesures plus fiables, en se prémunissant de son vieillissement sous irradiation. Les profils de mesures d'échauffement étant réalisés par une seule et unique cellule, nous accordons donc plus de confiance à la répartition relative de cet échauffement obtenu par ce calorimètre. D'autre part, le dispositif CALMOS permet une mesure simultanée du flux thermique par un collectron solidaire de la cellule calorimétrique mobile. L'incertitude expérimentale est estimée entre 4 et 6% (à 1σ) pour les mesures d'échauffement nucléaire en cœur et à 5% (à 1σ) pour les mesures de flux thermique. Le temps de calcul pour obtenir un profil détaillé d'échauffement nucléaire d'une dizaine de points est d'environ 11 jours avec 100 processeurs.

Quel que soit l'emplacement de mesure et quelle que soit la position des barres de commande, le profil d'échauffement calculé est tout à fait cohérent avec celui mesuré. Toutefois, la simulation sous-estime toujours le dépôt d'énergie dans le graphite par rapport à la mesure et cela indépendamment de l'emplacement et de l'instrument de mesure. La répartition relative de l'échauffement nucléaire étant correctement établie par le calcul, cela a permis de confirmer les incohérences de la réponse de certaines cellules de mesures dues à un vieillissement du calorimètre à 5 étages (dégradations des éléments des cellules dues à de forts flux de particules). Cela a conduit, pour cette comparaison, à écarter certaines mesures. L'écart calculs/mesures moyen de l'échauffement nucléaire vaut environ -18% au plan médian du cœur (zone où la valeur d'échauffement est maximale) :

$$\frac{(C - M)}{M} = -18\% \pm 7\%$$

Les différentes sources à l'origine de cet écart ont été recherchées et deux biais dans l'estimation de l'échauffement nucléaire ont été clairement identifiés :

- L'impact du transport des électrons secondaires et des sources de bêta de décroissance sur la production de photons d'énergie inférieure à 0,5 MeV est significatif. L'impact sur l'échauffement induit par ce manque de photons a été estimé à 5% dans l'échantillon de graphite du détecteur CALMOS. Il faut cependant pondérer ce résultat par la contribution (de l'ordre de 20%) des photons de décroissance à l'échauffement total, le biais correspondant alors à environ 1% de l'échauffement total. Le transport des électrons peut donc être négligé à condition de tenir compte d'une correction sur le spectre énergétique lors de la création des sources de photons de décroissance radioactive des produits de fission (correction de l'ordre d'un facteur 20 pour les photons d'énergie inférieure à 0,1 MeV et de quelques % pour les énergies supérieures au MeV).
- Des incohérences dans les données nucléaires de production de photons secondaires ont été détectées par l'utilisation de la méthode dite des « limites cinématiques » récemment introduite dans le code TRIPOLI-4[®]. Une série de benchmarks a permis de déterminer parmi environ 150 isotopes ceux ne générant pas convenablement leurs photons secondaires. Une méthode permettant de quantifier l'énergie totale des photons manquant en un point A puis leur impact dans un détecteur situé en un point B a été développée. Cette méthode a l'avantage de pouvoir être appliquée à différents types de réacteurs. En l'appliquant au réacteur OSIRIS, le manque d'émission de photons au niveau du combustible a été estimé en moyenne à 7% de l'énergie transportée par les photons secondaires. Les données nucléaires des autres milieux (structures, hafnium des barres de commandes) ne semblent pas impacter de manière notable l'émission de photons. Enfin, l'utilisation de l'historique des trajectoires des particules a permis de quantifier la sous-estimation du dépôt d'énergie dans le détecteur due aux données nucléaires à environ 4% de l'échauffement total.

En tenant compte de ces deux biais, le calcul de l'échauffement nucléaire peut être corrigé et l'écart au plan médian du cœur vaut alors en moyenne :

$$\frac{(C - M)}{M} = -13\% \pm 7\%$$

Les mesures de flux thermique obtenues avec le collectron du dispositif CALMOS sont également sous-estimées par le calcul mais dans des proportions moindres que l'échauffement nucléaire. L'écart relatif moyen au plan médian est de -14%. Cet écart sur le flux thermique est proche de celui sur l'échauffement nucléaire après correction de l'impact des données nucléaires et du transport des particules chargées (13%).

Cependant, il est à noter que si la forme du profil axial de l'échauffement est conservée (cohérence calculs/mesures), une dérive de l'écart relatif entre le calcul et la mesure en fonction de la cote axiale est observée pour les mesures d'échauffement et de flux notamment dans la partie supérieure du cœur. Cet écart relatif varie aussi selon la position des différents emplacements expérimentaux. Compte tenu du nombre de comparaisons effectuées, il est difficile de tirer des tendances générales de ces résultats. En effet, l'écart relatif entre le calcul et la mesure semble être dépendant de la configuration du cœur au moment de la comparaison et en particulier de la position des barres de contrôle.

Plusieurs investigations ont été réalisées pour expliquer l'écart résiduel de -13% sur l'estimation de l'échauffement nucléaire dans l'échantillon de graphite au plan médian. La première d'entre elles a mis en lumière l'importance du rôle joué par l'estimation de la puissance par le schéma de calcul. La puissance calculée par la voie déterministe (avec les codes APOLLO2/CRONOS2) conditionne l'estimation des concentrations des nucléides du combustible (données d'entrée des calculs TRIPOLI-4[®]). La puissance locale calculée de façon déterministe (par le nouveau formulaire de calculs ANUBIS V3 prévu pour l'exploitation et la sûreté du réacteur OSIRIS) à proximité des barres de commande et donc des emplacements expérimentaux est en désaccord avec celle obtenue par le calcul de transport Monte Carlo (écarts relatifs pouvant aller localement jusqu'à $\pm 10\%$). Ce biais pourrait être à l'origine d'une mauvaise évaluation des concentrations isotopiques locales et impacter par conséquent la carte de puissance calculée par le code TRIPOLI-4[®] dans les mêmes proportions. Cela justifierait les variations de l'écart relatif C/M observées lors de la validation expérimentale. Cependant, une analyse plus approfondie et des comparaisons calculs/mesures sur un échantillon plus grand sont nécessaires. Le travail de validation et de qualification en cours du formulaire ANUBIS pourra fournir des éléments complémentaires sur la précision de la puissance fine calculée en cœur.

La puissance est également déterminante dans le calcul de l'échauffement provenant des photons de décroissance radioactive. Une étude statistique a montré que les puissances des éléments directement à proximité de l'emplacement où l'on souhaite calculer l'échauffement nucléaire des photons retardés sont prépondérantes. La durée d'irradiation depuis le début du cycle influe sur le dépôt d'énergie contrairement au taux de combustion. En effet, les radio-isotopes contribuant le plus aux sources de photons ont une demi-vie inférieure à la journée. L'historique récent de l'assemblage combustible est donc important pour l'estimation des sources de photons de décroissance.

Par ailleurs, deux études de sensibilité concernant la modélisation du réacteur et des expériences ont été menées. La première a montré l'importance de la géométrie du dispositif de mesure dans l'estimation de l'échauffement nucléaire. En effet, deux instruments de mesure de conceptions différentes ont été soumis par la simulation aux mêmes conditions expérimentales. L'échauffement estimé dans les deux instruments diffère de l'ordre de 6%. La modélisation fine des dispositifs expérimentaux et de mesure constituent donc un élément clé pour une bonne estimation de l'échauffement nucléaire. La seconde étude a montré que la modélisation du vieillissement des assemblages béryllium ne modifie pas significativement l'échauffement nucléaire dans les emplacements expérimentaux voisins.

Par conséquent, une autre source d'écart pourrait être liée à la difficulté de modéliser très finement tous les composants du dispositif de mesure : câbles, fils, thermocouples,

Il convient de souligner que la précision requise de l'estimation de l'échauffement nucléaire pour les besoins expérimentaux OSIRIS dépend de l'expérience considérée. Pour les dispositifs de type CHOUCA et PHAETON (destinés à l'irradiation des matériaux respectivement dans les conditions de types REP et hautes températures), l'erreur relative sur l'échauffement nucléaire en valeur absolue doit être inférieure respectivement à 20% et 10% à 3 sigma. Le schéma de calcul de l'échauffement nucléaire développé satisfait cette exigence sous réserve de la prise en compte d'une correction déduite de sa validation expérimentale telle qu'exposée plus haut.

La méthodologie de calcul de l'échauffement nucléaire en cœur, développé au cours de cette thèse, a été validée et pourrait être étendue à la prédiction de l'échauffement nucléaire dans d'autres réacteurs expérimentaux tels que le futur réacteur Jules Horowitz (RJH) devant assurer la relève du réacteur OSIRIS. Son caractère tridimensionnel la rend particulièrement apte à traiter des configurations géométriques à forte hétérogénéité.

Il est également envisageable d'appliquer ce schéma de calcul à des réacteurs de puissance comme par exemple l'EPR, afin d'estimer l'échauffement nucléaire dans les structures telles que le baffle lourd en acier, ou encore d'interpréter des mesures de puissance in-core [75]. En effet, s'agissant du baffle lourd en acier, la principale source d'échauffement provient du dépôt d'énergie des photons. Il est alors nécessaire de vérifier que la déformation due à l'échauffement de l'acier n'affecte pas les capacités de refroidissement du réacteur.

Le schéma de calcul développé dans le cadre de cette thèse constitue ainsi un outil innovant et opérationnel de prédiction, d'analyse physique de l'échauffement nucléaire ainsi que de son interprétation expérimentale en réacteur.

Bibliographie

- [1] P. Reuss. « Précis de Neutronique ». *EDP Sciences /INSTN*, 2003.
- [2] C. M. Diop. « Physique des Réacteurs - Les Réactions Nucléaires ». *Dossier, Techniques de L'Ingénieur*.
- [3] H. Métivier. « Radioprotection et Ingénierie Nucléaire ». *EDP Sciences, Collection Génie Atomique*, 2006.
- [4] A. Assad. « Amélioration de la Modélisation du Transport des Gammas Suivant la Méthode de l'Atténuation en Ligne Droite ». *Thèse*, 1995.
- [5] Wikimedia Commons. *free media repository*.
- [6] « Java-based Nuclear Data Information System (JANIS) ». <http://www.oecd-nea.org/janis/>.
- [7] Santamarina A., Bernard D., Blaise P., Coste M., Courcelle A., Huynh T.D., Jouanne C., Leconte P., Litaize O., Mengelle S., Noguère G., Ruggieri J.M., Sérot O., Tommasi J., Vaglio-Gaudard C., and Vidal J-F. « The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 22, Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1 ». *NEA No. 6807, OECD/NEA Edition*, 2009.
- [8] M. Coste-Delclaux, C.M. Diop, and A. Nicolas. « La Neutronique, Monographie DEN ». *CEA Saclay et Groupe Moniteur (Éditions du Moniteur)*, 2013.
- [9] Members of the Cross Sections Evaluation Working Group. « ENDF-6 Formats Manual ». *Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000*, June 2009.
- [10] D. Blanchet. « Développements Méthodologiques et Qualification de Schémas de Calcul Pour la Modélisation des Echauffements Photoniques Dans les Dispositifs Expérimentaux du Futur Réacteur d'Irradiation Technologique Jules Horowitz (RJH) ». *Thèse, ED n ° 178*, 2006.
- [11] H. Amharrak, J.DiSalvo, A.Lyousi, M.Carette, and C.Reynard-Carette. « State of the art on nuclear heating in a mixed (n/ γ) field in research reactors ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2014.
- [12] H. Carcreff, L. Salmon, and C. Courtaux. « First In-Core Measurement Results Obtained with the Innovative Mobile Calorimeter CALMOS inside the OSIRIS Material Testing Reactor ». *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2013)*, Marseille, 23-27 June 2013.
- [13] « http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/SupplementaryMaterials/TECDOC_1713_CD/template-cd/datasets/presentations/21_Belgium_vandyck.pdf ».
- [14] M.S. Kim, S.Y. Hwang, H.S. Jung, and K.H. Lee. « Measurements of Nuclear Heating Rate and Neutron Flux in HANARO CN Hole for Designing the Moderator Cell of Cold Neutron Source ». *Proceeding of IGORR*, 2005.
- [15] D.Fourmentel. « Mesures neutroniques et photoniques combinées pour la caractérisation précise des canaux expérimentaux du futur réacteur d'irradiation Jules Horowitz (RJH) ». *Thèse – Université d'Aix-Marseille*, 2013.

- [16] J. Brun, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, C. De Vita, M. Carette, M. Muraglia, D. Fourmentel, P. Guimbal, and J-F. Villard. « Comparison of the Thermal Response of Two Calorimetric Cells Dedicated to Nuclear Heating Measurements during Calibration ». *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2013)*, Marseille, 23-27 June 2013.
- [17] Brian D. Hehr, Edward J. Parma, Curtis D. Peters, Gerald E. Naranjo, and S. Michael Luker. « Characterization of Novel Calorimeters in the Annular Core Research Reactor ». *15th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR15)*, Aix en Provence, mai 2014.
- [18] G. Rimpault, D. Bernard, D. Blanchet, C. Vaglio-Gaudard, S. Ravaux, and A. Santamarina. « Needs of accurate prompt and delayed γ -spectrum and multiplicity for Nuclear Reactor Designs ». *Physics Procedia* 31, 2012.
- [19] H. AIT ABDERRAHIM. « Mise au Point d'un Schéma de Calcul et Validation Expérimentale Pour la Dosimétrie et l'Echauffement Gamma Dans les Réacteurs à Eau ». *Thèse - Paris Sud*, 1990.
- [20] A. LÜTHI. « Development and validation of gamma-heating calculational methods for plutonium-burning fast reactors ». *Thèse - Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*, 1998.
- [21] S. Ravaux. « Qualification du Calcul l'Echauffement Photonique dans les Réacteurs Nucléaires ». *Thèse - Université de Grenoble*, mars 2013.
- [22] M. Varvayanni, N. Catsaros, and M. Antonopoulos-Domis. « A point kernel model for the energy deposited on samples from gamma radiation in a research reactor core ». *Annals of Nuclear Energy*, 2008.
- [23] M. Varvayanni, N. Catsaros, and M. Antonopoulos-Domis. « Evaluation of nuclear heating of small samples in a research reactor core ». *Annals of Nuclear Energy* 35, 2008.
- [24] A. Morioka, A. Sakasai, K. Masaki, S. Ishida, N. Miya, M. Matsukawa, A. Kaminaga, and A. Oikawa. « Evaluation of radiation shielding, nuclear heating and dose rate for JT-60 superconducting modification ». *Fusion Engineering and Design* 63/64, 2002.
- [25] H. Amharrak, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, M. Carette, J. Brun, C. De Vita, D. Fourmentel, J-F. Villard, and P. Guimbal. « Monte Carlo simulation study of a differential calorimeter measuring the nuclear heating in Material Testing Reactors ». *15th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR15)*, Aix en Provence, mai 2014.
- [26] Hacı Mehmet Sahin. « Monte Carlo calculation of radiation damage in first wall of an experimental hybrid reactor ». *Annals of Nuclear Energy* 34, 2007.
- [27] N. J. Peters, J. C. McKibben, K. Kutikkad, and W. H. Miller. « Refining the Accuracy of Predicting Physics Parameters at Research Reactors due to the Limitations in the Energy Balance Method Using MCNP and the ENDF Evaluations ». *NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING : 171*, 2012.
- [28] A. Chabre. « Les Réacteurs Nucléaires Expérimentaux, Monographie DEN ». *CEA Saclay et Groupe Moniteur (Éditions du Moniteur)*, 2012.
- [29] F. Malouch. « Accroissement Local du Flux Rapide Pour des Expériences de Dommages Dans un Réacteur de Recherche ». *Thèse - CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS - CEA*, 2003.
- [30] CEA. « Plaquette de présentation du réacteur OSIRIS ». http://www.materials.cea.fr/PDF/Plaquette_OSIRIS-fr4.pdf.
- [31] S. Bendotti. « Note Préparatoire Revue de Conception du Four PHAETON ». *Rapport Interne CEA DRSN/SIREN/EN/1067*, Août 2005.
- [32] W. M. Haynes. « Handbook of Chemistry and Physics ». *95th Edition Internet Version*, 2015.

- [33] S. Bendotti. Communication personnelle.
- [34] Setiyanto. « Puissance Déposée Par les Rayonnements Gamma Dans le Réacteur SILOE. Mesures Par Calorimétrie et Calculs Par le Code GAMSET. Applications aux Expériences Complexes ». *Thèse, CEA - INP, Grenoble,, 1991.*
- [35] F. Malouch. « Development and Experimental Validation of a Calculation Scheme for Nuclear Heating Evaluation in the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor ». *Journal of ASTM International (JAI), Volume 9, Issue 4, April 2012.*
- [36] Tables of Physical and Chemical Constants. « 4.5.3 Range of electrons and beta particles ». *Kaye and Laby Online. Version 1.0 (2005) www.kayelaby.npl.co.uk (16th edition 1995).*
- [37] M. A. Abdou and C. W. Maynard. « Calculational Methods for Nuclear heating - Part I : Theoretical and Computational Algorithms ». *NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING 56, 1975.*
- [38] M. A. Abdou, Y. Gohar, and R. Q. Wright. « MACK-IV, A New Version of MACK : A Program to Calculate Nuclear Response Functions from Data in ENDF/B Format ». 1978.
- [39] « Fundamental Quantities And Units For Ionizing Radiation (Revised) ». *Journal of the ICRU, ICRU Report n ° 85, oct. 2011.*
- [40] R. E. MacFarlane and D. W. Muir. « The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91 ». *Los Alamos National Laboratory, Manual, Octobre 1994.*
- [41] A. Zoia, F.-X. Hugot, O. Petit, and C. Jouanne. « Energy deposition in TRIPOLI-4, version 8 ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LTSD/RT/11-5165/A, 07/2011.*
- [42] TRIPOLI-4. « Monte Carlo Transport Code ». <http://www.nea.fr/abs/html/nea-1716.html>, 2013.
- [43] TRIPOLI-4 Project Team. « TRIPOLI-4 User Guide ». *CEA report, CEA-R-6169, 2008.*
- [44] E. Brun, F. Damian, C.M. Diop, E. Dumonteil, F.X. Hugot, C. Jouanne, Y.K. Lee, F. Malvagi, A. Mazzolo, O. Petit, J.C. Trama, T. Visonneau, and A. Zoia. « TRIPOLI-4® , CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code ». *Annals of Nuclear Energy, Juillet 2014.*
- [45] C. Jouanne. « Notice d'identification de la bibliothèque CEAV512 pour TRIPOLI-4® ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/NT/13-5544/A, juin 2013.*
- [46] A. Aggery and I. Zmijarevic. « APOLLO2 : NOTICE D'IDENTIFICATION DE LA VERSION 2.8-2 ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/10-4856/A, 2010.*
- [47] F. Malouch. « Plan de qualification du formulaire de calcul neutronique ANUBIS (version 3) pour l'exploitation et la sûreté du nucléaire OSIRIS ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LPEC/NT/13-5549/A, juillet 2013.*
- [48] F. Lopez. « Présentation de la génération des SAPHYB APOLLO2 dans le formulaire ANUBIS version 3 ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LPEC/NT/14-5697/A, 2014.*
- [49] A. Aggery. « CRONOS2 : NOTICE D'IDENTIFICATION DE LA VERSION 2.10 ». *Rapport interne DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/11-5079/A, 2011.*
- [50] S. Santandrea and R. Sanchez. « Acceleration techniques for the characteristic method in unstructured meshes ». *Annals of Nuclear Energy 29 (2002) 323-352.*
- [51] Python Software Foundation. « Python Language Reference, version 2.7 ». *Available at <http://www.python.org>.*
- [52] ROOT User's Guide. « The geometry package, Chapitre 18 ». Mai 2013.
- [53] H. Carcreff. « Dispositif de Mesure CALMOS Rapport de Qualification ». *Rapport Interne CEA DRSN/SIREN/CR/2224, décembre 2013.*

- [54] H. Carcreff. « Projet du Dispositif de Calorimétrie Mobile ». *Rapport Interne CEA SIREN N.T. 02-0838*, 2002.
- [55] H. Carcreff. « CALMOS : Innovative Device for the Measurement of Nuclear Heating in Material Testing Reactors ». *14th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR14)*, Bretton Woods, NH, USA, May 22-27, 2011.
- [56] H. Carcreff, V. Clouté-Cazalaa, and L. Salmon. « Development, calibration and experimental results obtained with an innovative mobile calorimeter (CALMOS) for nuclear heating measurements ». *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2011)*, Ghent, Belgium, June 6-9 2011.
- [57] L. Barbot and H. Carcreff. « Méthode Appliquée pour l'Etalonnage de la Canne Collectron Utilisée pour la Mesure du Flux Thermique en Périphérie d'OSIRIS ». *Rapport Interne CEA DRSN/SIREN/PRA/952*, octobre 2004.
- [58] H. Carcreff. « Suivi et Analyse des Signaux Délivrés par les 5 Etapes du Calorimètre n ° 12 Emplacements 24, 44, 52 et 64 - (Cycles F215 à F223) ». *Rapport Interne CEA DRSN/SIREN/CR/1647*, 06/2008.
- [59] A. Péron, F. Malouch, and C. M. Diop. « Simulation and Comparison of the Calorimeters Measuring the Nuclear Heating in the OSIRIS Reactor, with the TRIPOLI-4® Monte-Carlo Code ». *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2013)*, Marseille, 23-27 June 2013.
- [60] F. Lopez. « Calculs d'indice épithermique dans le dispositif CALMOS pour l'interprétation du signal collectron dans et au-dessus du cœur du réacteur OSIRIS ». *Rapport interne DEN/DANS/DM2S/SERMA/LPEC/NT/13-5545/A*, 2013.
- [61] A. Péron, F. Malouch, and C. M. Diop. « Improvement of Nuclear Heating Evaluation Inside the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor ». *15th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR15)*, Aix en Provence, mai 2014.
- [62] A. Bouloré, C. Struzik, and F. Gaudier. « Modelling of the uncertainty of nuclear fuel thermal behaviour using the URANIE framework ». *First International Conference on Advances in System Simulation*, 2009.
- [63] O. Petit and F. X. Hugot. « TRIPOLI-4 : Application des Fonctions de Green au Transport des Neutrons et des Gamma ». *Rapport interne CEA DM2S SERMA/LEPP/RT/07-4094/A*.
- [64] S. Bourganel, O. Petit, and C. M. Diop. « THREE-DIMENSIONAL PARTICLE TRANSPORT USING GREEN'S FUNCTIONS IN TRIPOLI-4 MONTE CARLO CODE : APPLICATION TO PWR NEUTRON FLUENCE AND EX-CORE RESPONSE STUDIES ». *NUCLEAR TECHNOLOGY, VOL. 184*, oct. 2013.
- [65] H. W. Lewis. « Multiple Scattering in an Infinite Medium ». *Physical Review* 78, 5, 1950.
- [66] Y. Penelieu. « Implémentation de la cascade électromagnétique dans le code de transport par la méthode de Monte-Carlo TRIPOLI-4 ». *Rapport interne CEA DM2S/SERMA/LEPP/RT/02-3178/A*, octobre 2002.
- [67] Y. Penelieu. « Tests de validation de l'implémentation de la cascade électromagnétique dans le code de transport Monte Carlo TRIPOLI-4 ». *Rapport interne CEA SERMA/LEPP/RT/02-3186/A*, novembre 2002.
- [68] S. Goudsmit and J. L. Saunderson. « Multiple Scattering of Electrons ». *Physical Review* 57, 24, 1940.
- [69] M.B. Chadwick et al. « ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data ». *LA-UR 11-05121, LANL, USA*, 2011.

- [70] A. Zoia and D. Sciannandrone. « Kinematic limits for energy deposition calculations in coupled neutron-photon transport for TRIPOLI-4, version 9 ». *Rapport interne CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LTSD/RT/11-5177/A*, 07/2011.
- [71] <http://t2.lanl.gov/nis/data/endl/evalVII.1/summary.html>.
- [72] F. Malouch, A. Péron, and A. Zoia. « Detecting Gamma Production Inconsistencies in Nuclear Data with TRIPOLI-4® ». *JEFF Meeting (OECD/NEA), JEF/DOC-1527*, november 2013.
- [73] A. Péron, F. Malouch, A. Zoia, and C. M. Diop. « Diagnostic and Impact Estimation of Nuclear Data Inconsistencies on Energy Deposition Calculations in Coupled Neutron-Photon Monte-Carlo Simulation, with TRIPOLI-4® ». *Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013 (SNA+MC 2013), Paris, France, 27-31 octobre 2013*.
- [74] C. Dieudonné. « Accélération de la simulation Monte-Carlo du transport des neutrons par la méthode des échantillons corrélés ». *Thèse de doctorat de l'Université d'Orsay*, 2013.
- [75] J. Rashid, K. Kubischta, A. Demma, T. Hardin, S. Anderson, F. Marx, T. McDonald, M. Snyder, D. Thomas, M. Tommy-Martin, I. Rupp, and C. Pokor. « Comparative Evaluation of Neutronics and Thermal Analysis Methodologies Utilized in the Functionality Analysis of Reactor Internals ». *Fontevraud 8 Contribution of Materials Investigations and Operating Experience to LWRs' Safety, Performance and Reliability*, 15 – 18 septembre 2014.

Annexe A

Estimation du flux par la méthode de Monte-Carlo

Pour estimer une grandeur par la méthode de Monte-Carlo, il est nécessaire de définir une variable aléatoire X associée à la grandeur physique R recherchée [43]. X est alors appelée estimateur de R . On simule ensuite de manière indépendante N lots (encore appelé batch) de M trajectoires de particules qui donne lieu à N estimations \bar{X}_v de R . En appliquant la loi des grands nombres, la moyenne de ces estimations tend alors vers R lorsque N tend vers l'infini.

$$R = \lim_{N \rightarrow \infty} \bar{X}(N) \quad \text{et} \quad \bar{X}(N) = \frac{1}{N} \sum_{v=1}^N \bar{X}_v \quad (\text{A.1})$$

La variance associée est donnée par la formule suivante provenant du théorème central limite :

$$\varepsilon_{\bar{X}(N)}^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{v=1}^N (\bar{X}_v - \bar{X}(N))^2 \quad (\text{A.2})$$

Afin d'optimiser le temps de calcul, les particules devant être absorbées lors d'une interaction peuvent continuer leur trajectoire. Leur poids valant 1 initialement est alors multiplié par la probabilité de survie de la particule (rapport de la section efficace de diffusion σ_s sur la section efficace totale σ_t du milieu). Comme σ_s est inférieur à σ_t , le poids d'une particule ne peut que décroître et tendre vers zéro, sa contribution sur le résultat d'un estimateur diminuant de concert. Afin de faire disparaître cette particule, un processus statistique nommé « roulette russe » est utilisé lorsque le poids est inférieure à un certain seuil.

Le flux peut être simulé par deux estimateurs volumiques dépendant du poids de la particule. Le flux est alors calculé dans un volume V de l'espace en sommant les valeurs prises par l'estimateur pour chaque événement se déroulant dans le volume. Le premier estimateur est appelé « corde » et correspond au poids w du neutron avant collision multiplié par le parcours l du neutron entre deux collisions. Le second estimateur nommé « collision » est égal au poids de la particule divisé par la section efficace macroscopique totale du milieu Σ_t . Ces deux estimateurs convergent vers le flux en un volume mais pas de la même manière. Le choix de l'un ou l'autre sera dicté par les caractéristiques du volume étudié. Par exemple dans un milieu peu dense ou un volume de faibles dimensions l'estimateur « corde » comptabilisera plus d'événements et convergera donc plus vite que l'estimateur « collision ». Le flux obtenu par la méthode de Monte-Carlo est donc donné par les deux expressions suivantes à l'incertitude statistique près :

$$\phi(E) = \frac{1}{V \cdot N} \sum_{v=1}^N (w \cdot l) \quad \text{ou} \quad \phi(E) = \frac{1}{V \cdot N} \sum_{v=1}^N \left(\frac{w}{\Sigma_t(E)} \right) \quad (\text{A.3})$$

Annexe B

Simulation and Comparison of the Calorimeters Measuring the Nuclear Heating in the OSIRIS Reactor, with the TRIPOLI-4[®] Monte-Carlo Code

Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and
their Applications (ANIMMA-2013)

Simulation and Comparison of the Calorimeters Measuring the Nuclear Heating in the OSIRIS Reactor, with the TRIPOLI-4® Monte-Carlo Code

A. Péron, F. Malouch, C. M. Diop,

Abstract—Two calorimeter devices are used in the OSIRIS MTR reactor (CEA-Saclay center) for the nuclear heating measurements. The first one is a fixed five-stage calorimeter device. The second one is an innovative mobile probe called “CALMOS”. The design of these devices is different (in particular their geometry), implying modifications on the local neutron and photon fluxes and hence on nuclear heating measured values.

The measurements performed by the two calorimeter devices cannot directly be compared; this requires perfect irradiation conditions in the reactor core, especially for the core loading and the control element positions. Simulation can be here a good help to perform a fully relevant comparison.

In this paper, differences between calorimeter devices in terms of nuclear heating and particle fluxes are evaluated using the TRIPOLI-4 Monte-Carlo code.

After a description of the OSIRIS reactor and the design of the two calorimeter devices, the nuclear heating calculation scheme used for simulation will be introduced. Different simulations and results will be detailed and analyzed to determine the calorimeter geometry impact on the measured nuclear heating.

Index Terms— Nuclear heating, MTR reactor, calorimeter devices, CALMOS, TRIPOLI-4 Monte-Carlo code

I. INTRODUCTION

TECHNOLOGICAL irradiations undertaken in experimental reactors are essential for on the one hand, industrial needs of safety for the current power reactor fleet and, on the other hand, the requirements for innovative types of reactors. Irradiation programs carried out in Material Testing Reactors must be representative of phenomena and irradiation conditions in power plants, in particular in terms of neutron flux (or fluence), pressure and temperature. Control and monitoring of the temperature parameter in devices

irradiated in an experimental reactor require the knowledge of the nuclear heating due to the deposition of energy by neutrons and photons interacting in the device structures. A relevant evaluation of this heating is also one of the key data for thermal studies in design and safety of experimental devices.

In the OSIRIS reactor, a MTR located at the CEA-Saclay center, nuclear heating measurements are carried out by differential calorimetry with two devices. The first one, used up to 2011 (out of service by now), is a fixed five-stage calorimeter device. The second one, used since 2011, is an innovative mobile probe called “CALMOS”. The design of these devices is different on many points (in particular geometry) and these differences imply some investigations about their influence on the local neutron and photon fluxes and hence on the measured values of the nuclear heating.

The comparison of the nuclear heating measurements of the two calorimeter devices requires similar irradiation conditions in the reactor core. That is not really possible to reproduce especially for the core loading. Simulation can be here a good help to perform calculations of the calorimeters with exactly the same irradiation conditions and obtain a fully relevant comparison.

In this paper, the OSIRIS reactor will be first described. Then, differential calorimetry principle and the design of the two differential calorimeter devices will be detailed. Afterwards, the nuclear heating calculation scheme used for simulation will be introduced. Different simulations and results will be exposed and analyzed. Finally, calorimeter geometry impact on the measured nuclear heating will be discussed.

II. THE OSIRIS MATERIAL TESTING REACTOR

The OSIRIS Material Testing Reactor (MTR) is an experimental pool type light water reactor operational since 1966 at the CEA site of Saclay (Fig. 1). The core is a compact unit of 60 cm x 70 cm x 70 cm for a power of 70 MW. The core vessel contains a rack of 56 cells loaded with 38 standard fuel elements, 6 control elements (hafnium absorber above a fuel element) and up to 7 beryllium elements (Fig. 2). Two cells (22 and 26) are employed for the radioisotope production with medical use (Moly devices). Cells 24, 44 and 64 are

A. Péron, PhD candidate at the Alternatives Energies and Atomic Energy Commission (CEA) Saclay center, DEN/DANS/DM2S/SERMA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France (e-mail: ARTHUR.PERON@cea.fr)

F. Malouch, Engineer-Researcher at the Alternatives Energies and Atomic Energy Commission (CEA) Saclay center DEN/DANS/DM2S/SERMA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France (e-mail: fadhel.malouch@cea.fr)

C. M. Diop, Research Director at the Alternatives Energies and Atomic Energy Commission (CEA) Saclay center DEN/DANS/DM2S/SERMA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France (e-mail: Cheikh.DIOP@cea.fr)

loaded with water boxes dedicated to experiments (up to four experiments rigs by water box).

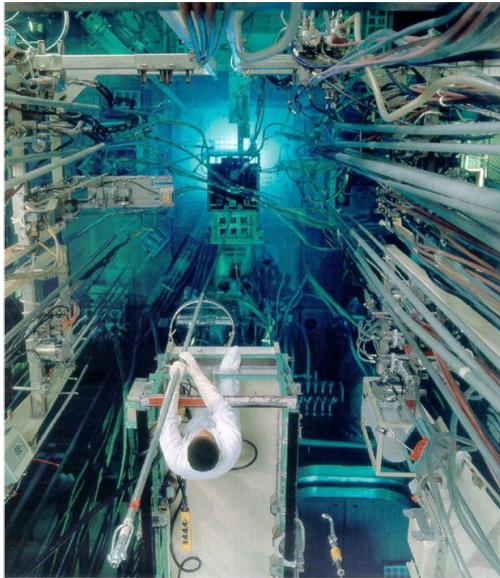


Fig. 1. View of the OSIRIS reactor core

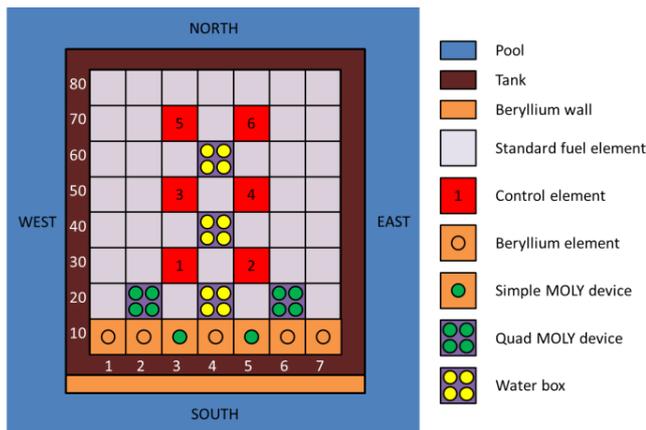


Fig. 2. Scheme of a radial cross section of the OSIRIS core

III. DIFFERENTIAL CALORIMETRY FOR NUCLEAR HEATING MEASUREMENTS IN THE OSIRIS REACTOR

Due to high fluxes of neutrons and photons in the OSIRIS core, differential calorimetry has been chosen to perform nuclear heating measurements. Indeed, these devices have good responses in high fluxes range (about 10^{14} neutrons.cm⁻².s⁻¹), for temperatures between 100 to 200 °C, and nuclear heating around 10 W/g_{graphite}. Furthermore, these calorimeters give measurements over time. Nuclear heating measurements are made in one of the four irradiation hole of an OSIRIS water box. Water boxes can contain up to 4 devices (diameter of few centimeter) for the whole irradiation cycle. They can contain experimental devices or calorimeter devices such CALMOS and the five-stage calorimeter device.

A. Differential Calorimetry Measurements

Differential calorimetry is done by comparing the temperature of a sample to the temperature of a reference sample. In OSIRIS devices, nuclear heating is measured in graphite samples because of its low atomic number which disturb not much the photon flux and its good transparency to neutron. The reference sample is an inert gas which almost not interacts with photon and neutron. Cells filled with samples are placed in an inert gaz. They are fixed on pedestals which are set on a common base with a great thermal conductivity (fig 3). Nuclear interactions with cells and graphite samples lead to a temperature augmentation. Heat is drain away through the pedestal and a differential measurement of their temperatures by thermocouples gives the heating due to neutron and photon in graphite samples.

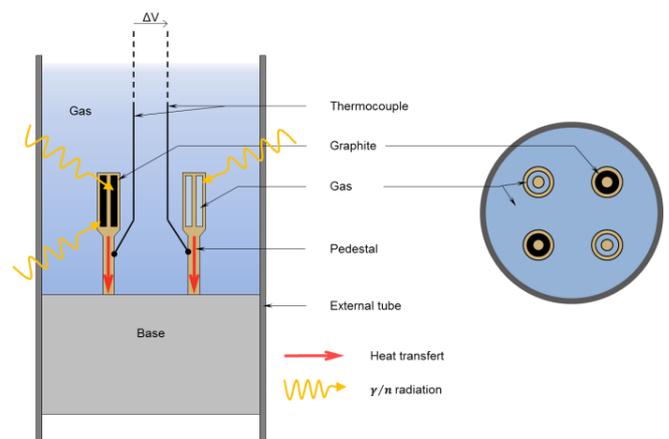


Fig. 3. Simplified scheme of an axial and radial cross section of a calorimeter from the five-stage calorimeter device

B. Five-Stage calorimeter device

This device used up to 2011, consists of five differential calorimeters stacked on five axial levels. Each calorimeter is made of four cells. Two are loaded with graphite samples and the other ones are filed by inert gaz. This device is loaded for the whole irradiation cycle that implies an aging of the calorimeters due to high particles flux. However these five calorimeters give nuclear heating throughout the time allowing a good monitoring of nuclear heating.

C. Mobile Calorimeter for OSIRIS (CALMOS)

CALMOS [1] is an innovative device of differential calorimetry for the OSIRIS reactor used since 2011. CALMOS use a mobile probe which can be moved at any level to perform heating profile measurement. The calorimeter consists of two identical cells vertically piled, surrounded by nitrogen in a same containment. The upper cell is loaded with a graphite sample and the lower one filed by nitrogen.

Unlike the five-stage calorimeter device, CALMOS has a cylindrical symmetry which reduces radial effect of the calorimeter on the measurement. This device allows additionally the measurement of thermal neutron flux all along the vertical axis by a SPND located in the base under the graphite sample.



Fig. 4. Initial assembly of the graphite sample (in black) inside the cell (in grey) in the second mock-up

IV. NUCLEAR HEATING CALCULATION IN THE OSIRIS CORE

In a reactor core, particles interacting with structures lose their energy leading to an increase of material temperatures. This phenomenon is called “nuclear heating”. The reaction of fission creates neutrons photons and unstable nucleus called fission fragments. Neutrons interact with matter and can generate new particles such neutrons or photons ((n,xn) reactions, neutron captures, inelastic scatterings, ...). In order to calculate accurately the nuclear heating, both neutrons and photons must be simulated in a coupled neutron-photon calculation.

In addition, excited fission fragments may undergo radioactive decay and create new gamma photons. These reactions are delayed and a specific treatment in calculations is needed.

A. Nuclear heating calculation in the TRIPOLI-4 code

Nuclear heating calculations are performed by TRIPOLI-4 [2] [3], a 3-D continuous-energy Monte Carlo code developed by CEA (Saclay Center). Two methods to compute nuclear heating are implemented in TRIPOLI-4.

The first one, based on energy balance method uses the “deposited energy” estimator. At each collision, an energy balance is made to obtain the kinetic energy carried by emitted particles. Charged particles are assumed to stay at the collision place and their energy contributes to the nuclear heating.

The second method uses Kerma responses functions which are also based on energy balance but calculated beforehand. Nuclear heating $H(E)$ is obtained by convoluting these neutron or photon response functions by the neutron or photon flux.

$$H(E) = \sum_i \sum_j \rho_i k_{i,j}(E) \varphi(E) \quad [MeV.s^{-1}] \quad (1)$$

Here, ρ_i is the number density of material i [cm^{-3}], $\varphi(E)$ is the particle volume integrated flux at E [$cm.s^{-1}$] and $k_{i,j}(E)$ is the Kerma factor for element i and reaction j at energy E . The Kerma factor represents the total kinetic energy released in element i by the charged reaction products and recoil nucleus produced during the reaction j at incident energy E and with the corresponding microscopic cross section. This equation shows that nuclear heating is strongly correlated to particle flux.

All nuclear heating results in this paper are calculated with the Kerma method to reduce Monte Carlo standard deviation.

B. Nuclear heating calculation scheme

Simulations have been performed with a coupled neutron-photon three-dimensional calculation scheme [4] using mainly TRIPOLI-4. This code is extensively validated against reactor dosimetry benchmarks. In the case of the OSIRIS reactor, TRIPOLI-4 code has been validated against experimental results based on neutron flux measurements performed in ex-core and in-core experiments [5], [6]. A first experimental validation of the calculation scheme was carried out on the basis of nuclear heating measurements performed in the OSIRIS core using the five-stage calorimeter device irradiated in central positions of the core [4]. The scheme uses nuclear data from library CEAV5_1.1 based mainly on the nuclear data library JEFF3.1.1 [7].

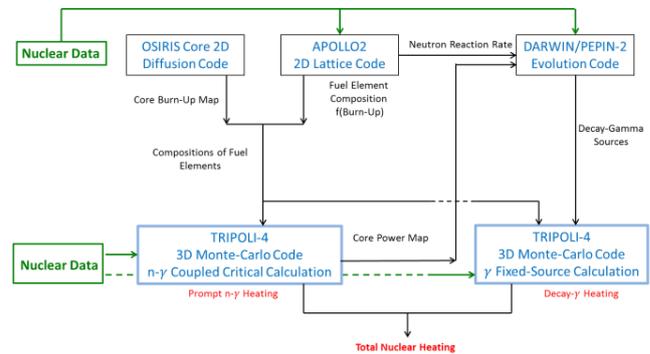


Fig. 5. Calculation scheme used for nuclear heating computation for OSIRIS

This calculation scheme architecture (Fig. 5) is based on two main steps which give on one side neutrons and prompt photons nuclear heating contributions and on the other side delayed gamma photons contribution.

In the first stage “TRIPOLI-4 neutron-gamma coupled critical simulation” neutrons are transported through the core geometry and generate new neutrons or photons. Generated neutrons and photons are also transported but charged particles are assumed to stay at the collision place. The isotopic composition of the fuel elements is determined by the core burn-up map and the radionuclide inventory as a function of the burn-up. The core burn-up map is calculated by the OSIRIS core 2-D diffusion code. The radionuclide inventory is given by the APOLLO2 [8] code which is a two dimensional lattice code.

In the second stage “TRIPOLI-4 fixed source calculation” geometry used is the same as the one used in the neutron-photon coupled calculation. Sources are obtained by DARWIN/PEPIN-2 [9] depletion code which solves the Bateman equations. This code needs the core burn up map and the core power map which is obtained from the TRIPOLI-4 coupled neutron photon simulation.

C. TRIPOLI-4 differential calorimeter devices modelization

Differential calorimeter devices are modelized from construction plans as close as reasonably possible. Five-stage calorimeter device geometry was used in the first experimental validation of the calculation scheme [4], Fig.6.

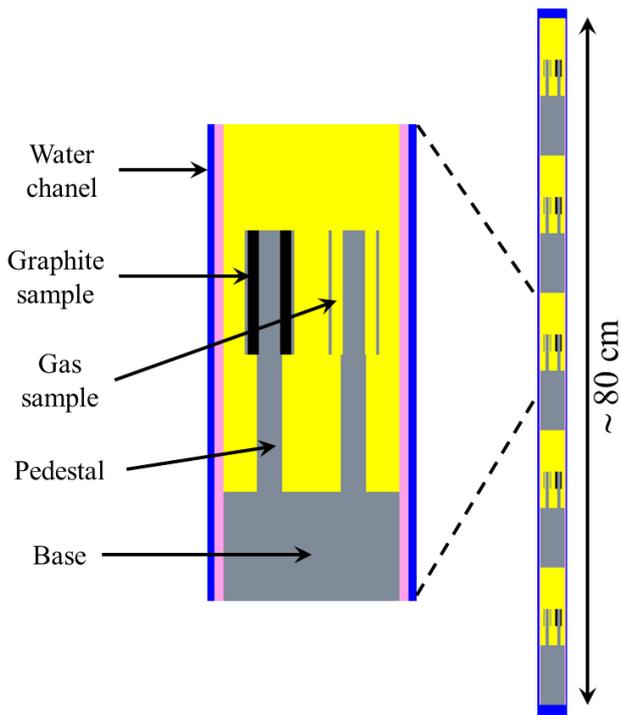


Fig. 6. Axial cross section of a TRIPOLI-4 modeling of one calorimeter from the five-stage calorimeter device

CALMOS device modelization takes only the probe part into account (Fig. 7). This model permits to stack up to three devices by irradiation hole to reduce time calculation.

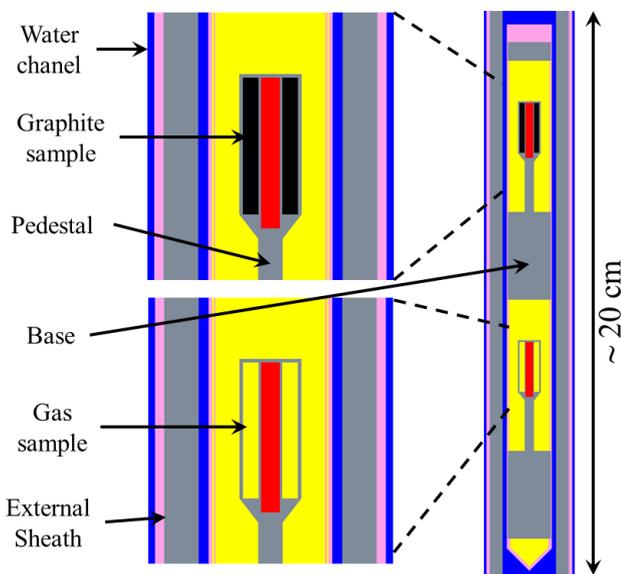


Fig. 7. Axial cross section of a TRIPOLI-4 modeling of CALMOS

Fig. 8 displays radial differences between the two devices modelizations. For CALMOS device, the graphite sample is located at the center and surrounded by more aluminium and water as the five-stage calorimeter device.

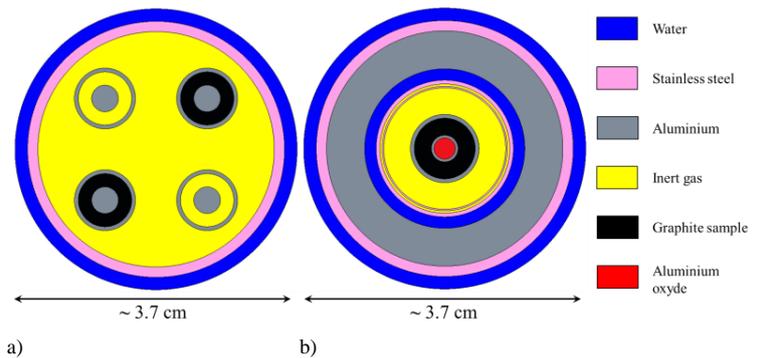


Fig. 8. Radial cross section of TRIPOLI-4 modeling of a) five-stage calorimeter device b) CALMOS device

D. Simulations

For comparison of the two calorimeters responses, simulations are based on three different cycles of irradiation (F215, F216 and F264). The first two are cycles F215 and F216 which were used to the first experimental validation of the calculation scheme [4]. In these cycles, the five-stage calorimeter device is inserted respectively in water box irradiation holes 44NE and 64SE with Core power at 70 MW. The third cycle is F264 and the CALMOS device is loaded in 44SW for a core power of 42 MW.

The five-stage calorimeter device gives 5 axial nuclear heating measurements. In order to compare the different geometries we need to modelize the CALMOS device at these five different levels. To reduce time calculation, two modelizations are done. The first one consists of the CALMOS device at -32 cm, 0 cm and +32 cm from the core mid-plane and the second one at -16 cm and +16 cm.

Three calculations are carried out for each cycle. One with the five-stage calorimeter device loaded in the eight holes of the two water boxes 44 and 64 and two with the CALMOS device in the same eight holes.

V. RESULTS

Nuclear heating in graphite samples is the addition of three components: Neutron energy deposition, Prompt photon energy deposition and Decay photon energy deposition. With the calculation scheme we have access at each of these results as well as neutron, prompt photon and decay photon fluxes. The most part of nuclear heating is due to photons (about 65% for prompt photons and 20% for decay photons) but the neutron contribution is not negligible (15%). Neutrons lead also to the nuclear heating by another way: along their travel across the matter, neutrons create prompt photons which impacts prompt photon deposition.

Results for cycles F215 and F216 are very close due to a core configuration quite similar, so comparison will be made only for cycles F215 and F264. Finally, nuclear heating results are quite different between cycles F215 and F264 due to the core power (70 MW for F215 against 42 MW for F264) so all results will be normalized at the 70 MW core power.

A. Device geometries impact on the core

The first step of comparison is about the eventual effect of devices geometry on the core power map. For all cycles, discrepancies on assembly power not exceeds 5% and be most of the time between -1% to 1% (reference is five-stage calorimeter device results). For cycles F215 and F216, discrepancy on assembly power is negative on the West side of the core and positive on the East side. For cycle F264 there is a North-South effect (positive at North and negative at South).

B. Total nuclear heating comparison between the two devices

Table. I and Table. II shows nuclear heating calculated in graphite samples at core mid-plane for the two devices. Standard deviations for these values are lower than 0.4%. For all axial levels standard deviation results are lower than 0.75%. We recall that standard deviation is statistic standard deviation due to Monte Carlo computation. These tables show that for cycles F215 and F216, the similar irradiation parameters such core burn up map and same axial position for control elements imply results very close.

Table.III show that discrepancies at core mid-plan are in the range of -3.9% to -7 %. These discrepancies are linked to the radial position of devices. For the experimental location 44 and 64, they are respectively about -6.1% and -4.8%.

Table. I. Total nuclear heating normalized to 70 MW for CALMOS device at core mid-plane: 0cm (cycles F215, F216 and F264)

	44 SW	44 SE	44 NW	44 NE	64 SW	64 SE	64 NW	64 NE
Cycle F215, CALMOS device (W/g graphite)	7.7	8.2	8.2	8.8	9.6	10.3	10.0	10.5
Cycle F216, CALMOS device (W/g graphite)	7.7	8.2	8.1	8.8	9.5	10.2	9.8	10.4
Cycle F264, CALMOS device (W/g graphite)	6.8	6.7	7.1	7.0	8.8	8.8	9.5	9.5

Table. II. Total nuclear heating normalized to 70 MW for five-stage calorimeter device at core mid-plane: 0cm (cycles F215, F216 and F264)

	44 SW	44 SE	44 NW	44 NE	64 SW	64 SE	64 NW	64 NE
Cycle F215, Five-stage calorimeter device (W/g graphite)	8.3	8.7	8.7	9.2	10.2	10.8	10.5	10.9
Cycle F216, Five-stage calorimeter device (W/g graphite)	8.3	8.8	8.6	9.3	10.1	10.7	10.4	10.8
Cycle F264, Five-stage calorimeter device (W/g graphite)	7.2	7.2	7.6	7.5	9.3	9.3	9.9	9.9

Table. III. Discrepancies (CALMOS/five-stage - 1) at core mid-plane: 0cm (cycles F215, F216 and F264)

	44 SW	44 SE	44 NW	44 NE	64 SW	64 SE	64 NW	64 NE
Cycle F215, Relative deviation	-6.7%	-5.8%	-5.9%	-4.6%	-5.5%	-4.8%	-5.4%	-3.9%
Cycle F216, Relative deviation	-7.4%	-6.0%	-5.5%	-5.5%	-6.2%	-4.5%	-4.9%	-3.9%
Cycle F264, Relative deviation	-6.4%	-7.0%	-6.4%	-6.2%	-5.0%	-5.7%	-4.1%	-4.1%
Average relative deviation	-6.1%				-4.8%			

Table. IV shows the axial repartition of discrepancy in the 44SW irradiation hole. Discrepancy increase with distance from the maximum flux plan and is in range of -3.7% to -9.5% for the whole core.

Table. IV. Axial repartition of nuclear heating discrepancy between CALMOS device and five-stage calorimeter device (44SW irradiation hole)

Axial position from core-mid plane (44SW hole)	-32cm	-16cm	core mid-plane	16cm	32 cm
Cycle F215, Relative deviation	-9.4%	-7.7%	-6.7%	-6.2%	-7.0%
Cycle F264, Relative deviation	-8.8%	-7.1%	-6.4%	-6.2%	-6.4%

In Table. V, we can see that at the edges, neutrons and decay photons contributions decrease unlike prompt photon contributions which increase. It's come from that at -32 cm and 32 cm there is no more fission reactions which produce decay photons and almost all neutrons. This phenomenon is the same in both geometries.

Table. V. Nuclear heating contributions for different axial positions at 44SW irradiation hole

Axial position from core-mid plane (44SW hole)	-32cm	-16cm	core mid-plane	16cm	32 cm
Neutrons contribution	13.2%	15.5%	15.4%	15.2%	12.6%
Prompt Photons contribution	71.7%	66.0%	65.1%	65.0%	70.9%
Decay Photons contribution	15.1%	18.6%	19.4%	19.8%	16.5%

Fig. 9 display nuclear heating discrepancies and contributions of each kind of particles. Neutron contribution is about 20% of the difference of nuclear heating between the two geometries. Contributions for prompt photon and decay photon are respectively about 43% and 37%. In order to give elements of explication about the discrepancy between results coming from the two geometries, next parts focus on each contribution of nuclear heating.

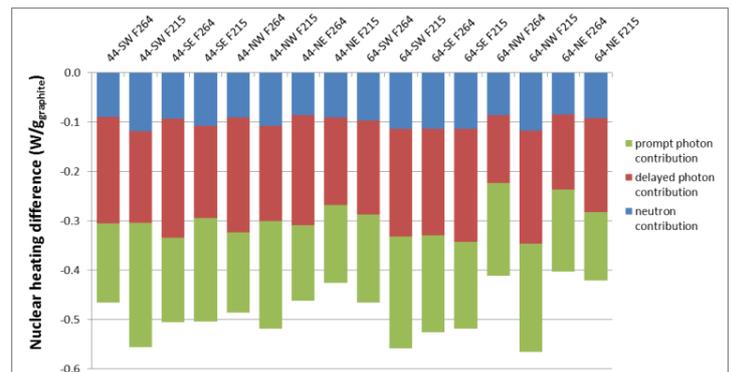


Fig. 9. Particles contribution at nuclear heating difference, between CALMOS and five-stage calorimeter device

C. Neutron energy deposition comparison

To understand differences between device nuclear heating, we need to define which energies are important for neutron energy deposition. On Fig. 10 energy deposition is function of the incoming neutron energy. It shows that the maximum energy deposition is between 0.6 to 0.82MeV. Furthermore,

95% of neutron nuclear heating in graphite at core mid-plane is done by neutron with energy in range of 100 keV to 6 MeV.

Because particles fluxes and nuclear heating are strongly correlated (1), graph on Fig. 11 focus on neutron flux in graphite samples for the different devices. It shows that neutron fluxes are overall the same but locally CALMOS sample fluxes are lower for high energies and upper for low energies. It seems that neutron undergo more thermalization in CALMOS device geometry. Fig. 12 is a zoom of Fig. 11 for neutron nuclear heating most contributive energies. For these energies, neutron flux discrepancy between the two devices is about -8%.

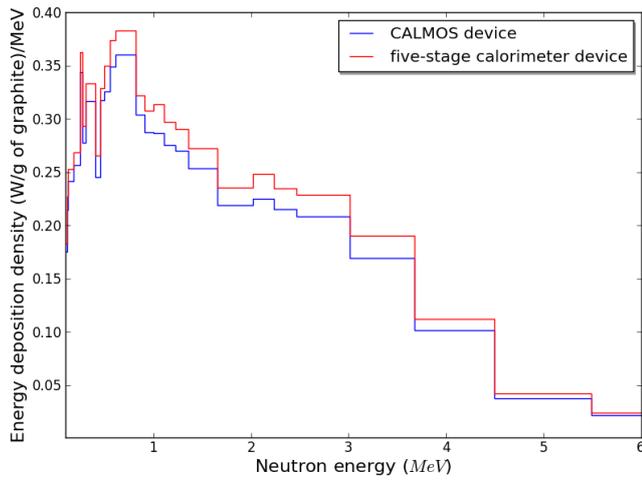


Fig. 10. Neutron energy deposition as a function of neutron energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

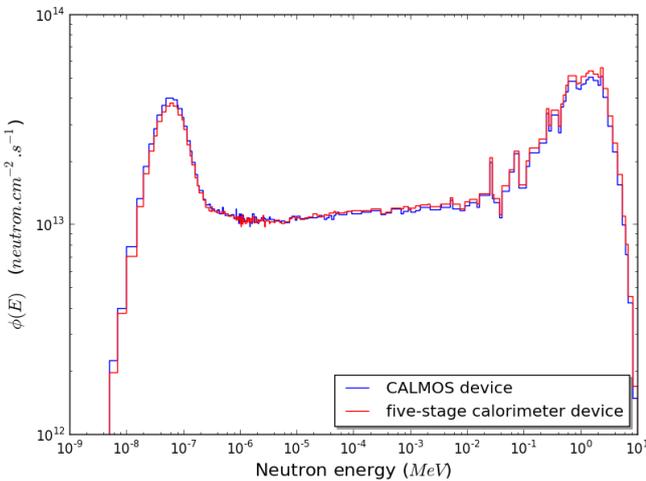


Fig. 11. Neutron flux as a function of neutron energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

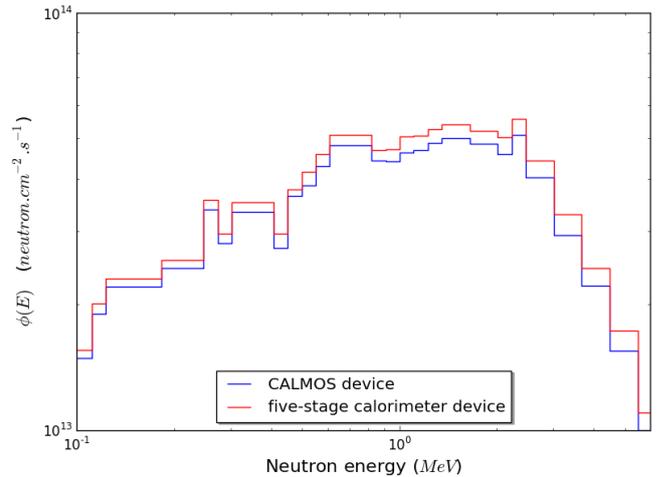


Fig. 12. Zoom on contributive energy range for Neutron flux as a function of neutron energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

D. Prompt Photon energy deposition comparison

Prompt photon contribution to nuclear heating displayed on Fig. 13 highlights that energy deposition maximum is for photon in range of 477 to 602 keV. Photons with energies between 100 keV to 7 MeV contribute for 92% of prompt photon nuclear heating. In this interval, photons between 100 keV to 1 MeV contribute for 32% and those in range of 1 to 3 MeV contribute for 42%.

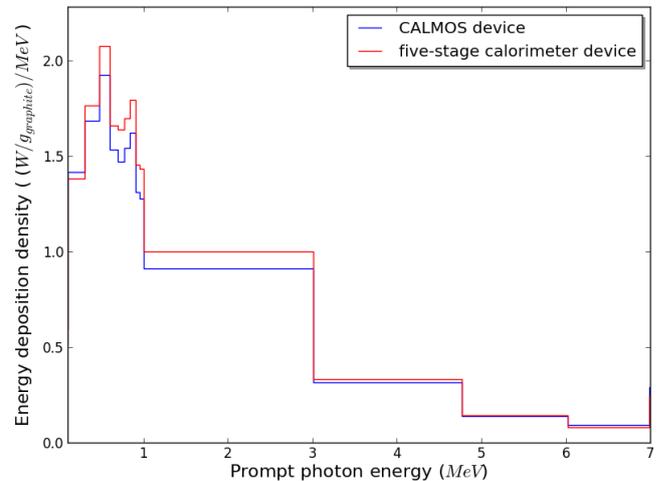


Fig. 13. Prompt photon energy deposition density as a function of photon energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

Fig. 14 display prompt photon flux for the two devices geometries and shows that there is a lack of photon about -5% in CALMOS geometry for the most contributive energies.

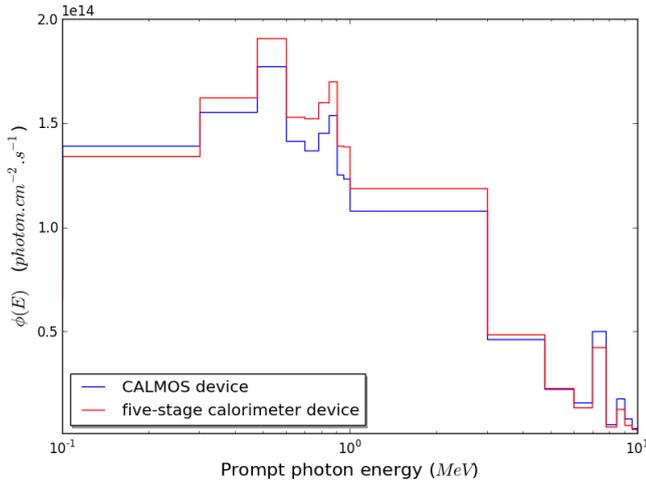


Fig. 14. Prompt photon flux as a function of photon energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

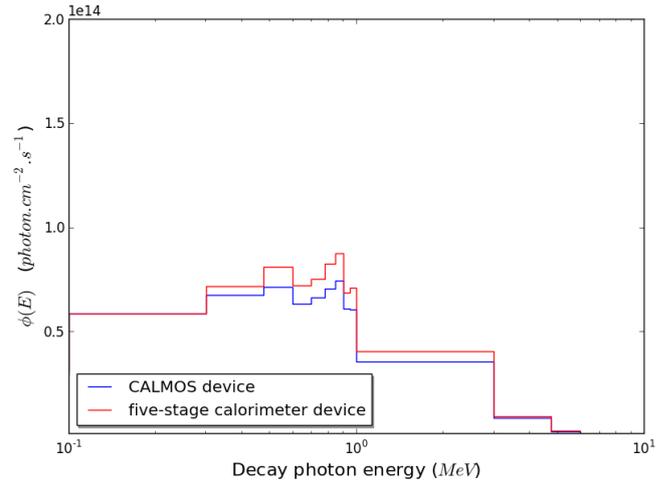


Fig. 16. Decay photon flux as a function of photon energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

E. Decay Photon energy deposition comparison

Fig. 15 represents decay photon energy deposition as a function of photon energy. It shows that the maximum of decay photon nuclear heating is for energies in the range of 477 to 903 keV. Photons with energies between 100 keV to 3 MeV contribute to around 90% of decay photon nuclear heating. Fig. 16 display decay photon flux for the two devices geometries at most contributive energies (i.e. 100 keV to 7 MeV). It shows that there is a lack of photon about -11% in CALMOS geometry.

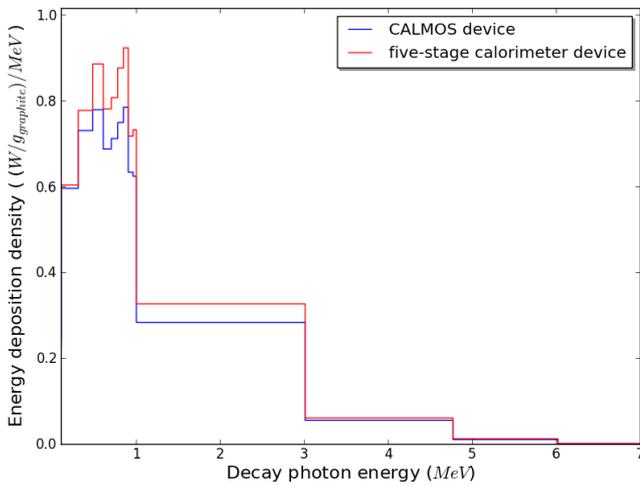


Fig. 15. Decay photon energy deposition density as a function of photon energy for CALMOS device and five-stage calorimeter device

Prompt and decay photon fluxes are noticeably similar in terms of shape.

F. Calculation measurement comparison

Results obtained by the calculation scheme were compared to measurements of the five-stage calorimeter device for three axial levels [4]. These results are displayed in Fig. 17 for irradiation holes 44 North-East in cycle F215 and 64 South-East in cycle F216. Discrepancy between measurement and calculation at mid-core plane are about -13% for cycle F215 and -15% for cycle F216. Discrepancy is about -20 to -25% at the edges.

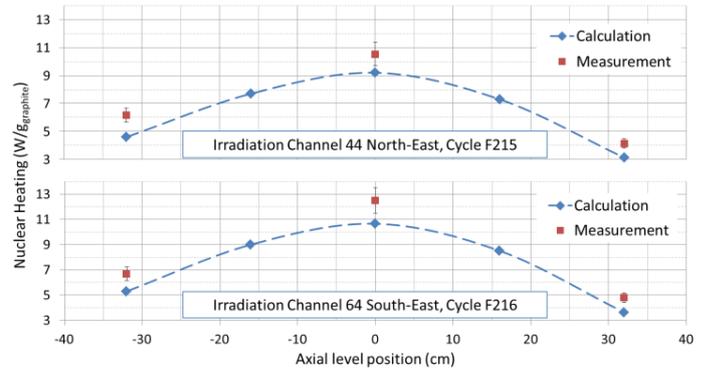


Fig. 17. Nuclear heating axial profile: calculation vs measurement comparison for five-stage calorimeter device

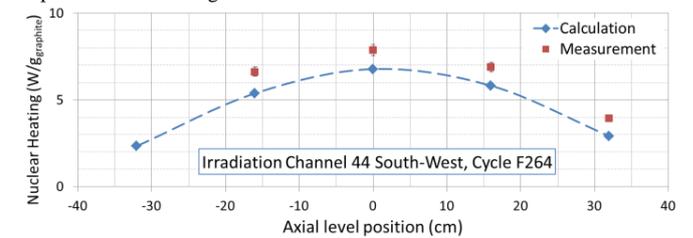


Fig. 18. Nuclear heating axial profile: calculation vs measurement comparison for CALMOS device

Measurements [10] and calculation results for CALMOS device in F264 cycle are plot in Fig. 18. Discrepancy between measurement and calculation is about -14% at mid-core plane and -26% at level +32 cm.

VI. DISCUSSION

Results displayed previously shows that device geometry impacts particle fluxes which cause a nuclear heating difference in graphite samples. We will now try to determine which geometrical parameters impact energy deposition.

As shown in Fig. 11, neutron flux in CALMOS device's graphite sample is higher in thermal domain and lower in fast domain for the core mid-plane. This effect does not occur in +32 cm axial position where the two devices graphite samples are in more similar position (water above samples and calorimeter below). Water seems to impact neutron flux with more thermalization. However, this effect does not totally explain discrepancy of neutron nuclear heating.

Nuclear heating is lower in CALMOS device geometry for all contribution (about -8% for neutron, -5% for prompt photon and -11% for decay photon). This makes thinking of flux attenuations due to geometry. Fig. 8 shows that in CALMOS geometry, the graphite sample is surrounded by more aluminium and water. Exponential attenuation of beam in one dimension through that layer of aluminium gives for contributive energies the same order of size results.

Finally, aluminium width appears to be the major element impacting nuclear heating in CALMOS device. Investigation may be followed by focusing on particle flux in each region of device geometries.

VII. CONCLUSION AND PROSPECTS

In this paper we have evaluated differences between five-stage calorimeter and CALMOS devices in terms of nuclear heating and particle fluxes, using the TRIPOLI-4 Monte-Carlo code. The evaluation of the geometry effect is based on calculations of the two calorimeters with the same OSIRIS irradiation conditions.

Values of nuclear heating calculated in CALMOS are on lower than those of the five-stage. The differences are in the range of -3.9% to -7% at core mid-plane with an average of -6.1% and -4.8% respectively for the experimental location 44 and 64. They increase with distance from the core mid-plane up to -9.5%.

Nuclear heating in calorimeter graphite samples is strongly correlated to neutron and photon energetic spectra. Contributive energies to nuclear heating are in the range of 100keV to 6MeV for neutrons, 100keV to 7MeV for prompt photons and 100keV to 3MeV for decay photons.

Differences between calorimeter geometries lead to modification of the local neutron and photon spectra and hence the nuclear heating in graphite samples.

Comparisons of calculated and measured values of nuclear

heating lead to similar discrepancies (about -15%) for the two calorimeters. This similarity validates the relevance of the calorimeter comparison using simulation.

Improvement of the calculation scheme is ongoing such integration of an axial burn-up profile for fuel elements. It will be used to evaluate nuclear heating in specimens irradiated in experimental devices according to their geometry and compositions.

ACKNOWLEDGMENT

Authors gratefully acknowledge H. Carcreff from the OSIRIS Dosimetry Team at the "Reactor Irradiations and Nuclear Studies Section" (SIREN) for providing calorimetric measurements carried out in the OSIRIS reactor. The assistance of the TRIPOLI-4 Project Team at the "Reactor Studies and Applied Mathematics Section" (SERMA) in making it possible the use of the last developments in the TRIPOLI-4 code is also acknowledged, in particular A. Zoia.

REFERENCES

- [1] H. Carcreff, "CALMOS: Innovative Device for the Measurement of Nuclear Heating in Material Testing Reactors", in *Journal of ASTM International (JAI)*, Volume 9, Issue 3 (March 2012)
- [2] TRIPOLI-4 Monte Carlo Transport Code, <http://www.nea.fr/abs/html/nea-1716.html> (2004).
- [3] Trama J.-C., Malvagi F., Petit O., Hugot F.X., Lee Y.K., Huot N., Dumonteil E., Zoia A., Brun E., Mazzolo A., "Overview of TRIPOLI-4 version-7 Continuous-energy Monte Carlo Transport Code," *International Congress on Advances in Nuclear Power Plants 2011 (ICAPP 2011)*, Nice, France, May 2-5, 2011.
- [4] F. Malouch, "Development and Experimental Validation of a Calculation Scheme for Nuclear Heating Evaluation in the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor", *Journal of ASTM International (JAI)*, Volume 9, Issue 4 (April 2012)
- [5] H. Carcreff, A. Alberman, L. Barbot, F. Rozenblum, D. Beretz and Y. K. Lee, "Dosimetry Requirements for Pressure Vessel Steels Toughness Curve in the Ductile to Brittle Range", *J. of ASTM International (JAI)*, Vol. 3, Issue 3, (Mar., 2006).
- [6] Y.K. Lee and F. Malouch, "Analysis of OSIRIS In-Core Surveillance Dosimetry for GONDOLE Steel Irradiation Program by Using TRIPOLI-4 Monte Carlo Code", 13th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR13), Akersloot, Netherlands, May 21-25, 2008.
- [7] Santamarina A., Bernard D., Blaise P., Coste M., Courcelle A., Huynh T.D., Jouanne C., Leconte P., Litaize O., Mengelle S., Noguère G., Ruggieri J.M., Sérot O., Tommasi J., Vaglio-Gaudard C., Vidal J-F., "The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 22, Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1," NEA No. 6807, OECD/NEA Edition 2009.
- [8] Sanchez R., Zmijarevic I., Coste-Delclaux M., Masiello E., Santandrea S., Martinolli E., Villatte L., Schwartz N., Guler N., "APOLLO2 year 2010," *Nuclear Engineering and Technology*, 42, 5 (2010), 474-499.
- [9] Roque B., Thiollay N., Marimbeau P., Barreau A., Tsilanzara A., Garzenne C., Marcel F., Toubon H., Garat C., "Experimental validation of the code system DARWIN for spent fuel isotopic prediction in fuel cycle applications," *PHYSOR 2002*, Seoul, Korea, October, 7-10, 2002.
- [10] H. Carcreff, L. Salmon, C. Courtaux, "First In-Core Measurement Results Obtained with the Innovative Mobile Calorimeter CALMOS inside Osiris Material Testing Reactor", *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2013)*, 23-27 June 2013, Marseille.

Annexe C

Improvement of Nuclear Heating Evaluation inside the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor

15th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR15), Aix
en Provence

Improvement of Nuclear Heating Evaluation inside the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor

Arthur Péron^{1a}, Fadhel Malouch¹, and Cheikh M. Diop¹

¹ Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA), Saclay center, DEN/DANS/DM2S/SERMA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Abstract. In this paper we present a nuclear heating from neutron and photon rays calculation scheme mainly based on the Monte-Carlo neutral particle transport code TRIPOLI-4[®] which takes into account fuel elements axial distributions of compositions. This calculation scheme is applied to the OSIRIS reactor in order to evaluate the effect of using realistic axially heterogeneous compositions instead of uniform ones. After a description of nuclear heating evaluation, the calculation scheme is described. Numerical simulations and related results are detailed and analysed to determine the impact of axially heterogeneous compositions on fluxes, power and nuclear heating.

1 Introduction

Technological neutron/photon irradiations undertaken in experimental reactors are essential for the safety for the current power reactor fleet as well as for testing innovative types of reactors. Irradiation programs carried out in Material Testing Reactors (MTR) must be representative of phenomena and irradiation conditions in actual power plants, in particular in terms of neutron flux (or fluence), pressure and temperature. Material samples irradiated inside a MTR core needs to have their irradiation conditions enslaved to fixed values. Temperature closed-loop control is obtained by electric heating elements or by modifying the nature of a gas surrounding the sample. This corresponds for about 20 % of the total temperature in irradiation samples. The other 80 % comes from the nuclear heating due to the energy deposited by neutrons and photons in samples. Nuclear heating varies approximately from 2 to 16 W/g and depends mainly on the sample nature. A reliable evaluation of such heating is also one of the key data for thermal studies in the design and safety of experimental devices.

The purpose of this paper is to highlight the effects of using an axial profile of compositions instead of a uniform composition for fuel elements in nuclear heating calculations using the Monte-Carlo neutron and photon transport code TRIPOLI-4. In this paper, the nuclear heating evaluation is first described and then the nuclear heating calculation scheme is detailed. Afterwards, the OSIRIS MTR and its modelizations for the TRIPOLI-4 code are presented. Then the effect of composition axial profiles on fluxes, power and nuclear heating are investigated and analysed. Finally, a comparison of results versus measurements is done.

^a Corresponding author: ARTHUR.PERON@cea.fr

2 Nuclear heating evaluation using the TRIPOLI-4[®] code

2.1 Deposited energy calculation

We recall here the basic definitions and properties of deposited energy KERMA's induced by a neutron flux in a coupled neutron-photon transport [1]. Nuclear heating due to neutrons can be conveniently expressed in terms of the KERMA factors $k_{i,j}(E)$, i.e., Kinetic Energy Release in Matter where E is the incident particle energy. The definition of the kermas $k_{i,j}(E)$ is such that the heating rate $H(E)$ of a mixture of different materials in a given volume reads at incident energy E :

$$H(E) = \sum_i \sum_j \rho_i k_{i,j}(E) \varphi(E) \quad (1)$$

Here ρ_i is the atom density of material i , $\varphi(E)$ is the neutron (scalar) flux at E and $k_{i,j}(E)$ is the kerma factor for element i and reaction j at E . Thus, the kermas play the role of a microscopic reaction cross section, carrying units of [energy \times cross section], i.e., [MeV \times b]. In other words, the kerma factor $k_{i,j}(E)$ expresses the total kinetic energy release $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ induced by the reaction j in the element i , at a given incident energy E , times the microscopic cross section $\sigma_{i,j}(E)$ for the same nuclear reaction in the same material:

$$k_{i,j}(E) = \sum_c \bar{E}_{i,j}^c(E) \sigma_{i,j}(E), \quad (2)$$

where the sum is performed over all charged products resulting from the nuclear reaction j , *including the recoil nucleus*. By definition, the term $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ expresses the kinetic energy carried away by the c^{th} charged reaction product. The cross sections act as weight factors, in that they express the probability that each of the possible reactions contributes to the total energy release.

For most isotopes or natural elements in nuclear data libraries, however, detailed information for $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ is not available, so that the kerma factors must actually be computed via the *energy balance method*. This amounts to noting that the energy allocated to charged reaction products and recoil nuclei is obtained by subtracting the energy carried away by transported neutrons and photons from the available initial (mass and kinetic) energy. It is crucial to recall that *both neutrons and photons* are assumed to be transported. The available energy for the reaction is given by the sum $+Q_{i,j}$, where $Q_{i,j}$ is the reaction Q-value resulting from the mass defect (in energy units), measured with respect to the ground state of each nucleus. We have then:

$$E + Q_{i,j} = \sum_c \bar{E}_{i,j}^c(E) + \bar{E}_{i,j}^n(E) + \bar{E}_{i,j}^{\gamma}(E), \quad (3)$$

so that we obtain the neutron KERMA's:

$$k_{i,j}(E) = [E + Q_{i,j} - \bar{E}_{i,j}^n(E) + \bar{E}_{i,j}^{\gamma}(E)] \sigma_{i,j}(E) \quad (4)$$

where $\bar{E}_{i,j}^n(E)$ is the mean energy carried away by the emitted neutrons (if any) and $\bar{E}_{i,j}^{\gamma}(E)$ is the mean energy carried away by the emitted photons (if any). In both $\bar{E}_{i,j}^n(E)$ and $\bar{E}_{i,j}^{\gamma}(E)$ terms, multiplicity is also taken into account. Equation 4 provides the energy balance method that is currently used in TRIPOLI-4 to compute the energy deposition [1].

According to the ENDF format [2], for all reactions j on the element i , the required cross sections $\sigma_{i,j}(E)$ can be retrieved from nuclear data libraries in section MF3, and are associated to a distinct MT number. Each MT number identifies a reaction with specific incoming particle, reaction products and residual nucleus (depending on the target nucleus i). The Q-value $Q_{i,j}$ is coded in the header of each MT reaction in MF3, but TRIPOLI-4 computes $Q_{i,j}$ by resorting to mass defect calculations whenever possible.

Energy deposition calculation is strongly correlated to nuclear data evaluations. A number of isotopes of the most common data libraries, such as for instance JEFF-3.1.1, JEFF-3.2 and ENDF/B-

VII.1 [3], are affected by energy and/or momentum conservation faults in the photon productions, which potentially result in negative kermas (typically when the photon energy exceeds the limit allowed by kinematics), sharp glitches (missing photons demanded by energy conservation), or inaccurate thresholds for photon emission sections [4] [5]. Such inconsistencies can be detected for instance by resorting to the kinematic limit method [6].

2.2 Coupled neutron-photon 3D calculation scheme

To evaluate nuclear heating in reactors, a three-dimensional coupled neutron-photon calculation scheme has been set up. The calculation scheme architecture is presented in Figure 1. It is based mainly on the TRIPOLI-4 Monte Carlo transport code which has been extensively validated against experimental results from neutron flux measurements performed in ex-core and in-core experiments [7][8]. Two TRIPOLI-4 simulations are needed to estimate the total nuclear heating. The first one is a coupled neutron-photon critical calculation for the nuclear heating due to neutrons and prompt photons. The second one is a photon fixed source calculation which simulates gamma from fission products decays. These two main steps need upcoming data: nuclear data which represent the physics of simulations and irradiation data for setting up geometry and compositions of the core. The calculation scheme uses nuclear data from the CEAV5_1.1 library, based mainly on the nuclear data library JEFF3.1.1 [9]. Irradiation data are either given by the user (control elements positions, loading of experimental devices...) or either computed by some deterministic calculation codes.

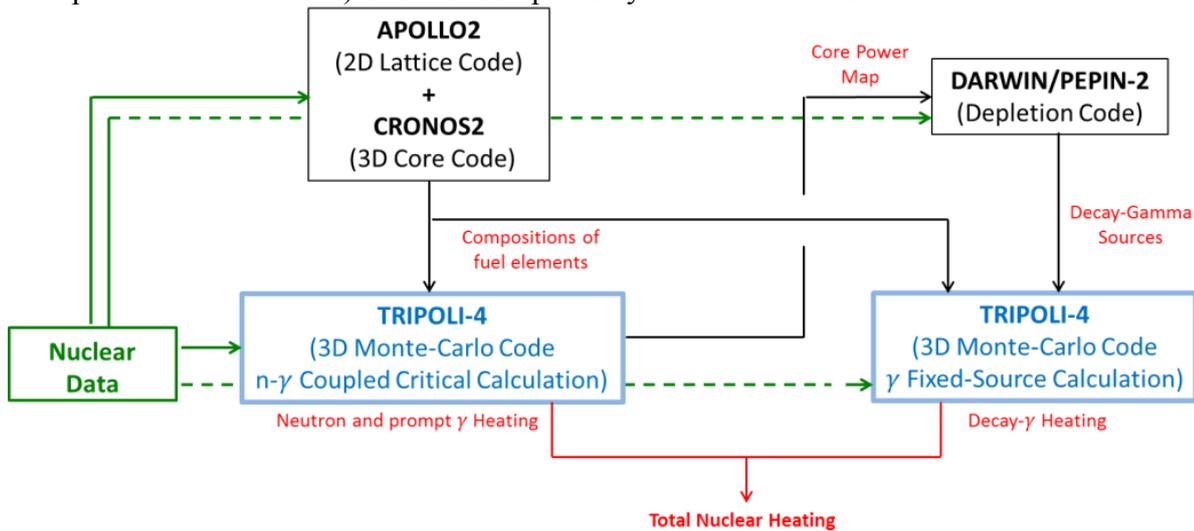


Figure 1. Nuclear heating evaluation scheme architecture

Until now, evaluations of compositions were done by a 2D core code coupled at the APOLLO2 lattice code thus nuclear heating calculations were necessary done with a uniform composition along the Z axis [10]. The purpose of this paper is to highlight the interest of realistic 3D irradiation conditions to estimate particle fluxes, power and nuclear heating for neutrons, prompt photons and decay photons. Estimations of fuel elements compositions are now performed with the APOLLO2 2D lattice code and the CRONOS2 3D core code. The APOLLO2 code calculates multi-group self-shielded cross sections on a fine energy grid (281 groups) for the different elements in the core. Cross sections are after condensed and stocked in libraries called SAPHYBs to be used by the CRONOS2 code. CRONOS2 allows the following of fuel elements evolution along their different irradiations by chained calculations. It permits to estimate axial distributions of burn-up and compositions for each fuel elements at a chosen time. This is a major innovation for nuclear heating evaluation in the case of the OSIRIS reactor.

3 Relevance of axial distributions of compositions for fuel element, application on the OSIRIS MTR reactor

3.1 TRIPOLI-4 modelization of the OSIRIS reactor

The OSIRIS Material Testing Reactor (MTR) is an experimental pool type light water reactor operational since 1966 at the CEA Saclay center. The core is a compact unit of 60 cm x 70 cm x 70 cm for a power of 70 MW. The core vessel contains a rack of 56 cells loaded with 38 standard fuel elements made of 22 fuel plates, 6 control elements (hafnium absorber above a fuel element) and up to 7 beryllium elements (Fig. 2). Two cells (22 and 26) are employed for the radioisotope production with medical use (MOLY devices). Cells 24, 44 and 64 are loaded with water boxes dedicated to experiments (up to four experiments rigs by water box).

The modelization of the OSIRIS core is as close to the plans as possible (Fig. 3), for example each fuel plate is taken into account, control elements can be moved or axial discretization of fuel element compositions can be modified.

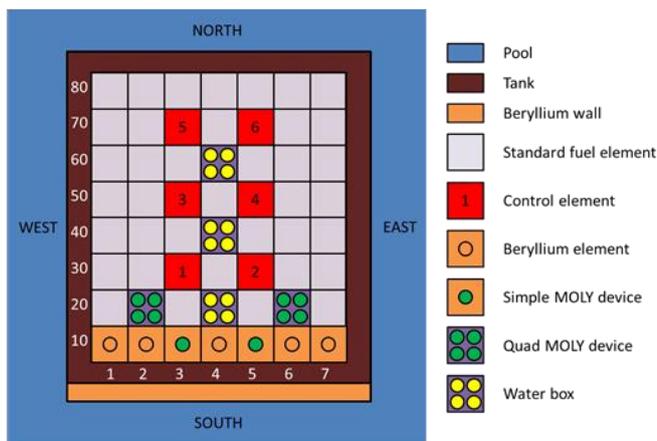


Figure 2.

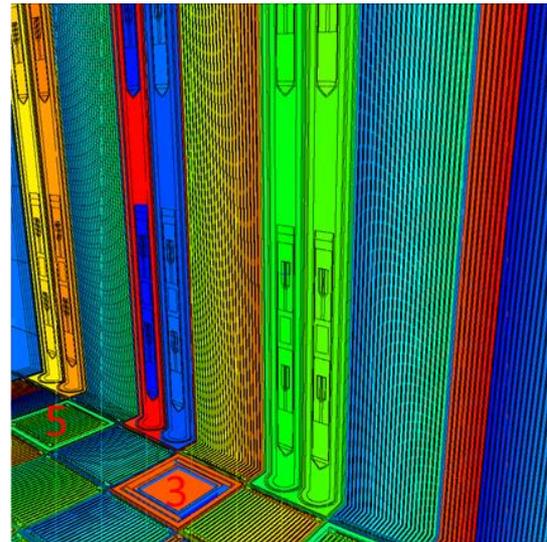


Figure 3.

1

Figure 2. Radial cross-section of the OSIRIS core (a number is associated at each position given by the sum of the column and the line numbers. For example here we have 3 water boxes in positions 24, 44 and 64)

Figure 3. 3D modelization of the OSIRIS core for TRIPOLI-4 (red number refer to control element positions from Figure 1.)

This part will show comparisons between three modelizations: a calculation with an axially uniform composition for fuel elements and two calculations with a fuel composition axial discretization of 7 and 21 cells. Comparisons are done for all core elements on an axial grid of 21 meshes containing the effective geometry. In the following we present results for two fuel elements and one irradiation element (water box) representative of phenomena. Fuel elements are in cells 34 and 84 (Fig.2) with respectively a mean burn-up of 80 and 15 GW.j/t and the water box is in cell 44. In this study we have evaluated the following quantities:

- neutron fluxes, prompt and decay photon fluxes, powers (obtained with fission reaction rates), neutron nuclear heating and prompt and decay photon nuclear heating for each fuel element on an axial mesh of 21 cells

- fluxes and nuclear heating for neutron, prompt photon and decay photon in the water box.

In the study, Monte Carlo standard deviations are for all calculated tallies inferior to 1%.

3.2 Neutron and photon fluxes comparisons in fuel elements

Figure 4 shows that using axial distributions instead of an axially uniform composition altered the neutron flux axial profile. This phenomenon mainly depends on fuel element burn-up and increases with it. It is explain by an increase of neutron poison production and a loss of fissile elements in the middle of fuel elements during their life due to a more important neutron flux at this location. So, for a

high burn-up fuel element, neutron poisons are in more important concentrations at the centre while fissile elements are in reduced quantities. We can notice that 7 and 21 compositions cells gives similar results in term of neutron flux profiles and this is similar for prompt photons and decay photons.

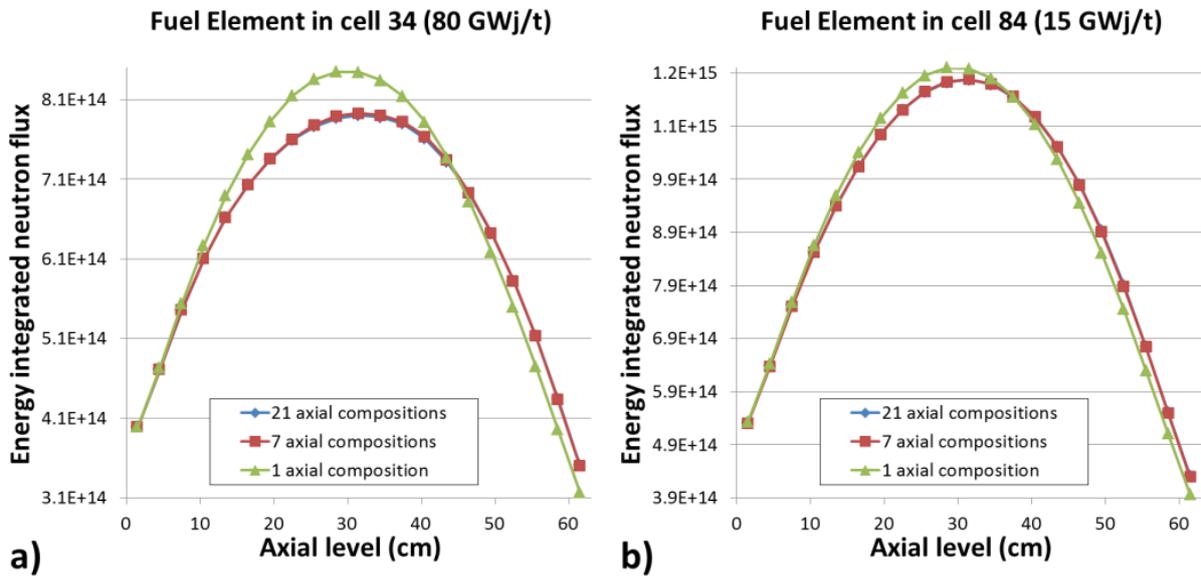


Figure 4. Neutron axial distribution flux (integrated from 0 to 20 MeV) by axial mesh for 2 fuel elements at different burn-up (a) 80 GW.j/t, b) 15 GW.j/t)

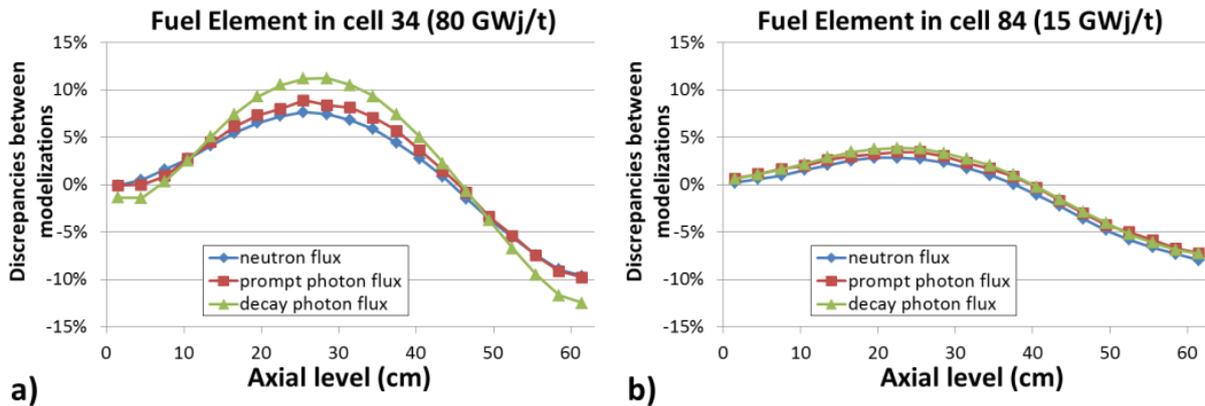


Figure 5. Flux discrepancies between 1 versus 21 cells modelizations for 2 fuel elements at different burn-up (a) 80 GW.j/t, b) 15 GW.j/t)

Figure 5 quantify flux discrepancies between uniform axial compositions versus axial profile of 21 compositions. It highlights that fuel elements with high burn-up have their different fluxes (neutron, prompt photon and decay photon) affected by the axial distribution of compositions, but not in same term. Decay photon flux is the more affected (discrepancies from -12% to 12%) due to the important changes in term of fission products concentrations. Discrepancies on neutron and photon fluxes are similar (from -10% to 8%) because prompt photons are mainly created by neutron reactions.

3.3 Power and deposited energy comparisons in fuel elements

In fuel elements, powers and deposited energies are more affected than fluxes by a change in the axial distribution of compositions. First, there are more discrepancies between 7 and 21 axial compositions in term of power as shown in Figure 6. Secondly, with an axial distribution of concentrations, the axial power profile shape is more degraded and loses his symmetry. It corresponds more at expected results for the core geometry. Indeed, control elements in the upper part of the core reduce fissile elements loss by fission while irradiation. Thus, upper part of fuel elements at high

burn-up gives more power than lower part. Discrepancies between 1 versus 21 compositions modelizations are in range of -18% to 17%.

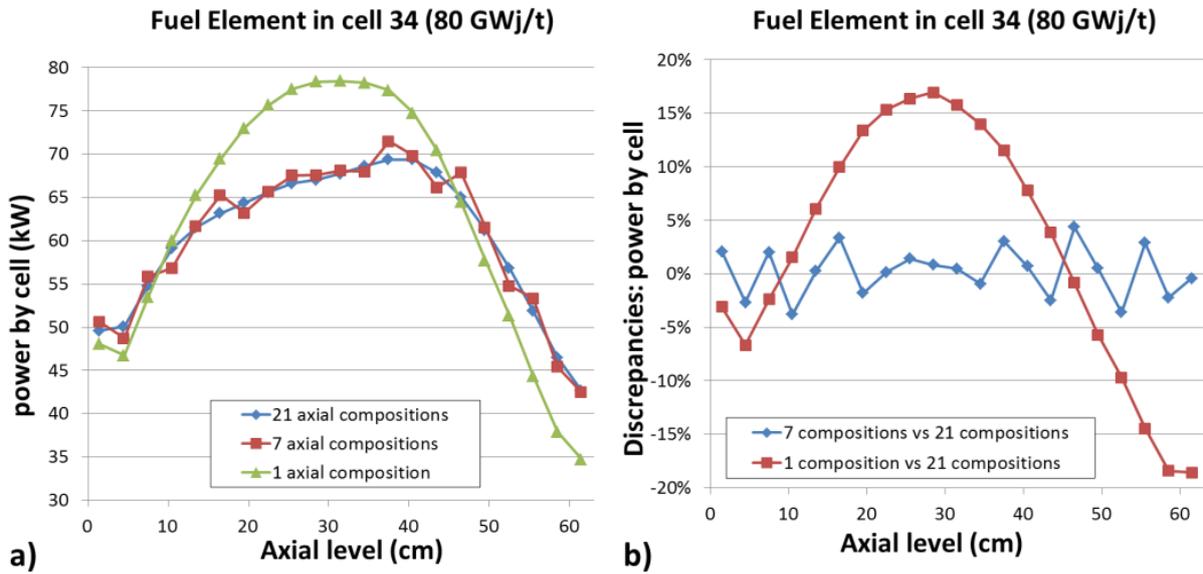


Figure 6. a) Power by cell for the 3 different modelizations b) discrepancies between power of the different modelizations

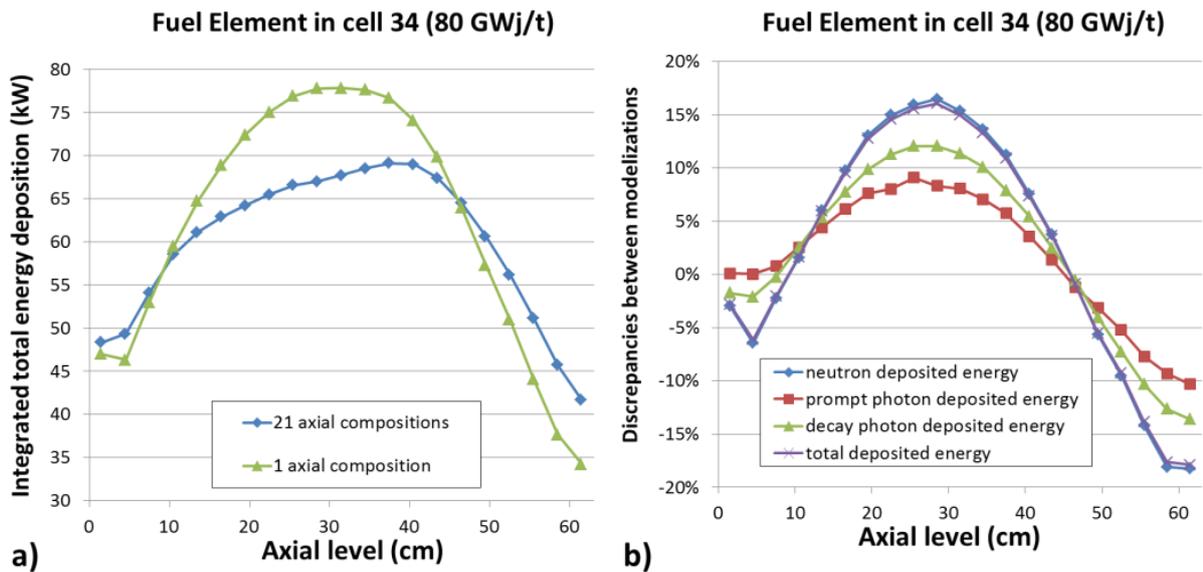


Figure 7. a) Total nuclear heating axial profile for 2 modelizations b) Discrepancies for the different nuclear heating contributions (1_cell/21_cells – 1)

Nuclear heating and power are strongly correlated in fuel elements. Indeed, the major part of deposited energy comes from fission products which carried about 170 MeV from the 200 MeV Q-value. In that, power is close to neutron nuclear heating which represent about 95% of total nuclear heating. Thus, total nuclear heating axial profile (Fig. 7 b)) in fuel elements is similar as the profile power. Concerning photon nuclear heating, prompt photons discrepancies they vary from -10% to 9% while decay photons discrepancies are in range of -14% to 12%.

3.4 Fluxes and deposited energy comparisons in water box

Results in experimental positions are less affected by axial compositions than fuel elements. Discrepancies are in range of -10% to 7% as shown in Figure 8. They correspond to the core average

discrepancies. These results are comparisons between calculations and need to be confronted to experiment. This has been done in the next part.

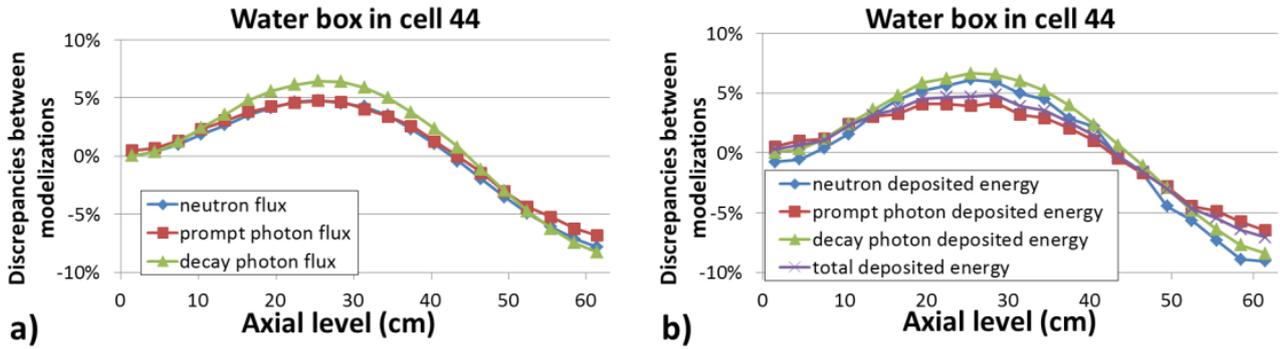


Figure 8. Discrepancies between 1 axial composition versus 21 compositions in water box in cell 44
a) fluxes b) deposited energies

4 Experimental validation using differential calorimetry

To complete this study we have setup a comparison of the three modelizations versus differential calorimetry results performed with the CALMOS experimental device [11] [12]. The principle of differential calorimetry is to compare the temperatures of a cell filled with a sample (of a given material) to a reference cell (with no sample). The temperature difference is directly correlated to the nuclear heating in the sample. In OSIRIS calorimeter devices, nuclear heating is measured in graphite samples because of its low atomic number which disturb not much the photon flux and its good transparency to neutron. Figure 8 shows results of measurements versus calculation results. We can see that using an axial profile for compositions changes the shape of nuclear heating in calorimeter, highly reducing discrepancies with measurements for positions above 5 cm high (from -76% to -39% at 43 cm). However, discrepancy at core mid-plane is lightly increase from -14% to -16.5%.

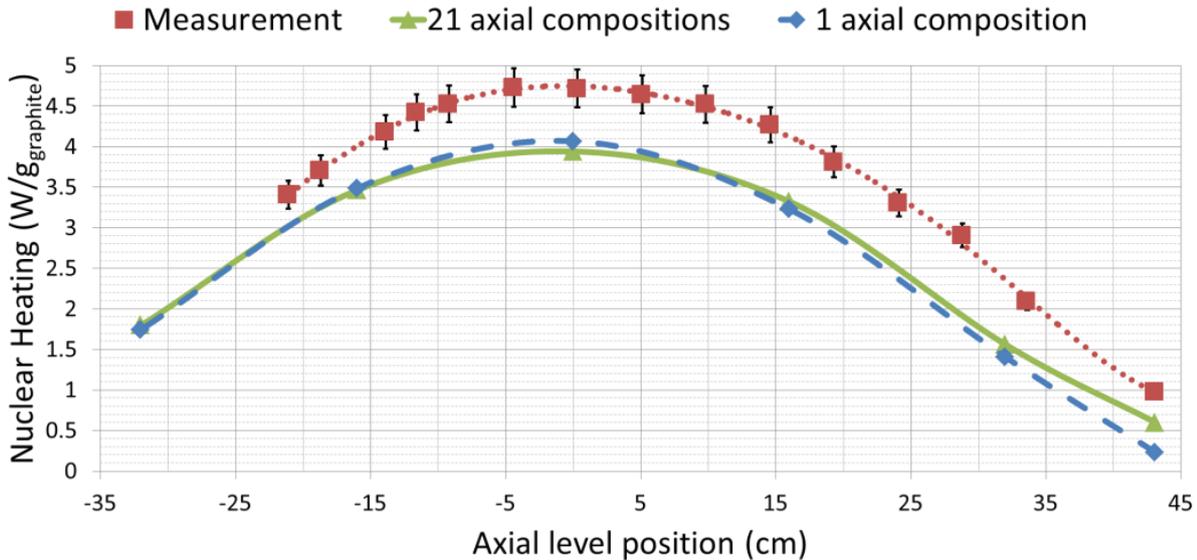


Figure 9. Comparison between experimental measurements and calculation results in position 44SO of the OSIRIS core

5 Conclusions and prospects

In this paper we present a nuclear heating calculation scheme which takes into account fuel elements axial distributions of compositions. We apply the calculation scheme to the OSIRIS reactor and evaluate the effect of using realistic axially heterogeneous compositions instead uniform ones by

calculation/calculation comparisons. Impacts are evaluated in fuel and experimental elements on fluxes, power or nuclear heating. This permits to highlight the importance of realistic compositions to take into account the good axial profile of calculated quantities which can be misevaluated by $\pm 20\%$. However, this is a local phenomenon which mainly depends on fuel element burn-ups and poison productions and whole core is affected in lower proportion (-12% to 7%).

An experimental validation has been set up to complete this study. Results are compared to nuclear heating measurements performed using differential calorimetry in an experimental location. Discrepancies between measurements and calculation results are in range of -15% at core mid-plane and they are strongly reduced with the use of realistic compositions for the upper part of the core (from -76% to -39%).

Sources of discrepancies between experiments and simulations could be explained by a lack in photon production nuclear data [6] and simplifications concerning modelizations. Further investigations are ongoing to understand these discrepancies.

References

1. A. Zoia et al., Energy deposition in TRIPOLI-4, version 8, Rapport CEA 11-5165 A (2011).
2. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. ENDF-6 Formats Manual. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII. CSEWG Document ENDF-102, Report BNL-90365-2009.
3. M.B. Chadwick et al., ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data, LA-UR 11-05121, LANL, USA, 2011.
4. <http://t2.lanl.gov/nis/data/endl/ebalVII.1/summary.html>
5. N. J. Peters, J. C. McKibben, K. Kutikkad, and W. H. Miller, Refining the Accuracy of Predicting Physics Parameters at Research Reactors due to the Limitations in the Energy Balance Method Using MCNP and the ENDF Evaluations, Nuclear Science And Engineering: 171, 210–219 (2012)
6. A. Péron, F. Malouch, A. Zoia, C. M. Diop, “Impact Estimation of Nuclear Data Inconsistencies on Energy Deposition Calculations in Coupled Neutron-Photon Monte-Carlo Simulation, with TRIPOLI-4®”, Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013 (SNA+MC 2013), Paris, France, October 27-31, 2013
7. H. Carcreff, A. Alberman, L. Barbot, F. Rozenblum, D. Beretz and Y. K. Lee, “Dosimetry Requirements for Pressure Vessel Steels Toughness Curve in the Ductile to Brittle Range”, J. of ASTM International (JAI), Vol. 3, Issue 3, (Mar., 2006).
8. Y.K. Lee and F. Malouch, “Analysis of OSIRIS In-Core Surveillance Dosimetry for GONDOLE Steel Irradiation Program by Using TRIPOLI-4 Monte Carlo Code”, 13th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISRD13), Akersloot, Netherlands, May 21-25, 2008.
9. Santamarina A., Bernard D., Blaise P., Coste M., Courcelle A., Huynh T.D., Jouanne C., Leconte P., Litaize O., Mengelle S., Noguère G., Ruggieri J.M., Sérot O., Tommasi J., Vaglio-Gaudard C., Vidal J-F., “The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 22, Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1,” NEA No. 6807, OECD/NEA Edition 2009.
10. F. Malouch, “Development and Experimental Validation of a Calculation Scheme for Nuclear Heating Evaluation in the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor”, Journal of ASTM International (JAI), Volume 9, Issue 4 (April 2012)
11. H. Carcreff, “CALMOS: Innovative Device for the Measurement of Nuclear Heating in Material Testing Reactors”, in Journal of ASTM International (JAI), Volume 9, Issue 3 (March 2012)
12. H. Carcreff, L. Salmon, C. Courtaux, “First In-Core Measurement Results Obtained with the Innovative Mobile Calorimeter CALMOS inside Osiris Material Testing Reactor”, Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA-2013), 23-27 June 2013, Marseille.

Annexe D

Diagnostic and Impact Estimation of Nuclear Data Inconsistencies on Energy Deposition Calculations in Coupled Neutron-Photon Monte-Carlo Simulation, with TRIPOLI-4®

Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013 (SNA+MC 2013), Paris, France, October 27-31, 2013

#A187

Diagnostic and Impact Estimation of Nuclear Data Inconsistencies on Energy Deposition Calculations in Coupled Neutron-Photon Monte-Carlo Simulation, with TRIPOLI-4[®]

A. Péron^{1*}, F. Malouch¹, A. Zoia¹, C. M. Diop¹

¹ Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA), Saclay center, DEN/DANS/DM2S/SERMA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

*Corresponding Author, E-mail: arthur.peron@cea.fr

Abstract

Nuclear heating evaluation by Monte-Carlo simulation requires coupled neutron-photon calculation so as to take into account the contribution of secondary photons. Nuclear data are essential for a good calculation of neutron and photon energy deposition and for secondary photon generation. However, a number of isotopes of the most common nuclear data libraries happen to be affected by energy and/or momentum conservation errors concerning the photon production or inaccurate thresholds for photon emission sections. In this paper, we perform a comprehensive survey of the three evaluations JEFF3.1.1, JEFF3.2T2 (beta version) and ENDF/B-VII.1, over 142 isotopes. The aim of this survey is, on the one hand, to check the existence of photon production data by neutron reaction and, on the other hand, to verify the consistency of these data using the kinematic limits method recently implemented in the TRIPOLI-4 Monte-Carlo code, developed by CEA (Saclay center). Then, the impact of these inconsistencies affecting energy deposition scores has been estimated for two materials using a specific nuclear heating calculation scheme in the context of the OSIRIS Material Testing Reactor (CEA/Saclay).

KEYWORDS: Nuclear data, TRIPOLI-4 Monte-Carlo code, Nuclear heating, MTR reactor

I. Introduction

Technological neutron/photon irradiations undertaken in experimental reactors are essential for the safety for the current power reactor fleet as well as for testing innovative types of reactors. Irradiation programs carried out in Material Testing Reactors (MTR) must be representative of phenomena and irradiation conditions in actual power plants, in particular in terms of neutron flux (or fluence), pressure and temperature. Control and monitoring of the temperature in devices irradiated in an experimental reactor demand the knowledge of the nuclear heating due to the energy deposition by neutrons and photons in the device structures. A reliable evaluation of such heating is also one of the key data for thermal studies in the design and safety of experimental devices.

Nuclear heating evaluation by Monte-Carlo simulation demands in turn coupled neutron-photon calculations, in order to take into account the contribution of secondary photons (i.e., photons emitted following neutron reactions)

Nuclear data are essential for a good calculation of neutron and photon energy deposition and for secondary photon generation. However, a number of isotopes of the most common nuclear data libraries happen to be affected by energy and/or momentum conservation errors concerning the photon production or inaccurate thresholds for photon emission sections.

The purpose of this paper is to perform a survey of nuclear data inconsistencies in the libraries JEFF-3.1.1, JEFF-3.2T2 (β version) and ENDF/B-VII.1. To this aim, we will resort to the kinematic limits method recently implemented in the TRIPOLI-4 Monte Carlo code developed by CEA (Saclay center).

Then, the impact of these inconsistencies on the calculation of energy deposition will be estimated in the context of the OSIRIS MTR reactor (operated at CEA/Saclay) for different materials. This will be achieved by using a specific coupled neutron-photon three-dimensional calculation scheme developed for the evaluation of nuclear heating in the core of the reactor [1], mainly based on the TRIPOLI-4 code [2].

We will first describe the OSIRIS reactor and the specific nuclear heating calculation scheme. Then, we will detail the kinematic limits method used as a diagnostic tool. Finally, a methodology for an estimation of the impact of nuclear data inconsistencies on energy deposition will be introduced and preliminary results will be discussed.

II. Relevance of nuclear heating evaluation in Material Testing Reactor

1. OSIRIS Reactor

The OSIRIS Material Testing Reactor is an experimental

pool-type light-water reactor operational since 1966 at the CEA site of Saclay (Fig. 1). The core is compact (60 cm x 70 cm x 70 cm), for a power of 70 MW. The core vessel contains a rack of 56 cells loaded with 38 standard fuel elements, 6 control elements (hafnium absorber above a fuel element) and up to 7 beryllium elements (Fig. 2). Two cells (22 and 26) are employed for the production of radioisotopes for medical use (Moly devices). Cells 24, 44 and 64 are loaded with water boxes dedicated to experiments (up to four experiments rigs in a water box).

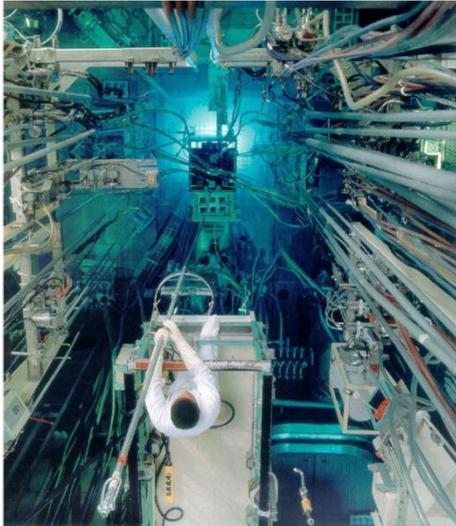


Figure 1: View of the OSIRIS reactor core

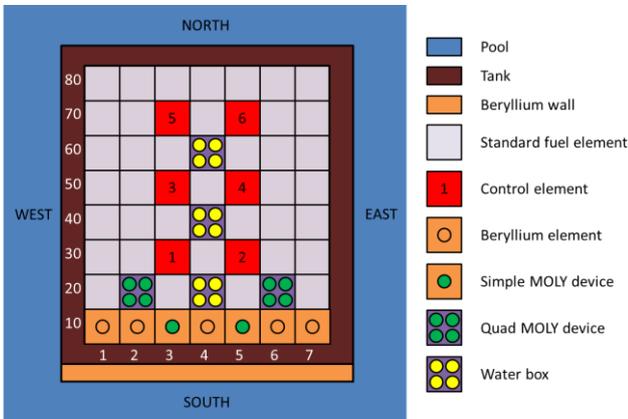


Figure 2: Radial cross section of the OSIRIS core

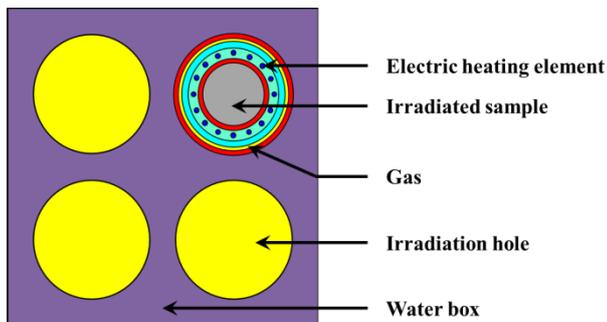


Figure 3: Cross section of an irradiation device in a water box

2. Nuclear heating and control of irradiation condition in experimental devices

Material samples are irradiated inside the core in experimental devices. These devices are loaded in one of the four irradiation holes of an OSIRIS water box (Fig. 3). Water boxes can contain up to 4 devices (3 cm of diameter) for the whole irradiation cycle. Nuclear heating of material samples due to the energy deposition from neutrons and photons varies approximately from 2 to 16 W/g. This heating is responsible for about 80% of samples temperature. Temperature closed-loop control is obtained by electric heating elements or by modifying the nature of a gas surrounding the sample (Fig. 3 and 4).

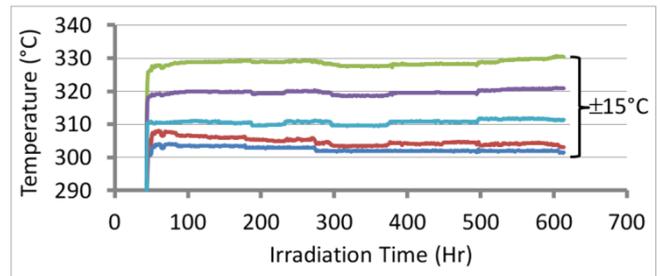


Figure 4: Control of irradiated sample temperature over time

II. Nuclear heating evaluation using TRIPOLI-4

1. Coupled neutron-photon 3D calculation scheme

Nuclear heating calculations inside the core are performed with a coupled neutron-photon three-dimensional Monte-Carlo calculation scheme [1] based mainly on TRIPOLI-4[2][3][4]. This code has been extensively validated against reactor dosimetry benchmarks. In the case of the OSIRIS reactor, TRIPOLI-4 has been validated against experimental results based on neutron flux measurements performed in ex-core and in-core experiments [5][6]. The scheme uses nuclear data from the CEAV5_1.1 library, based mainly on the nuclear data library JEFF3.1.1 [7]. A first experimental validation of the calculation scheme was carried out on the basis of nuclear heating measurements performed in the OSIRIS core using a five-stage calorimeter device irradiated in central positions of the core [1]. However, there are some discrepancies between nuclear heating calculations and experimental measures (about -15% at core mid-plane); further investigations are ongoing.

The calculation scheme architecture (Fig. 5) is based on two main steps, which give on one side neutrons and prompt photons nuclear heating contributions and on the other side delayed photons contributions.

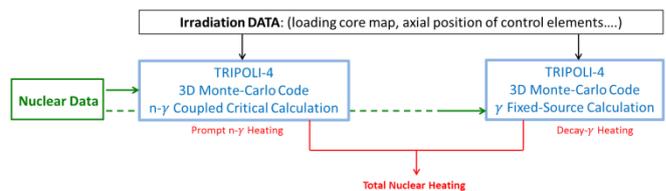


Figure 5: Calculation scheme used for nuclear heating computation for OSIRIS

In the first stage (a TRIPOLI-4 coupled neutron-photon critical simulation) neutrons are transported through the core geometry and generate new neutrons and photons. Secondary neutrons and photons are also transported, whereas charged particles are assumed to be locally deposited. The isotopic composition of the fuel elements is determined by the core burn-up map and the radionuclide inventory as a function of the burn-up. The core burn-up map is calculated by the OSIRIS core 2D diffusion code. The radionuclide inventory is given by APOLLO2, a two dimensional lattice code [8].

In the second stage (a TRIPOLI-4 gamma fixed-source calculation), the geometry is the same as the one used in the neutron-photon coupled calculations. Gamma-photons sources are obtained by DARWIN/PEPIN-2 depletion code [9], which solves the Bateman equations. This code needs specific reaction rate libraries generated by APOLLO2 code and also power of the fuel elements obtained from the TRIPOLI-4 coupled neutron-photon simulation.

2. Deposited energy calculation

We recall here the basic definitions and properties of deposited energy KERMA induced by a neutron flux in a coupled neutron-photon transport [10]. Nuclear heating due to neutrons can be conveniently expressed in terms of the KERMA factors $k_{i,j}(E)$, i.e., Kinetic Energy Release in MATter. The definition of the kermas $k_{i,j}(E)$ is such that the heating rate $H(E)$ of a mixture of different materials in a given volume reads at incident energy E :

$$H(E) = \sum_i \sum_j \rho_i k_{i,j}(E) \varphi(E) \quad (1)$$

Here ρ_i is the number density of material i , $\varphi(E)$ is the neutron (scalar) flux at E and $k_{i,j}(E)$ is the kerma factor for element i and reaction j at E . Thus, the kermas play the role of a microscopic reaction cross section, carrying units of [energy \times cross section], i.e., [MeV \times b]. In other words, the kerma factor $k_{i,j}(E)$ expresses the total kinetic energy release $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ induced by the reaction j in the element i , at a given incident energy E , times the microscopic cross section $\sigma_{i,j}(E)$ for the same nuclear reaction in the same material:

$$k_{i,j}(E) = \sum_c \bar{E}_{i,j}^c(E) \sigma_{i,j}(E), \quad (2)$$

where the sum is performed over all charged products resulting from the nuclear reaction j , including the recoil nucleus. By definition, the term $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ expresses the kinetic energy carried away by the c -th charged reaction product. The cross sections act as weight factors, in that they express the relative probability that each of the possible reactions contributes to the total energy release.

For most isotopes or natural elements in nuclear data libraries, however, detailed information for $\bar{E}_{i,j}^c(E)$ is not available, so that the kerma factors must actually be computed via the *energy balance method*. This amounts to noting that the energy allocated to charged reaction products

and recoil nuclei is obtained by subtracting the energy carried away by transported neutrons and photons from the available initial (mass and kinetic) energy. It is crucial to recall that *both neutrons and photons* are assumed to be transported. The available energy for the reaction is given by the sum $+Q_{i,j}$, where $Q_{i,j}$ is the reaction Q-value resulting from the mass defect (in energy units), measured with respect to the ground state of each nucleus. We have then:

$$E + Q_{i,j} = \sum_c \bar{E}_{i,j}^c(E) + \bar{E}_{i,j}^n(E) + \bar{E}_{i,j}^y(E), \quad (3)$$

so that we obtain the neutron KERMA:

$$k_{i,j}(E) = [E + Q_{i,j} - \bar{E}_{i,j}^n(E) + \bar{E}_{i,j}^y(E)] \sigma_{i,j}(E) \quad (4)$$

where $\bar{E}_{i,j}^n(E)$ is the mean energy carried away by the emitted neutrons (if any) and $\bar{E}_{i,j}^y(E)$ is the mean energy carried away by the emitted photons (if any). In both $\bar{E}_{i,j}^n(E)$ and $\bar{E}_{i,j}^y(E)$ terms, multiplicity is also taken into account. Equation 4 provides the energy balance method that is currently used in TRIPOLI-4 to compute the energy deposition [10].

According to the ENDF format [11], for all reactions j on the element i , the required cross sections $\sigma_{i,j}(E)$ can be retrieved from nuclear data libraries in section MF3, and are associated to a distinct MT number. Each MT number identifies a reaction with specific incoming particle, reaction products and residual nucleus (depending on the target nucleus i). The Q-value $Q_{i,j}$ is coded in the header of each MT reaction in MF3, but TRIPOLI-4 computes $Q_{i,j}$ by resorting to mass defect calculations whenever possible.

Energy deposition calculation is strongly correlated to nuclear data evaluations. A number of isotopes of the most common data libraries, such as for instance JEFF-3.1.1, JEFF-3.2T2 (β version) and ENDF/B-VII.1 [12], are affected by energy and/or momentum conservation faults in the photon productions, which potentially result in negative kermas (typically when the photon energy exceeds the limit allowed by kinematics), sharp glitches (missing photons demanded by energy conservation), or inaccurate thresholds for photon emission sections [13] [14]. Such inconsistencies can be detected for instance by resorting to the kinematic limit method.

III. Diagnostic of nuclear data inconsistencies

1. The kinematic limits method

The kinematic limit method [15] [16] [17] relies on the coherence between neutron and photon productions in the nuclear data libraries. Here and in the following, we implicitly assume that neutron productions (i.e., energy-angle distributions of secondary neutrons possibly produced by a given reaction) are reasonably accurate. Then, once the Q-value term $Q_{i,j}$ in Eq. 4 is known, the photon production associated to the same reaction should be coherent with the neutron production in order for the energy balance to be accurate. This amounts to requiring that information about the energy and angle distributions of the secondary photons

respects the momentum and energy conservation laws.

The idea is that for each nuclear reaction it is possible in principle to write down a set of energy-momentum conservation equations that can be solved to give an estimate of the charged products energy after collision (including the effects of the emitted photon). In some cases, the equations are exact, whereas in some others the solution is approximate (typically for n-body reactions, where the number of unknowns is larger than the number of available conservation laws), so that only an upper and lower kinematic limit can be computed.

When resumming over all possible nuclear reactions, each weighted by the corresponding cross section, the resulting minimum and maximum kermas provide a “confidence interval” for the deposited energy coming from the energy balance. The tightness of the upper and lower limits depends on the available nuclear data and on which reaction is dominant in a given energy interval. For instance, for elastic, discrete inelastic, continuous inelastic, capture and discrete absorptions the bounds are very tight, whereas for other scattering reactions with multiple neutron emission the upper and lower bounds are rather conservative.

Starting from version 9, kinematic limits are available in TRIPOLI-4 without the need to resort to an external code [3].

2. Kinematic limits diagnostic

In order to identify which isotopes are affected by incoherent nuclear data, a survey encompassing over 142 isotopes has been performed. The choice of these isotopes is based on the typical composition of the OSIRIS reactor. They can be divided in 3 groups: fission products, structural materials and fissile/fertile isotopes. Fission products are those present in fuel elements compositions chosen for the nuclear heating calculation scheme: Ag, Ba, Br, Cd, Ce, Cs, Eu, Gd, H, I, In, Kr, La, Mo, Nb, Nd, Pd, Pm, Pr, Rb, Rh, Ru, Sb, Se, Sm, Tc, Te, Xe, Y and Zr.

Concerning structure materials, isotopes cover Al, B, Be, Cr, Hf, K, Na and Zr. Combustible isotopes span Am, Np, Pu and U.

The chosen test consists of a sphere filled by a single isotope with reflecting boundary conditions. A neutron source is set at the center and the emission spectra are chosen so as to obtain good statistics over all energy groups studied. Deposited energy and kinematic limits are computed on 174 energy groups with a standard deviation target of < 1% for energies above 0.1 MeV and < 10% for energies under 0.1 MeV. These two scores are then compared to determine whether the neutron energy deposition lies within the kinematic limits (Fig. 6).

These tests are performed for three nuclear data evaluations: ENDF/B-VII.1, JEFF3.1.1 and JEFF3.2T2 (still under revision).

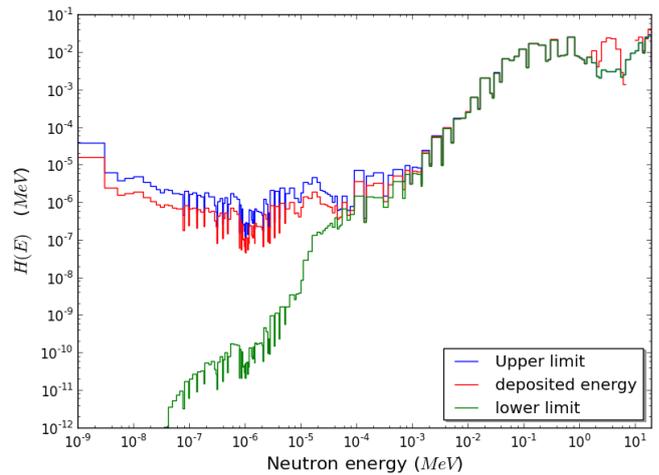


Figure 6: Kinematic limits diagnostic for Hf178
(for neutron energy from 1 MeV to 20 MeV: deposited energy out of kinematic limits)

Table 1 shows the results of the tests on three incident neutron energy domains (thermal < 1eV, 1eV < epithermal < 0.1 MeV, 0.1 MeV < fast). Table cells are in grey when no photon production is available in the nuclear data evaluation. Table 2 shows a summary of the comparison of the three evaluations.

Table 1: Benchmark results over 142 isotopes

(energetic domains: Thermal < 1eV, 1eV < Epithermal < 0.1 MeV, 0.1 MeV < Fast)

- Grey:** No data about photon emission in nuclear data file
- Green/0:** Kinematic limits satisfied for all groups of domain
- Yellow/1:** Kinematic limits not satisfied for one group at least and discrepancy < 10%
- Orange/2:** Kinematic limits not satisfied for one group at least and 10% < discrepancy < 100%
- Red/3:** Kinematic limits not satisfied for one group at least and 100% < discrepancy

isotope	JEFF3.1.1			JEFF3.2T2			ENDF BVII.1		
	the	epi	fast	the	epi	fast	the	epi	fast
H1_H2O	0	0	0	0	0	0	3	3	0
H3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Be9	0	0	0	0	0	2	0	0	2
B10	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B11	0	0	2	0	0	2	0	0	2
C-graphite	0	0	0	0	0	0	0	0	0
O16	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Mg-nat	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Al27	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Si-nat	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Cr52	0	0	3	0	0	3	0	0	0
Fe54	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Fe56	0	0	2	0	0	2	0	0	0
Fe57	0	0	3	0	0	3	0	0	0
Fe58	0	0	3	0	0	3	0	0	1
Ni-nat	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Se79				0	0	2			
Br81				0	0	2			
Kr83				0	0	2			
Kr84				0	0	2			
Kr86				0	0	2			
Rb85				0	0	2			
Rb87				0	0	3			

Sr88				0	0	2			
Sr90				0	0	2			
Y89	0	0	3	0	0	0	0	0	2
Zr90	0	0	3	0	0	2	0	0	2
Zr91	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Zr92	0	0	3	0	0	2	0	0	3
Zr93				0	0	3	0	0	2
Zr94	0	0	2	0	0	3	0	0	2
Zr95				0	0	3	0	0	3
Zr96	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Nb95				0	0	3			
Mo100	0	0	3	0	0	3			
Mo95	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Mo96	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Mo97	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Mo98	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Mo99									
Tc99	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Ru100				0	0	3			
Ru101				0	0	3	0	0	2
Ru102				0	0	3			
Ru103				0	2	3			
Ru104				0	0	3			
Ru106									
Rh103	3	3	3	0	0	3	0	0	2
Rh105				0	0	3			
Pd104				0	0	2	0	0	2
Pd105				0	0	2	0	0	2
Pd106				0	0	2	0	0	2
Pd107				0	0	3			
Pd108				0	0	2	0	0	2
Pd110							0	0	2
Ag109				0	0	3	0	0	2
Ag110M									
Cd111				0	0	3	0	0	3
Cd112									
Cd114									
In115				0	0	3			
Sb121									
Sb123									
Sb125									
Te127M									
Te128									
Te129M									
Te130									
I127	3	3	3	0	0	3	0	0	2
I129	3	3	3	0	0	3			
I131				0	0	3			
I135				0	0	3			
Xe130				0	0	3			
Xe131				0	0	3	0	0	2
Xe132				0	0	3			
Xe133				0	0	3			
Xe134				0	0	3			
Xe136				0	0	3			
Cs133				0	0	3	0	0	2
Cs134				0	3	3			
Cs135				0	0	3			
Cs137				0	0	3			
Ba134				0	0	3			
Ba136									
Ba137									
Ba138									
La139				0	0	3			
La140				3	3	3	0	0	2
Ce140									
Ce141				0	0	3			

Ce142				0	0	3			
Ce144				0	0	3			
Pr141				0	0	2	0	0	2
Pr143				0	3	3			
Nd142							0	0	2
Nd143				0	0	3	0	0	2
Nd144				0	0	2	0	0	2
Nd145				0	2	3	0	0	3
Nd146				0	0	2	0	0	2
Nd147				0	0	3	0	0	3
Nd148				0	0	3	0	0	2
Nd150				0	0	3	0	0	2
Pm147				0	0	3			
Pm148				0	2	3			
Pm148M				0	0	3			
Pm149				0	0	3			
Pm151				0	0	2	0	0	2
Sm147				0	0	3	0	0	2
Sm148				0	0	2	0	0	2
Sm149				0	2	3	0	0	3
Sm150				0	0	3	0	0	2
Sm151				0	3	3	0	0	3
Sm152				0	0	3	0	0	2
Sm153				0	0	2	0	0	2
Sm154				0	0	2	0	0	2
Eu154				0	0	3			
Eu155				0	2	3			
Eu156				0	3	3			
Gd155	0	3	3	0	3	3	0	0	2
Gd156	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Gd157	0	3	3	0	3	3	0	0	2
Gd158	0	0	3	0	0	3	0	0	2
Gd160	0	1	3				0	0	3
Hf174	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Hf176	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Hf177	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Hf178	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Hf179	0	0	3	0	0	3	0	0	3
Hf180	0	0	3	0	0	3	0	0	3
U234							0	0	0
U235	0	0	0	0	0	0	0	0	0
U236	0	0	0	0	0	2	0	0	0
U237	0	0	0	0	0	0	0	0	0
U238	0	2	2	0	2	2	0	2	2
Np237	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Np238	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Pu238									
Pu239	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Pu240	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Pu241	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Pu242	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Am243							0	0	2

Table 2: Number of isotopes by category for the three evaluations

Category	JEFF3.1.1			JEFF3.2T2			ENDF BVII.1		
	the	epi	fast	the	epi	fast	the	Epi	fast
Grey	90			22			59		
Green	49	45	20	119	107	19	82	81	23
Yellow	0	1	0	0	0	0	0	0	1
Orange	0	1	4	0	6	26	0	1	42
Red	3	5	28	1	7	75	1	1	17

Among the 142 isotopes chosen for the tests, the number of isotopes without any photon production in nuclear data is 90, 22 and 59 for respectively JEFF3.1.1, JEFF3.2T2 and ENDF/B-VII.1.

The results in Table 1 allow concluding that for almost all fission products neutron energy deposition lies outside kinematic limits.

It should be noted that within structural materials commonly used in Material Testing Reactor, no nuclear data evaluation satisfied the kinematic limits for Hafnium and Zirconium isotopes.

About fissile isotopes, only U234, U238, Pu238 and Am243 do not satisfy kinematic limits.

In most cases, energy deposition fails the kinematic limits test because of a lack of photon production. There are also important differences between nuclear data evaluations. For the three nuclear data evaluations considered here, about only 20 isotopes fully satisfy kinematic limits criterion for the three energetic domains.

New photon production data available in the JEFF3.2T2 evaluation make a relevant number of isotopes move from grey to red classification. It explains its largest number of isotopes in red category for fast domain (75 against 28 isotopes for JEFF3.1.1).

IV. Impact estimation of nuclear data inconsistencies on energy deposition in the OSIRIS reactor

1. Methodology

Once we have performed the preliminary survey described above, we want to estimate the impact of such issues in nuclear data libraries in the context of a total energy deposition (neutron + photon) in a detector placed in the 44-experimental location (Fig. 2) due to a photon source inside the OSIRIS core. We first need to quantify the total lack of energy carried by photons because of the inconsistencies and then to transport missing photons from the source to the detector.

To do so, the first step is the creation of special flux-averaged Monte-Carlo response functions to the deposited energy and the kinematic limits. These response functions are defined for each isotope i and group of energy g by the relations:

$$K_{dep}^{i,g} = \frac{E_{depo}}{\rho_i \varphi_g}, \quad K_{lo}^{i,g} = \frac{E_{low\ lim}}{\rho_i \varphi_g}, \quad K_{up}^{i,g} = \frac{E_{up\ lim}}{\rho_i \varphi_g} \quad (5)$$

where $K_{lo}^{i,g}$, $K_{dep}^{i,g}$ and $K_{up}^{i,g}$ are the response functions for lower limit, neutron deposited energy and upper limit, respectively. Correspondingly, E_{depo} , $E_{low\ lim}$ and $E_{up\ lim}$ are the energy deposition score, the lower kinematic limit and the upper kinematic limit, respectively. The quantity ρ_i represents the number density of isotope i and φ_g is the neutron flux for the energetic group g (Fig. 7).

Convoluting these response functions with a neutron flux (Fig. 8) in a given material allows calculating the neutron

energy deposition, lower and upper kinematic limit of each isotope. The discrepancies between $\varphi_g \cdot K_{dep}^{i,g}$ and $\varphi_g \cdot K_{lo}^{i,g}$ allow quantifying the accuracy of the deposited energy score (Fig. 9). In particular, the energy to be transported ΔE_{TBT} quantifies the lack in photons production.

$$\Delta E_{TBT} = \sum_{i,g^*} \rho_i \varphi_{g^*} (K_{dep}^{i,g^*} - K_{up}^{i,g^*}) \quad (6)$$

with g^* corresponding to the groups where the neutron energy deposition is superior at the upper kinematic limit.

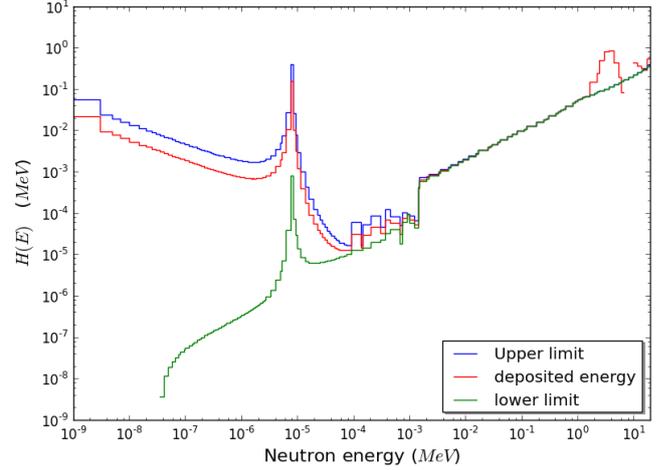


Figure 7: response functions for Hf178

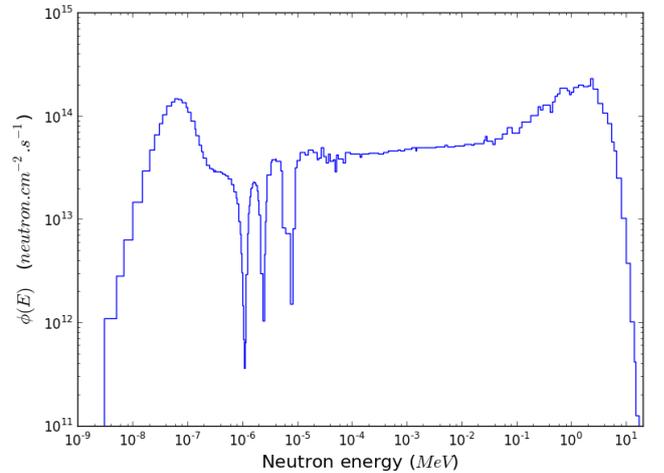


Figure 8: Neutron Flux in a Hafnium control element (Natural Hafnium material)

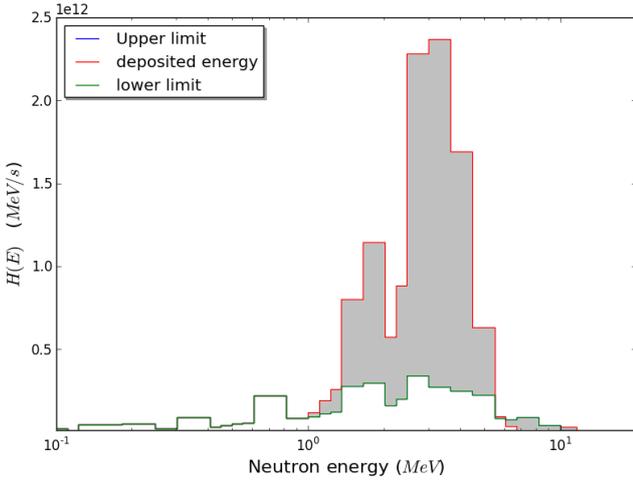


Figure 9: Neutron energy deposition in a Hafnium control element (excess of neutron energy deposition in grey, upper and lower limit are here merged)

Thanks to this method, we can evaluate the impact of all isotope contributions to neutron nuclear heating. This in turn allows identifying the isotopes whose contributions are important in a specific simulation. For example, in the OSIRIS core simulation, Hf176 and Hf179 contribute to respectively less than 0.5% and about 25% of photon energy lack when these two isotopes occur in comparable concentrations.

To quantify the impact of nuclear data inconsistencies on the photon source, the term ΔE_{TBT} must be compared to $E_{\gamma total}$, the total amount of energy carried by photons in the simulation. Two scenarios are possible:

- If ΔE_{TBT} is negligible compared to $E_{\gamma total}$, nuclear data inconsistencies do not affect the energy deposition in the detector.

- If $E_{\gamma total}$ is negligible or comparable to $\Delta E_{to be transported}$, nuclear data inconsistencies may affect the deposited energy in the detector due to the fact that a large amount of secondary photons are actually not generated and consequently also not transported

In this latter case, we would need to transport missing photons but we only know the amount of energy to be transported; photon energy spectrum and multiplicity cannot be inferred. To be conservative, we will maximize the energy deposition by finding the photon energetic group M whose contribution is the largest and deduce corresponding multiplicity N which allows summing up to ΔE_{TBT} .

$$N \cdot \bar{E}_{[group M]} = \Delta E_{TBT} \quad (7)$$

To find the energetic group M, new photon transport simulations are performed, where each simulation is run with a single photon source on an energetic group with a uniform energy distribution within the group. Sources emit the same amount of energy by keeping constant the product of photon multiplicity by carried energy:

$$N_{group} \cdot \bar{E}_{[group]} = Constant. \quad (8)$$

These calculations allow estimating which energy group of emitted photons entails the maximum energy deposition in the detector (Fig. 10). Impact estimation is done by a last calculation simulating the transport of ΔE_{TBT} with a uniform energetic distribution of N photons on the energy group M previously obtained.

In summary, this methodology allows estimating the impact of each isotope to the energy deposition score and furthermore quantifying the contribution of photon productions.

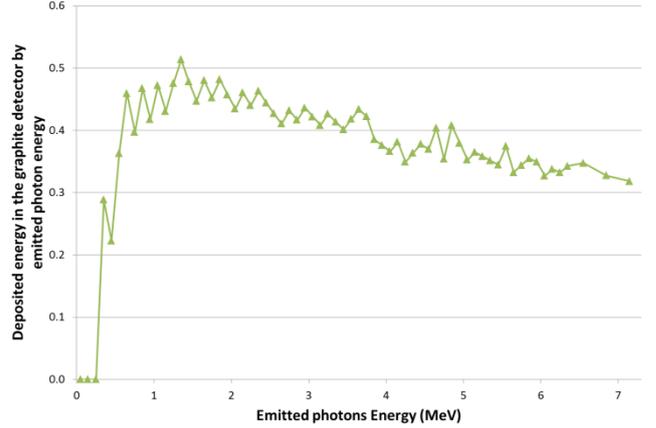


Figure 10: Energy deposition in a graphite calorimeter from a photon source as a function of energy carried by photons

2. Results

This methodology has been applied to two materials of the OSIRIS core: standard fuel elements and Hafnium control elements. The latter are close to 24, 44 and 64 experimental locations (Fig. 2), and from the previous analysis we know that nuclear data of Hafnium isotopes have some inconsistencies at energies above 1 MeV (Fig. 7). So, these nuclear data inconsistencies of control elements could affect the photon energy deposition in the detector. Simulations show that $E_{\gamma total}$ is one thousand times larger than ΔE_{TBT} . In this case ($\Delta E_{TBT} \ll E_{\gamma total}$), we can state that the impact of Hafnium nuclear data is negligible on photon sources and hence energy deposition in the detector.

Concerning fuel elements, we have chosen the element 34 (Fig. 2), which is between water boxes 24 and 44. Furthermore, this fuel element contains a relevant quantity of fission products due to a high burn-up. For this case, the impact of nuclear data depends on the nuclear data evaluation. For JEFF3.2T2 we have $200 \cdot \Delta E_{TBT} \approx E_{\gamma total}$, so that $\Delta E_{TBT} \ll E_{\gamma total}$. However when using JEFF3.1.1 ΔE_{TBT} is about 7% of $E_{\gamma total}$.

On the basis of this analysis, we would like now to know which photon energy group contributes most to energy deposition in the detector located in the 44 waterbox. This can be achieved by resorting to the Green band functionality of TRIPOLI-4 [3], which allows determining the incidence of a source variation on the energy deposition in the detector. We find that group whose largest contribution is [1.3 – 1.4 MeV] and for this specific example the maximum

contribution of the missing photons is about 8% in the total prompt photon nuclear heating. This result is quite consistent with the lack of 7% in the photon-source energy.

V. Conclusion and Prospects

In this paper, we have performed a comprehensive survey of the three evaluations JEFF3.1.1, JEFF3.2T2 and ENDF/B-VII.1, over 142 isotopes. The aim of this analysis is, on the one hand, to check the existence of photon production data associated to neutron reaction and, on the other hand, to verify the consistency of these data using the kinematic limits method recently implemented in the TRIPOLI-4 code. A relevant number of these isotopes have no data for photon production. There are also some data inconsistencies leading to issues in the emission of secondary photons.

In order to quantify the consequences of these discrepancies in nuclear data, we have presented a methodology whose aim is to maximize the possible impact of photon lack nuclear heating in a detector. This methodology has been applied to two materials of the OSIRIS reactor and permits us first to establish which nuclear data are mostly important for calculation by taking into account the neutron flux and isotope concentrations.

Further investigations are ongoing, so as to apply these methods to all materials of the core with missing or incomplete nuclear data.

Acknowledgment

The authors gratefully thank C. Jouanne at the "Reactor Studies and Applied Mathematics Section" (SERMA) for providing nuclear data evaluation JEFF3.2T2 (beta version). The help of the TRIPOLI-4 Project Team (SERMA) for making available the development version of the TRIPOLI-4 code is also acknowledged.

TRIPOLI® is a registered trademark of CEA. We gratefully acknowledge EDF and AREVA support to TRIPOLI®.

References

1. F. Malouch, "Development and Experimental Validation of a Calculation Scheme for Nuclear Heating Evaluation in the Core of the OSIRIS Material Testing Reactor", *Journal of ASTM International (JAI)*, Volume 9, Issue 4 (April 2012)
2. TRIPOLI-4 Monte Carlo Transport Code, <http://www.nea.fr/abs/html/nea-1716.html> (2013).
3. TRIPOLI-4 Project Team, TRIPOLI-4 User Guide, CEA report, CEA-R-6169 (2008)
4. Trama J.-C., Malvagi F., Petit O., Hugot F.X., Lee Y.K., Huot N., Dumonteil E., Zoia A., Brun E., Mazzolo A., "Overview of TRIPOLI-4 version-7 Continuous-energy Monte Carlo Transport Code," *International Congress on Advances in Nuclear Power Plants 2011 (ICAPP 2011)*, Nice, France, May 2-5, 2011.
5. H. Carcreff, A. Alberman, L. Barbot, F. Rozenblum, D. Beretz and Y. K. Lee, "Dosimetry Requirements for Pressure Vessel Steels Toughness Curve in the Ductile to Brittle Range", *J. of ASTM International (JAI)*, Vol. 3, Issue 3, (Mar., 2006).
6. Y.K. Lee and F. Malouch, "Analysis of OSIRIS In-Core Surveillance Dosimetry for GONDOLE Steel Irradiation Program by Using TRIPOLI-4 Monte Carlo Code", *13th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR13)*, Akersloot, Netherlands, May 21-25, 2008.
7. Santamarina A., Bernard D., Blaise P., Coste M., Courcelle A., Huynh T.D., Jouanne C., Leconte P., Litaize O., Mengelle S., Noguère G., Ruggieri J.M., Sérot O., Tommasi J., Vaglio-Gaudard C., Vidal J-F., "The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 22, Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1," NEA No. 6807, OECD/NEA Edition 2009.
8. Sanchez R., Zmijarevic I., Coste-Delclaux M., Masiello E., Santandrea S., Martinolli E., Villatte L., Schwartz N., Guler N. "APOLLO2 year 2010," *Nuclear Engineering and Technology*, 42, 5 (2010) , 474-499.
9. Roque B., Thiollay N., Marimbau P., Barreau A., Tsilanizara A., Garzenne C., Marcel F., Toubon H., Garat C., "Experimental validation of the code system DARWIN for spent fuel isotopic prediction in fuel cycle applications," *PHYSOR 2002*, Seoul, Korea, October, 7-10, 2002.
10. A. Zoia et al., Energy deposition in TRIPOLI-4, version 8, Rapport CEA 11-5165 A (2011).
11. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. ENDF-6 Formats Manual. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII. CSEWG Document ENDF-102, Report BNL-90365-2009.
12. M.B. Chadwick et al., ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data, LA-UR 11-05121, LANL, USA, 2011.
13. <http://t2.lanl.gov/nis/data/endl/evalVII.1/summary.html>
14. N. J. Peters, J. C. McKibben, K. Kutikkad, and W. H. Miller, Refining the Accuracy of Predicting Physics Parameters at Research Reactors due to the Limitations in the Energy Balance Method Using MCNP and the ENDF Evaluations, *Nuclear Science And Engineering*: 171, 210–219 (2012)
15. R. E. MacFarlane et al., NJOY, a code system for producing pointwise and multigroup neutron and photon cross sections for ENDF/B evaluated nuclear data, LA-UR 89-2057, LANL, USA, 1994.
16. A. Foderaro, *The Elements of Neutron Interaction Theory* (2003)
17. A. Zoia and D. Sciannandrone, Kinematic limits for energy deposition calculations in coupled neutron-photon transport for TRIPOLI-4.9, CEA report NT/13-5589/A