



Analyse et propagation des incertitudes associées à la dépressurisation de l'Hélium 3 sur les transitoires de puissance du réacteur CABRI

Olivier Clamens

► To cite this version:

Olivier Clamens. Analyse et propagation des incertitudes associées à la dépressurisation de l'Hélium 3 sur les transitoires de puissance du réacteur CABRI. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAI061 . tel-01975146

HAL Id: tel-01975146

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01975146>

Submitted on 9 Jan 2019

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.



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : MEP : Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés
Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par
Olivier CLAMENS

Thèse dirigée par **Patrick BLAISE**, directeur de recherche au CEA et co-encadrée par **Jean-Pascal HUDELOT** (CEA), **Johann LE-CERF** (CEA) et **Bruno BIARD** (IRSN)

préparée au sein du **Laboratoire CEA Cadarache DEN/DER/SPESI/LP2E**
dans l'**Ecole Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés, Production**

Analyse et propagation des incertitudes associées à la dépressurisation d'hélium-3 sur les transitoires de puissance du réacteur CABRI

Thèse soutenue publiquement le **26 octobre 2018**, devant le jury composé de :

Docteur Pablo RUBIOLO

Professeur, Grenoble INP PHELMA, Président du jury

Docteur Jean-Philippe ARGAUD

Expert R&D, EDF R&D EDF Lab Paris Saclay, Examinateur

Docteur Eric DANIEL

Professeur, Université Aix-Marseille, Examinateur

Docteur Andrei RINEISKI

Chef de Section Transmutation and Safety, KIT, Rapporteur

Docteur Xavier BLANC

Professeur, Université Paris Diderot (Paris 7), Rapporteur

Docteur Patrick BLAISE

Directeur de recherche, CEA Cadarache, Directeur de thèse

Docteur Jean-Pascal HUDELOT

Chef de Laboratoire, CEA Cadarache, Invité

Docteur Vincent GEORGENTHUM

Ingénieur de recherche, IRSN, Invité

Remerciements

Cette thèse est le fruit de trois années de recherche autour du réacteur CABRI sur le centre d'études de Cadarache. C'est dans une ambiance chaleureuse et paisible que j'ai pu mener à bien ce travail.

Je remercie chaleureusement Jean-Pascal Hudelot et Johann Lecerf, à l'origine de ce sujet, qui m'ont encadré et très bien conseillé pendant ces 3 années de thèse jusqu'à la rédaction du mémoire. Merci à mon directeur de thèse, Patrick Blaise pour son intérêt, son soutien et ses bons conseils dans la rédaction des articles et de la thèse.

Ce travail n'aurait pas été possible sans le financement apporté par le CEA et l'IRSN.

Je remercie Messieurs Eric Fontanay, Jean-Pierre Chauvin et Alain Moreau, chefs successifs du SRES puis du SPESI, pour m'avoir bien accueilli au sein de leur service. Je remercie vivement Bruno Biard pour l'intérêt porté à la thèse et l'encadrement apporté dans le cadre de l'accord entre le CEA et l'IRSN. Je remercie spécialement Thierry Cadiou, expert en mécanique des fluides, pour l'intérêt qu'il a pu porter à la thèse. Un grand merci aux collègues du laboratoire de programmes expérimentaux et d'essais en sûreté, en particulier Bertrand Duc et Yves Garnier, les experts de l'expérimentation sur CABRI, qui m'ont beaucoup aidé dans l'analyse des essai grâce à des petites entrevues ou des conversations de couloir. Je remercie chaleureusement Rémi Berre le responsable informatique. Merci à Laurent Pantera pour l'initiation aux logiciels libres et aux explications diverses sur les incertitudes. Je rends grâce à Eric Gohier pour sa grande maîtrise du registre "Trigre blanc". Un grand merci à Julien Couybes, stagiaire pendant ma première année de thèse, qui a participé à l'élaboration de SPARTE dans ses premières heures. Merci à Oumar Traore et à Marat Margulis mes colocataires de bureaux et collègues thésards dans la laboratoire. Un merci particulier pour Corinne Gosalbes, la secrétaire du laboratoire et du service, pour son efficacité administrative, la gestion des formation et bien sûr les cannelés. Merci, Philippe Fougeras, le chef adjoint du service et grand scientifique organisateur de rassemblements comme la réduction du terme source de Merlin par une voie directe. Je remercie vivement les autres collègues du bâtiment 721 pour leur enthousiasme et leur convivialité. Merci au LEXIC (Laboratoire d'Exploitation de CABRI) pour m'avoir laissé entré dans leur fief, de m'avoir accueilli comme il se doit et particulièrement pour Sébastien Magneto, sans qui je n'aurais jamais pu passer le grade de "Toubi".

Je remercie grandement ma chère et tendre, Marie, pour m'avoir soutenu et accompagné depuis toutes ces années dans notre accomplissement. Un grand merci à ma famille et ma belle famille, et spécialement à ma maman, Christiane, qui m'a élevé et soutenu pendant ces 25 dernières années. J'ai une pensée particulière pour mon grand père Georges Behuret et ma grand mère Georgette Clamens qui nous ont quitté trop tôt. Je remercie vivement mes fidèles amis, en particulier Mickael Danis et Benjamin Tampon pour tous les bons moments passés et à venir.

Table des matières

Table des sigles et acronymes	xiii
Introduction	1
1 Étude de l'accident de réactivité dans un REP	5
1.1 Les accidents graves dans les réacteurs à eau légère	5
1.2 Caractéristiques et conséquences principales d'un accident de type RIA	8
1.3 Les réacteurs de recherche dédiés aux études de RIA	15
1.4 Présentation du réacteur CABRI	22
1.5 Synthèse sur l'accident de réactivité et les réacteurs de recherche	33
2 La prédiction des transitoires de puissance CABRI : du code DULCINEE au code SPARTE	35
2.1 Le code DULCINEE	36
2.2 Création du code SPARTE	46
2.3 La plateforme d'outils best-estimate de génération des données d'entrée pour SPARTE	47
3 Simulation des effets physiques séparés et validation expérimentale associée	57
3.1 Les modèles neutroniques dans le cœur CABRI	58
3.2 Etude CFD de la dépressurisation du circuit Barres Transitoires	72
3.3 Étude de l'effet d'échauffement de l'hélium-3 en transitoire, l'effet TOP	89
3.4 Synthèse sur la modélisation physique des effets séparés	94
4 Validation préliminaire du code SPARTE	95
4.1 Les améliorations apportées au code SPARTE	95
4.2 Validation expérimentale du code	107

4.3	Synthèse sur le développement de SPARTE	118
5	Validation BEPU complète de SPARTE et optimisation des transitoires CABRI	121
5.1	Propagation et analyse des incertitudes	122
5.2	Optimisation des paramètres d'un transitoire	128
5.3	Analyse d'un transitoire à faible injection de réactivité	129
5.4	Validation complémentaire de SPARTE	134
5.5	Optimisation d'un transitoire "naturel"	136
5.6	Optimisation d'un transitoire "structuré"	143
5.7	Analyse et perspectives pour les expériences CABRI	148
5.8	Synthèse	154
Conclusion		155
A	Démonstration du modèle théorique de dépressurisation	159
B	Calcul d'un transitoire de puissance	163
B.1	Equations de l'hydrodynamique	163
B.2	Equations de la chaleur	166
B.3	Equations de la cinétique	168
C	Etude des échanges de chaleur	173
Bibliographie		177
Résumé		185
Abstract		185

Table des figures

1.1	Evolution (en secondes) de la puissance du cœur lors d'une éjection de grappe [8]	12
1.2	Migration de l'hydrogène à travers un point froid de la gaine [9]	13
1.3	Section d'un crayon combustible après l'essai REP-Na1 sur CABRI [9]	14
1.4	Coupe du cœur de SPERT-IV [13]	16
1.5	Schéma de fonctionnement du réacteur TREAT [17]	18
1.6	Schéma de fonctionnement du réacteur ACRR [18]	19
1.7	Vue de haut du réacteur NSRR en fonctionnement [19]	20
1.8	Coupe verticale du réacteur IGR [20]	21
1.9	Coupe verticale du réacteur BIGR [20]	22
1.10	Schéma d'ensemble du réacteur CABRI	23
1.11	Vue radiale du cœur de CABRI	24
1.12	Représentation CAO du circuit BT	25
1.13	Comparaison d'un transitoire "naturel" et d'un transitoire "structuré"	26
1.14	Les phénomènes de réactivité dans un transitoire structuré	27
1.15	Instrumentation du cœur CABRI	28
1.16	Définition des catégories de vides et évaluation des volumes de vides associés aux types de crayon [29]	31
2.1	Schéma du calcul DULCINEE	36
2.2	Les capacités de prédiction de DULCINEE : données d'entrée, modèles et sorties	37
2.3	Tuyère de Laval	38
2.4	Comparaison des lois DULCINEE d'évolution de l'antiréactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de la pression	39
2.5	Exemple de détermination des pentes de réactivité à l'aide de la cinétique inverse sur un transitoire structuré	40

2.6	Courbe de Nukiyama	42
2.7	Exemples de comparaisons calculs DULCINEEE/mesures	45
2.8	Les capacités de prédiction de SPARTE	47
2.9	Coupe radiale du cœur CABRI représentée sous un jeu de données TRIPOLI4	49
2.10	Plan de 4 expériences en Hypercube Latin à 2 dimensions	51
2.11	Description schématique d'un réseau de neurones tel qu'il fonctionne dans URANIE	52
2.12	Schéma de déroulement d'une étude d'incertitudes	53
2.13	Transformation du simplexe par l'algorithme de Nelder-Mead	56
3.1	Comparaison calcul/métamodèle (gauche) et évolution du temps de génération des neutrons prompts avec la température du combustible et la quantité des absorbants (${}^3\text{He}$ et BCS) (droite)	59
3.2	Comparaison des profils axiaux calculés par TRIPOLI4 et le métamodèle à une cote des BCS de 578 mm	61
3.3	Profils de puissance (gauche) et profil de Doppler (droite) à différentes cotes des BCS	62
3.4	Comparaison des antiréactivités de ${}^1\text{H}$ calculées par TRIPOLI4 et le métamodèle à une cote des BCS de 560 mm	63
3.5	Évolution de l'efficacité différentielle des BCS en fonction de leur cote issue des mesures de temps de doublement	64
3.6	Régression linéaire de l'effet de température isotherme à partir de mesures de cotes critiques à différentes températures	65
3.7	Évolution de la réactivité de ${}^3\text{He}$ en fonction de sa pression (gaz pur à 20°C) avec incertitudes et comparaison au métamodèle T4	68
3.8	Comparaison du calcul de l'effet Doppler dans CABRI avec et sans le modèle DBRC avec TRIPOLI4	69
3.9	Evolution du coefficient Doppler intégral absolu avec la température du combustible et la quantité des absorbants (${}^3\text{He}$ et BCS)	70
3.10	Maillage de la partie fluide du circuit BT	73
3.11	Fonctionnement des vannes rapides	74

3.12	Évolution du maillage de la VABT01 au début d'une dépressurisation	76
3.13	Évolution de la distribution de pression et de vitesse de l' ³ He au début d'une dépressurisation	79
3.14	Champs de vitesse représenté sur la géométrie simulée (gauche) et comparaison de l'évolution temporelle de la pression moyenne en amont du col sonique (droite)	80
3.15	Comparaison de l'évolution calculée de pression au niveau du capteur de pression avec le maillage optimisé et le maillage raffiné	81
3.16	Influence des modèles et calibration de la simulation par rapport à une dépression mesurée	82
3.17	Évolutions de la pression au capteur et de la température en amont de la vanne et dans les BT calculés par la CFD	84
3.18	Comparaison de l'évolution de densité d' ³ He dans les BT avec les modèles analytiques	85
3.19	Accord entre le métamodèle et les calculs CFD (gauche) et exemple de validation expérimentale du métamodèle de pression (droite)	86
3.20	Schéma d'une vanne de réglage de CABRI (VABT03 ou VABT04)	88
3.21	Évolution du rapport entre les réactions d'absorption dans l' ³ He et les réactions de fission (gauche) et de la proportion ϵ d'énergie déposée dans le gaz par ionisation en fonction de la densité d' ³ He (droite)	90
3.22	Simulation CFD de la dépressurisation SD1 avec effet TOP - évolution de la pression (gauche) et de la densité (droite) au cours du transitoire de puissance	91
3.23	Déviations du taux de dépressurisation par effet TOP calculées pour des transitoires de type SD2	93
4.1	Comparaison des températures extérieure gaine et eau du cœur à la cote 30 cm avec et sans modèle d'échange en ébullition	97
4.2	Comparaison de l'évolution temporelle de puissance au cours d'un transitoire à faible injection d'énergie avec 6 et 8 groupes de précurseurs	98
4.3	Comparaison de l'évolution temporelle de puissance au cours d'un transitoire à forte injection d'énergie avec ou sans variation du temps de vie au cours du transitoire	99
4.4	Comparaison des évolutions de puissance cœur et de température centrale combustible à z=30 cm avec les profils de puissance DULCINEE dépendant de l'essai101	

4.5	Comparaison des réactivités extérieures et des puissances calculées pour un transitoire de puissance surcritique prompt à injection modérée de réactivité, avec différentes fonctions de réactivité de l' ³ He	102
4.6	Influence du coefficient Doppler variable sur le calcul d'un transitoire de puissance naturel à forte injection de réactivité	104
4.7	Influence du modèle d'évolution de densité d' ³ He dans les BT sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI	105
4.8	Influence du modèle d'effet TOP sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI à injection relativement lente de réactivité	106
4.9	Influence du modèle d'effet TOP sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI issu d'une double dépressurisation	107
4.10	Comparaison des dépressurisations de l' ³ He des BT dans chacun des cas de SD1	108
4.11	Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type SD1	110
4.12	Comparaison des dépressurisations de l' ³ He des BT dans chacun des cas . . .	111
4.13	Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type SD2	113
4.14	Comparaison des dépressurisations de l' ³ He des BT dans chacun des cas de DD	114
4.15	Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type DD	117
5.1	Emplacement des chambres neutroniques de CABRI derrière le tablier de plomb les séparant du cœur (en haut de l'image) [26]	123
5.2	Modélisation de la pression finale d' ³ He atteinte lors des essais avec un modèle bilinéaire	126
5.3	Distribution des puissances maximales pour les calculs de reproductibilité (gauche) et d'incertitudes totales (droite)	130
5.4	Évolutions calculées de la puissance et de l'énergie cœur avec incertitudes propagées et comparaisons à la mesure expérimentale	131
5.5	Représentation de l'analyse de Morris sur le transitoire à faible injection de réactivité pour les 4 caractéristiques retenues : P _{max} , LMH, Energie _{1,2s} , instant du pic	132

5.6	Représentation de l'analyse de Sobol sur le transitoire à faible injection de réactivité pour les 4 caractéristiques	133
5.7	Comparaison d'un transitoire de puissance CABRI à la gaussienne associée . .	136
5.8	Visualisation de la propagation d'incertitudes de calcul sur le cas de transitoire naturel optimisé	140
5.9	Représentation de l'analyse de Morris sur le transitoire naturel optimisé pour les 4 caractéristiques	141
5.10	Représentation de l'analyse de Sobol sur le transitoire naturel optimisé pour les 4 caractéristiques	142
5.11	Courbes d'évolutions de puissance et d'énergie associées aux 3 transitoires optimisés	144
5.12	Représentation de l'analyse de Morris sur le transitoire structuré optimisé . .	146
5.13	Représentation de l'analyse de Sobol sur le transitoire structuré optimisé . . .	148
5.14	Analyses de sensibilité sur la LMH et l'énergie dans le pic en relation avec les paramètres les plus influents	149
5.15	Comparaison d'un échantillonnage classique LHS avec une méthode MaxiMin	151
5.16	Recherche préliminaire des paramètres expérimentaux pour l'élargissement de la LMH des pics CABRI avec des SD2	152
5.17	Recherche préliminaire des paramètres expérimentaux pour l'élargissement de la LMH des pics CABRI en transitoire structuré	153

Liste des tableaux

1.1	Description des variables des équations de la cinétique	9
1.2	Caractéristiques des transitoires de puissance REA et RDA [4]	12
1.3	Comparaison des capacités expérimentales des TRF [12]	33
3.1	Récapitulatif des modèles du code SPARTE	94
4.1	Comparaison des groupes de précurseurs de neutrons retardés [85, 41] et des abondances pour le combustible CABRI	98
4.2	Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires naturels issus des SD1	109
4.3	Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires naturels issus des SD2	112
4.4	Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires structurés	115
4.5	Paramètres de réglage des douze cas de validation de SPARTE et accord calcul/expérience préliminaire global	119
5.1	Les incertitudes de mesure	124
5.2	Les incertitudes de modélisation	127
5.3	Propagation des incertitudes expérimentales sur le transitoire à faible injection de réactivité	129
5.4	Propagation des incertitudes sur les modèles sur le transitoire à faible injection de réactivité	130
5.5	Importance des interactions pour les différentes sorties	132
5.6	Tableau de synthèse de la validation de SPARTE sur les 12 transitoires CABRI étudiés	135
5.7	Données d'entrée de l'optimisation du transitoire naturel	138
5.8	Performance des différents algorithmes d'optimisation (en rouge : plus mauvais résultats, en vert : meilleurs résultats)	138
5.9	Propagation des incertitudes de modélisation sur le transitoire naturel optimisé	139

5.10 Résultat des différents calculs d'optimisation de la première étape pour le transitoire structuré	144
5.11 Propagation des incertitudes de mesure et de modélisation sur les caractéristiques des 3 transitoires structurés optimisés	145
5.12 Domaine expérimentale a priori accessible avec au minimum 150 MJ d'énergie déposée dans le pic	154
5.13 Incertitudes expérimentales et de calcul sur les caractéristiques d'un transitoire naturel de LMH=10 ms et d'un transitoire structuré de LMH=30 ms	157
A.1 Nomenclature pour le calcul analytique de la dépressurisation	159
C.1 Nomenclature des corrélations d'échange de chaleur	173
C.2 Indices des corrélations d'échange de chaleur	174
C.3 Corrélations d'ébullition nucléée [100]	175
C.4 Corrélations DNB [100]	176

Table des sigles et acronymes

ACRR	<i>Annular Core Research Reactor</i>
APRP	<i>Accident de Perte de Refroidissement Primaire</i>
ATF	<i>Accident Tolerant Fuel</i>
BCS	<i>Barres de Commande et de Sécurité</i>
BEP	<i>Boucle à Eau Pressurisée</i>
BEPU	<i>Best Estimates Plus Uncertainties</i>
BIGR	<i>Bystry Impulsny Graphitovy Reaktor</i>
BOBYQA	<i>Bound Optimization BY Quadratic Approximation</i>
BT	<i>Barres Transitoires</i>
CANDU	<i>CANadian Deuterium Uranium</i>
CAO	<i>Conception Assistée par Ordinateur</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	<i>Courant Friedrichs Lewy</i>
CHF	<i>Critical Heat Flux</i>
CIP	<i>CABRI International Program</i>
COBYLA	<i>Constrained Optimization BY Linear Approximation</i>
CZP	<i>Cold Zero Power</i>
DBRC	<i>Doppler Broadening Rejection Correction</i>
DD	<i>Double Dépressurisation</i>
DEN	<i>Direction de l'Energie Nucléaire</i>
DNB	<i>Departure from Nucleate Boiling</i>
HFP	<i>Hot Full Power</i>
HZP	<i>Hot Zero Power</i>
IFP	<i>Iterated Fission Probability</i>
IGR	<i>Impulse Graphite Reactor</i>
INES	<i>The International Nuclear and radiological Event Scale</i>
INL	<i>Idaho National Laboratory</i>
LHS	<i>Latin Hypercube Sampling</i>
LMH	<i>Largeur à Mi-Hauteur</i>
LOF	<i>Lost Of Flow</i>
LP2E	<i>Laboratoire des Programmes Expérimentaux et d'Essais en sûreté</i>
NEA	<i>Nuclear Energy Agency</i>

NSRR	<i>Nuclear Safety Research Reactor</i>
OCDE	<i>Organisation de coopération et de développement économiques</i>
OCS	<i>Outil de Calcul Scientifique</i>
OECD	<i>Organisation for Economic Co-operation and Development</i>
pcm	<i>pour cent mille</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
RBMK	<i>Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyi</i>
RDA	<i>Rod Drop accident</i>
REA	<i>Rod Ejection Accident</i>
REB	<i>Réacteur à Eau Bouillante</i>
REL	<i>Réacteur à Eau Légère</i>
REP	<i>Réacteur à Eau Pressurisée</i>
RIA	<i>Reactivity Initiated Accident</i>
RNR	<i>Réacteur à Neutrons Rapides</i>
RTV	<i>Rupture Tuyauterie Vapeur</i>
SCANAIR	<i>Système de Codes d'ANalyse d'Accidents d'Insertion de Réactivité</i>
SD1	<i>Simple Dépressurisation par la voie 1 (gros débit)</i>
SD2	<i>Simple Dépressurisation par la voie 2 (petit débit)</i>
SPARTE	<i>Simulation Prediction Analysis of Reactivity Transients Excursions</i>
SPERT	<i>Special Power Excursion Reactor Test</i>
SVT	<i>Sampling of the Velocity of the Target nucleus</i>
tf	<i>taux de fission</i>
TOP	<i>Transient Over Power</i>
TREAT	<i>Transient REActor Testing facility</i>
TRF	<i>Transient Reactor Facility</i>
TRIGA	<i>Training, Research, Isotopes and General Atomics</i>
VABT01	<i>VAnne à ouverture rapide de la voie gros débit du circuit BT</i>
VABT02	<i>VAnne à ouverture rapide de la voie petit débit du circuit BT</i>
VABT03	<i>VAnne de réglage de la voie gros débit du circuit BT</i>
VABT04	<i>VAnne de réglage de la voie petit débit du circuit BT</i>

Introduction

L'énergie nucléaire provient de la fission ou de la fusion des noyaux par des processus de réactions en chaîne. Elle permet de produire une électricité à un coût modéré et à faible émission de carbone. Les maîtrises de la réaction en chaîne et du refroidissement du réacteur sont essentielles pour assurer la sûreté de l'installation. En l'espace de deux générations, le nucléaire a été marqué par 4 accidents majeurs à forts rejets radioactifs :

- L'explosion chimique du complexe "Mayak" en 1957 en URSS provoquant de forts rejets radioactifs (environ la moitié de Tchernobyl),
- La fusion du cœur d'un réacteur de la centrale REP (Réacteur à Eau pressurisée) de Three Mile Islands aux Etats Unis en 1979,
- La montée en puissance et l'explosion du réacteur RBMK (modèle soviétique refroidi à l'eau légère bouillante dans des tubes de force et modérateur graphite) 4 de la centrale de Tchernobyl en URSS en 1986,
- La fusion de 3 réacteurs de technologie REB (Réacteur à Eau Bouillante) de la centrale de Fukushima suite au tsunami qui ravagea la côte Est du Japon en 2011.

La sûreté nucléaire est une priorité pour les différents acteurs du domaine. D'importantes ressources sont employées pour améliorer la sûreté des installations en fonctionnement et en développement. Ce développement consiste à la fois à réduire la probabilité d'accident, à minimiser les conséquences et à anticiper la gestion post-accidentelle.

Plusieurs scénarios sont identifiés, qui peuvent conduire à une rupture de l'intégrité du combustible, menant à une dégradation plus ou moins importante du cœur. Parmi ceux-ci, l'injection accidentelle de réactivité dans un réacteur nucléaire peut provoquer une augmentation involontaire de puissance. L'accident de Tchernobyl, survenu après une série de défaillances humaines et techniques liées à la conception du réacteur, est emblématique de cette situation. Dans les réacteurs à eau pressurisée, composant la majorité du parc électronucléaire mondial, une injection de réactivité peut être causée par la remontée intempestive d'une grappe d'absorbants neutroniques. À travers le monde, plusieurs réacteurs expérimentaux sont ou ont été dédiés aux recherches sur le RIA (Reactivity Initiated Accident). Ces études visent à définir des critères de sûreté liés au comportement du cœur dans des conditions accidentelles et à étudier les phénomènes de défaillance permettant d'améliorer la conception des combustibles et des matériaux de structure.

CABRI est un réacteur de recherche situé sur le centre d'études du CEA Cadarache, il est aujourd'hui utilisé pour l'étude des accidents de réactivité dans les REP. Au centre du cœur, une cellule d'essai accueille un tronçon de crayon irradié pour le tester en conditions de RIA dans les conditions thermohydrauliques d'un REP (155 bar, 300 °C). Des barres transitoires fonctionnant par dépressurisation d' ${}^3\text{He}$, un gaz neutrophage, permettent l'injection de réactivité représentative d'un RIA. Au sein de la direction de l'énergie nucléaire du CEA, le SPESI/LP2E (Laboratoire des Programmes Expérimentaux et d'Essais en sûreté) est chargé de la préparation, de la réalisation et de la sûreté des essais CABRI en lien avec l'IRSN, pilote du programme CIP (CABRI International Program), sous l'égide de l'OCDE.

Les calculs préliminaires de sûreté des transitoires CABRI sont actuellement réalisés à l'aide d'un outil de multiphysique simplifié appelé DULCINEE. Grâce aux performances actuelles des outils de calcul scientifique (OCS) et aux développement de méthodes agiles, le CEA souhaite se doter d'outils modernes pour l'aide à la prédiction et l'optimisation expérimentale des essais CABRI. Le travail de doctorat réalisé porte sur le développement et la validation d'une approche innovante pour l'amélioration de la prédiction des transitoires de puissance du réacteur CABRI, grâce à une approche réaliste dite BEPU (Best Estimates Plus Uncertainties). Le but est de développer un nouvel outil multiphysique capable de prédire les transitoires de puissance CABRI en prenant en compte les incertitudes sur les paramètres expérimentaux et sur la modélisation des phénomènes physiques. Pour cela, le travail s'appuie à la fois, sur de la modélisation des transitoires à l'aide de codes de référence, auxquels s'ajoutent, l'analyse d'expériences réalisées sur le réacteur CABRI afin de valider les modèles développés.

Le mémoire s'articule en cinq chapitres. Le premier chapitre vise à placer l'étude dans le contexte général de la recherche sur les accidents graves dans le Nucléaire. La notion d'accident grave y est définie et l'accident de réactivité (RIA) y est plus finement décrit. Les capacités des réacteurs de recherche pouvant réaliser des transitoires de puissance de type RIA sont comparées. Le chapitre se conclut par une description détaillée de CABRI et du système d'injection de réactivité par dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ des barres transitoires.

Le deuxième chapitre aborde la prédiction des transitoires de puissance CABRI avec l'outil de calcul scientifique multiphysique DULCINEE. Les limitations du code concernant la neutronique, les échanges de chaleur et la description de la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ sont ensuite abordées. La méthode de développement du code SPARTE (Simulation Prediction Analysis Reactivity Transient Excursion), basé sur une approche Best-Estimate de la modélisation des phénomènes physiques est ensuite détaillée. On conclut ce chapitre par la présentation des OCS Best-Estimates utilisés pour la création de méta-modèles en entrée du code SPARTE et pour l'analyse d'incertitudes.

Le troisième chapitre décrit l'étude, par la modélisation et par l'expérience, lorsque disponible, des phénomènes physiques séparés. On y aborde la création de méta-modèles issus des simulations neutroniques du cœur CABRI avec le code TRIPOLI4 et la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1. La simulation CFD de la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ des barres transitoires avec le code STAR-CCM+ et sa validation expérimentale sont également détaillées. Finalement, on présente l'analyse multiphysique de l'effet TOP (Transient Over Power) lié à l'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ pendant le pic de puissance.

Le quatrième chapitre est consacré à la validation préliminaire du code SPARTE et de ses modèles. Dans un premier temps, les méta-modèles issus des analyses physiques des phénomènes sont testés individuellement sur des cas de transitoires de puissance mesurés représentatifs du domaine expérimental de CABRI, pour comprendre leurs effets. Les transitoires de puissance sont classés par type de dépressurisations (simples ou doubles) correspondants aux transitoires "naturels" et "structurés". Quatre cas par type de transitoires sont modélisés par DULCINEE et SPARTE, et comparés aux résultats expérimentaux issus des essais de commission du programme CIP dans CABRI.

Le cinquième et dernier chapitre de la thèse se concentre sur l'analyse et la propagation des incertitudes à l'aide de SPARTE. La propagation des incertitudes expérimentales et de modélisation des phénomènes physiques est réalisée par une méthode stochastique consistant à simuler des centaines de fois le même transitoire, en perturbant les paramètres d'incertitudes selon leurs lois de distribution. Une analyse de sensibilité permet ensuite d'identifier les principaux paramètres incertains et de sélectionner des pistes d'amélioration de la prédiction et de la reproductibilité des transitoires de puissance CABRI. Ces méthodes permettent, tout d'abord de compléter la validation du code SPARTE sur les 12 cas étudiés en validation préliminaire dans le chapitre précédent. Cette validation consiste à vérifier la concordance entre le calcul, l'expérience et les incertitudes associées. Enfin, le code SPARTE a également été utilisé, avec l'aide de la plate-forme URANIE, pour optimiser les paramètres d'essai en fonction des caractéristiques visées des transitoires de puissance. Les processus d'optimisation sont enfin appliqués pour estimer un nouveau domaine expérimental élargi pour les essais RIA dans CABRI.

CHAPITRE 1

Étude de l'accident de réactivité dans un REP

Sommaire

1.1	Les accidents graves dans les réacteurs à eau légère	5
1.2	Caractéristiques et conséquences principales d'un accident de type RIA	8
1.2.1	Dynamique d'un RIA	9
1.2.2	Description des différents scénarios d'étude de RIA	11
1.2.3	Les conséquences sur le combustible	13
1.3	Les réacteurs de recherche dédiés aux études de RIA	15
1.3.1	Les réacteurs SPERT – Idaho, USA	16
1.3.2	TREAT – Idaho, USA	17
1.3.3	ACRR – Nouveau Mexique, USA	18
1.3.4	NSRR – Tokai, Japon	19
1.3.5	IGR – Semipalatinsk, Kazakhstan	20
1.3.6	BIGR – Sarov, Russie	21
1.4	Présentation du réacteur CABRI	22
1.4.1	Description du cœur du réacteur	23
1.4.2	Le circuit barres transitoires	24
1.4.3	Les différents types de transitoires	26
1.4.4	Les mesures de puissance dans CABRI	28
1.4.5	Les programmes dans CABRI	29
1.4.6	Le programme CIP et les essais de commission	32
1.5	Synthèse sur l'accident de réactivité et les réacteurs de recherche . .	33

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux scénarios d'accidents liés aux réacteurs à eau légère (REL), ainsi qu'aux installations expérimentales dans lesquelles ces scénarios accidentels complexes et multiphysiques sont étudiés.

1.1 Les accidents graves dans les réacteurs à eau légère

Dans son histoire le nucléaire civil a connu plusieurs accidents et incidents ; parmi eux, l'accident de Tchernobyl reste, le plus catastrophique de par ses conséquences environne-

mentales et humaines. Il est classé au rang maximum (7) sur l'échelle INES [1]. Le retour d'expérience des différents accidents a permis de rendre les réacteurs actuels plus sûrs. Dans le cas où les prémisses d'un accident grave seraient détectées, le système d'arrêt d'urgence serait déclenché automatiquement. Cependant, certains accidents peuvent être très rapides (de l'ordre de 10 ms), et peuvent avoir des conséquences notables sur le cœur avant que les barres de contrôle et de sécurité ne chutent.

La survenue d'un accident grave combine différentes défaillances techniques et organisationnelles. Un accident est considéré comme grave si le combustible entre en fusion [2]. Cela est donc dû à un défaut de refroidissement du cœur. Bien que tout soit étudié pour éviter le pire dans un réacteur nucléaire, une succession d'événements à faible probabilité peut entraîner un accident grave. Les causes d'un accident grave sont variées, mais trois scénarios ressortent :

- Une brèche dans le circuit primaire peut entraîner le dénoyage du cœur à une pression relativement basse. Il est appelé Accident de Perte de Refroidissement Primaire (APRP). Le temps de dénoyage peut varier entre moins d'une minute et plusieurs jours suivant la taille de la brèche, la séquence accidentelle ou l'état initial du cœur ;
- Une défaillance des circuits d'alimentation en eau des générateurs de vapeur. Cela peut arriver à la suite d'une rupture de tuyauterie vapeur (RTV).
- L'accident d'insertion de réactivité (RIA) peut également être l'initiateur d'un accident grave à cause de l'augmentation exponentielle de la puissance du cœur. Le système de refroidissement se retrouve alors sous-dimensionné par rapport à l'énergie à évacuer.

Suite à une défaillance du refroidissement, l'accident grave se déroule de la façon suivante :

1. Le combustible s'échauffe, se dégrade, puis fond sous l'effet de la puissance résiduelle due aux produits de fission. Cela a pour effet de déformer la gaine entourant le combustible jusqu'à la rupture de cette dernière. Les produits de fission sont alors relâchés dans le circuit primaire. De plus, la réaction d'oxydation des gaines en zirconium est catalysée par la vapeur d'eau surchauffée : cette oxydation libère de la chaleur, contribuant également au chauffage du combustible. La réaction d'oxydation du zirconium libère, de plus, de l'hydrogène dans le circuit primaire, puis dans l'enceinte de confinement. Or l'hydrogène est un gaz inflammable dans l'air, et une explosion est donc susceptible d'endommager l'enceinte de confinement. Plusieurs explosions hydrogène ont pu être observées lors de l'accident de Fukushima, et ont conduit à la destruction partielle ou totale de l'enceinte des bâtiments réacteurs.
2. Si de l'eau n'est pas réinjectée pour renoyer le cœur, le combustible et les métaux fondent à cause de la très haute température (2500 °C et plus) et forment un amas qu'on appelle « corium ». Cette masse est maintenue en fusion à cause du dégagement de chaleur de la puissance résiduelle. Ensuite, le fond de la cuve s'assèche plus ou moins rapidement, et le corium le traverse. Si le circuit primaire est encore sous pression à ce moment-là, le corium se retrouve dispersé dans l'enceinte. Le dégagement de chaleur provoque une montée en pression pouvant mettre en danger l'intégrité de l'enceinte. Le corium peut également réagir avec l'eau et provoquer une explosion vapeur. Ces phénomènes peuvent durer entre plusieurs minutes et plusieurs jours (par exemple l'accident de Three Mile Island s'est déroulé sur environ 16 heures).

3. Le corium sorti de la cuve se retrouve en contact avec le radier en béton sous la cuve. La réaction du corium à haute température avec le béton libère des gaz s'ajoutant aux autres et augmente *de facto* la pression au sein de l'enceinte de confinement. Cette étape se déroule plus lentement que les précédentes, ce qui permet de mettre en œuvre des parades telles que la dépressurisation de l'enceinte - au risque de perdre une partie du confinement.
4. Des produits de fission sont alors relâchés dans la nature, la dépressurisation contrôlée permettant néanmoins de limiter la quantité relâchée.

Les trois transitoires dimensionnant, potentiellement initiateurs d'un accident grave, actuellement à l'étude dans les REP du parc, sont le RIA, la RTV et l'APRP.

L'APRP est un accident hypothétique provoqué par une brèche dans l'enveloppe du circuit primaire. La phénoménologie de la séquence accidentelle est la suivante :

1. Brèche dans l'enveloppe du circuit primaire,
2. Chute de la pression dans le primaire et perte de l'inventaire en eau,
3. Échauffement des crayons combustibles qui doit rester limité pour éviter l'endommagement du combustible qui pourrait alors bloquer le refroidissement du cœur,
4. Injection d'eau par le système d'injection de sécurité.

L'APRP a notamment fait l'objet d'essais en sûreté dans le réacteur PHEBUS construit en 1977 sur le centre d'études de Cadarache [3].

L'initiateur d'une RTV correspond à une rupture guillotine instantanée et doublement débattue de la tuyauterie vapeur en sortie d'un générateur de vapeur et en amont de la vanne d'isolement vapeur. Le cœur est initialement sous-critique. La phénoménologie de la séquence accidentelle est la suivante :

1. Dépressurisation rapide du secondaire,
2. Le transfert thermique du générateur de vapeur impacté augmente fortement, ce qui réduit la température du caloporeur en entrée de cœur sur la branche considérée,
3. La puissance du cœur augmente par effet de température du modérateur,
4. L'accroissement de puissance est mitigé par l'effet Doppler induit par l'échauffement du combustible,
5. La puissance du cœur est ensuite maîtrisée par injection d'eau borée de sécurité.

Le transitoire de type RTV traite de phénomènes thermohydrauliques et neutroniques fortement couplés et tridimensionnels. Un transitoire dure environ 300 secondes.

L'initiateur du RIA correspond à une rupture du carter d'une grappe de contrôle lorsque le cœur est en puissance. La phénoménologie de la séquence accidentelle est la suivante :

1. Injection de réactivité,
2. Excursion de puissance selon un phénomène surcritique prompt,
3. La puissance cœur augmente fortement, une zone chaude apparaît au voisinage de la grappe éjectée,

4. La puissance cœur diminue ensuite par contre-réactions Doppler au 1^{er} ordre (effet immédiat), et par effet de température modérateur au 2nd ordre (effet retardé),
5. La puissance cœur est ensuite stabilisée par chute des grappes d'arrêt d'urgence, entraînant l'arrêt du réacteur.

Le transitoire complet dure plusieurs secondes en incluant tous les phénomènes thermohydrauliques. Le transitoire de type RIA met en jeu des phénomènes multiphysiques fortement couplés et peut nécessiter une approche de cinétique spatiale. Les premiers accidents de ce type ont eu lieu vers le début des réacteurs de recherche [4] avec par exemple l'accident du réacteur NRX en 1952 sur le site canadien de Chalk River ou l'accident de SL-1 en 1961 à Idaho Falls aux USA.

Le 26 avril 1986, au cours d'une expérience d'amélioration de sécurité, et à la suite de plusieurs erreurs de jugement, un réacteur RBMK (modérateur graphite) de Tchernobyl s'embauche et explose. L'accident a comme initiateur un RIA (puissance multipliée par 500 en moins d'une seconde, montant à 100 GW soit 100 fois la puissance nominale) causé par la vaporisation rapide de l'eau de refroidissement (coefficients de vide positif). La température du combustible trop faible, ne permet pas de compenser directement, par effet Doppler, l'insertion de réactivité due à la vaporisation. Lorsque la puissance a brusquement augmenté, il aurait fallu introduire rapidement les barres d'absorbants. Mais l'insertion des barres était lente (18 s) et a été bloquée par la déformation des tubes de force.

1.2 Caractéristiques et conséquences principales d'un accident de type RIA

Un RIA [5] est un accident en réacteur nucléaire impliquant une augmentation involontaire du taux de fission et donc de la puissance du réacteur. L'augmentation de puissance peut endommager le cœur du réacteur. Certains scénarios d'accident d'insertion de réactivité ont été identifiés par les autorités de sûreté mondiales comme devant être pris en compte dès la conception de base (*basic design*) des centrales actuelles et futures.

La conséquence immédiate du RIA est une augmentation rapide de la puissance et de la température du combustible. L'excursion de puissance peut mener à une rupture d'éléments combustibles et à la libération d'éléments radioactifs dans le circuit primaire. La rupture du gainage peut éventuellement disperser une partie du combustible et des gaz de fission dans le réfrigérant primaire, avec, pour conséquence la génération de vapeur pouvant conduire à l'endommagement des assemblages combustibles voisins, voire d'autres composants du cœur.

Avant de s'intéresser aux scénarios de RIA, nous allons redéfinir quelques notions de cinétique et de neutronique, nécessaires à la compréhension des phénomènes.

1.2.1 Dynamique d'un RIA

La quantité fondamentale associée au RIA est la réactivité [6], qui exprime l'écart du réacteur à la criticité c'est-à-dire un état où le nombre de neutrons de fission est exactement balancé par les absorptions et les fuites. La réactivité ρ est définie par l'équation :

$$\rho = \frac{k - 1}{k} \quad (1.1)$$

Ici, k est le coefficient de multiplication effectif, soit le ratio entre les neutrons produits par fission et les neutrons absorbés ou de fuite. Une réactivité positive indique une augmentation de puissance alors qu'une réactivité négative indique une diminution. Dans un réacteur, la réactivité peut être contrôlée par des barres de contrôle et/ou des absorbants neutroniques dans le réfrigérant/modérateur (^{10}B). La réactivité peut également être affectée par des changements dans la température du combustible (effet Doppler) et du modérateur, ou des changements de phase de ce dernier (vidange). On peut alors écrire la variation au cours du temps de la réactivité du système (ρ) en fonction de ses différentes composantes, de la façon suivante :

$$\dot{\rho} = \dot{\rho}_{CS} + \alpha_{dop} \cdot \dot{T}_c + \alpha_T \cdot \dot{T}_m + \alpha_{vide} \cdot \dot{\alpha}_m \quad (1.2)$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{CS} : \text{dérivée temporelle de la réactivité par le système de pilotage} \\ \dot{T}_c \text{ et } \dot{T}_m : \text{variations temporelles des températures du combustible et du modérateur} \\ \alpha_{dop} : \text{coefficient Doppler (température du combustible)} \\ \alpha_T : \text{coefficient de température du modérateur} \\ \alpha_{vide} : \text{coefficient de vide} \\ \dot{\alpha}_m : \text{variation au cours du temps du taux de vide (vapeur)} \end{array} \right.$$

Le coefficient Doppler est toujours négatif, ce qui veut dire que l'augmentation de température du combustible due à l'augmentation de puissance implique toujours une anti réactivité au bénéfice de la stabilité du réacteur. Ce coefficient est plus important lorsque la proportion d' ^{238}U dans le combustible est élevée. Suivant les concepts de réacteurs, les autres coefficients peuvent être positifs ou négatifs.

Tableau 1.1 – Description des variables des équations de la cinétique

<i>Variable</i>	<i>Signification</i>
β	Proportion des neutrons retardés $\beta = \sum_i \beta_i$
Λ	Temps de génération effectif des neutrons prompts (s)
λ_i	Constante de décroissance radioactive des noyaux précurseurs du groupe i (s^{-1})

On peut approximer l'évolution de puissance grâce aux équations de la cinétique ponc-

tuelle. Celles-ci se basent sur 2 équations (1.3) où n est le nombre de neutrons et c_i le nombre de noyaux précurseurs du groupe i de neutrons de retardés :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \cdot n + \sum_i \lambda_i \cdot c_i \\ \frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} \cdot n - \lambda_i \cdot c_i \end{cases} \quad (1.3)$$

Pour une réactivité injectée ρ constante et un certain nombre de groupes de précurseurs (6 ou 8 groupes classés par constante de décroissance radioactive), la solution du système est de la forme ci-dessous (1.4) :

$$\begin{cases} n(t) = a \cdot e^{\omega t} \\ c_i(t) = b_i \cdot e^{\omega t} \end{cases} \quad (1.4)$$

Où a et b_i sont des constantes. La résolution du système donne alors la condition que doit vérifier la pulsation ω connue sous le nom d'équation de Nordheim (1.5).

$$\rho = \omega \left(\Lambda + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i + \omega} \right) \quad (1.5)$$

Si l'insertion de réactivité est plus importante que la fraction effective de neutrons retardés, alors le réacteur devient surcritique prompt, signifiant que le réacteur est surcritique avec seulement les neutrons prompts. La puissance augmente alors très rapidement jusqu'à ce que l'effet Doppler arrête l'augmentation de puissance suite à l'augmentation de la température du combustible. D'autres phénomènes d'anti réactivité proviennent du réchauffement du réfrigérant et de la génération de vide (évaporation et dilatation des matériaux). A la fin du pic, la puissance ne revient pas à zéro, mais reste aux alentours de 1 % de la valeur du pic pendant une longue période. Ce phénomène provient des neutrons retardés générés à la suite du pic par les produits de fission. Cette puissance résiduelle est encore significative pour le dépôt d'énergie dans le combustible.

Dans le cas d'une insertion de forte réactivité ($\rho \gg \beta$), ω devient grand devant chacun des λ_i , on peut alors négliger les λ_i aux dénominateurs de l'équation de Nordheim. Il y a alors une solution simple de ω (1.6) :

$$\omega = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \quad (1.6)$$

En régime surcritique prompt, la population des neutrons augmente très rapidement, et la puissance également. Dans ces conditions, le réacteur est incontrôlable car la période est de l'ordre du temps de génération effectif des neutrons prompts (10^{-4} s dans un réacteur à spectre thermique et 10^{-7} s pour un rapide). Les réacteurs sont équipés de systèmes d'arrêt d'urgence, lorsqu'un seuil de temps de doublement minimal est atteint. Ce seuil correspond au maximum à une insertion de réactivité de l'ordre d'un demi- β . Un des problèmes lié au RIA est son temps caractéristique très faible (injection d'énergie par le pic de puissance dans un temps de l'ordre de 100 ms). La chute mécanique des barres de contrôle prend quelques centaines de millisecondes (e.g. 900 ms dans un REP), ce qui est insuffisant pour que le pic

de puissance n'ait pas lieu.

1.2.2 Description des différents scénarios d'étude de RIA

Nous avons vu dans cette partie que le RIA le plus problématique a pour caractéristiques une insertion de réactivité importante sur un laps de temps très court. Suivant le type de réacteur, le scénario accidentel dimensionnant (scénario susceptible d'avoir les conséquences les plus graves) diffère. Quatre scénarios accidentels sont particulièrement intéressants pour le RIA [4] :

1. Une éjection d'une grappe de commande REA (Rod Ejection Accident) dans un REP,
2. Une chute de Barre de Contrôle RDA (Rod Drop Accident) dans un REB (Réacteur à Eau Bouillante),
3. Une perte de refroidissement dans un tube de pression dans un réacteur à eau lourde (CANDU = CANadian Deuterium Uranium),
4. L'effet de vidange du sodium dans un RNR-Na [7].

Ces accidents sont pris en compte lors de la conception, afin de définir les critères de sûreté liés au combustible dans ces divers types de réacteurs.

Une éjection de grappe peut survenir dans un REP suite à une défaillance du mécanisme de levée des barres de commande. L'accident provoque une rapide augmentation de la réactivité ($\simeq 0,1$ s par la force d'envol) dans plusieurs assemblages combustibles autour de la grappe éjectée, due à la baisse locale d'absorption des neutrons. En situation pénalisante, cette injection de réactivité est supérieure à la fraction de neutrons retardés. Comme l'insertion de réactivité et l'excursion de puissance en résultant sont plus importantes que pour les autres scénarios, l'éjection d'une grappe de commande est postulée comme accident de réactivité de référence pour les REP.

Pour un REB, on parle de chute des croix de contrôle étant donné que le système est piloté par le bas. L'événement conduisant à la chute libre d'une croix absorbante est la séparation de cette croix de contrôle de son mécanisme de levée. L'insertion de réactivité se fait plus lentement que dans les REP. Le cas le plus sévère se situe vers la puissance minimale du cœur, lors des arrêts avec un retour à froid du primaire.

Pour les réacteurs à eau légère REL (Réacteur à Eau Légère), des changements de la température du modérateur, de la quantité de bore (pour les REP), ou la fraction de vide (pour les REB) peuvent ajouter de la réactivité dans le cœur. Cependant, cette injection est lente comparée à la chute ou l'éjection d'une barre. Ces changements sont considérés comme des transitoires mais pas des accidents. Par contre, pour les concepts des réacteurs CANDU, avec de l'eau lourde en modérateur et du combustible uranium naturel ou très peu enrichi, le coefficient de vide du réfrigérant est positif. L'accident de perte de refroidissement est particulièrement important dans la conception de ce type de réacteur. Deux systèmes indépendants d'arrêt du réacteur permettent d'éviter la propagation de l'accident. Des barres absorbantes en cadmium sont maintenues au-dessus du cœur par des électroaimants chutant

pour stopper la réaction, pendant qu'un autre système injecte du nitrate de gadolinium sous pression dans l'eau lourde de la calandre.

Dans un RNR-Na, la vidange de tout ou partie du sodium du cœur peut être provoquée par ébullition ou passage d'une bulle de gaz, et peut provoquer une variation de réactivité. La variation de la densité du sodium est à l'origine de 3 contre-réactions (2 positives et une négative) [7] :

1. La baisse de l'absorption neutronique dont l'effet sur la réactivité est positif;
2. la baisse de la diffusion inélastique due au durcissement du spectre dont l'effet est également positif;
3. l'augmentation des fuites neutroniques à la périphérie du cœur et dont l'effet sur la réactivité est négatif.

Parmi les accidents d'insertion de réactivité, l'éjection de grappe dans les REP et la chute de croix dans les REB sont particulièrement intéressantes puisqu'elles mènent à de rapides et significatives excursions de puissance. Depuis que le REA et le RDA sont inclus dans la conception des réacteurs, les scénarios ont été analysés par des codes et des modèles incluant de la cinétique neutronique, couplée aux calculs thermomécaniques du crayon et thermohydraulique du cœur.

Tableau 1.2 – Caractéristiques des transitoires de puissance REA et RDA [4]

Réacteur	Scénario	LMH (ms)	Enthalpie Max ($J.g_{UO_2}^{-1}$)	Réactivité (pcm)
REP	REA HZP	25-65	140-320	600-850
	REA HFP	400-4500	230-350	
REB	RDA CZP	45-75	140-460	700-1300
	RDA HFP	45-140	160-400	

HZP= Hot Zero Power, CZP= Cold Zero Power, HFP= Hot Full Power

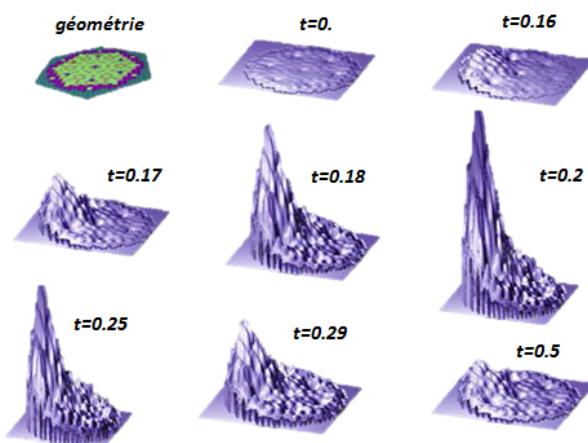


FIGURE 1.1 – Evolution (en secondes) de la puissance du cœur lors d'une éjection de grappe [8]

Dans le Tableau 1.2, sont résumées les valeurs estimées des largeurs à mi-hauteur des transitoires et enthalpies déposées dans le crayon combustible pour des REAs et RDAs. On peut voir qu'un transitoire démarrant à pleine puissance possède une largeur de pulse plus importante. Par contre l'augmentation d'enthalpie dans le crayon reste modérée si on la compare à celle d'un transitoire démarrant à faible puissance. Lors d'un arrêt à chaud, les barres de contrôle sont complètement insérées dans le cœur. L'injection de réactivité est donc localement plus importante et induit un pic de puissance beaucoup plus violent (puissance plus élevée).

Les paramètres du pulse de puissance sont traditionnellement la largeur à mi-hauteur, la forme et l'amplitude. La largeur à mi-hauteur et la forme ne varient pas significativement selon la zone de cœur étudiée, et peuvent être traitées comme paramètres homogènes sur tout le cœur. Par contre, l'amplitude du pulse est une propriété locale, dans la mesure où la nappe de puissance est hétérogène et où l'éjection de barre se fait à un endroit en particulier (voir Figure 1.1).

1.2.3 Les conséquences sur le combustible

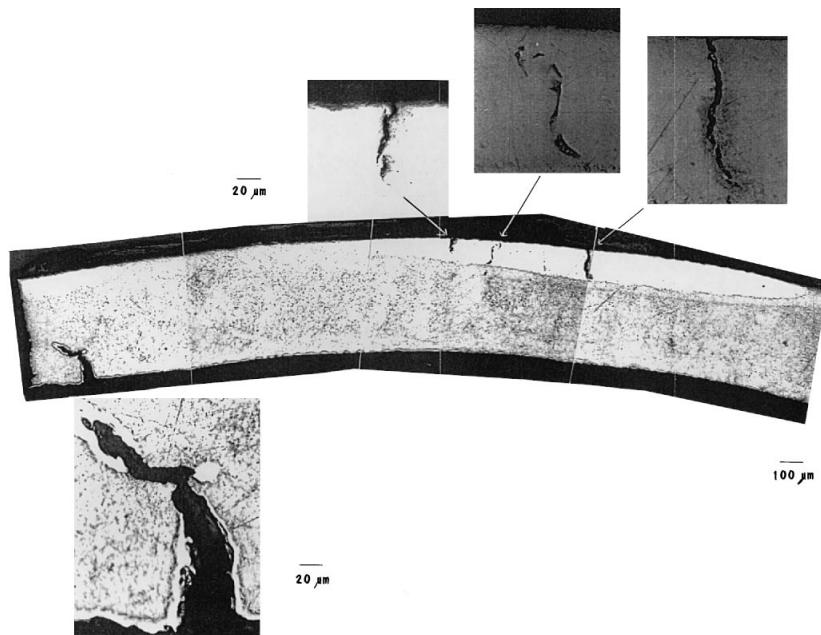


FIGURE 1.2 – Migration de l'hydrogène à travers un point froid de la gaine [9]

Les propriétés du combustible et de la gaine changent pendant la vie d'un assemblage combustible [4]. Les changements au niveau du crayon combustible proviennent des transmutations du matériau et des dommages dus aux radiations. Les modifications thermomécaniques et physico-chimiques de la gaine sont dues aux radiations mais aussi à la corrosion. Avec l'augmentation du burn-up, ces mécanismes provoquent des changements dans les propriétés des matériaux, qui détériorent le comportement du combustible en condition de RIA. En particulier, la corrosion de la gaine a 2 effets sur les performances du combustible des réacteurs

à eau légère. Premièrement, le comportement thermique et mécanique de la gaine est affecté par la formation d'une couche d'oxyde de zirconium à l'interface eau-gaine qui augmente la résistance thermique. Deuxièmement, la réaction eau-métal libère de l'hydrogène, dont une partie diffuse dans la phase métallique et cause la fragilisation du matériau (voir Figure 1.2). Les craquelures préexistantes de la phase hybride peuvent être la base d'une rupture de gaine en condition de RIA.

Au-delà d'environ 45000 MWd/tU (pour du combustible UO_2) une zone périphérique est créée à la surface du combustible au travers d'un effet neutronique. Cette zone est caractérisée par une forte concentration en plutonium générant un très haut taux de fission local. La formation de cette structure est appelée « effet de rim (bord) » [9] et caractérise les combustibles hautement irradiés. La largeur de cette zone rim est d'environ $200 \mu\text{m}$.

Au début des années 90, des programmes expérimentaux ont démarré en France, au Japon et en Russie pour étudier le comportement de combustible à haut burn-up soumis à un transitoire de puissance [10]. Ces programmes ont été conçus pour (dé)montrer l'adéquation des assemblages avec les critères en place basés, à l'époque, sur des tests sur des assemblages non ou peu irradiés. Une extension de la base de données expérimentales pour des combustibles à haut burn-up était donc nécessaire.

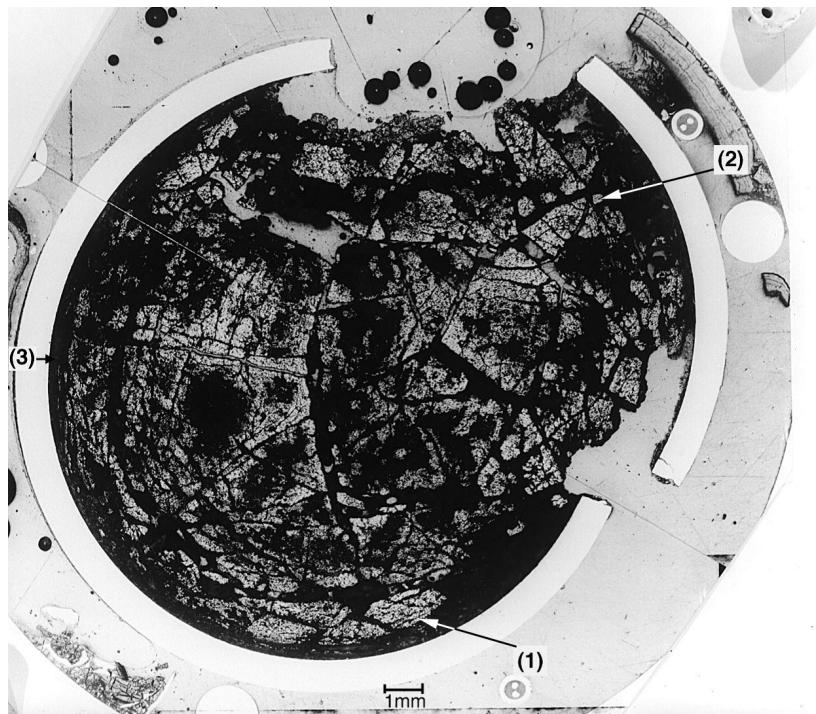


FIGURE 1.3 – Section d'un crayon combustible après l'essai REP-Na1 sur CABRI [9]

Ces essais montrent que la rupture de gaine intervient à des enthalpies déposées dans le combustible plus faibles pour un combustible irradié que pour du combustible neuf, et que la probabilité de rupture augmente avec le burn-up [11]. De plus, la rupture d'assemblage pré-irradié apparaît plus tôt dans l'excursion de puissance, quand la température de la gaine est

encore faible. L'augmentation de la probabilité de rupture et la diminution de la température de rupture de la gaine pré-irradiée sont attribués aux effets combinés de la fragilisation de la gaine et des interactions mécaniques dans les assemblages à haut burn-up. Il est également clair que l'état du crayon par rapport au burn-up et en particulier le degré de corrosion de la gaine est vraiment important pour la préservation de l'intégrité d'un crayon combustible pré-irradié.

Le combustible testé de la Figure 1.3 (essai REP-Na1 dans CABRI) est un combustible à très haut burn-up (64 GWd/t) provenant d'une centrale EDF. Les nombres indiquent des localisations d'examens détaillées : (1) Structure RIM, (2) Combustible fragmenté, (3) gaine intacte. La rupture observée est remarquable et spectaculaire : elle contribue à la compréhension du mode de rupture et à la formulation d'un critère de sûreté [9]. Le combustible de l'essai REP-Na 1 a été soumis à un pic de puissance de LMH de 9,5 ms avec une enthalpie injectée de 460 J/g dans l'ancienne boucle sodium de CABRI. Lors de ce test, la rupture de la gaine a été observée très tôt. Ce résultat inattendu a été suivi d'une identification des conditions de rupture afin de conclure sur la cause et le mécanisme de rupture. La structure de la rupture montre une fracture fragile. La rupture a été enregistrée au moment où la zone RIM seule excède les conditions nominales de fonctionnement. Des essais complémentaires sur d'autres combustibles UO₂ irradiés à plus de 60 000 MWd/t, ont montré le bon comportement du crayon en cas de corrosion modérée.

En cas de non rupture de la gaine, on observe des phénomènes intéressants dans le combustible testé. Par exemple, l'expansion thermique et le gonflement en transitoire sont les deux principaux contributeurs au chargement de la gaine et la rupture surgit si la plasticité du gainage est excédée. On observe une fragmentation du combustible due à l'accumulation de gaz de fissions dans les zones inter-granulaires. L'éclatement des bulles de gaz sous l'effet de l'échauffement rapide mène à une augmentation instantanée du contact combustible/gaine. On observe également un écaillage de la couche d'oxydes. Dans les transitoires courts, une part importante de la couche d'oxydes est détachée de la surface du gainage. Dans le cas d'un accident, ce phénomène induit l'insertion d'une quantité non négligeable de débris dans le circuit primaire en un temps très court.

En résumé, le RIA est un accident très rapide pouvant causer la rupture d'une partie du combustible du cœur. Ses conséquences sur le combustible empirent avec l'augmentation du taux de combustion. Des réacteurs expérimentaux permettent d'étudier le comportement du combustible pendant un RIA. Cela sera le sujet de la prochaine partie.

1.3 Les réacteurs de recherche dédiés aux études de RIA

Afin d'étudier le comportement du combustible lors de transitoires de puissance, des réacteurs expérimentaux ont été construits dans plusieurs pays (Etats-Unis, Russie, Japon, France, Kazakhstan) depuis les années 50. L'article de D. Devin Imholte et Fatih Aydogan de l'université de l'Idaho [12] présente les réacteurs expérimentaux en fonctionnement permettant de générer des transitoires de puissance. Les transitoires générés sont plus ou moins

proximes des conditions de RIA et les conditions thermohydrauliques plus ou moins représentatives des réacteurs étudiés. Certains réacteurs sont capables d'accueillir dans leur cellule d'essai, du combustible pré-irradié en centrale.

1.3.1 Les réacteurs SPERT – Idaho, USA

Le programme SPERT (Special Power Excursion Reactor Test) est une série d'essais en sûreté sur les réacteurs nucléaires réalisés dans les années 60. Il fut lancé en 1954 par la commission de l'énergie atomique des Etats-Unis et opéré par la Phillips Petroleum Company sur l'actuel site de l'INL (Idaho National Laboratory). Le premier réacteur SPERT-I devient opérationnel en Juillet 1955 avec un premier test en Septembre de la même année. Le programme comporte 4 réacteurs de conceptions différentes. SPERT-IV atteint sa première criticité en Juillet 1962.

Un des premiers objectifs du programme SPERT était d'accroître la compréhension du comportement dynamique des réacteurs nucléaires par l'analyse d'expériences de cinétique des réacteurs [13]. Trois types d'essais ont été réalisés :

1. Des expériences statiques dans le but de déterminer les coefficients de température, les distributions de flux neutronique, l'efficacité des barres de contrôle, etc.
2. Des excursions de puissance consistant en une insertion d'excès de réactivité ;
3. Des tests de stabilité qui impliquent des oscillations induites ou excitées extérieurement.

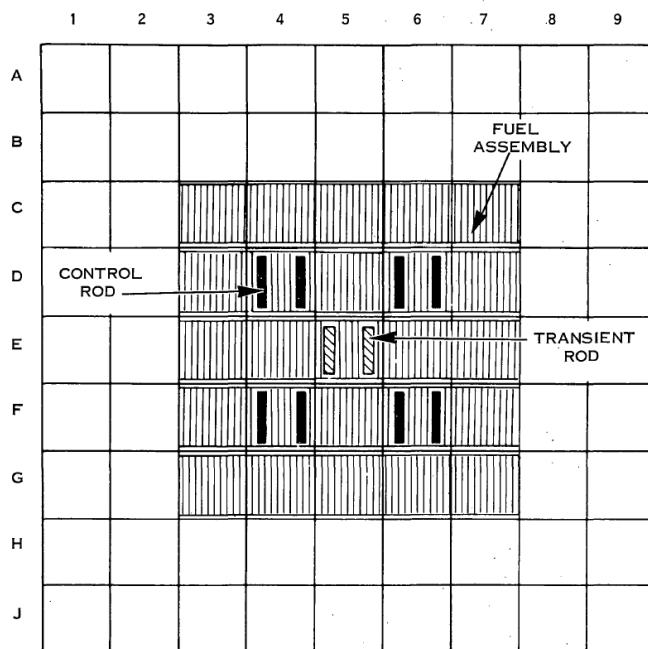


FIGURE 1.4 – Coupe du cœur de SPERT-IV [13]

Parmi les réacteurs du programme SPERT, certains sont de type piscines avec un com-

bustible à plaques hautement enrichi (SPERT-I et SPERT-IV). SPERT-IV fût construit pour remplacer SPERT-I qui ne permettait pas un contrôle adéquat des conditions expérimentales à cause des oscillations. La phase finale des essais sur SPERT-I consistait à étudier le comportement destructif sur le cœur en plaques d'aluminium uranium. La réactivité injectée à chaque essai était augmentée progressivement. Le dernier essai a engendré une réaction chimique entre l'aluminium fondu et l'eau (libération d'hydrogène) entraînant l'explosion du bâtiment et le rejet de matière fissile [14]. SPERT-II [15] est un réacteur à eau légère ou lourde pressurisée modulable et à plaques. SPERT-III [16] est un réacteur à eau pressurisée composé de crayons céramiques UO₂. Le point commun de ces réacteurs est la barre transitoire centrale mécanique, en alliage métallique enrichi en bore-10, permettant l'insertion de réactivité (voir Figure 1.4).

Les essais *SPERT-CDC* (Capsule, Driver Core situé dans l'installation SPERT-IV) réalisés aux USA, par l'IDAHO Nuclear Corporation dans les années 1969-1970 [16] ont permis d'étudier du combustible frais et à taux de combustion moyen (entre 1 et 33 GWj/tU) pour du combustible de REB. L'épaisseur de la couche d'oxydation des crayons d'essais était modérée (jusqu'à 65 µm). Ces crayons étaient disposés dans une capsule de test située au centre du cœur (réacteur piscine à oxyde d'uranium faiblement enrichi gainé en acier) à conditions de pression et de température ambiantes, avec de l'eau stagnante. Les transitoires de puissances réalisés ont permis d'atteindre des enthalpies maximales de combustible situées entre 600 J/g et 1181 J/g avec des largeurs à mi-hauteurs comprises entre 13 et 31 ms. Le programme SPERT a permis de mettre en place les premières réglementations sur le burn-up du combustible en centrale avec les premiers tests de transitoires de puissance sur du combustible irradié. Depuis, d'autres réacteurs ont permis d'aller plus loin (taux de combustion, natures de combustible et de matériaux) dans la recherche sur le RIA. Ces essais constituent actuellement la base de référence pour la qualification des outils multiphysiques.

1.3.2 TREAT – Idaho, USA

Le réacteur TREAT (Transient Reactor Testing Facility) a été conçu puis construit en 1959 à l'INL (Idaho National Laboratory) dans le but de tester le combustible des RNR (Réacteur à Neutron Rapides). Après un arrêt prolongé depuis 1994, ce réacteur a à nouveau divergé en 2017 pour réaliser des études sur le combustible des réacteurs de 4^{ème} génération et sur le combustible REP, en particulier pour tester les propriétés des combustibles de type ATF (Accident Tolerant Fuel).

TREAT est un réacteur hétérogène, à neutrons thermiques et refroidi à l'air (voir Figure 1.5). Il est conçu pour évaluer les performances du combustible dans les conditions de surpuissance ou de sous-refroidissement. Son cœur forme un carré de 19 x 19 assemblages combustible d'oxyde d'uranium hautement enrichi (93,1 % d'²³⁵U) imprégné dans un bloc graphite. Un dispositif hodoscope permet d'évaluer le comportement du combustible avant, pendant et après le transitoire grâce à une mesure directe du profil axial de flux neutronique du crayon testé. Pour cela, il dispose d'une série de détecteurs à neutrons rapides répartis sur toute la hauteur du cœur.

Les expériences sont chargées dans le cœur par le haut du mécanisme de positionnement (voir Figure 1.5). Un système pneumatique de barres transitoires et mécanique de barres de contrôle, contenant tous deux du carbure de bore (B_4C), permettent de fonctionner selon plusieurs modes :

1. Fonctionnement stable à 100 kW,
2. Transitoires limités par l'antiréactivité due à l'augmentation de la température de la matrice graphite-uranium, pouvant atteindre une puissance de 19 GW en moins d'une seconde,
3. Transitoires structurés durant quelques secondes avec une puissance maximale de 10 GW.

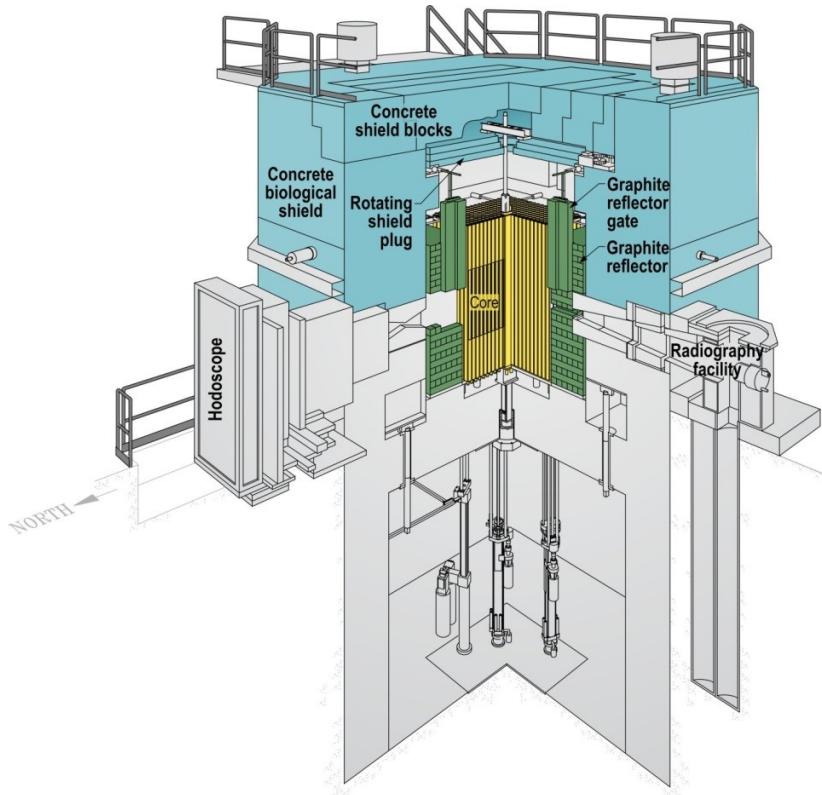


FIGURE 1.5 – Schéma de fonctionnement du réacteur TREAT [17]

1.3.3 ACRR – Nouveau Mexique, USA

ACRR (Annular Core Research Reactor) est le réacteur conçu en 1978 en modification de l'Annular Core Pulse Reactor. Il est encore en fonctionnement sur le site du Sandia National Laboratory. L'ACRR permet de soumettre différents matériaux à des transitoires ou des irradiations de gamma ou de neutrons. C'est un réacteur de type piscine refroidi et modéré à l'eau caractérisé par un flux de neutrons épithermiques. On peut noter que ce réacteur est aussi utilisé dans le cadre de la défense, mais également dans la production de radio-isotopes depuis 1997.

Le cœur nourricier d'ACRR est caractérisé par une géométrie hexagonale, avec un combustible UO_2 enrichi à 35% en ^{235}U gainé en acier inoxydable. Le cœur est composé de 236 éléments combustibles pouvant tenir à des températures allant jusqu'à 1400°C. Deux anneaux extérieurs (Fueled-Ring External Cavities) chargés en combustible U-ZrH TRIGA (Training, Research, Isotopes and General Atomics) peuvent être juxtaposés au cœur pour s'accommoder à de plus grandes expériences (voir Figure 1.6). ACRR peut fonctionner selon plusieurs modes :

1. Un fonctionnement à puissance stabilisée, permettant de fournir une puissance maximale de 2 MW,
2. Un fonctionnement en transitoire permettant des pulses de l'ordre de 40 à 50 GW et des énergies injectées de 250 à 330 MJ. Cela est rendu possible par le retrait mécanique d'une barre transitoire (absorbant neutronique).

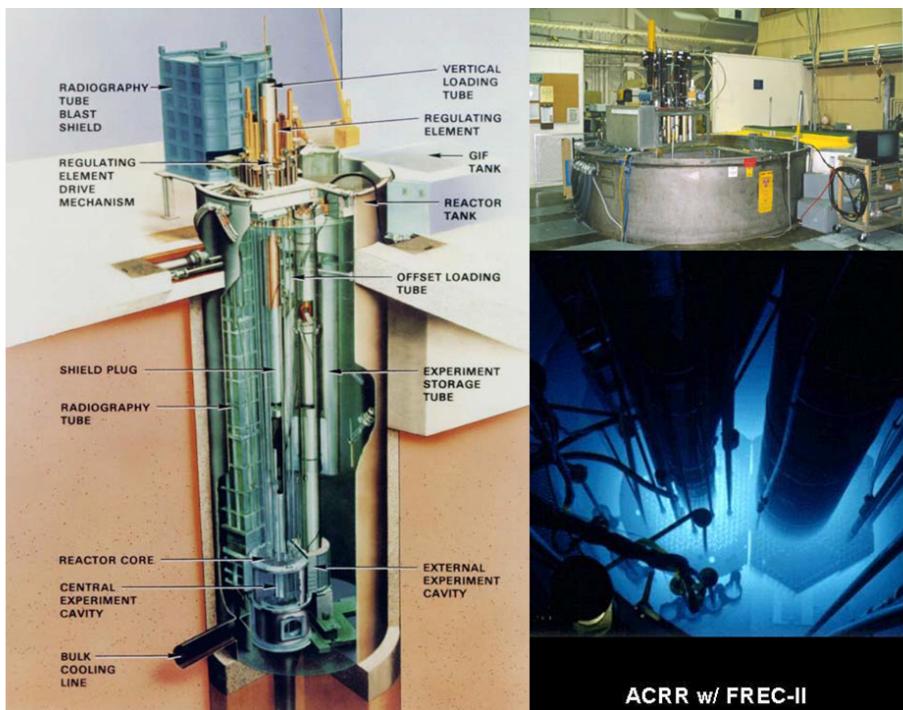


FIGURE 1.6 – Schéma de fonctionnement du réacteur ACRR [18]

L'intérêt principal de l'ACRR est de pouvoir réaliser des transitoires de très haute puissance sur un intervalle de temps très court (6-7 ms). Contrairement à d'autres TRF (Transient Reactor Facilities), il ne permet pas de faire des tests sur des combustibles pré-irradiés.

1.3.4 NSRR – Tokai, Japon

NSRR (Nuclear Safety Research Reactor) appartient à l'agence japonaise de l'énergie nucléaire (JAEA) et est exploité par l'établissement de recherche de Tokai. C'est un réacteur à pulses TRIGA modifié, similaire à ACRR. On retrouve un réacteur de type piscine avec un cœur refroidi et modéré à l'eau légère et un spectre neutronique épithermique. En 1975, sa

première mission était d'investiguer le RIA sur du combustible neuf de REL. Les nouveaux critères de sûreté japonais pour le RIA sont basés sur les expériences conduites sur NSRR.

Le cœur nourricier est composé de crayons U-ZrH₁₆(20 % ²³⁵U) entourés d'une gaine d'acier inoxydable. L'insertion de réactivité est contrôlée par un système de barres transitoires en B₄C.

NSRR possède également plusieurs modes d'opération :

1. Un régime permanent pouvant atteindre 300 kW,
2. Des transitoires naturels d'une durée de 4-5 ms d'une puissance maximale de 23 GW avec une énergie injectée maximale de 130 MJ,
3. Des transitoires structurés de plusieurs secondes pour une puissance maximale de 10 MW.

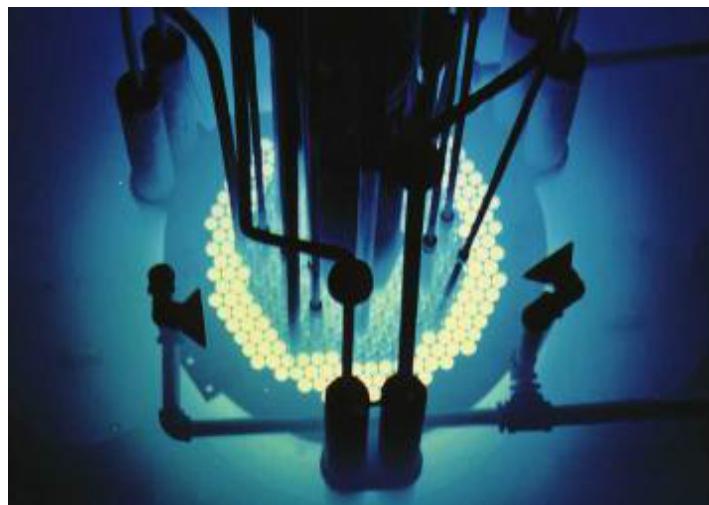


FIGURE 1.7 – Vue de haut du réacteur NSRR en fonctionnement [19]

Dans les années 80, des modifications ont été apportées afin de pouvoir tester des combustibles pré-irradiés. Ceux-ci sont assemblés dans la cellule chaude adjacente au cœur. Une capsule verticale permet de charger la boucle d'essai dans le réacteur. NSRR est en arrêt temporaire depuis 2014.

Parmis les 35 TRIGA en fonctionnement dans le monde, 20 peuvent réaliser des pics de puissance. En octobre 2015, le réacteur de recherche TRIGA de Johannes Gutenberg University Mainz (Allemagne) comptait le record du monde, avec ses 20000 transitoires, du nombre de pics de puissance réalisés.

1.3.5 IGR – Semipalatinsk, Kazakhstan

IGR (Impulse Graphite Reactor) est un TRF situé au centre national nucléaire kazakh et exploité par l'institut de l'énergie atomique sur le site de Semipalatinsk. Depuis 1961, IGR permet d'étudier les accidents des réacteurs nucléaires et le comportement du combustible et

des matériaux. IGR est un réacteur refroidi et modéré à l'eau, de type piscine et à spectre thermique. Le combustible nourricier se compose d'environ 10 kg de nitrate d'uranium hautement enrichi (90 % d' ^{235}U) incrusté dans des blocs de graphite. La réactivité est contrôlée par 16 barres de contrôle en Gd_2O_3 .

Deux modes de transitoires sont possibles sur IGR :

1. Une insertion sans contrôle par le retrait rapide de certaines barres de contrôle jusqu'à une certaine hauteur permet d'atteindre un pic de l'ordre de 10 GW sur 700-900 ms pour une énergie injectée de 1000 MJ,
2. Une rampe de réactivité, gérée par le pilote automatique de la puissance cœur, permet d'atteindre une puissance maximale de 1 GW sur plusieurs secondes, avec une insertion d'énergie de l'ordre de 5200 MJ.

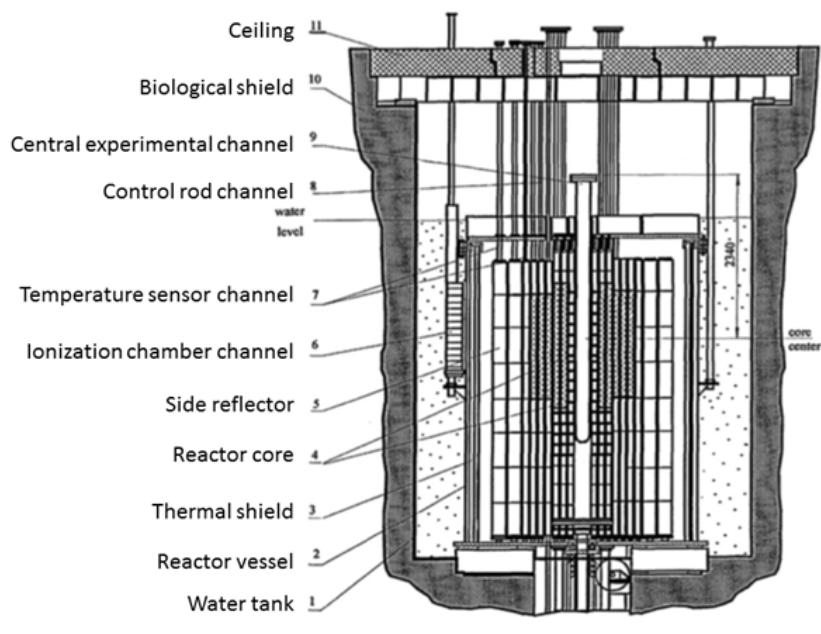


FIGURE 1.8 – Coupe verticale du réacteur IGR [20]

La cavité centrale (voir Figure 1.8) permet d'accueillir le dispositif expérimental. Cette cavité de 22,8 cm de diamètre permet d'accueillir du combustible irradié provenant de réacteurs commerciaux et de l'accommorder avec un réfrigérant gazeux ou liquide. Les flux au centre atteignent $7 \cdot 10^{16} n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$. Cependant, sa limite réside dans la LMH minimale des transitoires de 120 ms.

1.3.6 BIGR – Sarov, Russie

BIGR (Bystry Impulsny Graphitovy Reaktor) est le plus gros des TRF et est exploité par l'institut de recherche scientifique russe pour la physique expérimentale près de Sarov. Il est classé comme un réacteur militaire. Depuis son démarrage en 1977, BIGR permet de conduire des transitoires très courts (2-10 ms) mais très puissants (70-75 GW max).

BIGR est un réacteur refroidi à l'air avec un cœur cylindrique. Une mixture homogène de 833 kg uranium (UO_2)-graphite enrichi à 90% en ^{235}U compose le cœur du réacteur. La conception annulaire mobile permet d'insérer dans le cœur la réactivité voulue (voir Figure 1.9).

Les unités de contrôle de la réactivité (6 et 7 sur le schéma) permettent de procéder à une approche critique du massif avec le combustible en centre-cœur. L'insertion d'une « impulse rod » composée de matière fissile permet d'obtenir des pics de puissance jusqu'à 70-75 GW. Les contre-réactions négatives puis le retrait rapide des parties mobiles du cœur arrêtent le pic de puissance. Des capsules d'eau statiques étaient utilisées pour simuler les conditions de RIA sur un combustible UO_2 irradié dans des conditions ambiantes d'eau stagnante.

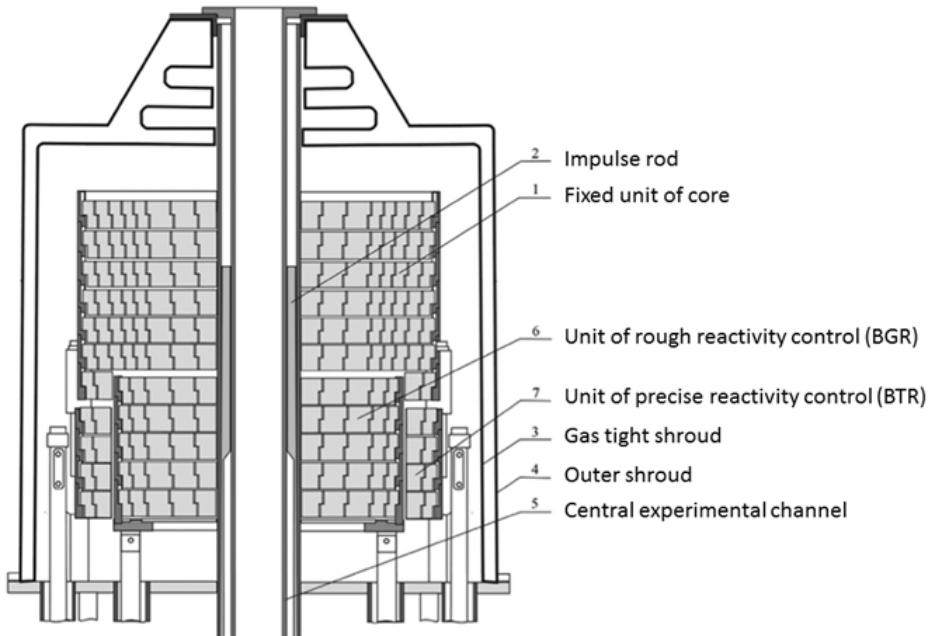


FIGURE 1.9 – Coupe verticale du réacteur BIGR [20]

1.4 Présentation du réacteur CABRI

CABRI est un réacteur du CEA situé sur le centre d'études de Cadarache. Il a été construit en 1962 dans le but, originel de déterminer les conditions d'utilisation du combustible métallique dans les réacteurs de recherche. Dans les années 70, CABRI fut réaménagé pour tester les combustibles de RNR dans une boucle sodium. Depuis 1978, les programmes de CABRI ont pour objectif d'étudier le comportement du combustible en conditions de RIA [21, 22]. Dans les années 90, on a commencé à utiliser CABRI pour tester des combustibles REP irradiés en réacteur industriel. En 2000, un nouveau programme a vu le jour (CABRI International Program (CIP)), visant à étudier le comportement d'un crayon combustible lors d'un RIA dans les conditions d'un REP.

1.4.1 Description du cœur du réacteur

CABRI est un réacteur de type piscine, refroidi et modéré à l'eau légère. En fonctionnement, le cœur est refroidit grâce à une boucle primaire en convection forcée avec un débit de $3200 \text{ m}^3/\text{h}$ soit une vitesse axiale d'environ 5 m/s . La boucle est alimentée par deux réservoirs d'eau de 250 m^3 chacun situés à l'extérieur du bâtiment réacteur. L'eau est pompée par deux conduites se rejoignant en bas des réservoirs en une seule conduite de 600 mm de diamètre. Les pompes d'aspiration et de refoulement se situent à 11 m en dessous du niveau du sol. L'écoulement dans la boîte à eau entourant le cœur se fait du bas vers le haut. CABRI peut atteindre un fonctionnement permanent à une puissance de 25 MW et permet de réaliser des transitoires de puissance de largeurs à mi-hauteur (LMH) comprises entre 9 et 90 ms et de puissance maximale d'environ 20 GW [23].

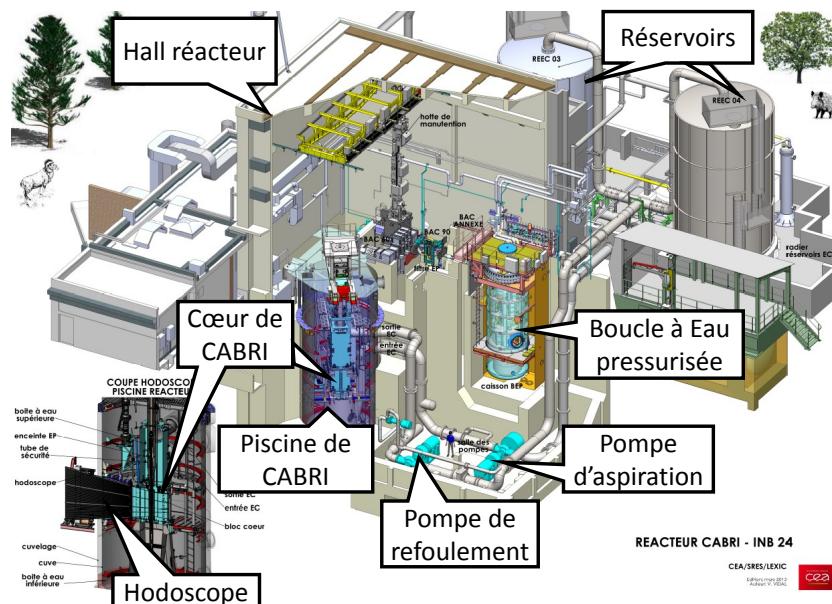


FIGURE 1.10 – Schéma d'ensemble du réacteur CABRI

Le cœur nourricier est composé de 1487 crayons combustibles en UO_2 enrichi à 6% en Uranium-235. Ces crayons possèdent un gainage en acier inoxydable pour un diamètre total de 10 mm et une hauteur fissile de 800 mm . Cette structure permet aux crayons CABRI d'être plus résistants que les crayons industriels aux transitoires de type RIA. La réactivité du cœur est contrôlée par 6 barres de contrôle et de sécurité (BCS) en Hafnium. Quatre d'entre elles sont réparties de façon axisymétrique à mi-distance entre le centre du cœur et les 4 coins. Les deux autres sont disposées latéralement aux opposées l'une de l'autre. Les transitoires de puissance sont obtenus par la dépressurisation d' ${}^3\text{He}$ des quatre barres transitoires. Ces barres sont composées chacune de 24 tubes remplaçant les crayons combustibles externes sur un assemblage combustible. Les barres sont disposées sur l'assemblage externe par rapport aux BCS axisymétriques. Autour des assemblages combustibles des réflecteurs en graphite permettent de limiter les fuites de neutrons hors du cœur.

Au centre du cœur, la cellule d'essai contient le dispositif expérimental. La boucle d'essai permet de reproduire les conditions thermohydrauliques d'un REP (300°C, 155 bar). Elle est composée d'une cellule en pile connectée au dispositif expérimental et un caisson extérieur contenant les principaux composants (pressuriseur, pompe, vannes de réglage...). CABRI est aussi équipé d'un dispositif hodoscope [24, 25] à côté du cœur (voir Figure 1.10 et Figure 1.11), et d'un canal hodoscope traversant le cœur, de part en part. L'hodoscope permet d'observer le dispositif expérimental à l'intérieur de la boucle et de visualiser en temps réel les mouvements du combustible dans le crayon d'essai pendant le transitoire RIA.

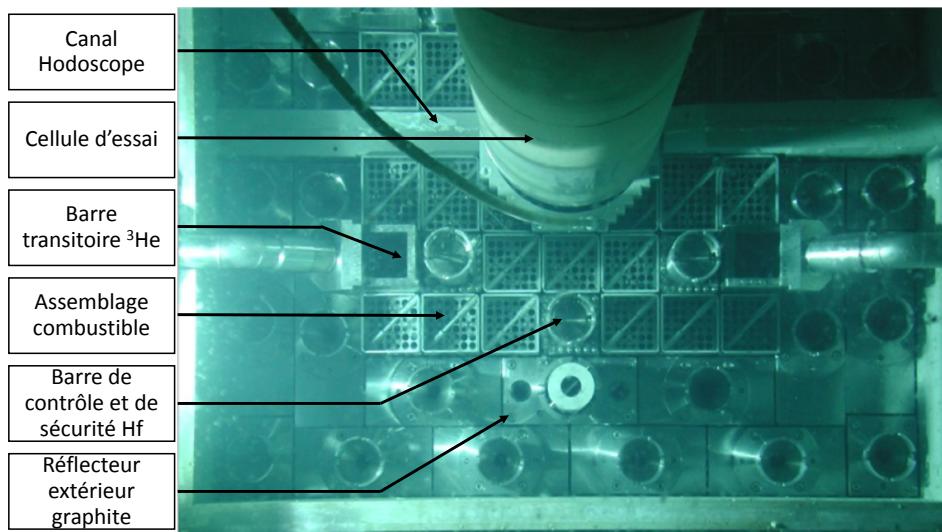


FIGURE 1.11 – Vue radiale du cœur de CABRI

1.4.2 Le circuit barres transitaires

Ce dispositif permet de dépressuriser, dans un réservoir de décharge, un gaz neutrophage (l'hélium-3), initialement introduit dans 96 tubes disposés dans le cœur nourricier. La dépressurisation de l'absorbant neutronique à partir d'une faible puissance (~ 100 kW), permet de soumettre le crayon d'essai testé à une rapide montée en puissance suivie d'une redescense toute aussi rapide due à l'effet Doppler et aux autres effets d'anti réactivité. L'énergie totale déposée dans le crayon d'essai est ajustée grâce au temps de chute des barres de contrôle et de sécurité (BCS) à la suite du transitoire de puissance.

Le circuit BT (figure 1.12) est composé des éléments suivants :

- 4 Barres Transitoires équipées de 24 tubes en périphérie de 4 assemblages combustibles (5x5) en lieu et place de la couronne externe de crayons combustibles (voir figure 1.11). Ces tubes sont connectés par le haut grâce à une tête collectrice afin de relier les tubes à un collecteur principal avec des lignes courtes et des lignes longues.
- Le collecteur est relié par 2 voies (gros débit et petit débit), à un réservoir de décharge d'un volume de 1000 l. Ce volume est mis sous vide avant l'essai. Chacune des deux voies est composée d'une vanne rapide (respectivement Ø90 et Ø35) et d'une vanne

de réglage (respectivement $\varnothing 80$ et $\varnothing 30$). L'ouverture des vannes de réglage (VABT03 et VABT04) fonctionne par la levée verticale mécanique d'un pointeau situé dans la section de passage du fluide (plus de détails figure 3.20 dans le chapitre 3). Les vannes tout ou rien (VABT01 et VABT02) utilisent le pressurisation d'un gaz appuyant sur un piston permettant l'ouverture rapide de la voie de dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ (plus de détails figure 3.11 dans 3.2.1.2).

- Avant l'essai, le circuit BT est mis sous pression (15 bar maximum, volume de 52 litres en amont des vannes rapides) grâce à un compresseur qui pompe l' ${}^3\text{He}$ de son réservoir de stockage par un circuit dédié.
- L'ensemble numérique analogique de commande des barres transitoires contrôle la séquence d'ouverture des vannes rapides ainsi que l'arrêt du réacteur par chute des BCS après la dépressurisation. Plusieurs réglages sont effectués tels que le temps avant l'ouverture d'une vanne rapide (t_1, t_2) ou le temps entre deux ouvertures de vannes rapides lors de doubles dépressurisation activé par un seuil de pression détecté (t_{21}). L'utilisateur y règle également l'instant de chute des barres de commande et de sécurité après le pic de puissance. Indépendamment de ces signaux, les actions électroniques et mécaniques qui en découlent prennent un certain temps qu'il faut intégrer dans la prédition de la séquence. Ces temps sont reproductibles avec une certaine incertitude (par exemple, $\sigma(\Delta_1) \simeq 1,5 \text{ ms}$ l'écart type sur le temps physique d'ouverture de la VABT01).
- La pression d' ${}^3\text{He}$ n'est pas directement mesurée dans les barres situées dans le cœur du réacteur, mais grâce à 2 capteurs situés à l'entrée du collecteur.

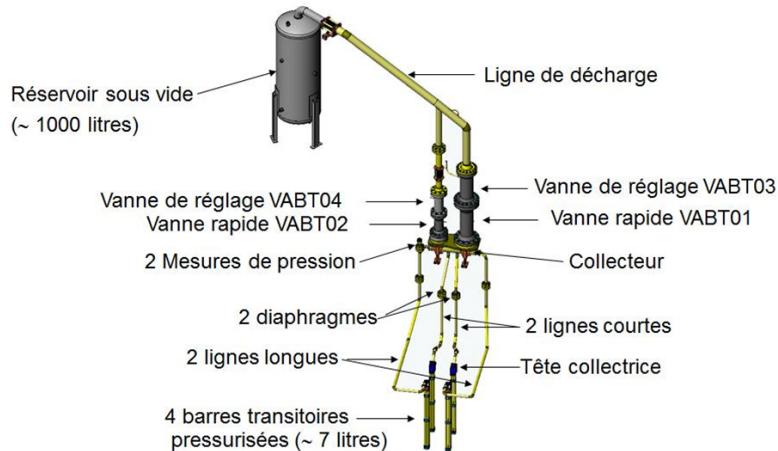


FIGURE 1.12 – Représentation CAO du circuit BT

1.4.3 Les différents types de transitoires

La dépressurisation des Barres Transitoires cause l'éjection de l'absorbant neutronique induisant une insertion de réactivité pouvant atteindre 4 \$ en quelques millisecondes. Les caractéristiques du pic (puissance maximale, largeur à mi-hauteur (LMH) et dépôt d'énergie dépendent de la séquence expérimentale appliquée aux vannes rapides et à l'ouverture des vannes de réglage. Un transitoire dit « naturel » de faible LMH (~ 10 ms) est généré par l'ouverture unique de la voie gros débit (VABT01, dépressurisation de type SD1). La puissance maximale est alors très haute (de 15 à 25 GW). Le dépôt d'énergie dépend alors essentiellement de la pression initiale du gaz, mais aussi de l'ouverture de la vanne de réglage (VABT03) et du temps de chute des BCS.

Afin d'être représentatif d'autres conditions d'accidents en centrale, il peut être nécessaire d'augmenter la largeur des pics. Cela peut être fait par ouvertures successives des vannes rapides de la voie petit débit et gros débit (double dépressurisation DD). L'ajustement du temps entre les 2 ouvertures permet de générer des « transitoires structurés » de LMH variant entre 20 et 90 ms. Le respect des objectifs expérimentaux passe par une grande précision du temps entre l'ouverture des 2 voies. Les 2 types de transitoires sont représentés sur la figure 1.13. On représente les évolutions de la pression d' ${}^3\text{He}$ au niveau du collecteur où se situent les capteurs de pression et, en échelle logarithmique, les évolutions de puissance du cœur.

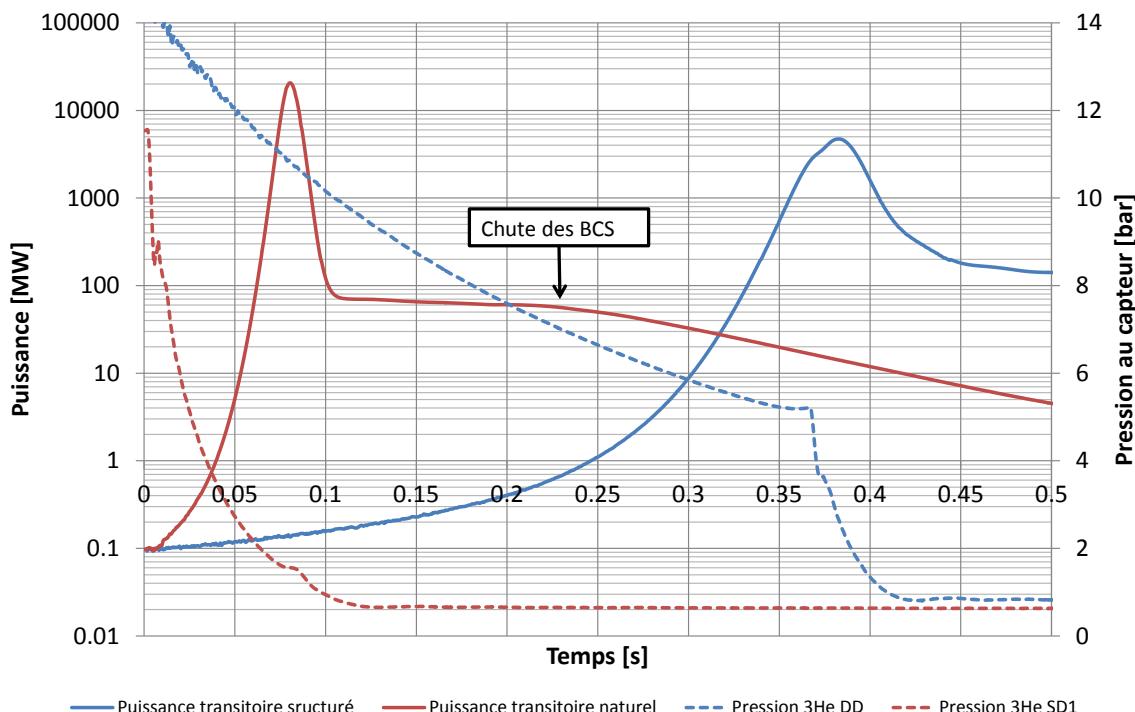


FIGURE 1.13 – Comparaison d'un transitoire “naturel” et d'un transitoire “structuré”

Pour construire un transitoire structuré, on s'intéresse aux évolutions temporelles de la réactivité injectée et de l'antiréactivité induite par les contre-réactions neutroniques. Lorsque la réactivité nette ($\rho_{ext} + \rho_{fb}$) passe au dessus de 1 \$ (1 β), la puissance augmente alors très rapidement (réacteur sur-prompt critique). Puis, la réactivité nette se met à baisser lorsque l'impact des contre-réactions neutroniques liées à l'échauffement du cœur est supérieur à la réactivité injectée. L'ouverture de la deuxième voie de dépressurisation du circuit ${}^3\text{He}$ permet d'accélérer l'insertion de réactivité extérieure et de surcompenser l'effet des contre-réactions naturelles pendant un court instant. Lorsque la réactivité nette atteint de nouveau 1 \$, alors la puissance du cœur se met à diminuer (voir figure 1.14), car pour un transitoire aussi rapide la puissance du cœur est pilotée seulement par les neutrons prompts. En effet, le temps caractéristique de génération des neutrons retardés (de l'ordre de 1 s) est cent fois supérieur à la LMH d'un transitoire RIA (de l'ordre de 10 ms). Un transitoire à deux bosses (2 pics) peut être observé si l'accélération d'injection de réactivité liée à l'ouverture de la deuxième vanne survient après que la réactivité nette soit passée en dessous de 1 \$.

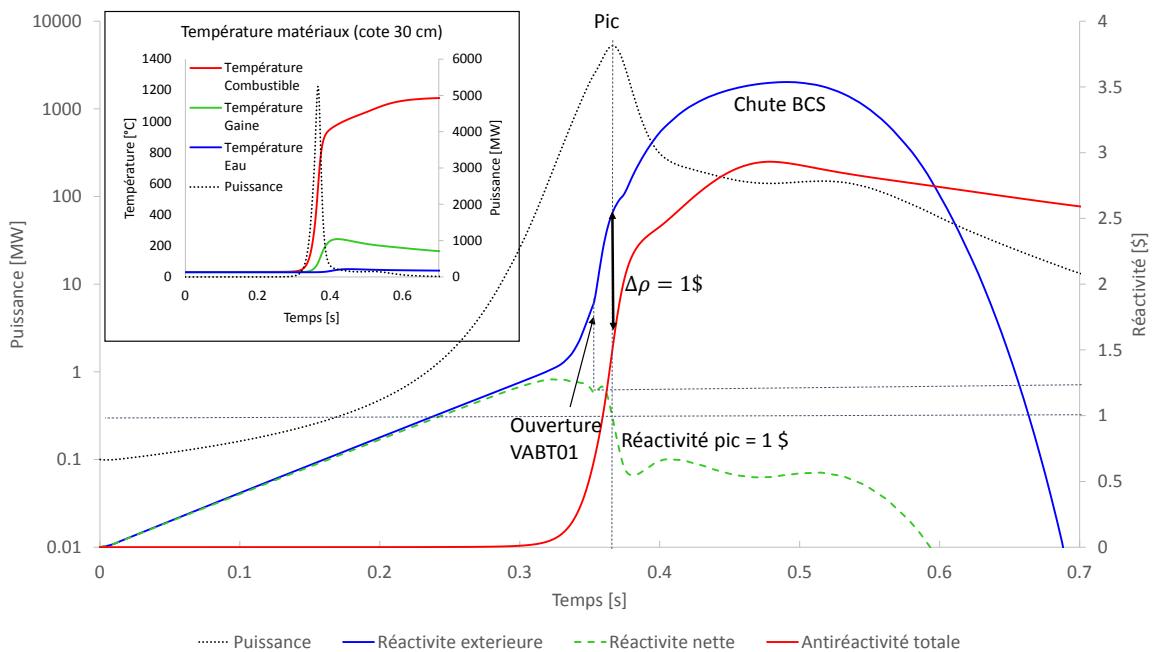


FIGURE 1.14 – Les phénomènes de réactivité dans un transitoire structuré

Pour contrôler la séquence d'ouverture des vannes, l'ensemble numérique analogique de commande des barres transitaires s'appuie sur la mesure de pression de l' ${}^3\text{He}$. Les mesures de pression sont réalisées au niveau d'un piquage sur une voie de dépressurisation reliant une barre transitoire au collecteur (voir figure 1.12). Les 2 capteurs de modèles Kulite HKM-375 et HBM P3MB sont situés au plus proche du collecteur (PRBT100 et PRBT101). Ces capteurs à jauge d'extensométrie dans la plage de pressions étudiée (0-30 bars), utilisent les propriétés piézoélectriques des matériaux pour détecter leur extension liée à la pression environnante.

On attribue quatre caractéristiques pour décrire les transitoires de puissance CABRI :

- La puissance maximale atteinte au cours de l'évolution de puissance,
- L'instant du pic, c'est à dire le temps à partir de l'ouverture de la première vanne rapide, où la puissance est maximale,
- La largeur à mi-hauteur (LMH) du pic de puissance représentant le temps entre deux instants où la puissance est égale à la moitié de la puissance maximale,
- L'énergie déposée 1,2 s ($E_{1,2s}$) après l'ouverture de la première vanne rapide, soit après la chute des barres de contrôle et de sécurité (BCS) programmée au maximum à 1,1 s.

1.4.4 Les mesures de puissance dans CABRI

La figure 1.15 présente l'instrumentation de la mesure de puissance en fonctionnement permanent et transitoire dans CABRI. Les mesures de puissance en fonctionnement permanent et en montée de puissance sont réalisées avec les chambres bas niveau et haut niveau. La chaîne de mesure permet de convertir le signal en courant en une puissance neutronique grâce à des fonctions étalonnage. Les chambres bas niveau sont des chambres à fission situées juste derrière le bloc graphite. Elles permettent de mesurer la puissance à partir de quelques Watts à plusieurs kW. La plage de recouvrement entre les chambres bas niveau et haut niveau se situe entre quelques dizaines de Watts et quelques kW. Les chambres haut niveau sont capables de mesurer des puissances allant jusqu'à plusieurs centaines de MW grâce au radier en plomb situé entre le réflecteur et les chambres à dépôt de bore.

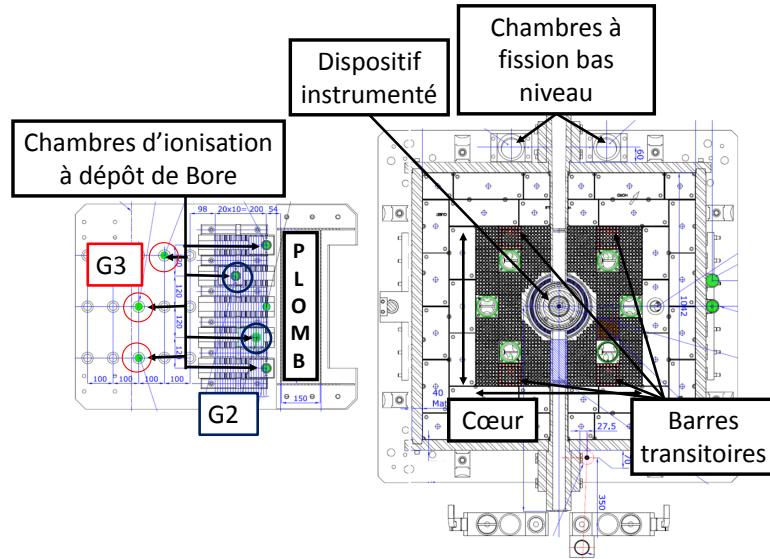


FIGURE 1.15 – Instrumentation du cœur CABRI

Afin de mesurer toute la gamme de puissance des transitoires, des chambres expérimentales à dépôt de bore sont situées à différentes distances du cœur derrière un radier en plomb. Les plus proches (G2*) sont précises à basse puissance (3 % de bruit à 100 kW) et saturent à partir

d'une puissance d'environ 450 MW. La précision des secondes est correcte lorsqu'on dépasse 20 MW et ne saturent pas sur les pics les plus puissants atteints ($\simeq 21$ GW). Les premières chambres (G2*) ont été calibrées par bilan thermique en fonctionnement permanent. Les secondes (G3*) sont calibrées grâce à la plage de recouvrement avec les premières et des bilans thermiques intégraux en transitoire (voir [26] pour plus de précisions). Des transitoires plus longs ont aussi été réalisés dans le passé, c'est donc un réacteur capable de couvrir une large gamme expérimentale.

1.4.5 Les programmes dans CABRI

La majorité des recherches réalisées dans CABRI consistait à tester des combustibles pour les réacteurs refroidis au sodium, grâce à une boucle sodium pouvant fonctionner jusqu'à une température de 400 °C. Depuis les années 90, CABRI est utilisé pour tester des combustibles REP irradiés. Le programme CIP initié par l'IRSN en 2000, a pour objectif de tester des combustibles UO₂ et MOX ainsi que différents gainages à des taux de combustion importants. Les travaux sur le réacteur CABRI, initiés en 2003, ont permis de renforcer le bâtiment au séisme et de remplacer la boucle sodium par une boucle à eau pressurisée (BEP). Les différents programmes expérimentaux réalisés successivement dans CABRI depuis les travaux terminés en 1978 ont été les suivants :

- CABRI-1 de 1978 à 1987,
- CABRI-2 de 1987 à 1991,
- CABRI-FAST de 1992 à 1997,
- CABRI-RAFT de 1997 à 2001,
- CABRI REP-Na de 1993 à 2000.

1.4.5.1 Le programme CABRI-I

Le Programme CABRI-1 [21], réalisé de 1978 à 1987, avait pour objectif d'étudier la sûreté des RNR dans deux situations accidentelles redoutées pour ce type de réacteur :

- une injection importante de réactivité, à partir des conditions nominales, se traduisant par une augmentation très rapide de la puissance,
- un sous-refroidissement important consécutif à une baisse de débit (arrêt pompe), à partir des conditions nominales, conduisant à l'ébullition du sodium, puis à une excursion de puissance liée à l'effet de vide et sollicitant le combustible dans des conditions dégradées.

L'objectif principal de ce programme expérimental était d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques [27] au cours de ce type d'accidents en s'appuyant sur l'observation du comportement d'une seule aiguille, introduite dans un dispositif d'essai fortement instrumenté, et soumise à diverses conditions transitoires. L'énergie déposée dans le combustible variait d'un test à l'autre, dans le but d'étudier différents phénomènes comme :

- l'initiation de la fusion du combustible,
- la fusion partielle du combustible sans rupture de gaine,

- une fusion plus importante menant à la rupture de gaine et l'éjection de combustible fondu dans la boucle expérimentale,
- la dispersion du combustible après une rupture de gaine,
- l'influence du burn-up du crayon d'essai sur la rupture et la dispersion (taux de combustion allant de 0 à 5 % de la matière fissile, irradiation dans Phenix).
- la vaporisation de l'acier et du combustible.

Le programme CABRI-1 comportait 32 essais. Certains consistaient en un transitoire de puissance rapide (TOP) et d'autres à des situations de perte de réfrigérant par réduction du débit dans la boucle sodium (TUCOP : « transient undercooling overpower », ULOF : « unprotected loss of-flow »). Les diagnostiques en réacteurs sont complétés par un programme d'examens non destructifs en laboratoires chauds à Cadarache (CEA), Harwell (UKAEA) et Karlsruhe (KfK). Des informations sont tirées des examens des crayons avant et après essais (déformation de gaine, fusion de combustible, distribution de gaz de fissions, etc.).

1.4.5.2 Le programme CABRI-2

Le programme CABRI-2, réalisé de 1987 à 1991, a été établi dans le but d'étendre le domaine de validation des codes de calcul. 12 transitoires ont permis d'étudier 2 types de crayons combustibles pré-irradiés dans Phenix [28]. Contrairement au programme CABRI-1 où seulement des transitoires rapides (fast TOP (Transient Over Power), 15-30 ms) ont été testés, des transitoires plus longs (medium TOP~ 1s) voire très longs (slow TOP) ont été réalisés. Un des résultats des essais est que la température de la gaine monte plus haut lors d'un transitoire moyen que lors d'un transitoire lent. Cela semble montrer que les contraintes thermomécaniques liées à ce type de transitoire sont plus importantes. L'étude du combustible testé montre l'effet PCMI (Pellet Clad Mechanical Interactions : interactions pastille-gaine). Le gonflement de la gaine a également été étudié et on montre pour un essai que le diamètre du crayon augmente jusqu'à 3 % de sa valeur d'origine.

1.4.5.3 Le programme CABRI FAST

Le programme FAST (1992 – 1997) permet de compléter la base de tests (CABRI et TREAT) en rampe lente sur des combustibles de réacteur à caloporteur sodium. Le programme CABRI-FAST était consacré à l'étude de la tenue du combustible annulaire des réacteurs rapides soumis soit à des rampes lentes de type accident de remontée de barres [29].

Les coupes radiales effectuées après les essais CABRI permettent d'obtenir des informations sur le volume vide dans la pastille [29]. La Figure 1.16 illustre par un schéma ces catégories de volumes de vides observées lors des coupes radiales. Le programme montre qu'un combustible survivant à la phase FCMI tend à rompre à une pression interne relativement basse pour une haute température de gaine. Dans ce cas, la rupture du crayon est principalement due à la fragilisation de la gaine causée par la très haute température de cette dernière.

Après des années de travail sur les combustibles RNR, CABRI a débuté sa réorientation vers l'étude des combustibles REP au début des années 90 (programme REP-Na), tout en continuant l'étude des combustibles RNR-Na (programme RAFT).

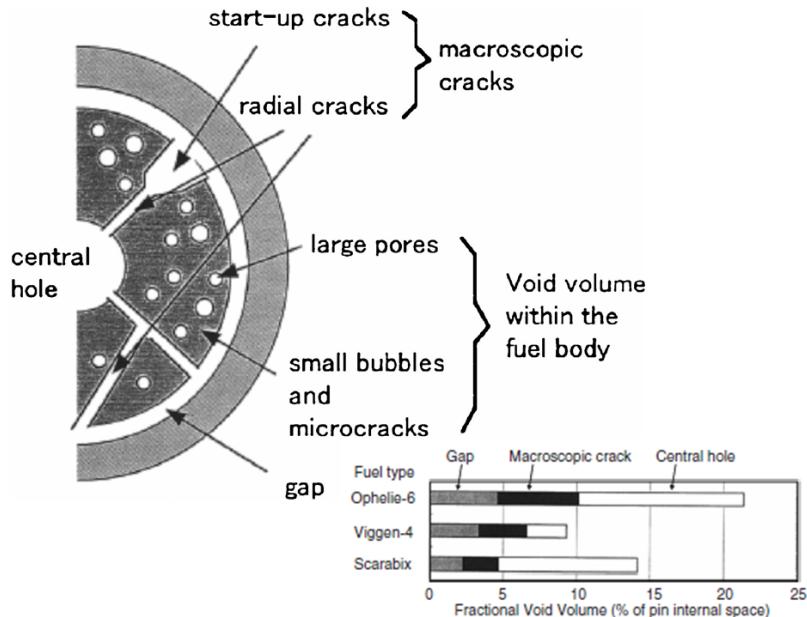


FIGURE 1.16 – Définition des catégories de vides et évaluation des volumes de vides associés aux types de crayon [29]

1.4.5.4 Le programme REP-Na

Le programme REP-Na (1993 – 2001) avait pour objectif d'étudier le comportement de combustibles UO₂ et MOX (Mixed Oxyde) à haut burn-up pendant un RIA [30]. L'objectif du programme était d'observer le comportement du combustible à des burn-up élevés soit plus de 60 GWj/tu (GW jours / tonne d'uranium) pour l'UO₂ et plus de 50 GWj/t pour le MOX. Les objectifs des essais REP-Na étaient d'identifier et de quantifier les phénomènes physiques menant à la rupture d'un crayon et l'éjection de combustible pendant la première phase du transitoire de puissance.

En parallèle des expériences, l'IRSN développait le code SCANAIR [31] dans le but d'interpréter les résultats des essais, de faire des études de sensibilité et d'extrapoler aux conditions de réacteur. SCANAIR est un code couplant thermomécanique, thermohydraulique et comportement transitoires des gaz de fission.

Le programme REP-Na et d'autres études associées (type NSRR), ont apporté des améliorations majeures dans la compréhension du comportement du combustible à haut burn-up sous RIA. Les essais ont montré l'influence d'un grand niveau de corrosion et de concentration d'hydrures sur la rupture de gaine. Les changements de microstructures dues à l'expansion des gaz de fission et le relâchement d'hélium montrent une possible contribution de ces der-

niers dans le chargement de la gaine, en particulier dans le MOX. L'écaillage de la couche d'oxydes montre l'importance des échanges de chaleur entre gaine et réfrigérant. L'éjection du combustible est observée lorsque l'énergie déposée après la rupture de gaine est significative.

Des questions persistent concernant le comportement des gaz de fission et leur impact sur le chargement de la gaine, ainsi que le comportement du crayon avec une gaine à haute température, l'effet de la pression interne, et les phénomènes d'après rupture. Le programme international CABRI (CIP [32]), qui a commencé avec 2 tests en 2002, devrait apporter de nouvelles connaissances relatives aux combustibles UO₂ et MOX à haut burn-up dans des conditions typiques de RIA en REP.

1.4.6 Le programme CIP et les essais de commission

Ce programme international est mené par l'IRSN sous l'égide de l'OECD/NEA [33], en collaboration avec de multiples partenaires internationaux (Allemagne, Espagne, Corée du Sud, Finlande, Slovaquie, Suède, Suisse, USA, République Tchèque, Royaume-Uni et Japon) et nationaux (EDF, CEA), représentant des autorités de sûreté, des exploitants nucléaires et des laboratoires de recherche.

Derrière ce programme, il y a un enjeu économique qui est d'extraire le maximum d'énergie du combustible en allongeant son temps de séjour en réacteur. Pour la définition de nouveaux critères de sûreté, il faut connaître l'évolution des propriétés physiques du combustible et de la gaine. Pour cela, des essais sont nécessaires pour étendre la base de données expérimentales sur le comportement des crayons combustible en situation de RIA.

Le programme CIP a été conçu dans le but de réaliser des essais représentatifs des conditions accidentelles des REP [23]. Initialement conçu pour des études de sûreté sur des combustibles RNR dans une boucle sodium, le réacteur a été modifié dans le but d'avoir une boucle à eau capable de reproduire les conditions thermo-hydrauliques d'un REP. L'installation d'un refroidissement à l'eau pour le crayon d'essai, permettra d'être plus représentatifs d'un REP, essentiellement pendant la phase d'après rupture où des interactions combustible-réfrigérant peuvent se produire. La boucle sera utilisée pour tester de nouveaux combustibles à haut burn-up (jusqu'à 100 GWj/t pour l'UO₂ et jusqu'à 75 GWj/t pour le MOX) provenant de centrales EDF et pour réévaluer les marges de sûreté actuelles.

La boucle à eau se compose de 2 éléments primaires : une cellule expérimentale à l'intérieur du cœur et un caisson renfermant tous les composants nécessaires au fonctionnement de la boucle. Le caisson BEP est localisé à côté du cœur et contient le réservoir, les pompes, le pressuriseur, des échangeurs et des filtres. La boucle primaire, directement en contact avec le combustible d'essai est refroidie grâce à une boucle secondaire.

D'octobre 2015 à la fin 2017, les essais de redémarrage du réacteur ont eu lieu en configuration BEP. Ces essais ont consisté en des tests des équipements en puissance. Parmi eux, les essais de la commission 1 et 7 sont les essais de qualification neutronique statique et en transitoires réalisés entre 2016 et 2017. Ces essais permettent de qualifier le cœur et servent

de nouvelle base de validation pour les schémas de calcul associés au réacteur CABRI.

Le premier essai du programme CIP en configuration boucle à eau CIP-Q a été réalisé le 16 Avril 2018.

1.5 Synthèse sur l'accident de réactivité et les réacteurs de recherche

L'accident de réactivité enveloppe dans un REP correspond à l'éjection d'une grappe d'absorbant pendant un arrêt de tranche. Le RIA cause d'importantes déformations des pastilles de combustible et des gaines en un temps très court. La montée en température peut causer la fusion partielle du combustible et des ruptures de gaine. Les risques augmentent avec l'irradiation du combustible.

L'accident de réactivité est étudié dans des réacteurs de recherche dédiés depuis la fin des années 50. De nombreux programmes se sont succédés et ont permis de mieux comprendre le comportement des différents types de réacteurs et de combustibles lors de ces accidents. Les résultats de ces essais sont utilisés pour la validation d'outils de calculs thermomécaniques, thermohydrauliques, neutroniques ou même multiphysiques et la conception de combustibles plus tolérants aux situations accidentelles (ATF). On résume dans le tableau 1.3 les capacités expérimentales des TRF en fonctionnement.

Tableau 1.3 – Comparaison des capacités expérimentales des TRF [12]

Réacteur	Combustible pré-irradié	T_{comb} (°C)	LMH (rapides)	Puissance maximale	E_{coeur} (MJ)	E_{crayon} (cal/g)
TREAT	Oui	820	>100 ms	19 GW	>2000	300-3000
ACRR	Non	1400	6,5-7 ms	35-50 GW	330-350	NA
NSRR	Oui	900	4-5 ms	23 GW	130	37-157
IGR	Oui	1127	700-900 ms	10 GW	1000	61-251
BIGR	Oui	900	2-10 ms	70-75 GW	280-300	115-188
CABRI	Oui	2200	9-75 ms	20 GW	200-250	82-199

CABRI est le réacteur de recherche du CEA, situé sur le site de Cadarache, dédié à la recherche sur les RIA. Son circuit d'insertion de réactivité fonctionnant par dépressurisation d'hélium-3 contenu dans des barres dédiées permet d'adapter la LMH des transitoires de puissance. Le programme CIP sur le réacteur CABRI, piloté par l'IRSN, prévoit d'étudier les effets du RIA sur du combustible irradié dans les conditions réels de REP (eau pressurisée à 150 bar et 300 °C). Ces essais sont très attendus par les partenaires du programme souhaitant améliorer les performances du combustible en situation accidentelle et/ou valider des codes de calcul (SCANAIR et ALCYONE [34, 35, 36] par exemple).

Le rôle des expérimentateurs de CABRI est de garantir la conformité de l'essai en terme de caractéristiques du transitoire et de sûreté. Des calculs de prédition sont réalisés avec le code DULCINEE [23] pour évaluer les caractéristiques des transitoires de puissance avant chaque essai. Ce code développé dans les années 70, et actualisé à plusieurs reprises depuis, repose sur de la multiphysique simple à base de cinétique ponctuelle, de thermohydraulique et de transferts thermiques unidimensionnels. Le chapitre suivant est dédié à la prédition actuelle des transitoires de puissance CABRI et aux améliorations envisageables pour mieux modéliser les phénomènes physiques engagés.

La prédition des transitoires de puissance CABRI : du code DULCINEE au code SPARTE

Sommaire

2.1 Le code DULCINEE	36
2.1.1 Principe et modèles	36
2.1.2 Les capacités de prédition	37
2.1.3 Les limitations de DULCINEE vis-à-vis d'une approche BEPU	41
2.2 Création du code SPARTE	46
2.2.1 Les objectifs de SPARTE	46
2.2.2 Structure du code SPARTE	46
2.3 La plateforme d'outils best-estimate de génération des données d'entrée pour SPARTE	47
2.3.1 STAR-CCM+	48
2.3.2 Le formulaire de calcul neutronique CABRI	48
2.3.3 URANIE	50

L'objectif de la thèse est d'analyser et propager les incertitudes expérimentales et de modélisation sur les transitoires de puissance CABRI. Pour cela, on a besoin d'un outil best-estimate capable de prédire les transitoires de puissance et adapté aux études d'incertitudes. L'outil de calcul DULCINEE est utilisé pour calculer des transitoires de puissance CABRI pour des études de sûreté par une estimation enveloppe de l'énergie totale déposée durant les transitoires. Dans ce chapitre, nous décrivons ce code et ses limites pour une approche prédictive de l'ensemble des paramètres clés d'un transitoire RIA (puissance maximale, LMH, énergie déposée dans le pic, énergie totale déposée) et pour une démarche BEPU (Best Estimate Plus Uncertainties). Ensuite, on décrit les objectifs et notre démarche pour le développement d'un nouveau code nommé SPARTE. La dernière section de ce paragraphe présente les outils de simulation et de modélisation utilisés pendant la thèse pour développer le code SPARTE avec une démarche BEPU.

2.1 Le code DULCINEE

2.1.1 Principe et modèles

DULCINEE [37, 38] est un outil de calcul scientifique (OCS) du CEA pour la vérification a priori de la sûreté des essais. Son objectif est de fournir la trace de puissance au code thermomécanique SCANAIR de l'IRSN pour vérifier les trois critères de sûreté sur le combustible du cœur nourricier CABRI. Ces critères concernent les températures maximales du combustible (2810°C) et de la gaine (1450°C), ainsi que la déformation maximale (7,6 %) de cette dernière. Le facteur déterminant pour le respect des critères de sûreté est l'énergie déposée dans le cœur nourricier de CABRI au cours du transitoire. Les calculs DULCINEE doivent, dans une approche conservative, être enveloppe des transitoires expérimentaux concernant l'énergie déposée.

Le code DULCINEE permet de décrire le cœur d'un réacteur refroidi par un fluide à basse pression et de calculer soit un régime permanent de fonctionnement, soit un régime transitoire en simple et en double phase. Sa première version date de 1969 et a été reprogrammé en 1979 en Fortran77. Le code traite de la thermique et de la cinétique d'un cœur refroidi en convection forcée. Une série de petits programmes chaînés permet de calculer complètement un transitoire de puissance CABRI avec la version 2.3 du code.

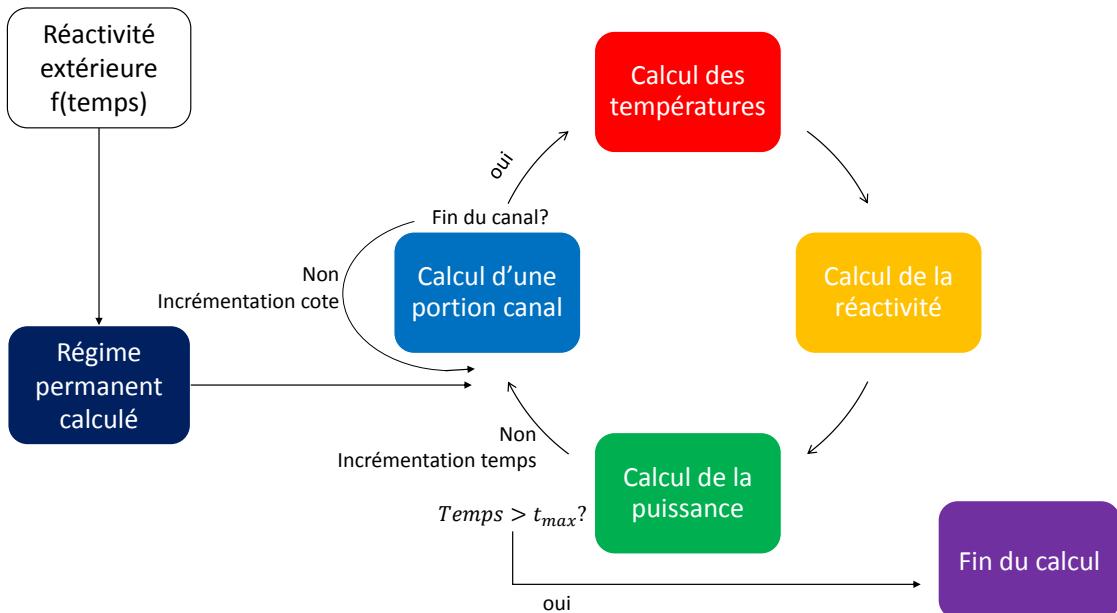


FIGURE 2.1 – Schéma du calcul DULCINEE

Le calcul d'un transitoire de puissance avec DULCINEE peut être divisée en trois parties, dont la résolution est décrite dans l'annexe B :

- Résolution des équations de l'hydrodynamique pour calculer les conditions (tempéra-

- ture, pression, vitesse, état) du réfrigérant/modérateur (eau) le long du canal,
- Résolution des équations de la chaleur pour calculer les températures dans le crayon, incluant le combustible, la gaine jusqu’aux transferts avec le réfrigérant,
 - Résolution des équations de la cinétique pour calculer l’évolution de la puissance à partir de la réactivité et des paramètres cinétiques, ou de la cinétique inverse si on veut remonter à l’évolution de réactivité à partir de l’évolution de la puissance.

Le cœur est décrit par plusieurs régions (appelées aussi “canaux”) regroupant chacune un certain nombre de cellules (une cellule comprend l’élément combustible et le canal réfrigérant associé). Chaque région est caractérisée par le nombre de cellules qu’elle représente, la valeur du flux moyen dans cette zone du cœur et son profil axial, les coefficients de réactivité (vide, température, Doppler) et leur profil axial associé. Le jeu de données CABRI retenu représente un unique canal moyen mais s’adapte facilement à l’ajout d’un canal chaud constitué de 4 crayons. Chaque cellule est divisée en un certain nombre de niveaux axiaux et radiaux.

La figure 2.1 représente le déroulement du calcul d’un transitoire de puissance avec DULCINEE. On calcule d’abord les conditions thermohydraulique sur toute la hauteur du canal, puis les températures, la réactivité et la puissance avant d’incrémenter le pas de temps. Le calcul nécessite l’apport de la réactivité extérieure par l’utilisateur ou par un ensemble de modules. Nous allons détailler ces capacités de prédiction dans le paragraphe suivant.

2.1.2 Les capacités de prédiction

Données d’entrée	Modèles	Sorties
<input type="checkbox"/> Evolution mesurée de la pression d' ${}^3\text{He}$ au capteur au cours du transitoire <input type="checkbox"/> Paramètres de dépressurisation (P_0 , T_0 , pureté ${}^3\text{He}$, Sections passage VABT03 et 04 (%)) <input type="checkbox"/> Instant d’ouverture de la deuxième vanne rapide (transitoire structuré) <input type="checkbox"/> Instant de chute des BCS <input type="checkbox"/> Pentes de réactivité <input type="checkbox"/> Courbe de puissance	<input type="checkbox"/> Modélisation d’un canal représentatif du cœur CABRI <input type="checkbox"/> Réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de la pression <input type="checkbox"/> Modèle analytique de dépressurisation <input type="checkbox"/> Equations de la cinétique ponctuelle (paramètres cinétiques constants) <input type="checkbox"/> Thermohydraulique et transferts thermiques <input type="checkbox"/> Calcul des effets de contre-réactions (coefficients constants) <input type="checkbox"/> Cinétique inverse	<input type="checkbox"/> Evolution de la réactivité extérieure au cours du transitoire RIA <input type="checkbox"/> Températures des différents milieux <input type="checkbox"/> Contre-réactions neutroniques <input type="checkbox"/> Réactivité nette <input type="checkbox"/> Evolution de la puissance cœur <input type="checkbox"/> Energie déposée dans le cœur au cours du transitoire

FIGURE 2.2 – Les capacités de prédiction de DULCINEE : données d’entrée, modèles et sorties

Le calcul de la réactivité injectée est, en général réalisé par des modules agrémentant le code DULCINEE pour son application aux transitoires CABRI. L’utilisation classique de

DULCINEE consiste à utiliser la courbe de dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ mesurée par les capteurs de pression ou un modèle théorique de dépressurisation quand on n'en dispose pas. L'injection de réactivité $\rho(t)$ est alors obtenue en convoluant la loi $P(t)$ par la loi $\rho(P({}^3\text{He}))$ donnant la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa pression dans les barres transitoires. Cette dernière loi peut également être expérimentale ou théorique. Une autre utilisation est d'imposer directement en entrée de DULCINEE des pentes de réactivité déterminées par une méthode de cinétique inverse appliquée à des transitoires expérimentaux connus. Ces deux approches, ainsi que les lois d'entrée de DULCINEE associées, sont présentées ci-après.

2.1.2.1 Modèle de dépressurisation théorique des barres transitoires

Le modèle de dépressurisation des BT est basé sur la résolution analytique d'un problème simplifié. Il consiste à calculer la dépressurisation d'un volume fini (il y a $\sim 52 \text{ l}$ d' ${}^3\text{He}$ dans les BT de CABRI) d'un gaz parfait à la pression initiale P_0 vers un volume infini vide (réservoir de décharge) par une tuyère de Laval (vanne de réglage sans pertes de charge). La dépressurisation découle de l'ouverture instantanée du milieu pressurisé vers le milieu vide. Elle produit une onde de choc avec la propagation du fluide dans le milieu vide et une onde de raréfaction dans le milieu pressurisé (voir figure 2.3). L'écoulement au niveau du point critique (i.e. au niveau de la vanne de réglage où la section de passage est la plus faible) est isentropique. Pour résoudre le problème, il faut considérer un milieu en amont de l'écoulement adiabatique (échanges négligeables avec l'extérieur) ou isotherme (échanges très importants avec le milieu externe isotherme (piscine de CABRI)). Étant donné la rapidité des séquences de transitoire RIA dans CABRI ($\leq 1 \text{ s}$), l'hypothèse adiabatique est privilégiée¹. Toutes les pertes de charge sont négligées et attribuées au coefficient de décharge de la vanne de réglage.

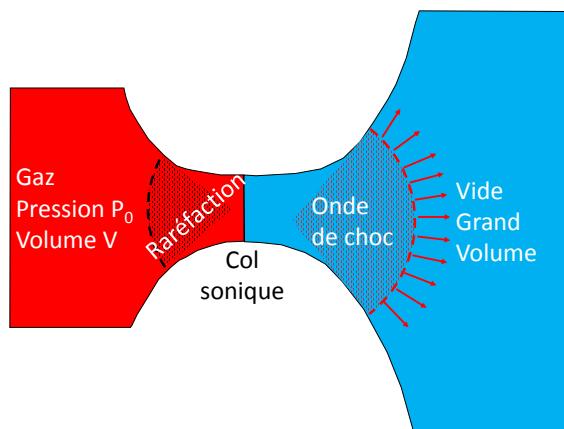


FIGURE 2.3 – Tuyère de Laval

1. Nous verrons néanmoins en 3.2.2.2 que les échanges thermiques avec la piscine interviennent au cours du transitoire, et que la loi de dépressurisation réelle présente donc des écarts avec la loi de dépressurisation théorique entrée dans DULCINEE

La démonstration mathématique de la loi adiabatique d'évolution de la pression est proposée en annexe A. La nomenclature pour la démonstration suivante est résumée dans le Tableau A.1. L'évolution de la pression du gaz en amont du col sonique dans une tuyère de Laval adiabatique est régie par l'équation (A.24) :

$$P(t) = P_0 \cdot (Bt + 1)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.1)$$

Pour un gaz monoatomique comme l' ${}^3\text{He}$, $\gamma = \frac{5}{3}$, on en déduit l'expression historiquement utilisée dans CABRI :

$$P(t) = \frac{P_0}{(1 + Bt)^5} \quad (2.2)$$

Certaines opérations sur le circuit ${}^3\text{He}$, telles que la calibration des capteurs de pression, utilisent du diazote et mènent à une légère pollution de l' ${}^3\text{He}$. La pollution est un paramètre entré par l'utilisateur. Le module calculant l'injection de réactivité dans DULCINEE considère deux gaz indépendants avec deux paramètres B différents (masses et célérités différents) et deux paramètres γ différents.

2.1.2.2 Modèle de réactivité de l'hélium-3 en fonction de la pression

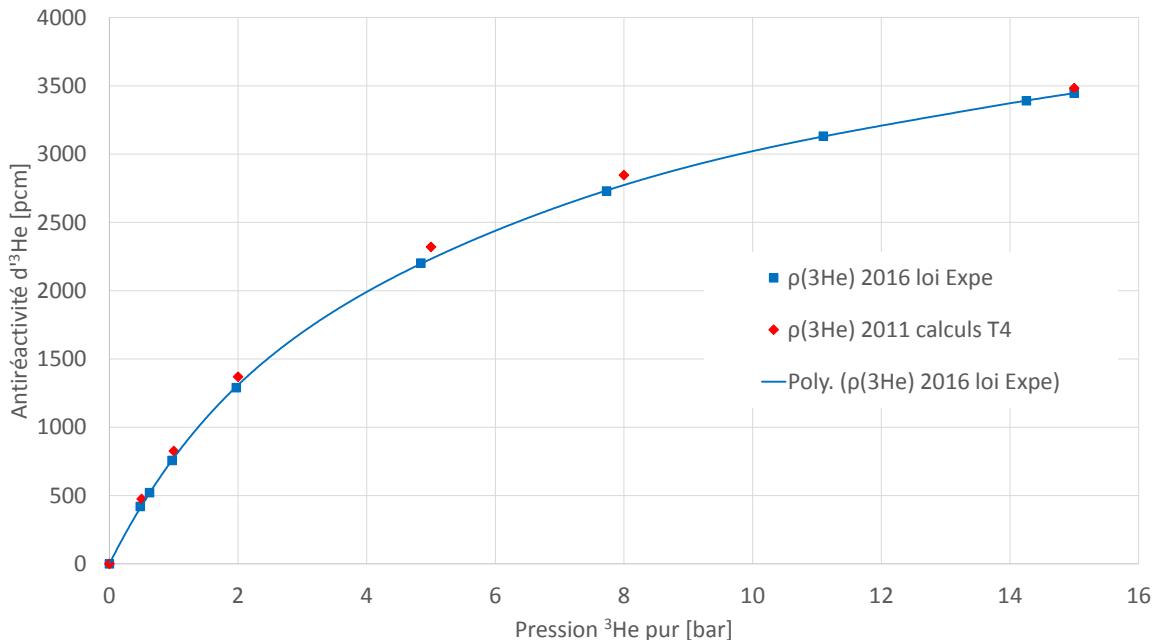


FIGURE 2.4 – Comparaison des lois DULCINEE d'évolution de l'antiréactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de la pression

Pour calculer l'évolution temporelle de la réactivité, on associe la dépressurisation à la courbe de réactivité de l'hélium-3 dépendante de sa pression. Les points de réactivité peuvent être déterminés par des calculs neutroniques stochastiques ou par une méthode expérimentale. La méthode calculatoire classique consiste à partir de la configuration critique à la pression

maximale dans les barres transitoires ($P_0 = 15$ bar et $cote_{BCS} \sim 560$ mm). On réalise plusieurs calculs de criticité à des pressions différentes de l' ${}^3\text{He}$, avec la cote des BCS fixée. L'antiréactivité de l' ${}^3\text{He}$ est calculée par :

$$\rho_{{}^3\text{He}}(P_3\text{He}) = \frac{1}{k_{eff}(P_3\text{He} = 0 \text{ bar})} - \frac{1}{k_{eff}(P_3\text{He})} \quad (2.3)$$

On compare les lois de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ disponibles dans DULCINEE 2.3 sur la figure 2.4. Par défaut, le code utilise la loi expérimentale obtenue par l'analyse des premiers essais de commission neutroniques réalisés en 2016 après le redémarrage de l'installation.

2.1.2.3 Méthode des pentes de réactivité

L'utilisateur de DULCINEE a la possibilité d'utiliser des pentes de réactivité pour calculer le transitoire de puissance CABRI. L'intérêt de cette méthode est de forcer l'insertion de réactivité à une ou deux valeurs définies en \$/s avec un timing pouvant séparer les deux pentes. Cette méthode représente assez bien la réalité car les insertions de réactivité par la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ sont assez linéaires jusqu'à ce que la pression finale soit atteinte. L'utilisation de deux pentes permet de définir un transitoire structuré à partir de deux vitesses de dépressurisation correspondant aux ouvertures successives des deux vannes rapides (VABT02 puis VABT01).

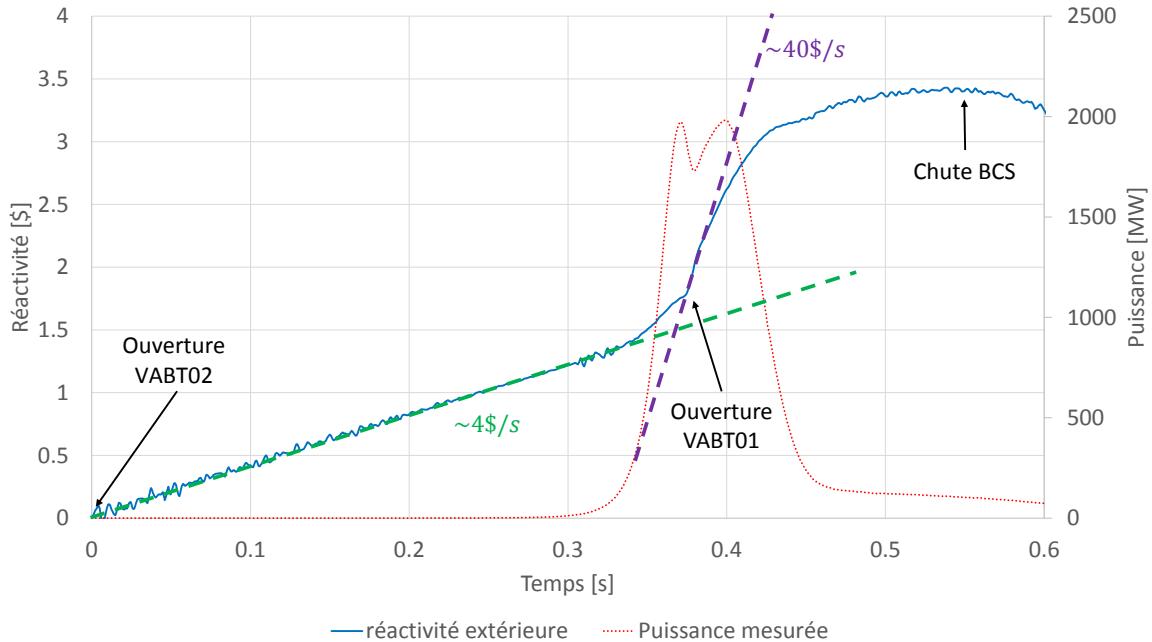


FIGURE 2.5 – Exemple de détermination des pentes de réactivité à l'aide de la cinétique inverse sur un transitoire structuré

Les pentes de réactivité sont obtenues à partir d'abaques expérimentales. Les traces de

puissance mesurées sont traitées par cinétique inverse grâce à un module spécifique du code DULCINEE et la pente est définie au départ de la montée en puissance lorsque les contre réactions neutroniques sont encore négligeables. Les secondes pentes des transitoires structurés sont plus compliquées à déterminer car les contre réactions neutroniques sont influentes au moment de l'ouverture de la deuxième vanne.

Sur la figure 2.5², on représente les deux pentes de réactivité calculées à l'aide de la cinétique inverse sur un transitoire structuré mesuré dans CABRI. On identifie les instants d'ouvertures des vannes rapides et de chute des BCS sur le graphique. La première pente de réactivité est fidèle à la cinétique inverse sur une longue période (0,35 s). Après, l'injection de réactivité est perturbée et demande une analyse plus poussée. La méthode des pentes consiste à retenir la tangente à la courbe la plus enveloppe, ce qui est fidèle à l'approche conservative de DULCINEE.

2.1.3 Les limitations de DULCINEE vis-à-vis d'une approche BEPU

La thèse s'inscrit dans une démarche d'amélioration de la prédition des transitoires de puissance CABRI. Ce paragraphe présente les limitations de l'OCS DULCINEE pour le calcul Best-Estimate Plus Uncertainties des transitoires de puissance CABRI.

2.1.3.1 Approche conservative en lien avec la sûreté

En tant que code voué à la sûreté, DULCINEE utilise une approche conservative pour estimer l'énergie injectée dans le réacteur CABRI. Cela se traduit par le choix de certains paramètres et modèles tels qu'ils maximisent l'énergie injectée pendant le transitoire calculé par le code et par l'amplification d'une marge de 6 % sur les résultats de puissance calculé par DULCINEE. Cette approche conservative a été validée au travers de comparaisons calcul/expérience sur un grand nombre de transitoires RIA réalisés dans CABRI.

2.1.3.2 Le modèle d'échanges de chaleur en ébullition

Parmi les limitations de DULCINEE vis-à-vis d'une approche BEPU, on a notamment identifié que la modélisation des échanges de chaleur entre la gaine et le réfrigérant ne prend pas en compte l'ébullition possible du fluide. Il manque au minimum une corrélation d'échanges en ébullition nucléée. L'ébullition le long de la gaine du combustible affecte les échanges de chaleur. Le flux de chaleur échangé dépend des températures de la gaine et du fluide. La transition entre les différents régimes d'ébullition est régie par la courbe de Nukiyama [39] (voir figure 2.6).

2. Dans ce cas, la deuxième vanne a été ouverte à l'instant du premier pic. Il faut plusieurs millisecondes pour que la dépressurisation se propage jusqu'aux barres transitoires et que l'accélération d'insertion de réactivité vienne compenser les contre-réactions neutroniques (voir 1.4.3).

Lors d'un transitoire CABRI, la gaine du combustible du cœur nourricier peut monter à plusieurs centaines de degrés et dépasser la température de saturation du fluide dans les conditions de basse pression de la piscine du réacteur. Il est alors possible d'atteindre un régime d'ébullition nucléée sur une portion de gaine voire même d'atteindre le flux critique. Dans ce cas, la formule de Colburn utilisée pour calculer les échanges de chaleur entre la gaine et le réfrigérant ne suffit plus. Il faut ajouter les échanges de chaleur correspondant à la vaporisation du fluide par ébullition nucléée. L'étude bibliographique sur les modèles de transferts thermiques gaine/réfrigérant est présentée en annexe C. On retient de cette étude que la modélisation de l'échange en ébullition nucléée doit utiliser la corrélation de Thom [40]. Le flux critique pour les crayons du cœur CABRI doit quant à lui être modélisé par la corrélation établie par D. Bestion après des expériences sur la boucle PATRICIA.

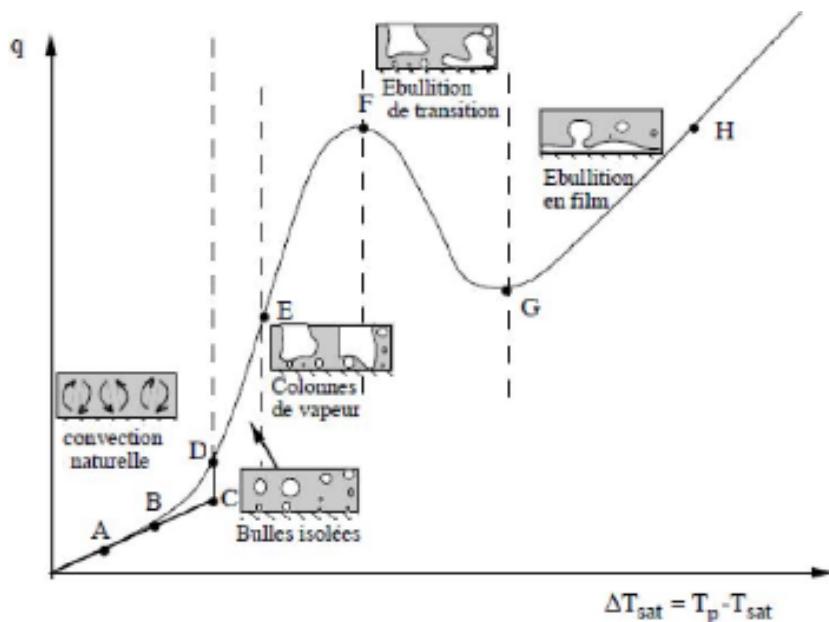


FIGURE 2.6 – Courbe de Nukiyama

2.1.3.3 Les modèles neutroniques

Certaines hypothèses simplifient la résolution de la cinétique du transitoire de puissance. DULCINEE est un code de cinétique ponctuelle qui prend en compte une répartition radiale de puissance dans le cœur nourricier constante au cours du transitoire. Lors de la dépressurisation des barres transitoires, le profil radial de puissance dans le cœur évolue ; toutefois, cette évolution reste relativement faible ($< 7\%$ pour le facteur de point chaud radial pour une dépressurisation enveloppe à partir d'une pression de 15 bar), ce qui justifie en première approche le choix d'un modèle de cinétique ponctuelle, sans discrétisation radiale du cœur.

On émet également l'hypothèse que la forme axiale de puissance est constante au cours du transitoire. Cette hypothèse est tout à fait justifiée avant la chute des BCS, puisque la dépressurisation de ${}^{13}\text{He}$ des barres transitoires est relativement homogène entre les quatre

barres et sur leur hauteur. Par contre, le formulaire de calcul DULCINEE ne prend pas en compte la répartition axiale de puissance moyennée sur le cœur mais celle d'un seul crayon chaud (conservatisme), ce qui n'est pas cohérent avec la modélisation en un seul canal. De plus, cette forme axiale de puissance n'est pas modifiée entre chaque transitoire étudié, alors qu'en fonction de la cote initiale des BCS (correspondant à une pression d' ${}^3\text{He}$ initiale donnée), la répartition axiale de flux doit changer.

De plus, la modélisation de la cinétique ponctuelle emploie 6 groupes de précurseurs de neutrons retardés fidèle à l'ancien formalisme. Or un nouveau formalisme regroupe les données de 245 expériences sur 20 isotopes fissiles pour classer les précurseurs de neutrons retardés en 8 groupes [41] de périodes radioactives fixées. Ce formalisme est recommandé par le CEA avec l'utilisation de la base de données nucléaires européenne JEFF3.1.1 [42].

Ensuite, dans DULCINEE, on émet l'hypothèse que les paramètres cinétiques (β_{eff} , Λ) sont constants au cours du transitoire de puissance. Concernant la fraction effective de neutrons retardés (β_{eff}), cette hypothèse est justifiée puisqu'elle dépend de la nature du combustible (composition isotopique) qui n'évolue pas pendant un transitoire. Par contre, le temps de génération des neutrons prompts (Λ) dépend du spectre neutronique [6], or l'évolution de la température du combustible et de la quantité d'absorbants neutroniques affectent la répartition énergétique des neutrons.

Dans DULCINEE, on obtient la réactivité de l'effet Doppler par la multiplication du coefficient Doppler intégral A_D à la racine de la différence de température du combustible avec l'état initial.

$$\rho_{Dop} = A_D \cdot \left(\sqrt{T(K)} - \sqrt{T_0} \right) \text{ avec } A_D = 103 \text{ pcm.K}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

Le coefficient Doppler intégral est obtenu par moyennage des calculs neutroniques stochastiques à cote des BCS et pression d' ${}^3\text{He}$ dans les BT constantes et à température du combustible variable. Or, la variabilité du coefficient Doppler au cours du transitoire ne fait aucun doute, d'autant plus que la température du combustible et que la pression d' ${}^3\text{He}$ dans les BT varient.

Enfin, la courbe d'évolution de la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa pression utilisée dans DULCINEE est issue d'une analyse expérimentale incluant une seule série d'essais et utilisant les paramètres cinétiques non actualisés. Nous disposons aujourd'hui de plus de points de mesure pour affiner la courbe de réactivité expérimentale. Le modèle de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ n'inclut pas de variabilité de l'apport de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de la cote des BCS. Or, par effet de recouvrement de spectres, il est possible que la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ soit différente en transitoire à une pression et une cote des BCS donnée que lorsqu'elle a été mesurée en statique à la même pression mais à une autre cote des BCS.

2.1.3.4 Loi d'évolution de la pression d'Hélium-3

Cette pression n'est pas directement représentative de la pression réelle d' ${}^3\text{He}$ dans les tubes guides situés en cœur. De plus, la température de l' ${}^3\text{He}$ étant susceptible de varier en cours de transitoire (par effet de la dépressurisation, échanges thermiques avec la piscine ou réactions nucléaires exothermiques sur l' ${}^3\text{He}$ (voir 2.1.3.5)), la pression n'est pas directement proportionnelle au nombre de noyaux d' ${}^3\text{He}$ présents dans le cœur.

2.1.3.5 Effet TOP

L'effet TOP (Transient Over Power) est un phénomène physique couplant la neutronique et la dépressurisation des BT. La dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ influence l'évolution de puissance par l'apport de réactivité. L'impact de l'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ par l'augmentation, au cours du transitoire, du taux de réactions d'absorptions (n,p) dans le gaz peut être non négligeable sur la vitesse d'insertion de réactivité dans le cas de transitoires RIA très intenses et/ou relativement longs ($LMH \geq 20\text{ ms}$). DULCINEE ne prend pas en compte cet effet dans le calcul de la réactivité injectée (il peut cependant être enveloppé dans la méthode des pentes de réactivité).

2.1.3.6 Incertitudes

Pour étudier l'impact des incertitudes sur les paramètres expérimentaux et sur les modèles, il faut pouvoir perturber certaines valeurs dans le code. Bien que la plupart des variables peuvent être perturbées dans le jeu de données, certaines perturbations de modèles peuvent nécessiter de changer la structure du code. Le code DULCINEE tel quel ne permet pas de propager et d'analyser les incertitudes.

2.1.3.7 Exemples

On conclut cette section par quelques exemples de calculs DULCINEE comparés avec l'expérience. Ici, on choisit de prédire les transitoires en utilisant une dépressurisation expérimentale pour le calcul de réactivité injectée. Cette méthode est applicable en prédition, elle nécessite de réaliser une dépressurisation préalable au transitoire RIA, avec le réacteur à l'arrêt avant l'essai complet. On présente deux cas de transitoires naturels (SD1) et deux cas de transitoires structurés (DD) sur la figure 2.7.

Le premier cas de transitoire naturel est réalisé par dépressurisation de 7 bar d' ${}^3\text{He}$ des barres transitoires par la voie gros débit (SD1) avec la section maximale de la vanne obtenue avec une course du pointeau de 28,88 mm de la VABT03. L'utilisation de la courbe d'évolution de la pression d' ${}^3\text{He}$ au niveau du collecteur du circuit BT induit une erreur sur la vitesse d'insertion de réactivité qui se traduit par un écart calcul/mesure sur l'instant du pic. On retrouve cet écart sur la plupart des calculs DULCINEE réalisés avec la courbe expérimentale

de pression. Le calcul surestime la puissance maximale atteinte ainsi que l'énergie déposée (conservatif).

Pour le deuxième transitoire naturel, l'ouverture de la VABT03 est réduite à 14,16 mm et la pression initiale de l'³He est élevée à 11,5 bar. Le calcul sous-estime la puissance maximale, mais s'accorde bien avec l'énergie mesurée. Le code est relativement bien représentatif de la vitesse d'insertion d'énergie dans le combustible dans ce cas.

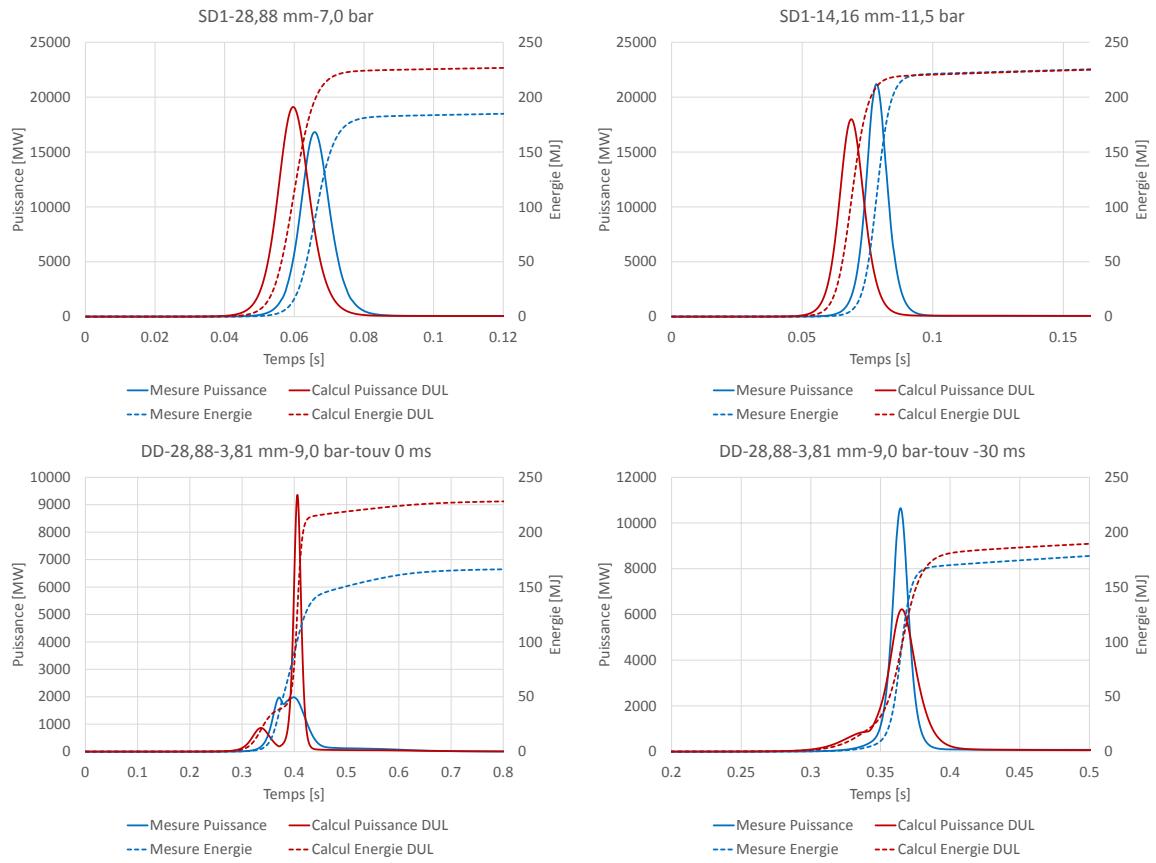


FIGURE 2.7 – Exemples de comparaisons calculs DULCINEEE/mesures

Le troisième et le quatrième cas représentent des transitoires structurés réalisés lors des essais de commission. Les pressions initiales d'³He sont les mêmes (9 bar) et les ouvertures des vannes de réglage aussi (28,88 mm pour la VABT03 et 3,81 mm pour la VABT04). Le cas de gauche est issu d'une ouverture assez tardive de la deuxième vanne rapide (fixée à l'instant mesuré du pic issu de la SD2 à 9 bar et 3,81 mm d'ouverture de la VABT04). Le calcul et la mesure sont alors très éloignés au niveau de la forme du transitoire de puissance. Néanmoins, le calcul est enveloppé sur l'énergie déposée dans le cœur au cours du transitoire.

Dans le dernier cas, on ouvre très tôt la deuxième vanne rapide soit 30 ms avant le pic mesuré de la SD2 associée. Malgré une sous-estimation de la puissance maximale, le calcul reste enveloppé sur l'énergie déposée pendant le transitoire.

En résumé, DULCINEE peut être employé pour réaliser des calculs de sûreté pour calculer une enveloppe sur l'énergie déposée à traiter par SCANAIR, mais nécessite un approfondissement pour réaliser des calculs prédictifs best-estimate et pour y associer des incertitudes.

2.2 Création du code SPARTE

Dans l'optique de prédire les transitoires CABRI dans une approche best-estimate-plus-uncertainties (BEPU), le code SPARTE (Simulation Prediction Analysis of Reactivity Transients Excursions) a été développé pendant la thèse. On ne cherche pas à être conservatif, mais à se rapprocher le plus possible des caractéristiques réelles mesurées des transitoires de puissance et à quantifier de façon réaliste les incertitudes associées aux résultats de calcul.

2.2.1 Les objectifs de SPARTE

Le code SPARTE doit être réaliste, ce qui se traduit par l'utilisation de grandeurs physiques de meilleure estimation possible. Cela implique le retrait des conservatismes et limitations de DULCINEE. On conserve cependant l'approximation de la cinétique ponctuelle. Les grandeurs physiques peuvent être mesurées ou calculées par des codes de calcul best-estimate ou provenir de la littérature scientifique.

Ensuite, SPARTE doit être raisonnablement rapide pour permettre de réaliser des études de sensibilité et d'incertitudes. C'est pourquoi l'usage de l'architecture de DULCINEE (moins de 10 secondes par calcul) et une programmation en Fortran77 est une bonne solution. Le couplage direct de codes best-estimates est proscrit pour répondre à cet objectif. L'utilisation de métamodèles basés sur les calculs best-estimates dans l'architecture de DULCINEE est la solution retenue dans nos travaux.

Un certain nombre de fonctionnalités ergonomiques ont été ajoutées pour réaliser certaines études comme :

- la possibilité d'activer/désactiver ou de choisir certains modèles,
- créer un jeu de données en texte facile à lire pour une application tiers comme URA-NIE [43],
- une visualisation modulaire pour simplifier le développement.

2.2.2 Structure du code SPARTE

SPARTE reprend le programme principal de DULCINEE pour calculer le transitoire de puissance et les températures avec la réactivité extérieure et les données du cœur. Certaines des fonctions ont été modifiées pour pouvoir intégrer de nouveaux modèles tels que le coefficient Doppler variable, des modèles d'échanges gaine/réfrigérant en ébullition ou améliorer certains modèles comme la cinétique ponctuelle en passant de 6 à 8 groupes de neutrons

retardés. La majorité de l'apport de SPARTE réside dans les modules permettant de calculer l'insertion de réactivité. Le programme SPARTE consiste en l'exécution successive de plusieurs modules qui diffèrent suivant l'option choisie.

Dans SPARTE, on veut calculer le transitoire de puissance à partir de l'évolution de l'évolution de densité de l'³He dans les barres transitoires au cours du transitoire RIA, en incluant l'effet TOP. Plusieurs options permettent de calculer le transitoire de puissance (voir figure 2.8). Toutes ces options ont participé au développement de SPARTE.

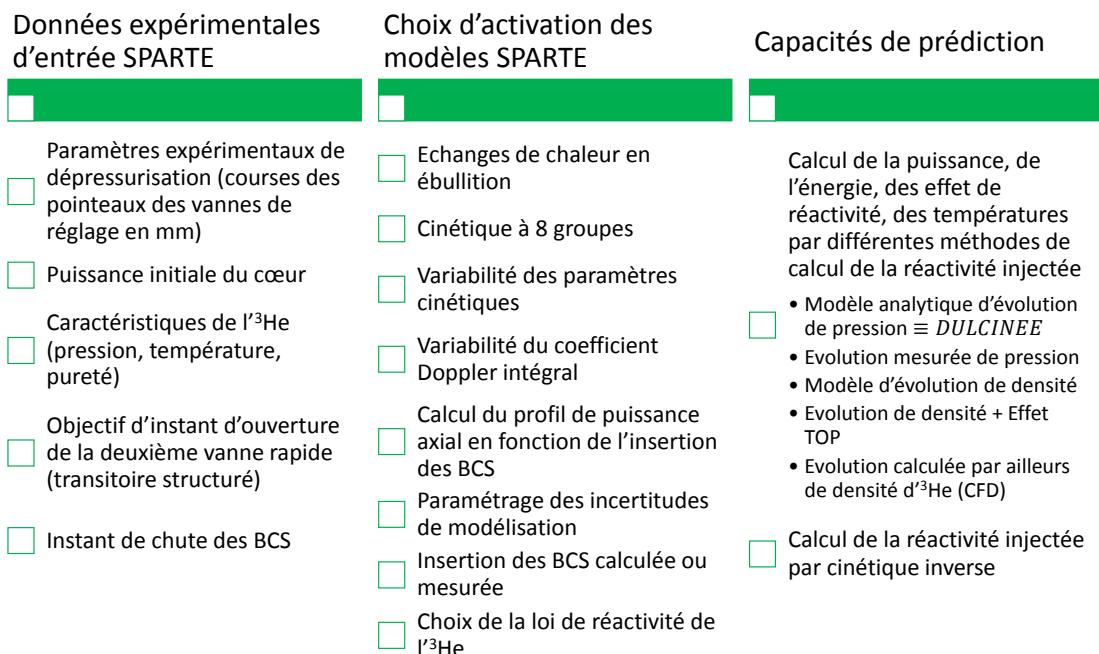


FIGURE 2.8 – Les capacités de prédiction de SPARTE

Le modèle de dépressurisation avec effet TOP a nécessité l'introduction de la résolution de la cinétique inverse. Celui-ci demande l'utilisation de filtres sur les signaux mesurés issus des chambres expérimentales à dépôt de bore pour obtenir une courbe de réactivité extérieure moins bruitée. Un module permet de calculer la densité d'³He à partir de la réactivité extérieure obtenue par cinétique inverse et par le calcul des contre-réactions neutroniques.

2.3 La plateforme d'outils best-estimate de génération des données d'entrée pour SPARTE

Les métamodèles réalisés pour enrichir le code SPARTE sont d'origines diverses incluant analyse expérimentale et calculs Best-Estimates. Cette section présente les principaux outils de calcul scientifiques et les méthodes best-estimate utilisés dans cette thèse.

2.3.1 STAR-CCM+

Le premier objectif de la thèse était de modéliser la dépressurisation du circuit BT. La CFD (Computational Fluid Dynamics) permet de résoudre, par la méthode des volumes finis, les équations de Navier-Stokes sur un système complexe en 3 dimensions (comme les BT) pour n'importe quel fluide. L'écoulement peut être permanent ou transitoire. Un logiciel complet, comportant de nombreux modèles et permettant de réaliser la géométrie est privilégié. Pour cette approche CFD, le logiciel STAR-CCM+ [44] a été sélectionné. Ce logiciel permet de décrire n'importe quel écoulement d'un fluide dans une géométrie complexe. Le calcul par la CFD est divisé en 3 étapes :

1. Modélisation géométrique (extraction et maillage) et physique (propriétés physiques de l' ${}^3\text{He}$, conditions de surface) de la partie fluide ;
2. Résolution des équations de Navier-Stokes grâce au solveur CFD ;
3. Post-traitement et analyse des résultats de température, pression et vitesse.

2.3.2 Le formulaire de calcul neutronique CABRI

Afin d'améliorer la prédiction des transitoires de puissance par la cinétique ponctuelle, il faut introduire la variabilité de certains paramètres en fonction des conditions du cœur. Cela demande de réaliser des calculs de criticité dans différentes conditions de températures et d'empoisonnement du cœur avec un code de neutronique stochastique et un schéma de calcul Best-Estimate.

2.3.2.1 Le code de transport polycinétique Monte-Carlo TRIPOLI4

Le code TRIPOLI4 [45] est basé sur une méthode Monte-Carlo [46]. L'approche probabiliste de type Monte-Carlo permet de suivre individuellement les particules (neutrons) et de considérer les interactions avec le milieu traversé (diffusions, captures, fissions, réactions ($n,2n$), etc.). Une "histoire" représente une suite d'événements. En simulant suffisamment d'histoires de neutrons, on peut quantifier certaines valeurs macroscopiques d'intérêt. Un échantillon représentatif d'un milliard de particules permet d'estimer le facteur de multiplication effectif (k_{eff}) avec une précision de quelques pcm. Par opposition aux méthodes déterministes, les méthodes Monte-Carlo reproduisent sans approximations les interactions particule-matière dans des systèmes de géométrie complexe tridimensionnelle.

La contrepartie de cette méthode est son coût en temps de calcul (typiquement 120 heures CPU pour atteindre une convergence à 13 pcm sur le k_{eff} dans le cas des calculs CABRI). En règle générale, la résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode Monte-Carlo se fait en situation stationnaire. La propagation des neutrons est simulée à partir de données nucléaires ponctuelles en énergie fournies dans les évaluations internationales. La bibliothèque privilégiée dans les études du CEA, et donc dans cette étude, est la base de données nucléaires européenne JEFF-3.1.1 [42]. La version 4.10 de TRIPOLI4 est utilisée dans les études présentées ; cette

version intègre en particulier la méthode IFP [47] (Iterated Fission Probability) qui permet le calcul des paramètres cinétiques du cœur CABRI.

2.3.2.2 Le jeu de données CABRI

En 2016, le jeu de données TRIPOLI4 représentant le cœur complet de CABRI a été mis à jour avec une ré-estimation du bilan matière et la correction de certaines géométries. La géométrie du cœur est représentée en coupe radiale sur la figure 2.9. Ce jeu de données permet de calculer la criticité du cœur avec un biais variant de 200 à 500 pcm par rapport à l’expérience, selon les configuration de cœur étudiées. Un script python permet de modifier rapidement le jeu de données pour représenter différentes configurations expérimentales (cote des BCS, quantité d’hélium-3 dans les barres transitoires, dispositif, conditions de la BEP, etc.). Ce script simplifie l’automatisation des calculs pour la réalisation de plans d’expériences.

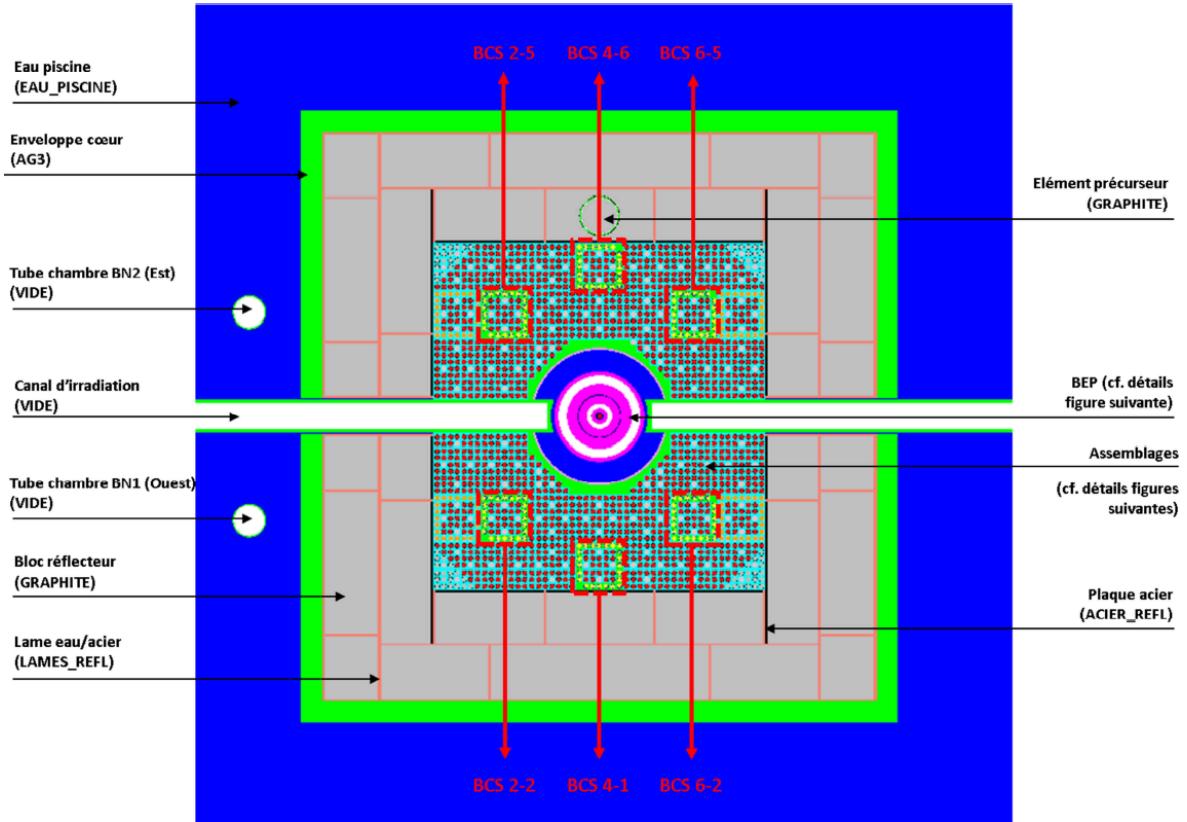


FIGURE 2.9 – Coupe radiale du cœur CABRI représentée sous un jeu de données TRIPOLI4

2.3.3 URANIE

URANIE est une plate-forme d'incertitudes basée sur l'architecture de ROOT [48] et développée au CEA. L'utilisation de la plate-forme utilise le langage c++. Une interface utilisateur existe également en python. L'utilisation de ROOT permet d'accéder à un certain nombre d'outils graphiques et de gestion de données.

URANIE est composée de différents modules :

- Le Sampler permet de réaliser des plans d'expériences ;
- Le Launcher permet de lancer des simulations à partir d'un code et d'un plan d'expérience ;
- Le Modeler permet de construire des méta-modèles à partir de données ;
- Un module permet de réaliser des analyses d'incertitudes avec différentes méthodes (Différences finies, Morris, Sobol, etc.) ;
- L'Optimizer permet d'optimiser les paramètres d'entrée d'un code pour atteindre un certain résultat ;
- Le Relauncher s'adapte aux calculateurs pour la parallélisation de calculs.

URANIE est un outil privilégié pendant la thèse pour son caractère tout-en-un dans le cadre des études d'incertitudes. Cet outil a également été utilisé pour la construction des méta-modèles nécessaires pour l'amélioration de DULCINEE.

2.3.3.1 La création de métamodèles

L'objectif du méta-modèle est de remplacer un code lourd à fort coût en temps de calcul, par une fonction rapide dont la sortie est fidèle au résultat du code de calcul. La réalisation d'une version améliorée de DULCINEE passe par la modélisation de certains phénomènes physiques par des méta-modèles. La création d'un méta-modèle demande de réaliser un grand nombre de calculs Best-Estimates suivant un plan d'expérience de type space-filling.

Le choix du type de plan d'expérience dépend à la fois du nombre de simulations envisagées et du nombre de variables étudiées. Un plan d'expériences est la suite ordonnée d'essais avec les variations des données d'entrée. La méthode classique consiste à faire varier une variable à la fois, c'est le design One-At-a-Time. Il est efficace pour évaluer l'effet d'une seule variable. Cependant, ce type de plan a une mauvaise couverture de l'espace des données d'entrée. Pour l'établissement de méta-modèles, il est préférable d'utiliser un plan d'expériences de type space-filling. Deux types de plans d'expériences ont été utilisés :

- Les plans de type hypercubes latins (LHS) fonctionnent par tirage aléatoire sur un quadrillage à d dimensions de l'espace des variables. Chaque variable est comprise dans un intervalle. Chaque intervalle est découpé en n intervalles de même taille pour une répartition uniforme d'un nombre n de simulations. Le tirage du premier point est complètement aléatoire et se situe en coordonnée $(x_{11}, x_{12}, \dots, x_{1d})$. Pour le deuxième tirage, on fait un tirage aléatoire dans un espace restreint où tout point dans les intervalles $(x_{11}, x_{12}, \dots, x_{1d})$ ne peut plus être tiré. On fait cela jusqu'au dernier tirage. Cela permet de considérablement réduire les chances de se retrouver avec 2 points de

coordonnées très proches. Un exemple de 4 tirages dans un espace à 2 dimensions est représenté sur la figure 2.10. Le LHS permet de mieux remplir l'espace qu'un tirage Monte-Carlo pur. Il est possible d'améliorer l'occupation de l'espace par le choix d'un échantillonnage parmi des centaines réalisés selon un critère de discrépance (fait de remplir l'espace dans toutes les directions) ou dit "Maximin". Le LHS n'est pas très bien adapté lorsqu'on souhaite ajouter des expériences à un plan déjà réalisé.

- Dans ce dernier cas, on va choisir de réaliser notre plan d'expériences selon une suite déterministe à faible discrépance. L'échantillonnage par les suites de Sobol consiste à fractionner les intervalles d'études des différentes variables suivant les factoriels de 2. Les suites de Sobol ont une très faible discrépance. Jusqu'à une dizaine de dimensions, la répartition des points est telle qu'il n'y a pas de motif apparent synonyme d'un vide d'expériences dans certaines zones de l'espace.

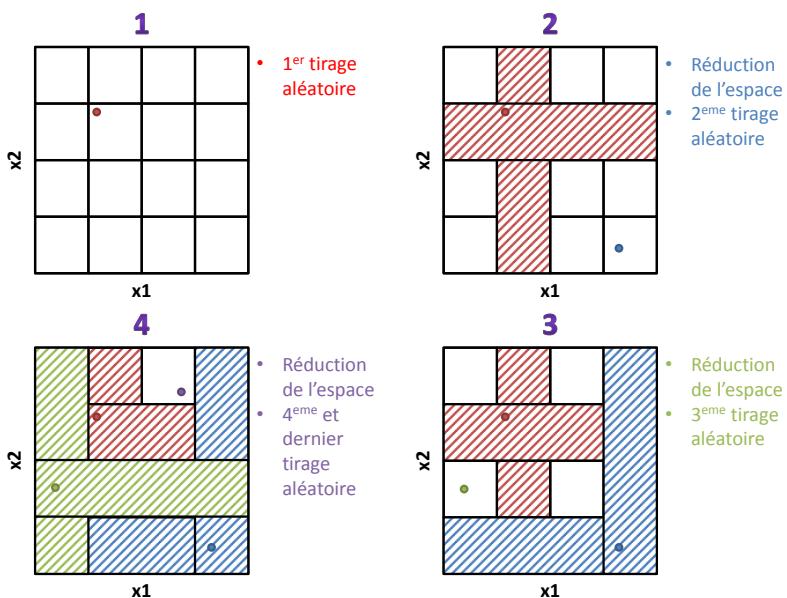


FIGURE 2.10 – Plan de 4 expériences en Hypercube Latin à 2 dimensions

La deuxième étape consiste à lancer les simulations et récupérer les sorties de calcul. Cette étape utilise le module Launcher d'URANIE.

La dernière étape consiste à construire le méta-modèle avec les données d'entrée et de sortie du code. URANIE permet de construire des méta-modèles grâce au module Modeler. Parmi ces modèles, les réseaux de neurones s'adaptent bien aux problèmes physiques continus et multi-paramétrés. Le réseau de neurones traite les données d'entrée au travers de neurones grâce à une fonction d'activation pour estimer la sortie.

La figure 2.11 représente le fonctionnement d'un réseau de neurones codé par URANIE. La première phase consiste à pré-traiter les données d'entrée pour que l'intervalle soit condensé entre -1 et 1. Ensuite, chaque neurone active ces données au travers d'une fonction d'activation (tangente hyperbolique par exemple) et de coefficients calculés par le Modeler. Les résultats sont ensuite rassemblés pour donner une évaluation de la sortie du calcul.

Pour créer un réseau de neurones, URANIE a besoin que l'utilisateur définisse un nombre de neurones. L'algorithme démarre d'un point aléatoire pour optimiser les coefficients. Il existe souvent un grand nombre de possibilité de combinaison de coefficients vers lesquels l'algorithme peut converger. L'utilisateur doit définir un nombre d'essais pour réaliser le modèle. Cela permet à la plate-forme de choisir parmi les régressions celle qui donne les résultats les plus proche des sorties du code. Plus on active de neurones, plus le modèle est complexe et plus il est long à créer. En général, plus on a de résultats de calculs, plus on peut créer un réseau de neurones complexe sur l'intervalle. On ajoute des neurones seulement si cela améliore sensiblement la précision du métamodèle, car plus le modèle est complexe, plus il peut être incohérent lorsqu'on se rapproche des limites des intervalles des entrées.

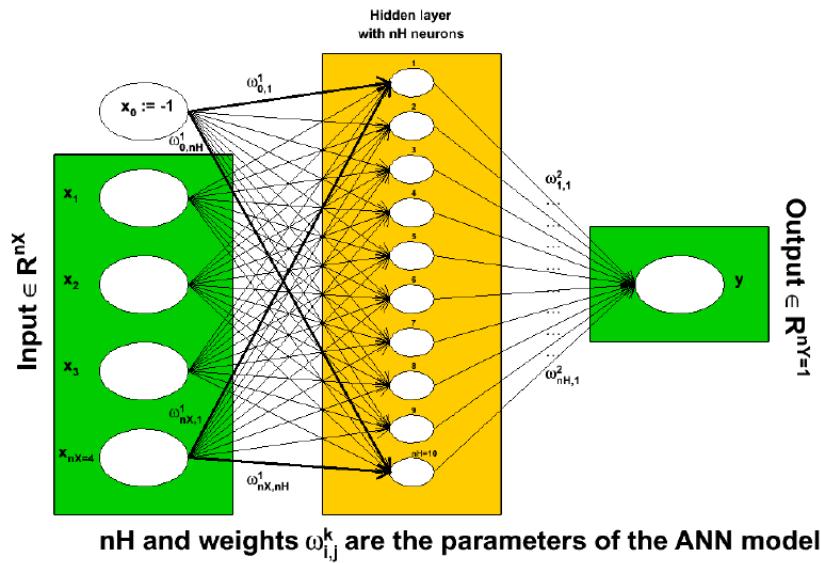


FIGURE 2.11 – Description schématique d'un réseau de neurones tel qu'il fonctionne dans URANIE

2.3.3.2 Méthode générale d'étude des incertitudes

L'étude des incertitudes permet de donner un intervalle de confiance à un résultat scientifique. Elle suit un certain processus décrit sur la figure 2.12. L'étape de spécification de l'étude consiste à définir le problème. On désigne les variables d'entrée avec ou sans incertitudes. On définit également des modèles, des fonctions, un code, une ou plusieurs sorties et les quantités d'intérêt. La quantité d'intérêt est liée à l'incertitude, cela peut être un écart type ou la probabilité de dépasser une marge de sûreté par exemple. Ensuite, l'étape de quantification des incertitudes consiste à donner une loi de distribution à chaque entrée incertaine. Les entrées incertaines peuvent être des paramètres d'une expérience ou bien d'un modèle. Une étape de calibration des modèles peut avoir lieu si on a un retour d'expérience. Cela peut permettre de mieux quantifier certaines sources d'incertitudes. Enfin, la dernière étape consiste à propager les incertitudes sur les entrées aux travers des modèles. Pour des fonctions standards, une

propagation analytique est tout à fait envisageable. Pour un code de calcul, la propagation des incertitudes se fait de façon statistique en réalisant un grand nombre d'évaluations en respectant un plan d'expériences sur les variables incertaines d'entrée. Si un code est trop long à exécuter pour une étude statistique, alors il faut envisager de réaliser des modèles de substitution (méta-modèles). En parallèle de la propagation d'incertitudes, différentes méthodes permettent d'analyser la sensibilité aux différentes variables incertaines de la quantité d'intérêt. Cette étape permet de viser les améliorations nécessaires pour diminuer l'incertitude.

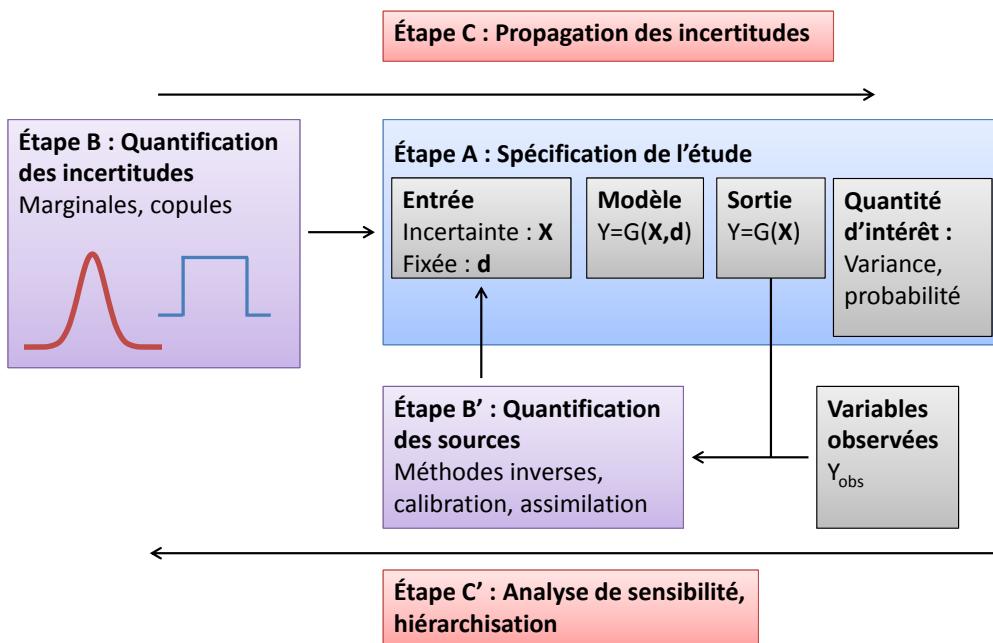


FIGURE 2.12 – Schéma de déroulement d'une étude d'incertitudes

2.3.3.3 Analyse de sensibilité

Cette analyse permet d'étudier la sensibilité d'une sortie d'un calcul aux différents paramètres d'incertitudes. Cela permet d'identifier les variables majoritairement responsables de l'incertitude d'une sortie. Deux méthodes ont été employés lors des travaux de thèse :

- Une analyse qualitative avec la méthode de Morris [49],
- Une analyse quantitative avec le calcul des indices de Sobol [50].

Ces 2 méthodes sont incluses dans URANIE.

La méthode de Morris est une procédure de tri efficace. Elle consiste à ordonner les variables d'entrée en fonction de leur influence sur les variables de sortie. Chaque paramètre d'entrée possède 5 à 10 (r) échantillons de départ (ou trajectoire) choisis aléatoirement dans les intervalles d'incertitudes. Pour chacun des r échantillons, toutes les variables incertaines

subissent une par une (One At a Time), une faible perturbation reliée à l'incertitude. Pour une quantité d de paramètres d'entrée, la méthode nécessite $r(d+1)$ simulations. Ensuite, les effets élémentaires sont calculés et définis par (2.5).

$$EE_i^t = EE_i(X^t) = \frac{y(X_1^t, \dots, X_i^t + \Delta_i^t, \dots, X_{nX}^t) - y(X_1^t, \dots, X_i^t, \dots, X_{nX}^t)}{\Delta_i^t} \quad (2.5)$$

Où Δ_i^t est la variation choisie dans la trajectoire t , X_i les paramètres d'entrée et y une sortie du calcul. Plus r est grand, plus la précision sur les effets élémentaires est importante. Des grandeurs basiques de statistiques sont calculées pour comparer les effets élémentaires des paramètres d'entrée. La valeur moyenne μ_i de l'effet élémentaire du $i^{\text{ème}}$ paramètre vaut :

$$\mu_i = \frac{1}{r} \sum_{t=1}^r EE_i^t \quad (2.6)$$

On utilise plutôt une version révisée μ_i^* , la moyenne des valeurs absolues des effets élémentaires pour éviter l'annulation des contributions dans le cas d'un modèle non monotone :

$$\mu_i^* = \frac{1}{r} \sum_{t=1}^r |EE_i^t| \quad (2.7)$$

L'écart type σ_i vaut :

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{r-1} \sum_{t=1}^r (EE_i^t - \mu_i)^2 \quad (2.8)$$

Les résultats sont habituellement représentés dans le plan (μ^*, σ) permettant de classer les variables d'entrée dans les catégories suivantes :

- les variables aux effets négligeables sur la sortie avec faibles μ^* et σ ,
- les variables aux effets linéaires sur la sortie sans interactions avec les autres paramètres : μ^* est grand mais σ est petit, ce qui signifie que l'impact est le même quelque soit l'échantillon de départ,
- les variables aux effets non linéaires avec interactions avec les autres paramètres ont des grandes valeurs de μ^* et σ .

Les indices de Sobol permettent de quantifier les contributions de chaque paramètre à l'incertitude sur le résultat de calcul. Les indices de Sobol du premier ordre S_i (2.9) évaluent la contribution de la $i^{\text{ème}}$ entrée X_i sur la variabilité de la sortie Y .

$$S_i = \frac{Var_{X_i}(E_{X_{-i}}(Y|X_i))}{Var(Y)} \quad (2.9)$$

Cependant, certaines variables sont liées les unes aux autres dans le calcul de la variable de sortie et peuvent avoir un impact différent si leurs variations sont simultanées. Ces variations sont calculées par les indices de Sobol avec n degrés correspondant aux n variables. L'indice d'ordre total S_{Ti} (2.10) mesure la contribution à la variance de la sortie de la variable X_i incluant toutes les variances causées par les interactions à n'importe quel ordre avec n'importe

quelles variables d'entrée.

$$S_{Ti} = \frac{E_{X_{-i}}(Var_{X_i}(Y|X_{-i}))}{Var(Y)} \quad (2.10)$$

Où X_{-i} est l'ensemble des variables d'entrée sauf la $i^{\text{ème}}$. Deux plans d'expériences sont utilisés pour calculer les indices de Sobol et sont répartis dans 2 matrices A et B où chaque échantillon est décrit sur une ligne. La matrice A_B^i est la matrice A dans laquelle la $i^{\text{ème}}$ colonne a été remplacée par la $i^{\text{ème}}$ colonne de B . L'équation (2.11) est un estimateur du numérateur de l'indice de Sobol d'ordre total.

$$E_{X_{-i}}(Var_{X_i}(Y|X_{-i})) \simeq \frac{1}{2N} \cdot \sum_{j=1}^N \left(f(A_B^i)_j - f(A)_j \right)^2 \quad (2.11)$$

Pour l'indice du premier ordre, l'estimateur du numérateur est défini par l'équation (2.12)

$$Var_{X_i}(E_{X_{-i}}(Y|X_i)) \simeq \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N f(B)_j \left(f(A_B^i)_j - f(A)_j \right) \quad (2.12)$$

Le nombre de simulation nécessaires au calcul des indices de Sobol est $N(d+2)$ où N est un nombre de l'ordre de la centaine voir du millier et d la dimension du système (nombre de variables d'entrée). La méthode de Sobol est de 10 à 200 fois plus coûteuse que la méthode de Morris en terme de temps de calcul. Afin de réduire le coût de la méthode, on peut éliminer les variables d'entrée dont l'impact a été jugé très faible auparavant par l'application de la méthode de Morris. Les résultats de l'analyse de sensibilité de Sobol peuvent être représentés sous la forme d'un histogramme classant les variables d'entrée par les indices décroissants ou par un diagramme circulaire pour les indices du premier ordre et un autre pour les indices d'ordre total. L'avantage de l'histogramme est la visualisation des valeurs des indices de Sobol et de clairement observer la différence entre l'indice du premier ordre et d'ordre total pour chaque variable. Les diagrammes circulaires permettent de mieux représenter l'apport de chaque variable d'entrée, à l'incertitude sur la sortie.

2.3.3.4 Les méthodes d'optimisation

Plusieurs méthodes d'optimisation sont disponibles dans URANIE utilisant la librairie C++ NLOpt [51]. Quatre algorithmes ont été testées dans le but de choisir la plus rapide à exécuter et celle dont le résultat est le plus précis.

La méthode COBYLA (Constrained Optimization BY Linear Approximation) est un algorithme d'optimisation direct développé par Michael Powell [52]. Cette méthode cherche un vecteur (échantillon de paramètres d'entrée) telle que la fonction appliquée est minimale ou maximale. C'est un algorithme étape par étape qui apprend des étapes précédentes pour réaliser une régression multi-linéaire entre la sortie et les variables d'entrée. A chaque étape, le pas des différentes variables est réduit jusqu'à atteindre une valeur minimale définie par l'utilisateur.

La méthode BOBYQA [53] (Bound Optimization BY Quadratic Approximation) a aussi été développé par Michael Powell. La méthode est similaire à la méthodologie développée dans COBYLA. L’interpolation avec BOBYQA utilise une interpolation quadratique. La réduction du pas à chaque étape est plus rapide qu’avec la méthode COBYLA, ce qui rend la méthode plus rapide. Cependant, les résultats obtenus ne sont pas toujours physiques.

La méthode de Nelder-Mead [54] est un algorithme non linéaire, aussi appelé downhill simplex method. Il exploite le concept de simplexe qui est une généralisation du triangle à N dimensions soit à $N+1$ sommets. L’algorithme part d’un simplexe et subit des transformations simples à chaque itération. Il se déforme, se déplace et se réduit jusqu’au rapprochement des sommets vers un point minimisant localement la fonction (voir figure 2.13). A chaque étape les sommets sont classés en fonction du résultat de la fonction calculée. Chaque transformation consiste à réaliser une opération sur le sommet le plus éloigné de la solution du problème. La première transformation consiste à faire la réflexion du sommet par le centre de gravité du simplexe à l’exception du point $N+1$. Si le résultat de la fonction appliquée à la réflexion est inférieur au résultat du sommet N , alors le simplexe est étiré, sinon, il est contracté. Si le sommet étiré ou contracté donne un meilleur résultat, alors on conserve l’opération pour remplacer le sommet $N+1$. Si la contraction ne permet pas de donner un meilleur résultat que le sommet N , alors on réalise une homothétie du simplexe de rapport $1/2$ centrée sur le sommet 1 (meilleure solution).

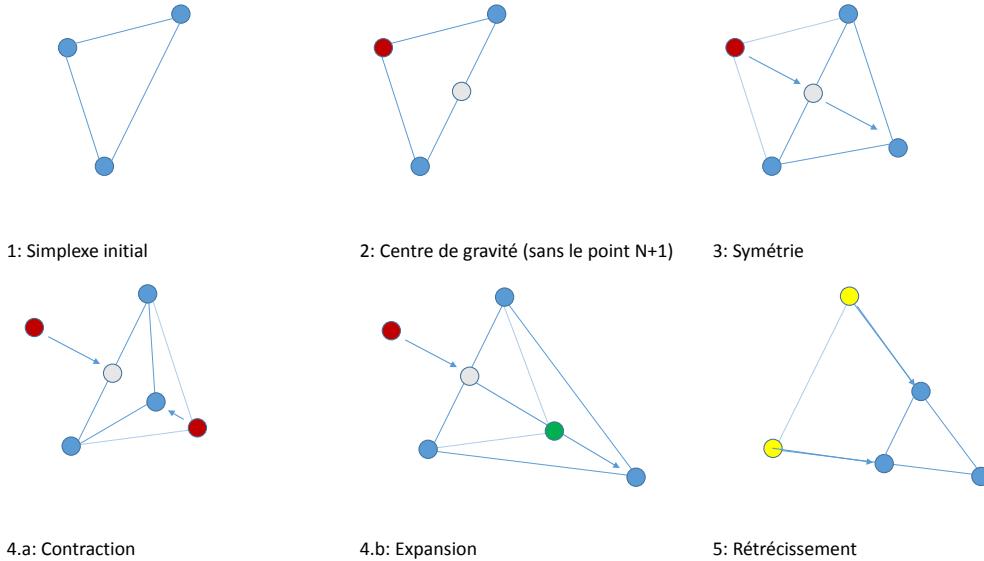


FIGURE 2.13 – Transformation du simplexe par l’algorithme de Nelder-Mead

La méthode Subplex est une variante de la méthode de Nelder-Mead développée par Tom Rowan [55]. La méthode utilise Nelder-Mead sur une suite de sous-espaces et permet d’être plus efficace que la méthode originelle dans la majorité des cas [51].

Simulation des effets physiques séparés et validation expérimentale associée

Sommaire

3.1	Les modèles neutroniques dans le cœur CABRI	58
3.1.1	Les paramètres cinétiques	58
3.1.2	La distribution axiale de puissance	60
3.1.3	L'antiréactivité de l'Hélium-3	62
3.1.4	L'antiréactivité Doppler	68
3.1.5	Autres éléments de validation du formulaire de calcul neutronique CABRI	71
3.2	Etude CFD de la dépressurisation du circuit Barres Transitoires	72
3.2.1	Définition de la simulation : maillage et modèles	72
3.2.2	Validation du schéma de calcul	79
3.2.3	Création d'un méta-modèle d'évolution de densité dans les barres transitoires	85
3.3	Étude de l'effet d'échauffement de l'hélium-3 en transitoire, l'effet TOP	89
3.3.1	Définition de l'effet TOP	89
3.3.2	Étude multi-physiques du phénomène	89
3.3.3	Construction d'un méta-modèle	92
3.4	Synthèse sur la modélisation physique des effets séparés	94

Dans le cadre du développement d'un code de cinétique ponctuelle pour CABRI amélioré par rapport à DULCINEE, nous souhaitons développer une démarche intégrant le plus possible la physique des phénomènes en jeu. Ce chapitre concerne le développement des différents modèles physiques best-estimate que l'on souhaite intégrer dans le code SPARTE. Les différentes études phénoménologiques réalisées au cours de cette thèse y ont été regroupées.

On s'est intéressé aux phénomènes neutroniques utilisés lors de la résolution des équations de la cinétique ponctuelle. L'utilisation du code de transport Monte-Carlo TRIPOLI4 avec le schéma de calcul CABRI a permis de développer des métamodèles pour différentes grandeurs essentielles. On a étudié l'évolution au cours du transitoire de la réactivité de l'hélium 3, du coefficient Doppler ou encore du temps de vie des neutrons prompts.

Une autre partie concerne la dépressurisation des barres transitoires et l'effet d'échauffement du gaz associé au couplage avec le cœur. Pour connaître la variation de quantité d'absorbant au cours de la dépressurisation des BT, il faut mesurer la densité d' ${}^3\text{He}$ dans celles-ci. Pour compenser le manque d'instrumentation permettant de suivre cette évolution au milieu du cœur du réacteur, une simulation CFD de la dépressurisation a été développée pour étudier le phénomène et a été validée par la mesure de pression à côté du collecteur du circuit BT.

Les études ne s'appuient cependant pas seulement sur des codes de calcul. L'établissement de modèles physiques peut également s'appuyer sur l'analyse d'expériences comme on a pu le faire pour établir la loi de réactivité de l'hélium-3. L'analyse des transitoires mesurés a également montré la nécessité de comprendre puis de modéliser l'effet d'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ pendant les transitoires. En effet, l'apport de réactivité au moment le plus critique amène à augmenter drastiquement la puissance de certains transitoires. L'oubli de ce phénomène dans le calcul de la réactivité injectée entraîne une sous-estimation évidente des puissances maximales atteintes lors de certains transitoires.

On s'intéresse d'abord aux phénomènes neutroniques d'un RIA dans CABRI, puis à l'étude de la dépressurisation en ${}^3\text{He}$ des barres transitoires et enfin dans une section séparée à l'effet en réactivité de l'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ au cours du transitoire de puissance qu'on appelle effet TOP.

3.1 Les modèles neutroniques dans le cœur CABRI

Le formulaire neutronique de référence pour CABRI est qualifié sur une base d'expériences réalisées en réacteur. Le biais sur la réactivité du cœur est calculé à environ 478 pcm dans les conditions de criticité expérimentales. L'incertitude statistique est de l'ordre de 10 pcm. La comparaison à d'autres bases de données nucléaires montrent des écarts relativement faibles entre les calculs allant jusqu'à 137 pcm. L'incertitude relative aux données nucléaires sur la réactivité est estimée par avis d'expert à environ 500 pcm à 1σ . L'incertitude due aux données technologiques est de l'ordre de 400 pcm à 2σ majoritairement liée à l'incertitude du diamètre des gaines (tolérance de fabrication). L'écart calcul/mesure sur la criticité est donc relativement faible.

Les paragraphes qui vont suivre ont pour objectif de présenter les calculs réalisés avec le formulaire neutronique pour créer des modèles pour SPARTE. Quand c'est possible, on compare les résultats de calcul avec les mesures réalisées sur CABRI.

3.1.1 Les paramètres cinétiques

La probabilité itérée de fission (IFP) assimile le flux adjoint neutronique à l'importance d'un neutron dans un réacteur exactement critique. Le calcul des paramètres cinétiques par la méthode IFP a été implémentée au cours de la thèse de G. Truchet [56, 57] dans TRIPOLI4.

Nous avons réalisé des calculs neutronique, pour évaluer les paramètres cinétiques du cœur CABRI dans 750 configurations de cœur, dont 218 susceptibles d'être rencontrées au cours de transitoires RIA : pression d' ${}^3\text{He}$ entre 0 et 15 bar (correspondant à des cotes critiques de BCS entre 380 et 580 mm), et température combustible comprise entre 0 et 2600 °C. Grâce à la méthode IFP implémentée dans la version 10 du code, ces calculs montrent que la fraction effective de neutrons retardée (β_{eff}) est pratiquement indépendante de la variabilité des paramètres étudiés, ce qui n'est pas le cas du temps de génération effectif des neutrons prompts (Λ_{eff}), sensible aux variations de température et de quantité d'absorbants dans le cœur. Le temps de génération des neutrons prompts est le temps de vie à l'état critique utilisé dans les équations de la cinétique [6] décrites dans (B.28).

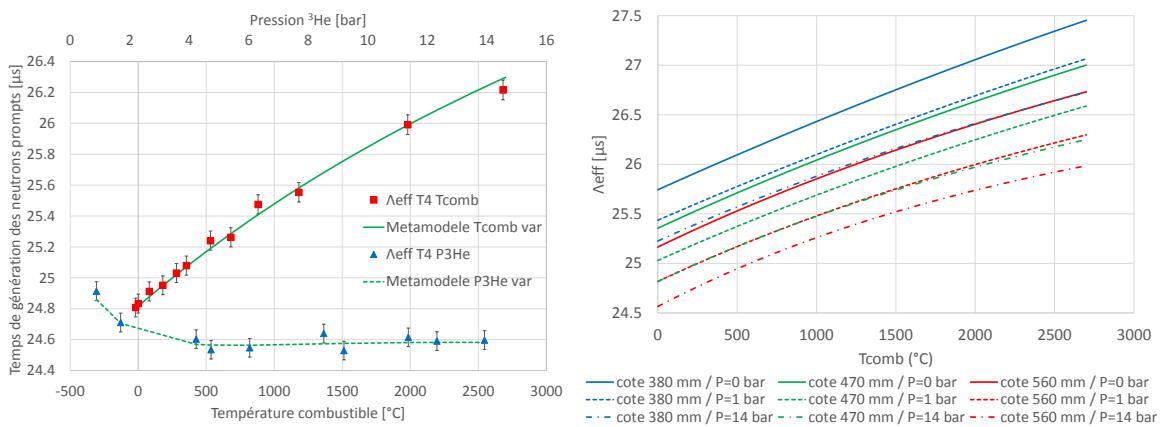


FIGURE 3.1 – Comparaison calcul/métamodèle (gauche) et évolution du temps de génération des neutrons prompts avec la température du combustible et la quantité des absorbants (${}^3\text{He}$ et BCS) (droite)

Une illustration de l'évolution du temps de génération effectif des neutrons prompts calculée par le métamodèle issu des calculs TRIPOLI4 est proposée sur la figure 3.1. Sur la figure de gauche, on compare le métamodèle à des résultats de simulations avec le formulaire de calculs neutroniques CABRI. Le métamodèle représente bien les variations du temps moyen de génération des neutrons prompts en fonction de l'évolution de température combustible (cote=560 mm, $P_{{}^3\text{He}}=1$ bar) et de pression d' ${}^3\text{He}$ ($T_{\text{comb}}=20$ °C, cote=560 mm). Sur la figure de droite, on trouve les différentes perturbations du métamodèle en fonction des trois paramètres, incluant également l'insertion des BCS. Le temps de génération moyen des neutrons prompts augmente avec la température du combustible (augmentation des absorptions dans le domaine épithermique par effet Doppler). Il augmente également lorsque les BCS sont insérées (ajout d'absorbant épithermique). Il diminue quand la pression d' ${}^3\text{He}$ augmente (le gradient est concentré dans le domaine [0 ; 2 bar]) (ajout d'absorbant thermique). En résumé, le temps moyen de génération des neutrons prompts augmente avec la thermalisation du spectre neutronique. Ces variations du temps de génération des neutrons prompts représentent un écart maximum de 1,5 μs pendant un transitoire de puissance (cote des BCS fixée). L'incertitude liée aux données nucléaires sur le calcul du temps de génération moyen des neutrons prompts est de l'ordre de 10 % à 2σ (avis d'expert) [58] soit environ 2,5 μs à 2σ .

La fraction effective de neutrons retardés calculée par la méthode IFP et la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1 est :

$$\beta_{eff} = 763 \pm 10 \text{ pcm } 2\sigma \quad (3.1)$$

Cette incertitude à 2σ prend seulement en compte l'incertitude statistique du calcul Monte-Carlo. Par avis d'expert, l'incertitude sur le β_{eff} liée aux données nucléaires est de l'ordre de 3 % (1σ) [58]. Un biais de 2 % vers le bas par rapport au calcul avec la bibliothèque JEFF3.1.1 peut être appliqué au calcul de β en raison du décalage généralement observé sur les réacteurs expérimentaux [59, 60]. La combinaison de plusieurs calculs des paramètres cinétiques de CABRI, dans différentes configurations, avec la bibliothèque ENDF/B-VII.1 [61], réputée meilleure pour le calcul de β , est en adéquation avec une sous-estimation de 2 % du β_{eff} calculé avec JEFF3.1.1. La fraction effective de neutrons retardés calculée et transformée vaut alors avec son intervalle de confiance à 95 % :

$$\beta_{eff} = 748 \pm 46 \text{ pcm} \quad (3.2)$$

La mesure des paramètres cinétiques repose sur l'analyse des corrélations des événements de détection neutronique. La méthode de la densité spectrale de puissance permet d'extraire la valeur des paramètres cinétiques en utilisant l'analyse du bruit neutronique couplée avec la détermination de l'intégrale de fission du cœur [59, 62]. Cette méthode est basée sur l'analyse spectrale des fluctuations neutroniques dans un réacteur stationnaire à très faible puissance. Par la mesure dans CABRI, on obtient les valeurs suivantes des paramètres cinétiques :

$$\beta_{eff} = 720 \pm 50 \text{ pcm} \text{ et } \Lambda_{eff} = 25,7 \pm 3,6 \mu\text{s} \text{ (0 bar, } 20^\circ\text{C}) \quad (3.3)$$

Pour la fraction effective de neutrons retardés, l'écart calcul/expérience est de 3,8 %. Cet écart est inférieur à l'incertitude cumulée de calcul et de mesure. Le temps moyen de génération des neutrons prompts mesuré est très proche de la valeur calculée à faible température, une cote des BCS à 380 mm et une pression nulle d' ${}^3\text{He}$ dans les BT. Cela correspond tout à fait aux conditions de mesure. L'écart calcul/mesure de moins de 0,5 % est nettement en dessous de l'incertitude de mesure et de calcul.

3.1.2 La distribution axiale de puissance

La forme axiale de puissance est la répartition de la puissance sur la hauteur du cœur du réacteur. La puissance est générée par les fissions. La modélisation dans TRIPOLI4 consiste à réaliser un maillage axial dans le sens de la hauteur sur l'ensemble du cœur. Des mailles de 4 cm de haut divisent le cœur en 20 parallélépipèdes de même volume.

Une sortie est paramétrée pour récupérer les taux de fission (tf) cumulés sur tous les isotopes fissiles dans chaque maille. Classiquement le facteur de forme axial est normalisé par

la valeur moyenne du taux de fission :

$$F_z = \frac{tf_z}{tf_{moy}} \quad (3.4)$$

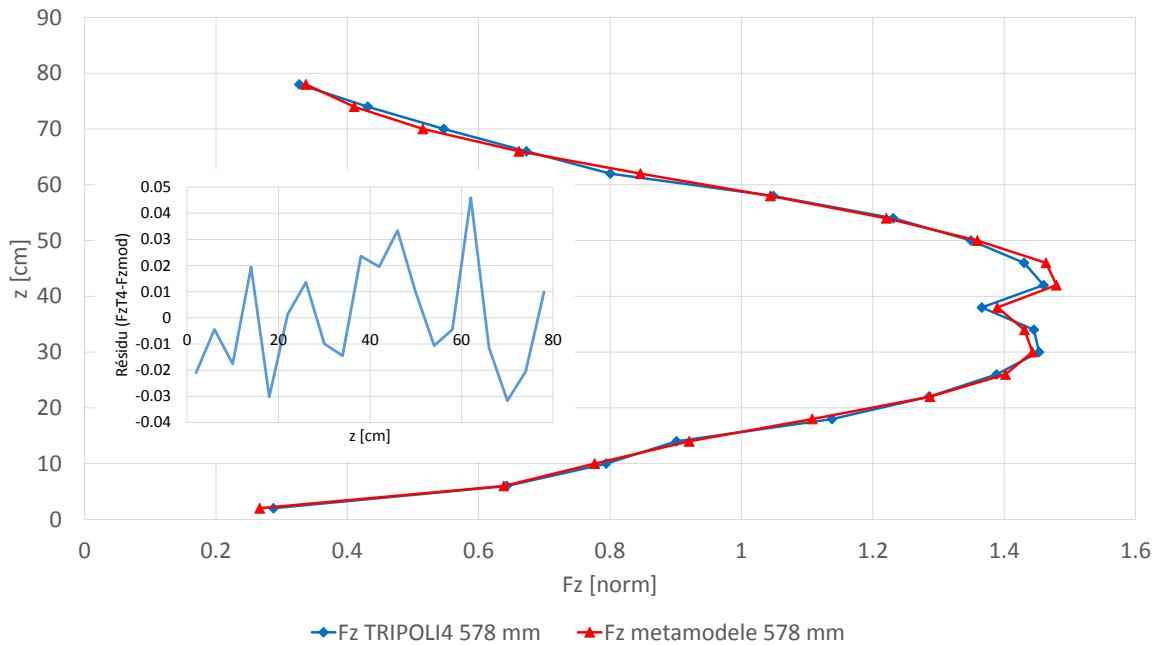


FIGURE 3.2 – Comparaison des profils axiaux calculés par TRIPOLI4 et le métamodèle à une cote des BCS de 578 mm

Le métamodèle est un réseau de 8 neurones à une couche cachée établi à partir de 25 calculs TRIPOLI4 à différentes cotes réparties suivant un plan LHS entre 0 et 800 mm. On a réalisé un calcul supplémentaire de forme axiale avec TRIPOLI4 à une cote des BCS de 578 mm correspondant à la cote critique théorique avec 15 bar d'³He pressurisé dans les barres transitoires. On compare le profil axial de puissance moyen cœur calculé avec TRIPOLI4 avec le métamodèle sur la figure 3.2. Ici, le profil de puissance est normalisé par rapport à la moyenne des taux de fission. L'écart entre le calcul TRIPOLI4 et le métamodèle est faible (en dessous de 5 %), ce qui montre la conformité du métamodèle.

Dans un cœur homogène, le taux de fission est plus important au centre car les fuites sont moins importantes. Le réacteur étudié utilise des grappes d'absorbant en Hafnium pour contrôler la réaction. Ces barres pilotées par le haut du cœur, décalent le flux de neutrons vers le bas, à cause des pertes par absorption. Le taux de fission est alors maximum en dessous des barres, et plus bas que le plan médian cœur.

Les essais CABRI sont réalisés à différentes pressions initiales d'³He correspondant à des cotes des BCS différentes pour diverger (de 380 à 560 mm suivant la pression). La forme axiale de puissance varie avec la cote des BCS, elle doit être correctement modélisée dans

un code de cinétique ponctuelle pour bien calculer les échauffements et les contre réactions qui en découlent. Pour calculer les contre-réactions associées, il faut également entrer les profils axiaux des contre-réactions. La contribution à la réactivité de l'effet Doppler d'un élément dz est le produit de 2 composantes. La première est la contribution des neutrons à la puissance (importance neutronique). La deuxième est la différence de captures des neutrons liée à la différence de température du combustible. Or, chacune des 2 composantes sont proportionnelles au facteur de forme axial. C'est pourquoi, la forme axiale de la réactivité Doppler est proportionnelle au carré de la forme axiale de puissance.

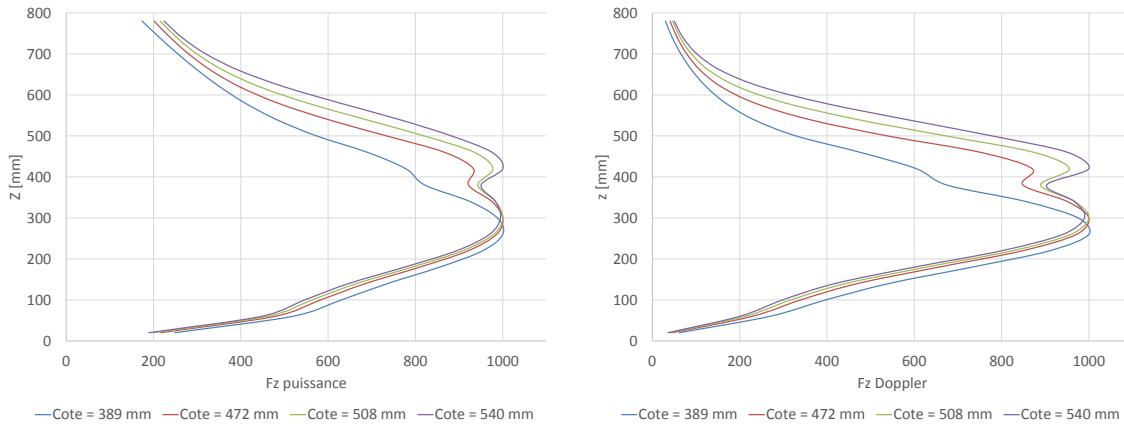


FIGURE 3.3 – Profils de puissance (gauche) et profil de Doppler (droite) à différentes cotes des BCS

La figure 3.3 représente les profils axiaux de puissance et de Doppler, normalisés à la valeur maximale, à différentes cotes des BCS calculés par le métamodèle basé sur les calculs TRIPOLI4. On note la présence des grilles de maintien des assemblages vers 400 mm diminuant la contribution à la puissance à ce niveau. Deux autres grilles sont localisées vers 200 et 600 mm, leurs effets sont moindres car les flux de neutrons sont moins importants. De plus le métamodèle a tendance à lisser les petites variations, c'est pourquoi, on ne les voit quasiment pas.

3.1.3 L'antiréactivité de l'Hélium-3

La réactivité de l'³He dépend majoritairement de sa densité dans les BT. Elle peut également dépendre de la configuration des BCS variant d'un essai à l'autre suivant la pression initiale du gaz. Environ 150 simulations TRIPOLI4 ont été réalisées en faisant varier la cote des BCS de 0 à 800 mm et la densité d'³He de 0 à 1,8 kg/m³. Un métamodèle reliant le coefficient de multiplication effectif (k_{eff}) à la densité d'³He et à la cote des BCS a été réalisé à partir de 47 simulations TRIPOLI4 ciblant la zone de criticité du cœur entre 360 et 580 mm de cote des BCS. Le choix des simulations permet d'améliorer la précision du modèle dans le domaine étudié.

Le métamodèle est un réseau de neurones à 1 couche cachée de 4 neurones dont la fonction

d'activation est la tangente hyperbolique. Pour obtenir l'antiréactivité de l' ${}^3\text{He}$ ($-\rho_{{}^3\text{He}}$), il faut faire la différence des réactivités avec et sans hélium. Cela donne l'équation suivante :

$$-\rho_{{}^3\text{He}} = \frac{1}{k_{eff}(cote, d_{{}^3\text{He}})} - \frac{1}{k_{eff}(cote, 0)} \quad (3.5)$$

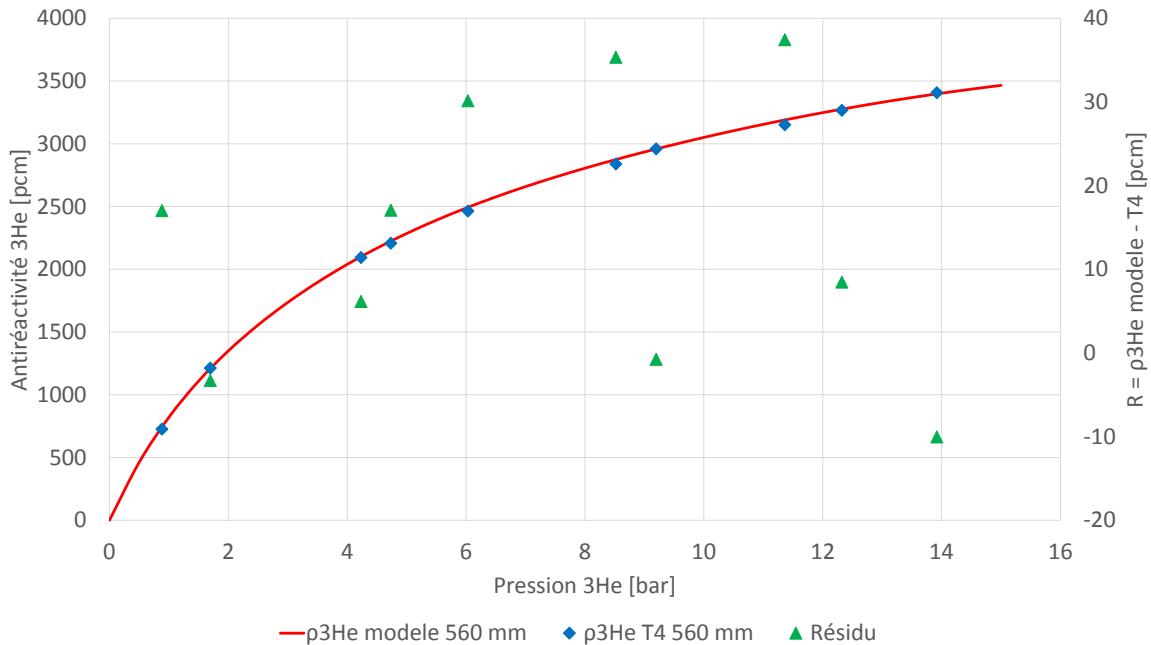


FIGURE 3.4 – Comparaison des antiréactivités de l' ${}^3\text{He}$ calculées par TRIPOLI4 et le métamodèle à une cote des BCS de 560 mm

On trace la comparaison entre le métamodèle et des calculs indépendants de la réactivité d' ${}^3\text{He}$ avec TRIPOLI4 à une cote des BCS de 560 mm sur la figure 3.4 . Le faible écart ($< 40 \text{ pcm}$) entre le métamodèle et le calcul montre qu'on peut substituer le calcul Best-Estimate par le métamodèle dans le code SPARTE.

La réactivité de l' ${}^3\text{He}$ a également été étudiée expérimentalement pendant les essais de commission de redémarrage du réacteur CABRI. Une loi de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ peut être établie par l'analyse des effets de réactivité issus d'expériences quasi-statiques. Ce travail a fait l'objet d'un stage en 2017 [63] et a été repris pendant la thèse. Les expériences consistent à établir les états critiques pour différentes pressions d' ${}^3\text{He}$ et d'étudier l'efficacité différentielle des BCS à chacune des cotes critiques. On remonte ainsi à la courbe d'efficacité intégrale des BCS et, par soustraction des états critiques, à la réactivité de l' ${}^3\text{He}$.

La mesure de l'efficacité différentielle des barres de contrôle est la première étape de l'étude. Lors des essais de commission de redémarrage du réacteur, une méthode de mesure de l'efficacité différentielle des BCS a été mise en œuvre. Cette méthode consiste à mesurer

le temps de doublement de la puissance neutronique (proportionnelle au taux de comptage des chambres bas niveau) pour des petites variations de la cote des BCS (Δz) à partir d'états critiques à plusieurs pressions d' ${}^3\text{He}$ dans les BT. Des cotes critiques sont relevées de 380 à 560 mm pour des pressions variant de 0 à 14,5 bar.

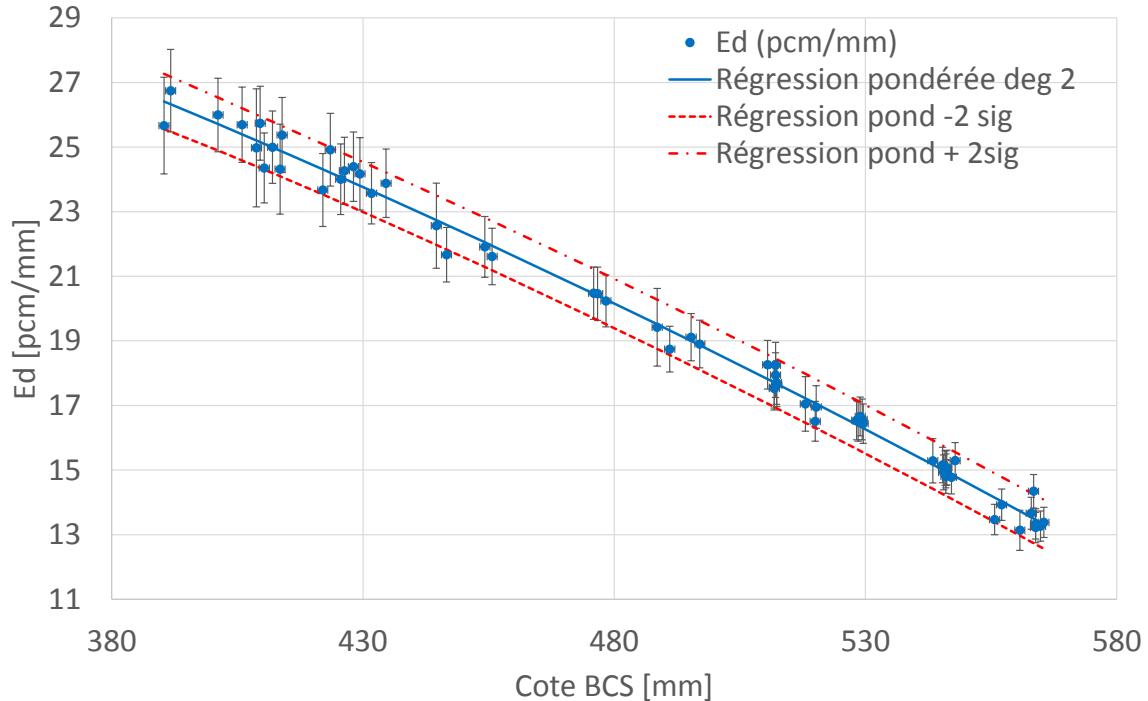


FIGURE 3.5 – Évolution de l'efficacité différentielle des BCS en fonction de leur cote issue des mesures de temps de doublement

La réactivité issue de la variation de cote est établie par l'équation de Nordheim que nous rappelons :

$$\Delta\rho = \omega \cdot \left(\Lambda + \sum_i \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \right) \quad (3.6)$$

Où la pulsation ω est liée au temps de doublement par :

$$\omega = \frac{\ln(2)}{T_D} \quad (3.7)$$

Le temps de vie à l'état critique Λ est déterminé par le métamodèle issu des calculs TRIPOLI4 pour chaque état critique. La fraction effective des neutrons retardés β_{eff} provient des calculs TRIPOLI4 avec la bibliothèque de données nucléaires JEFF.3.1.1. L'efficacité différentielle (ϵ_D) entre une cote critique z et la cote ($z + \Delta z$) est déterminée de la manière suivante :

$$\epsilon_D \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \frac{\Delta\rho}{\Delta z} \quad (3.8)$$

A partir de la mesure d'efficacité différentielle, on remonte à la courbe en S des BCS sur l'intervalle [380 ; 560] mm par intégration d'un polynôme approximant l'efficacité différentielle. L'évolution de cette efficacité différentielle en fonction de la cote des BCS est représentée sur la figure 3.5.

Le coefficient de température doit être calculé pour normaliser la loi de réactivité. En effet, les expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions aux températures de la piscine près. L'effet de température doit être pris en compte lors du calcul de la réactivité de l'³He définie dans un état critique par :

$$\Delta\rho_{^3He} = -(\Delta\rho_{BCS} + \Delta\rho_T) \quad (3.9)$$

La température de référence utilisée pour déterminer la réactivité de l'³He est de 20°C. Les mesures d'états critiques à différentes températures du système permettent de calculer le coefficient de température isotherme. Les cotes critiques des BCS à pression nulle d'³He sont comparées à 100 kW. Dans ces conditions, on a :

$$\Delta\rho_T = \alpha_T \cdot (T - T_{ref}) = \Delta\rho_{BCS} \quad (3.10)$$

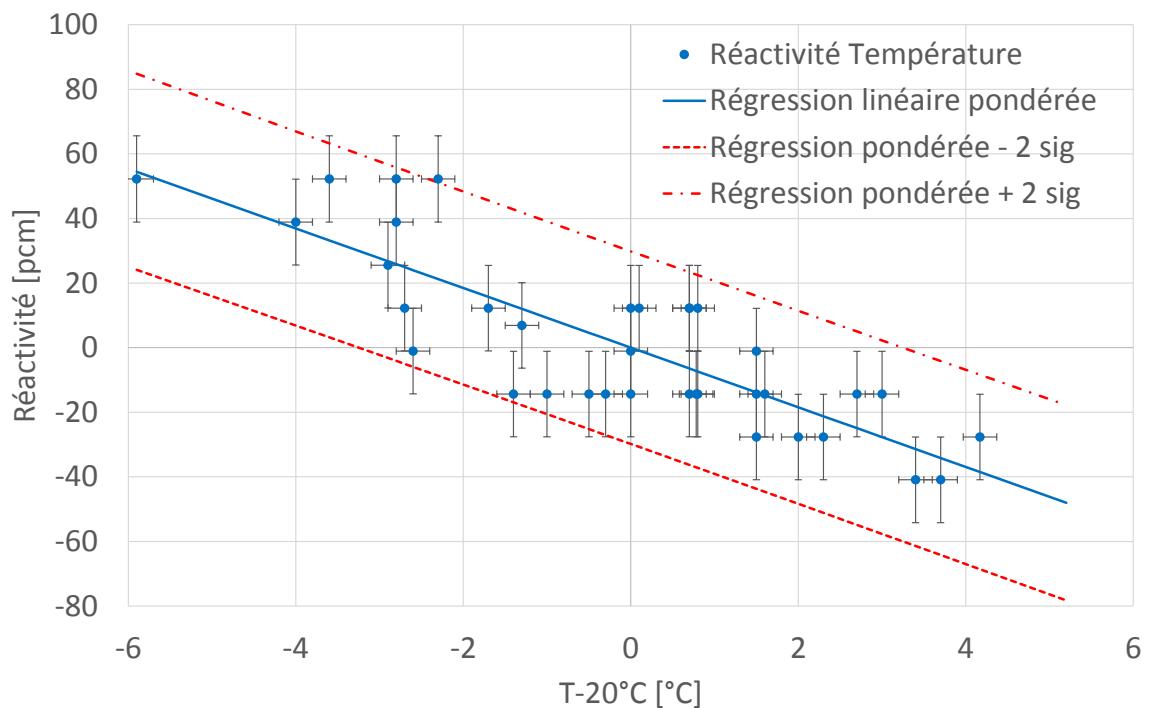


FIGURE 3.6 – Régression linéaire de l'effet de température isotherme à partir de mesures de cotes critiques à différentes températures

La campagne d'essais de “start-up” (transitoires RIA sans combustible d'essai au centre de la boucle à eau pressurisée) du premier trimestre 2017 permet d'analyser une trentaine d'états critiques à pression nulle d'hélium-3 réalisés chaque matin avant les transitoires. Ces essais permettent d'analyser la variation de cote critique avec la température. Une régression linéaire permet d'établir la valeur moyenne de cote critique à 20°C et 0 bar d'³He, qui est notre référence. Ensuite, l'équation (3.10) est utilisée pour calculer la réactivité liée à l'effet de température (de 14 à 25°C) pour chaque état critique. La régression linéaire permet d'obtenir le coefficient de température suivant (voir régression figure 3.6) :

$$\alpha_T = -9,24 \pm 1,00 \text{ } \textit{pcm}/^\circ\text{C} \quad (3.11)$$

La propagation des incertitudes sur la réactivité de l'³He permet d'estimer l'incertitude sur la loi expérimentale de réactivité. Chaque étape du calcul de la réactivité de l'³He présente ses incertitudes. L'incertitude sur la cote critique des BCS en rideau est d'environ 0,5 mm, alors que l'incertitude sur une différence de cotes est de l'ordre de 0,2 mm. L'incertitude sur la réactivité d'une petite levée de barres provient de l'incertitude sur le temps de doublement et sur les paramètres cinétiques. En ce qui concerne les paramètres cinétiques, on va négliger les incertitudes sur les β_i et ne prendre en compte que l'incertitude intégrale sur β_{eff} et l'incertitude sur Λ_{eff} .

Il est possible de calculer la variance sur l'efficacité différentielle par propagation des incertitudes au travers de l'équation de Nordheim. On considère ces incertitudes comme indépendantes les unes des autres. De façon analytique, et en considérant les variables indépendantes, la variance de la réactivité est la somme quadratique des dérivées partielles multipliées par les variances de chaque paramètre incertain :

$$V(\Delta\rho) = \left[\frac{\partial\Delta\rho}{\partial\omega} \right]^2 \cdot V(\omega) + \left[\frac{\partial\Delta\rho}{\partial\Lambda} \right]^2 \cdot V(\Lambda) + \left[\frac{\partial\Delta\rho}{\partial\beta_{eff}} \right]^2 \cdot V(\beta_{eff}) \quad (3.12)$$

L'incertitude sur le temps de vie a peu d'impact sur la réactivité et l'incertitude sur le temps de doublement est très faible. L'incertitude sur la réactivité injectée est donc essentiellement liée à l'incertitude sur la fraction effective des neutrons retardés, de l'ordre de 3 % à 1σ . L'incertitude sur l'efficacité différentielle se déduit de l'incertitude sur la réactivité à laquelle on ajoute l'incertitude Δz sur la levée de BCS. Ces incertitudes sont indépendantes, la variance de l'efficacité différentielle s'écrit :

$$V(\epsilon_D) = \left[\frac{\partial\epsilon_D}{\partial\Delta\rho} \right]^2 \cdot V(\Delta\rho) + \left[\frac{\partial\epsilon_D}{\partial\Delta z} \right]^2 \cdot V(\Delta z) \quad (3.13)$$

Ces calculs permettent de réaliser une régression polynomiale pondérée par les incertitudes. On utilise la méthode des moindres carrés généralisée avec poids. La méthode consiste à déterminer les coefficients de régression minimisant le résidu avec poids défini ci-dessous :

$$S^2 = \sum_i w_i \cdot [y_i - f(x_i)]^2 \quad (3.14)$$

Où w_i est le poids du point i défini par :

$$w_i = \frac{1}{\Delta^2 y + \left[\frac{\partial f(x_i)}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right]^2} \quad (3.15)$$

La définition du poids demande l'utilisation de la fonction de régression pour prendre en compte l'incertitude sur les x_i . Le problème consiste à résoudre le système sur les coefficients de régression a_k suivant :

$$\frac{\partial S^2}{\partial a_k} = 0 \quad (3.16)$$

Une résolution matricielle permet d'obtenir les coefficient de régression a_k avec la matrice de variances covariances. La variance sur la régression doit prendre en compte les corrélations entre les coefficients a_k . La variance composée s'écrit alors :

$$V(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot V(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial x_j} \cdot cov(x_i, x_j) \quad (3.17)$$

Les x_i sont les coefficients de la régression polynomiale a_k auxquels on ajoute le variance des résidus de la régression par rapport aux points de mesure. Lorsqu'on propage l'incertitude avec cette méthode du calcul de l'efficacité différentielle (figure 3.5) à la réactivité de l'hélium-3 en passant par le calcul du coefficient de température (figure 3.6), on obtient la courbe de réactivité avec incertitudes représentée sur la figure 3.7. La régression pondérée permet d'obtenir un polynôme de degré 6 avec une ordonnée à l'origine imposée à 0, représentant bien l'allure de l'évolution de réactivité en fonction de la pression. L'incertitude relative sur la réactivité est plus forte à basse pression d' ${}^3\text{He}$ (25 % à 2σ à 0,1 bar) qu'à haute pression (2 % à 2σ à 14,5 bar).

Sur cette figure, on compare les points de réactivité obtenus par le métamodèle issu des calculs TRIPOLI4 aux points mesurés. Les calculs TRIPOLI4 montrent que l'évolution de la réactivité diffère un peu en fonction de la cote des BCS. Cela s'explique par la proximité des barres transitoires avec les BCS ; les absorptions supplémentaires réalisées par les BCS lorsqu'elles sont plus insérées engendrent une légère baisse des absorptions de ${}^3\text{He}$. Les courbes issus des calculs sont comprises dans l'incertitude du modèle expérimental sur la majorité de la plage de pression. A haute pression le métamodèle se trouve dans l'incertitude basse. En tant qu'effet de réactivité, une incertitude de 5 % peut être attribué au métamodèle issu de la modélisation. Lorsque la pression initiale de ${}^3\text{He}$ est supérieure à environ 4 bar, l'incertitude sur la réactivité d' ${}^3\text{He}$ mesurée est assez faible pour considérer le modèle expérimental comme étant plus fiable que le modèle issu des calculs TRIPOLI4. L'incertitude sur la réactivité du gaz restant en fin de dépressurisation (environ 1/20^{ème} de la quantité initiale) devient alors faible devant l'insertion totale.

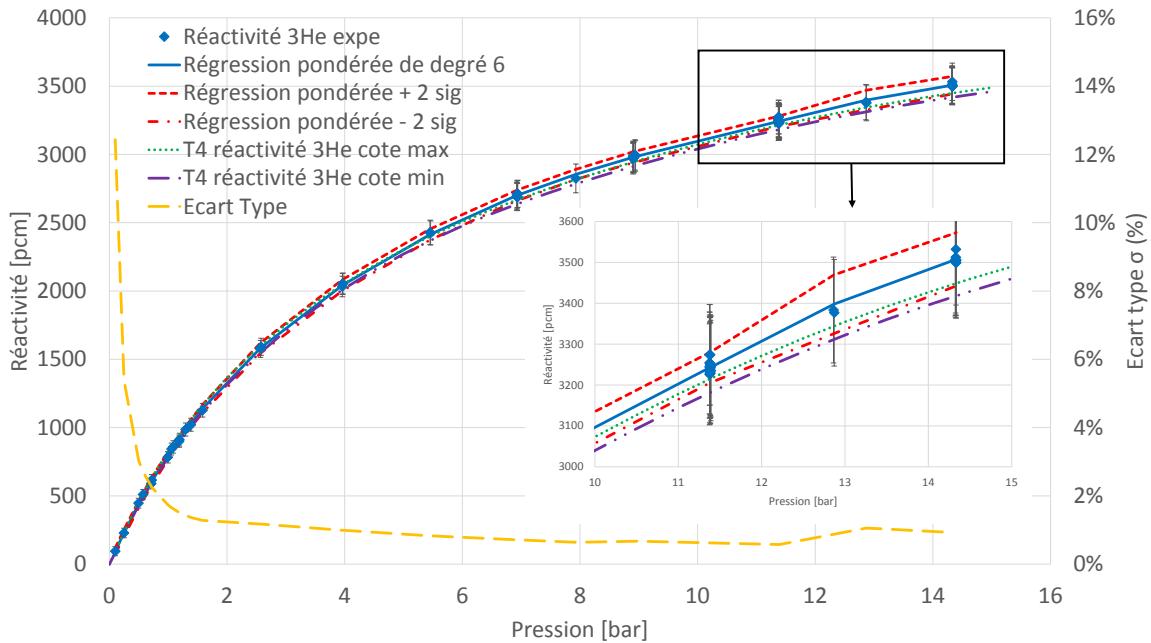


FIGURE 3.7 – Évolution de la réactivité de l'³He en fonction de sa pression (gaz pur à 20°C) avec incertitudes et comparaison au métamodèle T4

3.1.4 L'antiréactivité Doppler

L'effet Doppler est un effet de contre-réactivité provenant de l'élargissement des résonances de capture neutronique avec l'augmentation de la température du combustible. L'élargissement des résonances augmente la section efficace de capture des neutrons par l'²³⁸U dans le domaine épithermique. Historiquement, l'effet Doppler était intégré dans les codes de neutronique avec le modèle SVT. Les dernières versions du code TRIPOLI4 intègrent le modèle DBRC [64, 65] permettant de prendre en compte le phénomène d'up-scattering résonant. La réactivité Doppler est obtenue par soustraction des réactivités à une température donnée et à une température de référence (température du combustible avant le transitoire, 293 K par exemple).

$$\rho_{Dop} = \frac{1}{k_{eff}(cote, d_{3He}, T_0)} - \frac{1}{k_{eff}(cote, d_{3He}, T(K))} \quad (3.18)$$

Pour le calcul de l'antiréactivité Doppler, il est recommandé de prendre en compte les effets cristallins de l'UO₂. En effet, dans un solide cristallin, la distribution des vitesses des atomes n'est pas exactement maxwellienne comme dans le cas d'un gaz libre, due aux forces de liaison qui relient les atomes du réseau entre eux. Ce phénomène est représenté par une température effective définie par la formule empirique de Santamarina-Meister [66] :

$$T_{eff} = T \left[1 + \frac{8.6}{T} + \frac{3100}{T^2} \right] \quad (3.19)$$

L'effet Doppler est fortement dépendant des 3 variables précédentes. Le coefficient Doppler intégral est défini de la façon suivante :

$$A_D = \frac{\rho_{Dop}}{\sqrt{T(K)} - \sqrt{T_0}} \quad (3.20)$$

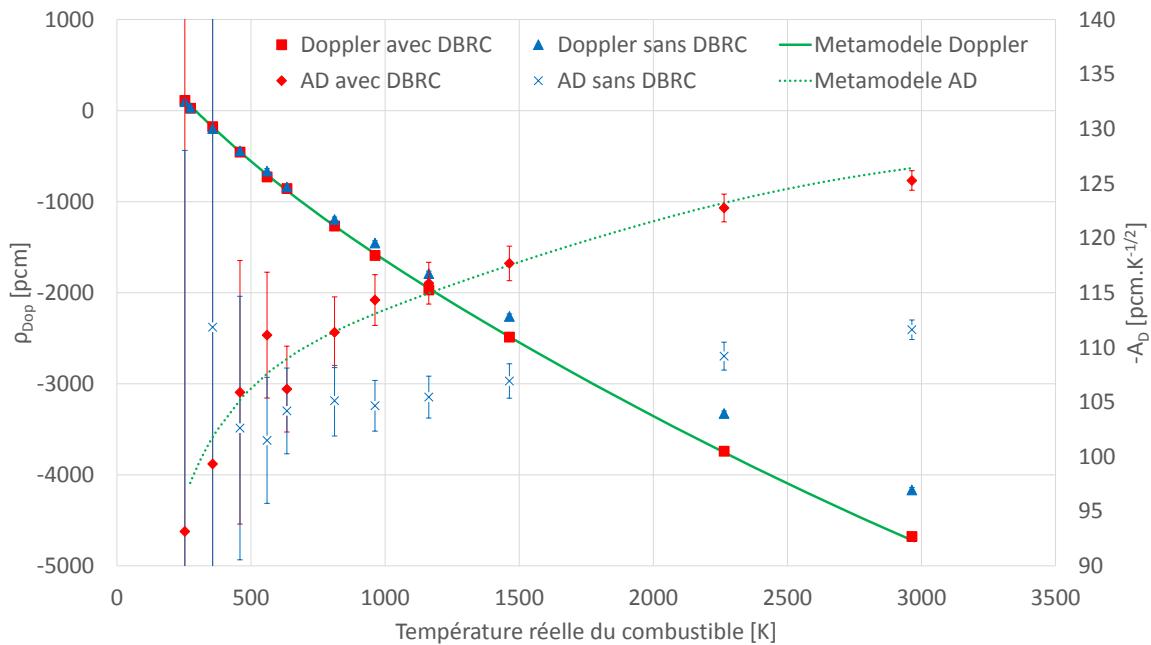


FIGURE 3.8 – Comparaison du calcul de l'effet Doppler dans CABRI avec et sans le modèle DBRC avec TRIPOLI4

Sur la figure 3.8, on compare la réactivité Doppler et les coefficients Doppler intégraux calculés avec TRIPOLI4 à différentes températures du combustible pour une même pression d' ${}^3\text{He}$ dans les BT (1 bar) et une même cote des BCS (560 mm). Le modèle DBRC renforce la variabilité du coefficient Doppler avec la température du combustible. L'antiréactivité Doppler est plus élevée lorsqu'on prend en compte le phénomène d'up-scattering résonant. On peut noter que le coefficient Doppler intégral moyen calculé (moyenne pondérée par les incertitudes) est de $107 \text{ pcm}/K^{-1/2}$ sans le modèle DBRC et $117 \text{ pcm}/K^{-1/2}$ en prenant en compte l'up-scattering résonant. On trace également l'effet de l'incertitude statistique sur le k_{eff} sur la réactivité Doppler et sur le coefficient Doppler intégral. L'incertitude statistique sur la réactivité Doppler est assez faible ($2\sigma \simeq 27 \text{ pcm}$). En proportion, l'incertitude statistique sur la réactivité Doppler est plus importante à faible température qu'à haute température, ce qui explique la grande incertitude sur le coefficient Doppler intégral.

Les sections efficaces de l'uranium sont seulement disponibles pour certaines températures allant de 0 à 3000 K. Cela réduit un peu les possibilités de plans d'expériences, mais permet tout de même de dégager de bonnes tendances. Un métamodèle de coefficient de multiplication a été réalisé, prenant en compte les 3 variables précédentes à partir d'un plan d'expériences

de 750 simulations. Sur la figure 3.8, on trace les résultats du métamodèle pour le calcul de l'évolution de la réactivité et du coefficient intégral Doppler avec la température pour les mêmes conditions de pression d' ${}^3\text{He}$ et d'insertion des BCS. La réactivité calculée avec le métamodèle est fidèle aux calculs TRIPOLI4 prenant en compte le modèle DBRC et peut donc être utilisé en remplacement dans SPARTE.

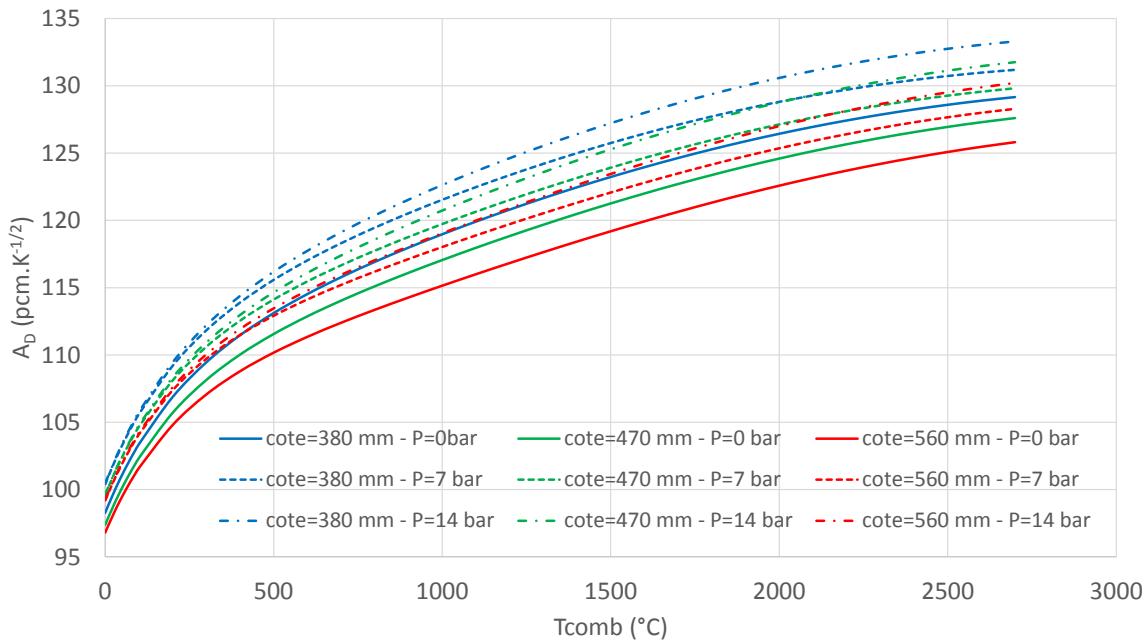


FIGURE 3.9 – Evolution du coefficient Doppler intégral absolu avec la température du combustible et la quantité des absorbants (${}^3\text{He}$ et BCS)

Plus la valeur absolue du coefficient Doppler est importante, plus la capacité du cœur à se stabiliser par effet Doppler est élevée. La figure 3.9 représente l'évolution du coefficient Doppler avec la température du combustible pour différentes cotés des BCS et différentes pressions de l' ${}^3\text{He}$. La valeur absolue du coefficient Doppler augmente lorsque la température du combustible et la pression d' ${}^3\text{He}$ dans les BT augmentent ou qu'on insère les BCS (diminution de la cote). L'ajout d'absorbants neutroniques et l'augmentation de la température engendrent, en effet, un durcissement du spectre neutronique, augmentant la proportion du flux de neutrons épithermiques. C'est dans ce domaine du spectre que l'élargissement des résonances de capture dans l' ${}^{238}\text{U}$ par effet Doppler est le plus important. Le coefficient Doppler augmente donc en valeur absolue.

Si on compare les 3 différents états critiques ((380 mm ; 0 bar) ; (470 mm ; 7 bar) ; (560 mm ; 14 bar)) à température ambiante ($\simeq 20$ °C), on remarque que les 3 courbes sont quasiment superposées. Cela implique que les effets des absorbants sont équivalents. Au cours d'un transitoire de puissance, le coefficient Doppler commence par diminuer faiblement par la dépressurisation en ${}^3\text{He}$ des BT, puis augmente avec l'augmentation de température du combustible induite par l'excursion de puissance.

On ne dispose pas d'expérience sur CABRI permettant de valider ou d'invalider le calcul du coefficient Doppler. On doit donc se contenter du modèle établi par le calcul avec une démarche Best-Estimate pour le calcul de la réactivité Doppler dans SPARTE.

3.1.5 Autres éléments de validation du formulaire de calcul neutronique CABRI

Le formulaire de calcul neutronique CABRI a été validé sur d'autres résultats d'expériences. Nous allons décrire brièvement ces éléments de validation dans ce paragraphe.

La baisse de réactivité par l'augmentation de la température du cœur provient essentiellement de la différence de densité dans le modérateur et de l'effet Doppler dans le combustible. Le coefficient de température isotherme a été calculé en modifiant simultanément la densité de l'eau et la température de calcul des sections efficaces. Les données nucléaires sont disponibles dans les bibliothèques à 294 K et 300 K. Sur cette plage de températures, le coefficient de température calculé vaut :

$$\alpha_T = -9,6 \pm 1,4 \text{ pcm/}^\circ\text{C} \quad (3.21)$$

La valeur centrale calculée du coefficient de température isotherme est comprise dans l'intervalle de confiance à 95 % de la mesure ($-9,24 \pm 1,00 \text{ pcm}$).

Au cours des essais de commission C1, des mesures d'efficacité totale des BCS ont été réalisées par la méthode du "rod-drop" consistant à faire chuter les BCS à partir d'une situation critique. L'analyse des essais de "rod-drop" dans CABRI avec la méthode des facteurs MSM est présentée dans [67]. L'accord calcul mesure sur la réactivité des barres de commande et de sécurité est bon. On observe une légère sous-estimation par le calcul de la réactivité intégrale des BCS comprise dans l'intervalle de confiance à 95 %.

Un programme de dosimétrie a été réalisé dans CABRI [68] et a permis, notamment, d'étudier la distribution 3D de puissance dans le cœur. Les rapports de distribution de flux, établis à partir de l'analyse des dosimètres en or et en cobalt, répartis dans le cœur de CABRI ont été comparés aux calculs de distribution 3D de flux avec le formulaire de calcul neutronique CABRI. Globalement, les résultats sont très bons. Ce travail a montré :

- Axialement, une légère surestimation du flux dans la moitié haute du cœur,
- Radialement, une légère surestimation du flux vers le centre du cœur (du côté de la cellule expérimentale)

Cependant, ces écarts restent en général compris dans l'intervalle d'incertitudes (environ 6 à 8% à 2σ).

Globalement, le bon accord calculs/mesures permet de qualifier le formulaire de calcul neutronique CABRI, et de l'utiliser en tant que données d'entrée de SPARTE lorsque certains résultats de mesures sont indisponibles.

3.2 Etude CFD de la dépressurisation du circuit Barres Transitoires

Cette étude [69, 70] vise à reproduire avec précision les dépressurisations dans les barres transitoires i.e. dans les tubes guides situés en cœur. Pour cette approche CFD, le logiciel STAR-CCM+ [44] a été sélectionné. L'objectif de la simulation est d'estimer l'évolution de la densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT au cours des transitoires. La première étape de la simulation consiste à réaliser un maillage représentant la partie fluide du circuit.

3.2.1 Définition de la simulation : maillage et modèles

La première étape de la simulation concerne la création de la géométrie du système des BT et d'un maillage. La géométrie du système est obtenue par l'extraction de la partie fluide de la géométrie CAO (figure 1.12 du chapitre 1) à l'aide de l'assistant inclus dans STAR-CCM+. L'extraction demande un effort de simplification pour supprimer les petits recoins (pas de vis par exemple). Ces simplifications sont réalisées dans le respect de la géométrie des composants essentiels du circuit des barres transitoires. Ces petits volumes auraient entraîné une augmentation considérable du nombre de mailles et des erreurs de maillage.

3.2.1.1 Construction du maillage

La géométrie obtenue est ensuite découpée en plusieurs régions séparées par des interfaces. Ce découpage permet d'appliquer à chaque région des paramètres différents (maillage, conditions de surface, conditions initiales). On a appliqué dans la majorité du circuit un maillage de type Trimmer (matrice hexaédrique). En surface, 2 couches prismatiques d'une épaisseur totale de 2 mm délimitent le domaine. Le mailleur projette le cœur du maillage sur les surfaces pour créer des mailles prismatiques. Ces mailles améliorent la précision de la solution du problème fluide, car la prédition de certaines caractéristiques du fluide, comme des pertes de charges, dépendent de la résolution des gradients de vitesse et de température aux couches limites. Deux régions du maillage se distinguent du reste du circuit :

- Le réservoir de 1000 litres en aval de l'écoulement, sous vide avant l'ouverture des vannes,
- Les 96 tubes formant les 4 barres transitoires.

Dans le premier, un maillage grossier est suffisant car l'écoulement local a peu d'influence sur l'écoulement en amont. Dans le second, l'écoulement est unidirectionnel vers le haut et demande un niveau de raffinement du maillage plus élevé due aux faibles dimensions (~ 8 mm de diamètre par tube). Dans les 2 cas, un maillage polyédrique avec extrusion des mailles de surface est choisi. Le pas de maillage est augmenté pour le réservoir (40 mm) et diminué pour les tubes (10 mm) (moyenne = 20 mm). Le maillage polyédrique est composé de mailles (en forme de polyèdres) permettant de mieux épouser la forme du volume fluide. Cela s'avère très utile au niveau des collecteurs des barres transitoires composés de croisement de tubes verticaux et horizontaux. La géométrie du système sur les limites de l'écoulement peut être

modélisé par l'extrusion de la surface. On crée des mailles de même diamètres mais plus longues afin de réduire le nombre total de mailles, tout en conservant leur nombre dans le plan XY, mais les mailles sont allongées dans la hauteur, donc dans le sens de l'écoulement. L'économie d'environ 300000 mailles permet de réduire considérablement le temps nécessaire de calcul d'un transitoire.

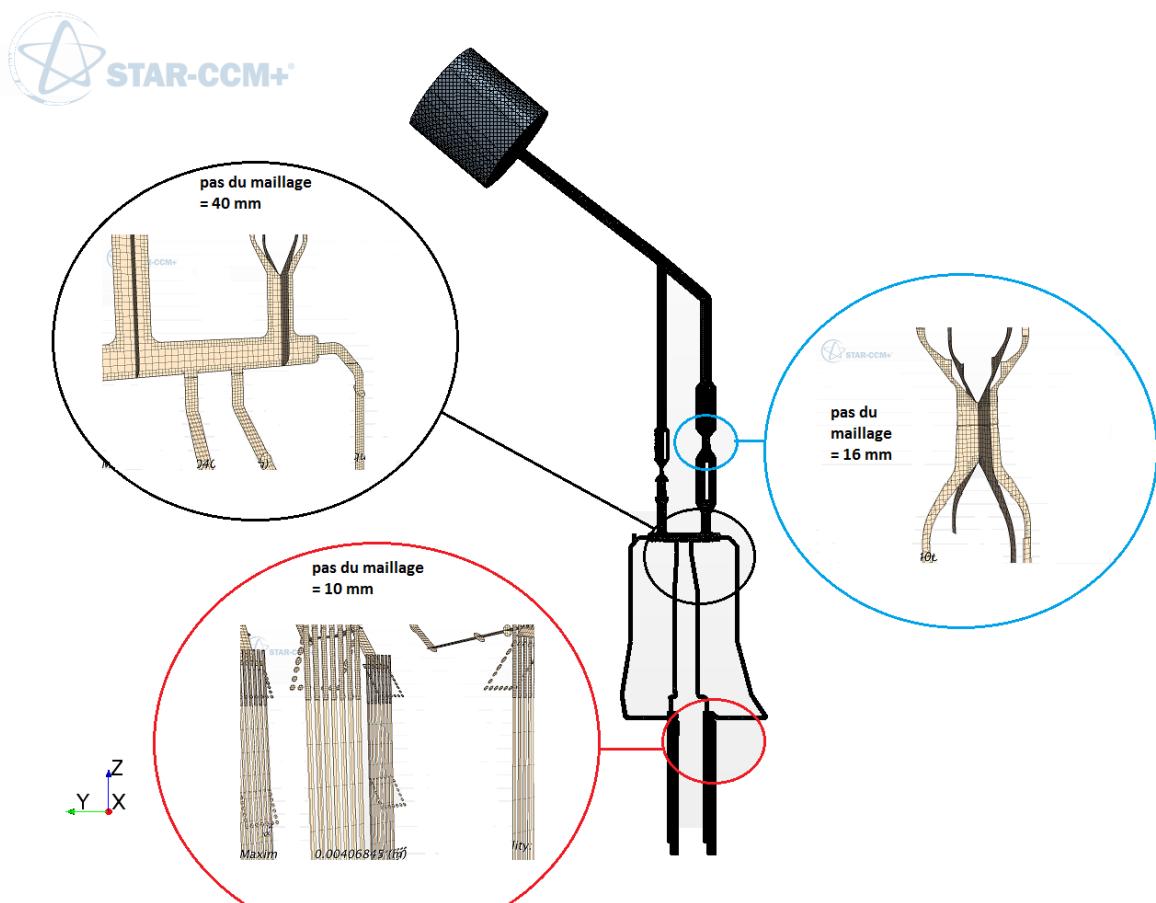


FIGURE 3.10 – Maillage de la partie fluide du circuit BT

La figure 3.10 représente une visualisation du maillage avec des zooms sur des coupes du maillage à des emplacements précis. Cela permet de visualiser l'intérieur du maillage au niveau du collecteur, des barres transitoires et des vannes de la voie gros débit. Le maillage final optimisé est composé d'environ 460000 mailles.

3.2.1.2 Le mouvement des vannes rapides

Au début d'une dépressurisation, les vannes rapides VABT01 et VABT02 sont fermées. Au lieu de considérer leur ouverture instantanée au début de la dépressurisation, on considère une ouverture progressive des vannes. Nous n'avons pas accès à la vitesse d'ouverture de la

vanne rapide mais des enregistrements vidéo de l'ouverture de la vanne rapide au cours de la rénovation du circuit nous indiquent que la vanne s'ouvre en moins de 5 ms. Afin de déterminer la position en fonction du temps, il faut comprendre le fonctionnement par déséquilibre de chambres des vannes rapides. Les vannes rapides s'ouvrent grâce à un fluide de commande (N_2 , $P \simeq 100 \text{ bar}$ pour actionner la VABT01 et $P \simeq 50 \text{ bar}$ pour la VABT02). Le fluide fait pression sur un piston relié par un arbre au clapet d'ouverture de la vanne (voir figure 3.11).

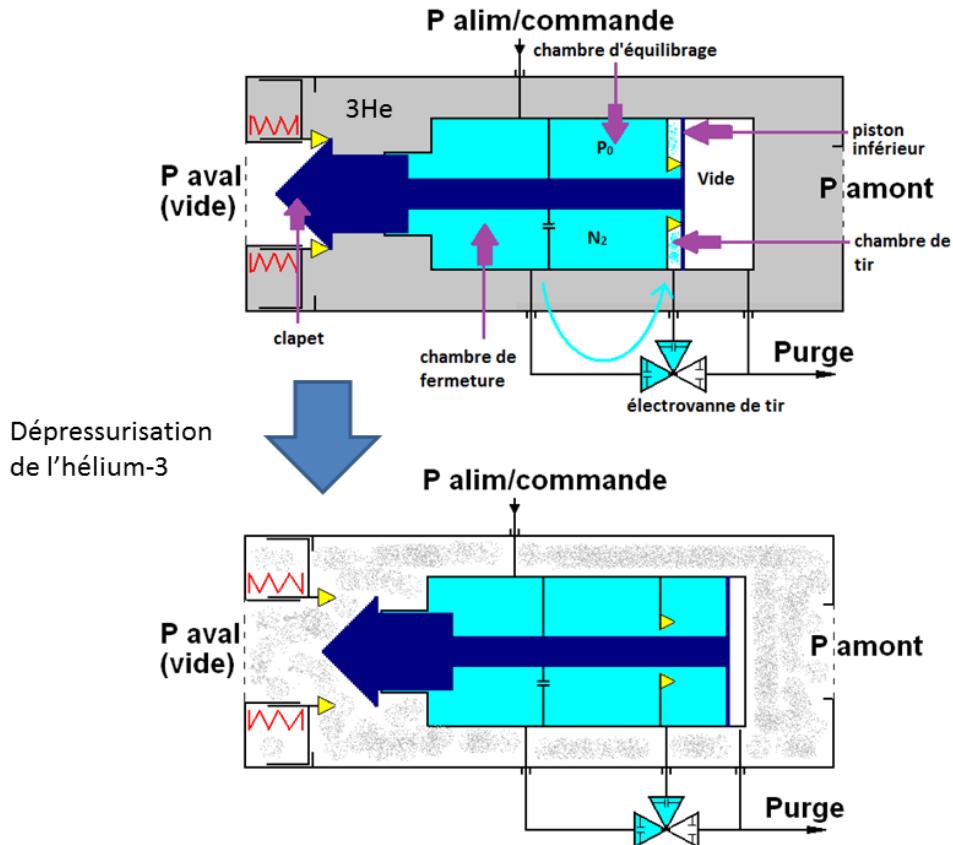


FIGURE 3.11 – Fonctionnement des vannes rapides

En supposant que la seule force qui s'applique sur le clapet est la pression du fluide de commande, on peut appliquer le principe fondamental de la dynamique sur le piston en une dimension :

$$m \cdot a = P_0 \cdot S_{piston} \quad (3.22)$$

On intègre 2 fois cette égalité pour connaître la position du clapet en fonction du temps.

$$\frac{dx}{dt} = P_0 \cdot S_{piston} \cdot t + v_0 (= 0) \quad (3.23)$$

$$x(t) = \frac{1}{2} \cdot P_0 \cdot S_{piston} \cdot t^2 + x_0 \quad (3.24)$$

On ne connaît pas la surface du piston, on détermine donc expérimentalement λ^2 tel que :

$$H(t) = x(t) - x_0 = X_{max} \cdot \lambda^2 \cdot t^2 \quad (3.25)$$

Où H est l'ouverture de la vanne, soit la distance entre le clapet et le point de fermeture. On suppose que cette équation est valable jusqu'à l'ouverture maximale de la vanne. Cette hypothèse est licite, dans la mesure où ce qu'il se passe en fin d'ouverture n'a pas un grand intérêt pour nous. En effet, le pointeau de la vanne rapide VABT01 a une amplitude de l'ordre de 50 mm (25 mm pour la VABT02), quant à la section de passage de l'hélium, elle n'évolue plus à partir de 30 mm de course. Il n'y a donc pas besoin de décrire précisément l'ouverture de la vanne en fin de course.

Une différence notable calcul/expérience sur la pente de dépressurisation en début de dépressurisation nous a poussé à inclure le mouvement de ces vannes rapides dans la simulation. L'objectif est de déterminer λ (inverse du temps caractéristique d'ouverture) tel que la pente avant le démarrage de la dépressurisation au niveau du capteur soit la même expérimentalement et lors des calculs de CFD. En effet, on a remarqué expérimentalement, lors des essais de la commission du système de barres transitoires, que la pente en début de dépressurisation était indépendante de l'ouverture de la vanne de réglage. Cela signifie que pendant un certain temps, la section de passage limitante ne se trouve pas au niveau de la vanne de réglage, mais au niveau de la vanne rapide qui a toujours le même comportement, quelles que soient l'ouverture de la vanne en aval et la pression de l'hélium 3 dans les barres en amont.

Du point de vue de la simulation, ouvrir une vanne signifie la modification du maillage au cours de la simulation. La méthode utilisée consiste à arrêter la simulation, modifier la géométrie, la remailler et relancer la simulation. Une macro JAVA est créée pour réaliser ce procédé à chaque simulation. Tout d'abord, 8 géométries de vanne rapide sont enregistrées correspondant à 8 courses du pointeau différentes (0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 48 mm pour la VABT01). La figure 3.12 représente la coupe du maillage de la VABT01 à 2 instants d'un calcul.

Une autre méthode, le morphing, consiste à étirer les mailles à chaque itération. Cette méthode a été testée sur la simulation, mais cela crée des mailles trop étirées et crée des erreurs. Pour une variation de 10 % de la section de passage, le morphing peut être une très bonne solution ne demandant pas de réaliser de macros. Pour cette étude, 2 macros sont nécessaires :

1. La première permet d'initialiser la simulation, la lancer, l'arrêter lorsque les critères d'arrêt sont atteints, lancer la deuxième macro, et redémarrer lorsque cette dernière est terminée.
2. La deuxième, lancée à partir de la première permet, de remailler la vanne rapide. Suivant la course du pointeau, la macro va choisir la course suivante (par exemple 8

mm) et trouver la géométrie préalablement enregistrée pour remplacer la précédente (4mm, voir paragraphe précédent). Les contours sont ensuite recalculés, puis le maillage automatique de la VABT01 est lancé.

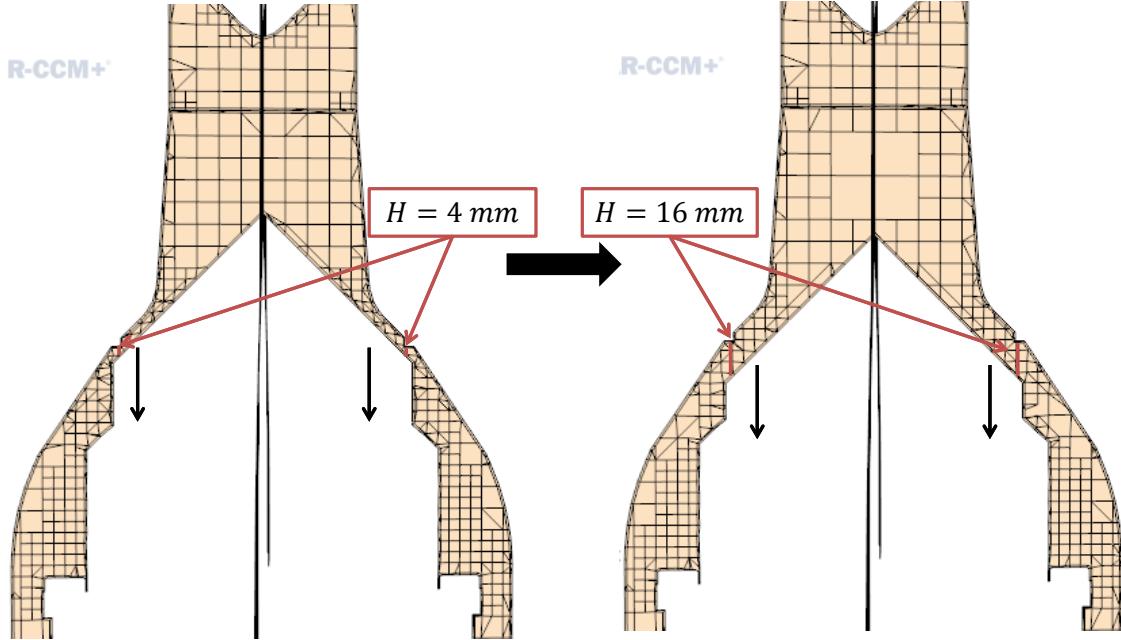


FIGURE 3.12 – Évolution du maillage de la VABT01 au début d'une dépressurisation

La simulation consiste à modéliser la dépressurisation d'un gaz après l'ouverture d'une vanne dans le circuit BT. Le prochain paragraphe traite des modèles utilisés pour traiter le problème.

3.2.1.3 Les modèles utilisés par la CFD

Les modèles physiques sélectionnés pour la simulation sont les suivants :

- Modélisation 3D ;
- L'approche RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) pour résoudre les équations de Navier-Stokes ;
- L'utilisation d'un modèle de turbulence. Le modèle $k - \epsilon$ consiste à représenter les effets de la turbulence par une viscosité turbulente [71]. Cette viscosité turbulente est calculée grâce à l'énergie turbulente par unité de masse k , et la dissipation d'énergie par unité de masse ϵ . Chacun de ces 2 termes est solution de l'équation du transport ;
- Loi de parois « All y+ wall treatment » pour approximer les couches limites ;
- Calcul transitoire avec le solveur implicite. Le schéma implicite traite toutes les mailles en même temps au contraire d'un schéma explicite. La stabilité du calcul en est grandement améliorée ;
- L'état de l' ${}^3\text{He}$ est défini par l'équation d'état des gaz parfaits ($PV = nRT$). Les lois d'évolution de la conductivité thermique [72] et de la viscosité dynamique [73] de l' ${}^3\text{He}$

en fonction de la température ont été implémentées dans la simulation, compte tenu des spécificités de l'étude.

De plus, la résolution numérique d'un problème en transitoire nécessite de traiter finement le pas de temps. Le paragraphe suivant explique comment nous avons optimisé le pas de temps à chaque étape pour gagner en temps de calcul tout en garantissant le bon traitement des informations.

3.2.1.4 Réglage du pas de temps

Dans la simulation d'un transitoire, le pas de temps est un paramètre très sensible. En effet, la simulation de la dépressurisation ne consiste pas simplement au calcul de conditions finales à partir de conditions initiales. Le calcul doit converger à chaque pas de temps de la simulation. Afin d'être sûr de ne pas diverger, il faut que le calcul respecte la condition CFL (Courant Friedrichs Lewy) c'est-à-dire :

$$C = \frac{v \cdot \Delta t}{\Delta x} < CFL \quad (3.26)$$

Où v est la vitesse du fluide, Δt le pas de temps et Δx le pas du maillage.

En général, on fait en sorte que le CFL (nombre de courant numérique défini dans la simulation) soit proche de 1. Physiquement, cela veut dire qu'une particule fluide se déplace d'au maximum une cellule pendant un pas de temps. Un nombre de courant (C) trop grand a tendance à faire diverger le calcul vers des valeurs non physiques de vitesse et donc vers des résultats de simulation erronés. Les vitesses de l'écoulement gazeux sont de l'ordre du mach c'est-à-dire aux alentours de 1000 m/s pour de l'hélium-3. Cela provient du choc sonique ayant lieu au niveau de la vanne due à la différence de pression entre l'amont et l'aval. Quand on analyse le maillage, on voit que les plus petites mailles mesurent environ 1 mm, si on fixe le nombre de courant à 1, on obtient alors un pas de temps de 1 μ s. Pour une simulation de 1 s (SD2 lente), cela représente un coût de 10^6 itérations et 5 fois plus de sous itérations. Sachant qu'une itération prend une dizaine de secondes avec 4 coeurs Linux/3,4 GHz, le temps d'un calcul serait de l'ordre de 4 mois.

Ce type de calcul à pas de temps fixe n'est pas réalisable en un temps raisonnable (jusqu'à une semaine sur 4 coeurs est un temps raisonnable). L'optimisation du pas de temps de calcul est une étape primordiale pour optimiser à la fois la qualité des résultats et les temps de calculs. Un pas de temps évolutif, réagissant à la physique du système est nécessaire.

On a remarqué qu'en début de simulation, un pas de temps de 10^{-7} s était nécessaire à la convergence du calcul de l'onde choc. Puis il est possible d'augmenter le pas de temps au cours de la simulation. Une solution est proposée sur le forum du programme, pour automatiser l'évolution du pas de temps en fonction du nombre de courant maximum calculé dans la simulation. On définit une valeur minimale et une valeur maximale de nombre de courant. Le pas de temps est multiplié ou divisé par un facteur $f > 1$, pour que le nombre de courant observé soit compris entre le maximum et le minimum.

Dans le cas de notre simulation, on maintient le nombre de courant moyen dans la zone des vitesses élevées (nombre de mach supérieur à 0,2) aux alentours de 1. La méthode pour trouver ce critère est certes empirique, mais respecte bien la physique du phénomène simulé.

3.2.1.5 Les échanges de chaleur avec la piscine

Le circuit est immergé dans la piscine, sauf le réservoir de décharge qui se trouve à l'extérieur (air à température ambiante du hall réacteur). La piscine est à une température variant de 10 à 40 °C. L'eau est un bon conducteur de chaleur. La surface d'échange entre les barres transitoires et la piscine est d'environ 3 m² pour une contenance des 96 tubes d'environ 7 l. De plus les simulations avec l'hypothèse de parois adiabatiques ont montré de gros écarts de température de l'³He au cours de la dépressurisation induisant une différence de plus de 100 K avec le milieu extérieur dans certains cas. On décide donc de modéliser les échanges de chaleur avec le milieu extérieur. On définit un environnement à température constante, un coefficient d'échange correspondant au milieu extérieur et une résistance thermique. Cette dernière est le résultat de la formule suivante : $R_{th} = \frac{e}{\lambda}$ dans laquelle e est l'épaisseur du matériau et λ la conductivité thermique de ce dernier (acier [74] ou Zircaloy 4 [75]).

3.2.1.6 Autres phénomènes testés

On s'est également intéressé à d'autres phénomènes comme la viscosité du gaz ou le mélange gazeux entre l'³He et l'azote. L'³He est un fluide très peu visqueux. De ce fait, la modélisation de la rugosité des parois n'a pas d'influence sur l'écoulement. La modélisation de deux gaz distincts n'a montré aucune différence avec l'utilisation d'un gaz équivalent au mélange homogène. Cela s'explique par une vitesse d'homogénéisation (cinétique des gaz) beaucoup plus rapide que la vitesse de circulation moyenne dans le circuit. La modélisation de ces phénomènes induit un temps de calcul plus élevé. Ils n'ont donc pas été conservés dans la modélisation finale de la dépressurisation des BT.

3.2.1.7 Étude phénoménologique

En début de simulation, le gaz est à la pression voulue dans la partie amont du circuit et à quelques millibar dans la partie aval. La limite géométrique entre la partie amont et la partie aval se situe au point de fermeture de la vanne rapide utilisée. Les outils de traçage de STAR-CCM+ permettent notamment de visualiser l'évolution de la pression en direct dans le circuit ainsi que le champ de vitesse. Les 2 profils sont visibles à 0,5 ms et 2,0 ms après le début de la dépressurisation sur la figure 3.13.

Ces temps sont particulièrement intéressants car ils sont en début de dépressurisation pendant la phase où les ondes de choc et de raréfaction parcourrent le circuit. En effet, en début d'écoulement d'un gaz entre une zone à forte pression et une zone à basse pression, 2 ondes se forment : l'onde de choc (représentée en orange sur le profil de vitesse) et l'onde de

raréfaction (bleu), c'est le phénomène du tube à chocs. L'onde de raréfaction se déplace à la vitesse du son dans le milieu, soit près de 1000 m/s dans l'hélium 3. Cette onde se propage au fur et à mesure que le front de dépressurisation avance à des endroits de plus en plus éloignés du choc initial. Par exemple, pour une dépressurisation par la voie gros débit, l'éloignement d'environ 2 m du capteur de pression situé proche du collecteur par rapport à la vanne rapide induit un décalage d'environ 2 ms entre le début de la dépressurisation et la détection de la première inflexion. La dépressurisation dans les 96 tubes composant les barres transitoires commence seulement 4 à 5 ms après l'ouverture du circuit.

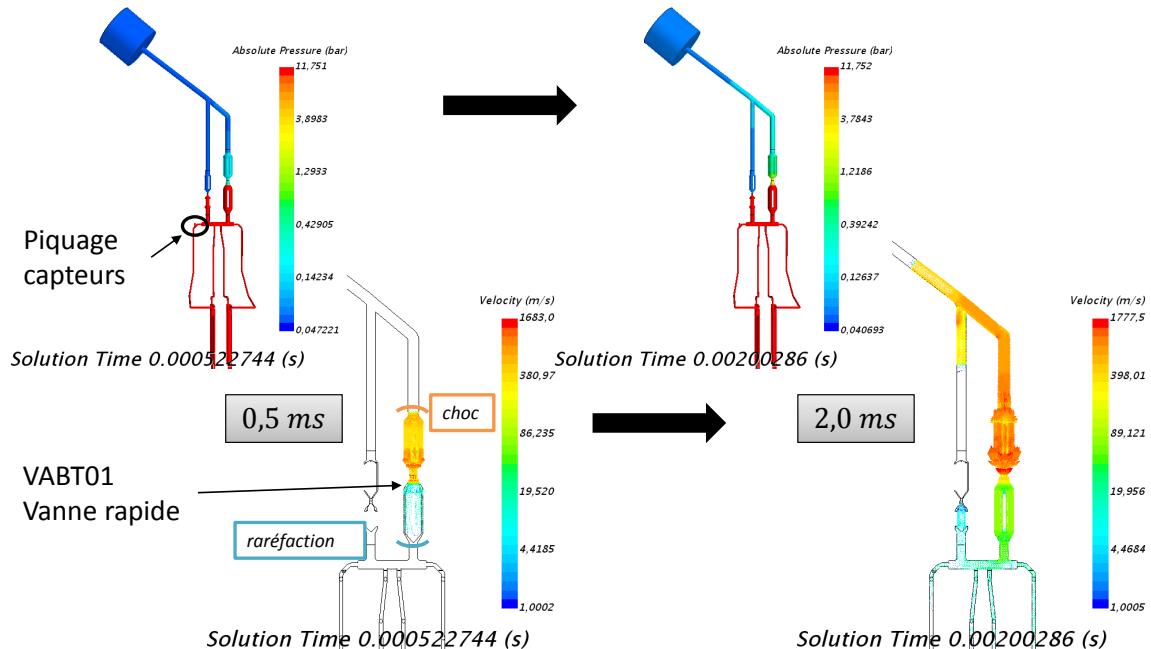


FIGURE 3.13 – Évolution de la distribution de pression et de vitesse de l'³He au début d'une dépressurisation

3.2.2 Validation du schéma de calcul

Dans cette partie, on s'intéresse à la validation du schéma de calcul de la dépressurisation des BT. La première étape consiste à vérifier la validité des modèles pour le phénomène étudié. La deuxième étape porte sur la validation du raffinement du maillage. Finalement, la comparaison calculs/expériences permet de calibrer la simulation.

3.2.2.1 Validation numérique

La validation numérique consiste à la fois à valider les modèles et le maillage [76]. La validation des modèles consiste à vérifier qu'ils sont adaptés à notre problème en les utilisant sur un cas simple que l'on résoud analytiquement. Le cas de la dépressurisation par une

tuyère de Laval d'un volume isolé présenté dans le chapitre 2 (figure 2.3) a été modélisé avec le logiciel STAR-CCM+. Les mêmes modèles ont été affectés à cette simulation avec un maillage hexaédrique.

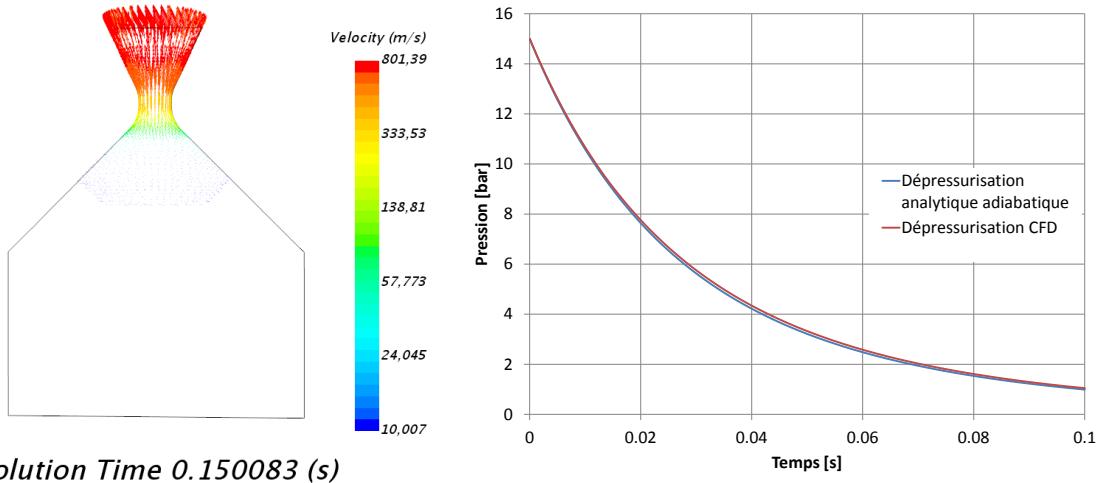


FIGURE 3.14 – Champs de vitesse représenté sur la géométrie simulée (gauche) et comparaison de l'évolution temporelle de la pression moyenne en amont du col sonique (droite)

On a comparé l'évolution de la pression moyenne dans le volume initialement sous pression, avec l'évolution théorique définie par l'équation (A.24). Les conditions initiales fixées sont une pression en amont de la tuyère de 15 bar et une température du système de 300 K soit 27 °C. Le col a un diamètre de 50 mm. Le volume en amont du col est de 52 l soit un volume représentatif des BT.

La figure 3.14 représente à la fois la phénoménologie de la dépressurisation par la tuyère et la comparaison calculs CFD/analytique. On s'est appliqué dans la modélisation de la géométrie, à réaliser un col sonique sans pertes de charges pour être représentatif du cas analytique. On remarque que la simulation CFD est très proche du calcul analytique. L'écart maximum de pression entre les 2 courbes est de l'ordre de 5 %.

La validation du maillage consiste à étudier l'impact du raffinement du maillage sur la sortie du calcul [77, 78]. Le maillage a donc été affiné pour atteindre 1,7 millions de mailles [69]. On représente sur la figure 3.15 les calculs d'évolution de pression au niveau du piquage des capteurs pour le maillage raffiné et le maillage optimisé. On trace également l'évolution du résidu (écart entre les deux calculs) au cours de la dépressurisation.

La comparaison des pressions au niveau du capteur montre un bon accord entre le maillage optimisé et le maillage raffiné. L'écart maximum de pression est de l'ordre de 2 % à l'instant de l'effet "saddle". Le maillage optimisé peut donc être utilisé pour l'étude sans dégradation des résultats. On va maintenant s'intéresser à la validation expérimentale de la simulation par comparaison aux mesures de pression au niveau du piquage.

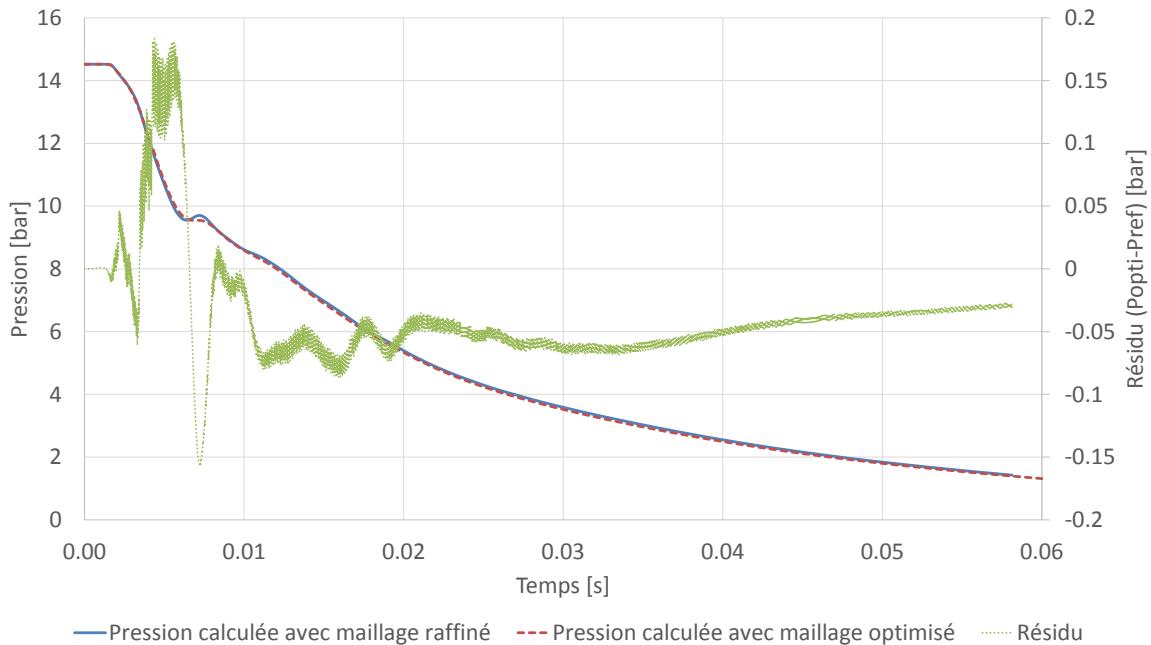


FIGURE 3.15 – Comparaison de l'évolution calculée de pression au niveau du capteur de pression avec le maillage optimisé et le maillage raffiné

3.2.2.2 Calibration de la simulation par rapport aux dépressurisations mesurées

La validation expérimentale consiste à comparer les résultats de calculs aux mesures. Le seul point de validation que nous pouvons étudier se trouve au niveau des capteurs de pression, proche du collecteur du circuit BT. La simulation est valide si elle reproduit l'évolution temporelle de la pression d'hélium-3 au niveau du capteur pour différentes configurations du circuit BT. Il apparaît assez rapidement que les dépressurisations calculées sont plus rapides que les dépressurisations mesurées.

Les effets des modèles de mouvement d'une vanne rapide et d'échanges de chaleur dans les barres transitoires avec la piscine ont été étudiées (voir figure 3.16). Ces 2 effets permettent de se rapprocher de l'expérience en ralentissant la perte de pression au niveau du capteur. Cependant, il reste une différence entre le calcul et l'expérience. Cette différence est attribuée aux pertes de charge et est modélisée par un coefficient de décharge au niveau de la vanne de réglage (C_d). Le coefficient de décharge d'une vanne peut être défini de la façon suivante :

$$A^* = C_d \cdot A \quad (3.27)$$

Où A est la section de passage de la vanne et A^* est la section de passage réduite. La section réduite correspond à la section de l'écoulement. Elle diffère de la section géométrique par les effets de pertes de charge géométriques et aux effets de viscosité du fluide. Dans le cas d'un gaz, l'effet de viscosité est très faible.

Une maquette a été réalisée avant même la mise en place du circuit dans CABRI dans les

années 70. Cette maquette était instrumentée et à la même échelle que le circuit réel. Elle a notamment permis de dimensionner les vannes de réglage pour les objectifs expérimentaux de vitesse d'injection de réactivité. Lors des essais réalisés sur cette maquette, les dépressurisations avec un col de 80 mm de diamètre (diamètre hydraulique théorique de la vanne) et la vanne VABT03 ouverte au maximum ont été comparées. Il a été montré expérimentalement que la vitesse de dépressurisation était plus faible avec la vanne. Cette différence correspond à un coefficient de décharge d'environ 0,8.

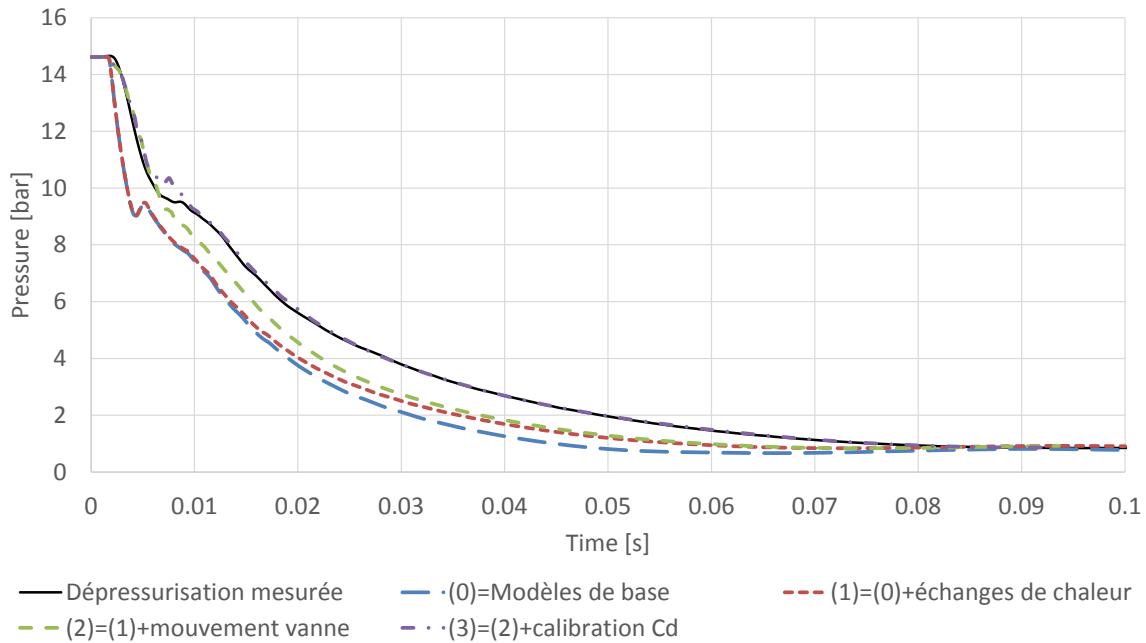


FIGURE 3.16 – Influence des modèles et calibration de la simulation par rapport à une dépressurisation mesurée

On a réalisé le même type d'étude par CFD en remplaçant la vanne par un col de 80 mm de diamètre. On explique seulement un coefficient de décharge de 0,95. Cela montre un écart entre la simulation et la réalité des pertes de charges dans les vannes de réglage. Des pertes de charges supplémentaires existent dans le circuit actuel, plus complexe que la maquette. L'écart calcul/expérience peut être lié aux simplifications géométriques sur les vannes qui ont permis de créer le maillage. Pour calibrer la simulation aux mesures, il faut réduire l'ouverture des vannes de réglage pour obtenir une perte de charge équivalente à un coefficient de décharge d'environ 0,7.

3.2.2.3 Comparaison des calculs aux résolutions analytiques

Lorsque cela est possible, il est préférable de relier un métamodèle à une loi physique plutôt qu'à une méthode purement numérique. Cette procédure a le grand avantage d'augmenter la confiance lorsqu'on extrapole le modèle hors des bornes des données d'entrée qui ont permis

de l'établir. Dans le but d'établir un métamodèle d'évolution temporelle de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT, il est intéressant de relier la dépressurisation aux modèles simplifiés. Nous avons étudié, dans le chapitre précédent, la solution analytique de la dépressurisation d'un gaz dans un système adiabatique d'un volume pressurisé vers le vide. La densité est directement proportionnelle à la masse dont l'évolution est régie par l'équation (A.19). Pour le modèle adiabatique, on a donc :

$$\rho_{{}^3\text{He}} = \rho_0 \cdot (Bt + 1)^{\frac{-2}{\gamma-1}} \quad (3.28)$$

Une autre résolution du problème est possible si on considère le gaz isotherme dans le volume pressurisé. Les calculs CFD montrent que la baisse de température de l'hélium-3 pendant la dépressurisation est moindre lorsqu'on considère les échanges de chaleur avec la piscine. Le système n'est pas isotherme mais s'en rapproche grâce aux parois laissant passer la chaleur. La résolution analytique du problème isotherme part de l'équation (A.13) où l'hypothèse adiabatique n'est pas encore utilisée :

$$-\dot{m} = \frac{m}{V} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \cdot A^* \cdot \sqrt{\gamma r T \cdot \frac{2}{\gamma+1}} \quad (3.29)$$

On fait l'hypothèse que le gaz est isotherme soit $T = T_0$. De plus, la masse volumique est proportionnelle à la masse, et on rappelle que $t_c = \frac{V}{A^* \cdot c}$:

$$-\dot{\rho} = \frac{\rho}{t_c} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}-\frac{1}{2}} \quad (3.30)$$

$$\Rightarrow -\dot{\rho} = \frac{\rho}{t_c} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{2-2\gamma}} \quad (3.31)$$

La solution de cette équation est simple et s'écrit :

$$\rho(t) = \rho_0 \cdot e^{-(\frac{\gamma+1}{2})^{\frac{1+\gamma}{2-2\gamma}} \cdot \frac{t}{t_c}} \quad (3.32)$$

L'évolution de pression isotherme est proportionnelle à l'évolution de masse volumique et s'écrit simplement :

$$P(t) = P_0 \cdot e^{-(\frac{\gamma+1}{2})^{\frac{1+\gamma}{2-2\gamma}} \cdot \frac{t}{t_c}} \quad (3.33)$$

L'objectif de cette partie est de montrer que la densité dans les barres et la pression au niveau du capteur peuvent être reliées par les relations tirées des approximations adiabatique et isotherme. La CFD permet d'évaluer des paramètres non mesurables comme l'évolution de la température de l'hélium pendant le transitoire. La figure 3.17 présente l'évolution de pression calculée par la CFD au capteur comparée aux modèles analytiques. L'évolution de température est également présentée en moyenne en amont des vannes et dans les BT, que l'on compare à l'évolution adiabatique.

On observe que la chute de température est très vite ralentie par les échanges de chaleur, en particulier dans les BT. Vers 50 ms, la température moyenne en amont du circuit se situe

entre la température calculée par le modèle adiabatique et la température initiale. L'évolution de pression au niveau du capteur (très proche de l'évolution moyenne), se situe alors entre les 2 courbes analytiques. La figure 3.17 montre, par ailleurs, que la température évolue peu dans les BT par rapport au reste du circuit. Cela s'explique par la très grande surface d'échange des BT ($\simeq 3 \text{ m}^2$) et la très bonne conductivité thermique du Zircaloy 4.

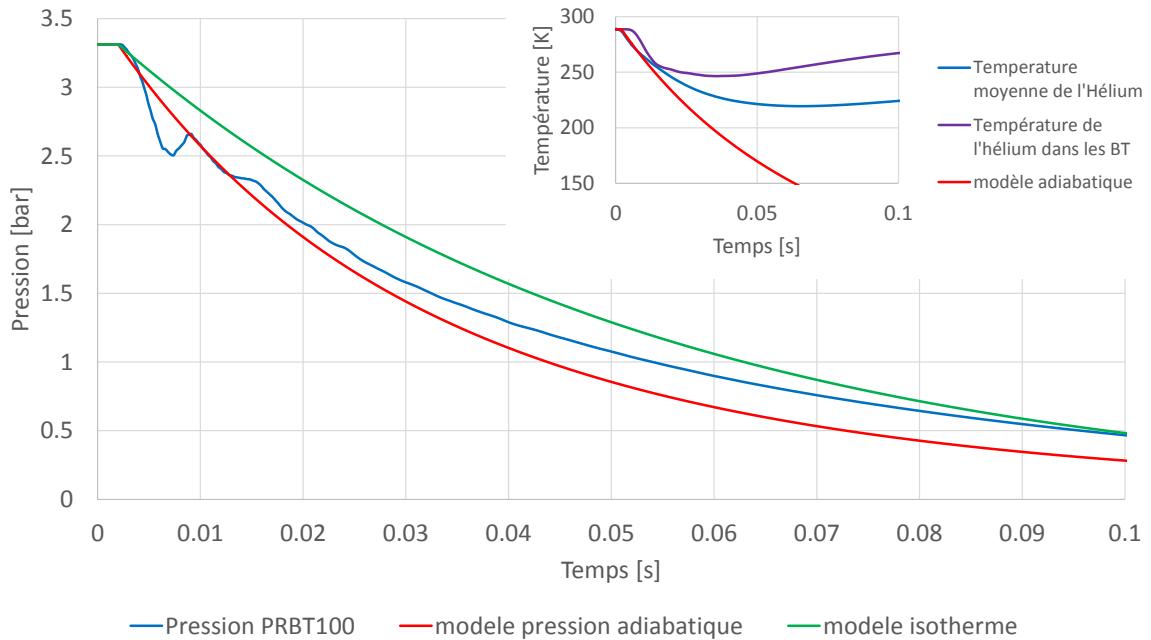


FIGURE 3.17 – Évolutions de la pression au capteur et de la température en amont de la vanne et dans les BT calculés par la CFD

L'étape suivante consiste à comparer la densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT calculée par la CFD avec la densité prédite par les modèles analytiques. Sur la figure 3.18, on trace l'évolution calculée par la CFD de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT comparée aux évolutions analytiques du modèle adiabatique et du modèle isotherme. On observe que la masse volumique d' ${}^3\text{He}$ calculée est très proche du modèle isotherme alors que l'évolution de pression au capteur se situait entre les deux modèles. On explique cela par la faible évolution de température du gaz dans les BT le rapprochant localement des conditions isothermes alors que dans le reste du circuit il se rapproche des conditions adiabatiques. Cette étude qualitative montre la possibilité d'établir un modèle d'évolution de la densité d' ${}^3\text{He}$ au cours des transitoires CABRI basé sur une approche physique des phénomènes. Mais la CFD avait d'abord été utilisée comme méthode Best-Estimate pour construire un métamodèle d'évolution de densité de type réseau de neurones.

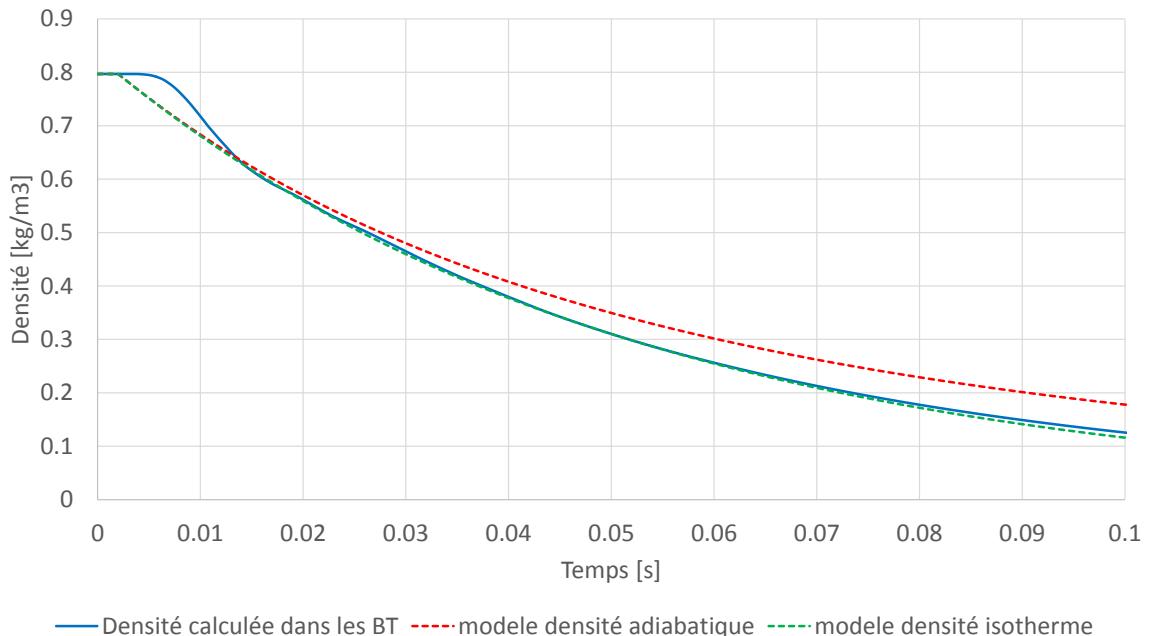


FIGURE 3.18 – Comparaison de l'évolution de densité d'³He dans les BT avec les modèles analytiques

3.2.3 Création d'un méta-modèle d'évolution de densité dans les barres transitoires

Dans cette partie, nous allons détailler les deux démarches permettant d'établir un métamodèle d'évolution de densité d'³He dans les BT au cours des transitoires de puissance CABRI. La première démarche consiste à réaliser un métamodèle de type réseau de neurones basé sur un plan d'expériences de simulations CFD. La deuxième est basée sur une analyse physique des données expérimentales.

3.2.3.1 Premier modèle : Réseau de neurones basé sur les calculs CFD

Le premier modèle réalisé correspond aux simples dépressurisations par la voie gros débit (SD1). Ce sont les plus courtes en temps de dépressurisation (typiquement 0,1 s pour atteindre la pression finale contre 0,8 s pour une SD2) et donc les plus rapides à calculer. Le premier plan d'expérience sur les variables d'ouverture de la vanne (H03), la pression initiale d'hélium-3 (P0), sa température initiale (T0) et sa pureté (x₃He) compte 10 simulations. Les variables sont calculées par la suite de Sobol, réparties de façon uniforme sur les intervalles suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} H03 \in [7, 35; 28, 88] \text{ mm} \\ P0 \in [1, 0; 15, 0] \text{ bar} \\ T0 \in [283; 308] \text{ K} \\ x_{3He} \in [0, 99; 1, 0] \end{array} \right.$$

Les 10 résultats de simulation ne sont pas suffisants pour établir un réseau de neurones robuste ou tout autre modèle équivalent. C'est après ces simulations qu'on s'est rendu compte de l'écart lié au coefficient de décharge. L'enrichissement du plan d'expériences par d'autres simulations prend en compte ce coefficient de décharge par la réduction de l'intervalle d'ouverture simulée de la vanne de réglage : $H03 \in [5, 0; 18, 0] \text{ mm}$. Afin de voir l'impact d'une réduction de pureté de l^3He , l'intervalle de cette variable a été élargi : $x_{3\text{He}} \in [0, 8; 1, 0]$. Le deuxième plan utilise également les suites de Sobol pour 20 simulations. De ces 30 simulations, 2 modèles ont été créés : un pour la pression au capteur et un autre pour la densité dans les BT. Pour établir les modèles, on ne s'intéresse pas directement aux variables pression et densité mais au taux de dépressurisation défini par :

$$\text{taux} = \frac{\rho(t) - \rho_0}{\rho_{\min} - \rho_0} \text{ ou } \frac{P(t) - P_0}{P_{\min} - P_0} \quad (3.34)$$

Où les valeurs min correspondent à la densité et la pression en fin de dépressurisation. Le minimum dépend à la fois des volumes en amont (am) et en aval (av) des vannes et des conditions initiales de masse volumique dans les 2 parties du circuit. A l'équilibre final, la pression et la température sont homogènes dans tout le système. Le volume amont est d'environ 52 l et le volume aval d'environ 1100 l.

$$\rho_{\min} \cdot (V_{am} + V_{av}) = \rho_0 \cdot V_{am} + \rho_{av0} \cdot V_{av} \quad (3.35)$$

Les réseaux de neurones sont réalisés avec URANIE. Les modèles sont construits de façon à ce que le temps soit une fonction des autres variables telles que le taux de dépressurisation (de 0 à 1), l'ouverture d'une vanne ou la température. Ils comportent entre 4 et 6 neurones sur une unique couche cachée. Pour les SD2, une vingtaine de calculs CFD a été réalisée avec également un plan de Sobol. Un modèle sur la pression et un modèle sur la densité en découlent également.

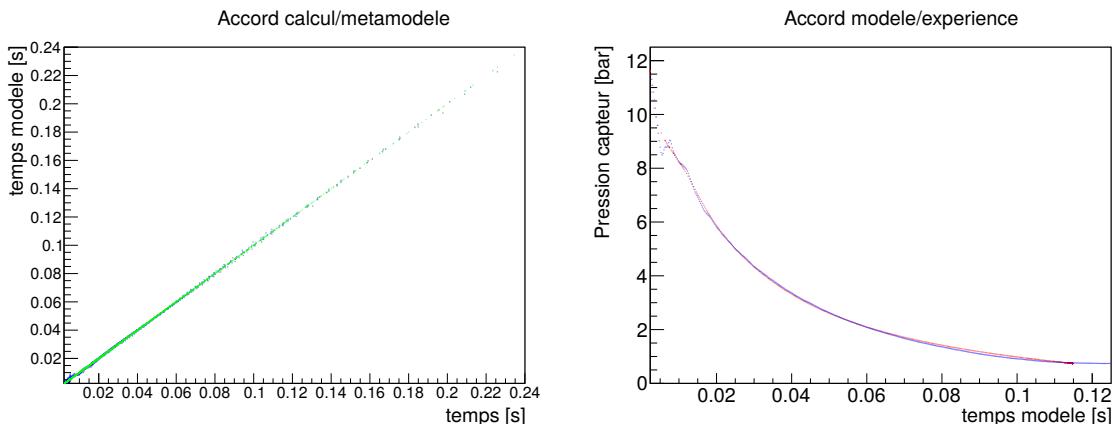


FIGURE 3.19 – Accord entre le métamodèle et les calculs CFD (gauche) et exemple de validation expérimentale du métamodèle de pression (droite)

Les métamodèles de pression ont été comparés aux essais de commission sur le circuit BT réalisés en 2013. Ces essais ont permis de qualifier le circuit par la réalisation de centaines de dépressurisations. De ces comparaisons, sont établis les corrélations reliant les ouvertures des vannes de réglage dans la simulation CFD et celles des vannes réelles, corrélations essentielles pour l'utilisation des métamodèles dans une version modifiée de DULCINEE. Dans la figure 3.19, le métamodèle reliant le temps en fonction du taux de dépressurisation et des autres paramètres est représenté. Le graphique de gauche montre un très bon accord entre le métamodèle et les calculs CFD. Les plus grands écarts se situent au début de la dépressurisation où l'évolution de pression au niveau du capteur est très perturbée (voir figure 3.17). L'accord modèle/calcul est encore meilleur pour le modèle de densité, car du fait de la distance des barres de la vanne rapide, l'évolution de densité est beaucoup plus lisse (voir figure 3.18). Le graphique de droite montre que le métamodèle (rouge) représente assez bien la dépressurisation expérimentale, bien que le début perturbé soit également lissé.

Un modèle basé sur un réseau de neurones est capable de représenter correctement les résultats dans la mesure où la sortie présente une variation continue en fonction des variables d'entrée. La robustesse d'un réseau de neurones nécessite un grand nombre de simulations ou d'expériences croissant avec le nombre de variables d'entrée. Le calcul CFD est alors trop coûteux pour l'établissement de réseaux de neurones robustes permettant de calculer avec précision l'évolution de densité d'³He dans les BT. Le paragraphe suivant présente l'établissement d'un modèle basé sur les résolutions simplifiées de la dépressurisation.

3.2.3.2 Modèle basé sur la résolution analytique

Précédemment, nous nous sommes intéressés à la résolution analytique de la dépressurisation pour les cas de systèmes isothermes et adiabatiques. Pour une section de passage donnée au niveau de la vanne et un volume de fluide donné, la température influe au premier ordre sur la vitesse de dépressurisation. Le cas adiabatique maximise la diminution de température dans le gaz tandis que le cas isotherme la minimise. Le modèle d'évolution de densité proposé dans cette partie consiste à établir une combinaison linéaire entre la solution adiabatique (3.28) et la solution isotherme (3.32).

Ici, le modèle n'a rien de générique, il faut donc créer sa propre fonction d'optimisation. Pour un type de simple dépressurisation (SD1 ou SD2), il faut établir la fonction reliant la section de passage (A^*) à la course du pointeau de la vanne de réglage (H_{03} ou H_{04}) et le coefficient de combinaison linéaire entre le modèle adiabatique et le modèle isotherme. Sur la figure 3.20 est représenté un schéma en coupe d'une vanne de réglage. Si on s'intéresse à la section de passage géométrique, on peut montrer qu'elle dépend de la course du pointeau de la vanne (H_{03} ou H_{04}) sous la forme d'un polynôme de degré 2 :

Le procédé d'optimisation consiste donc à trouver les paramètres a, b et k tels que :

$$A^* = a \cdot H_{03}^2 + b \cdot H_{03} \quad (3.36)$$

Et :

$$\rho(t) = k \cdot \rho_{adia}(t) + (1 - k) \cdot \rho_{iso}(t) \quad (3.37)$$

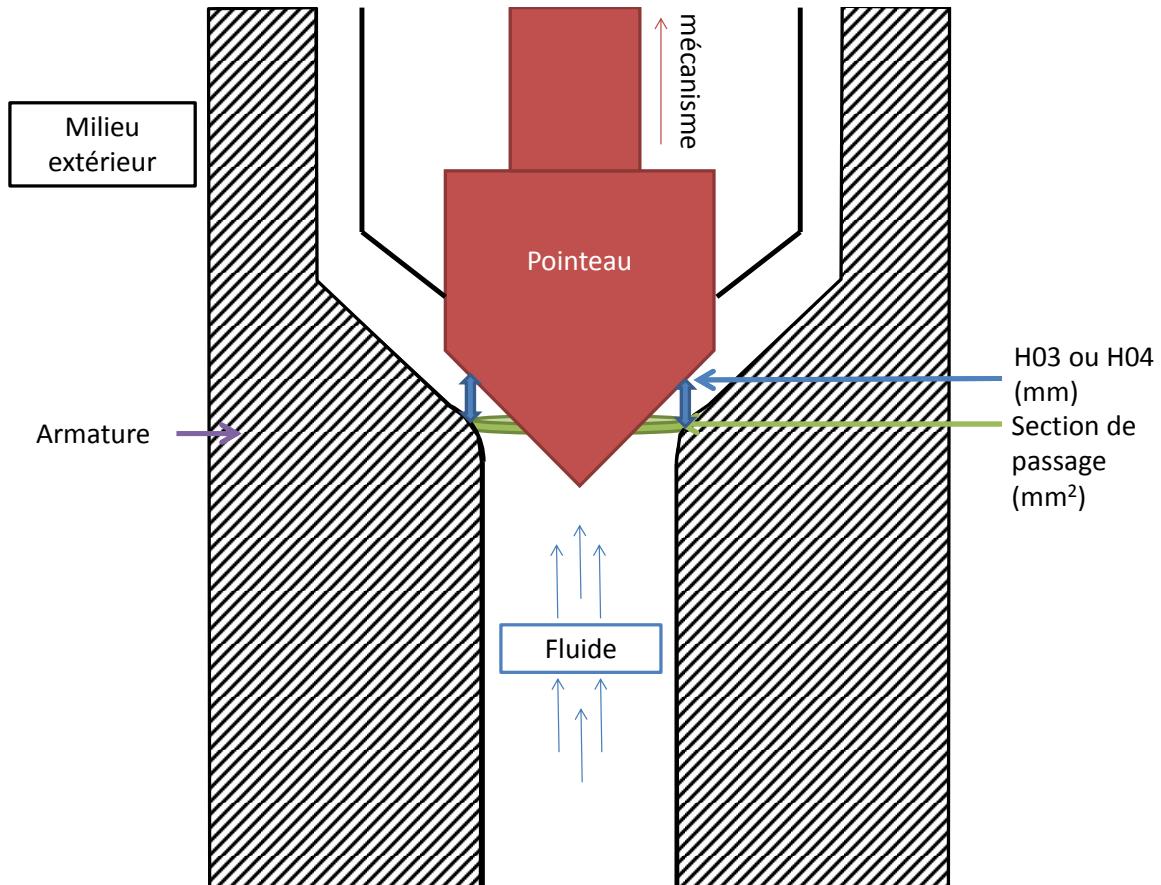


FIGURE 3.20 – Schéma d'une vanne de réglage de CABRI (VABT03 ou VABT04)

Les paramètres sont calculés grâce à l'algorithme d'optimisation non linéaire inclus dans Excel 2010 (GRC). On définit un objectif à minimiser représentant la distance entre le modèle et la valeur mesurée ou calculée. La densité peut soit être estimée par le calcul CFD, soit être estimée par la résolution inverse des équations de la cinétique à partir de transitoires de puissance mesurés sur CABRI. Dans le premier cas, on suppose que le biais entre le calcul CFD et l'expérience est très faible et dans le deuxième cas, on suppose que tous les autres modèles associés au calcul de la cinétique sont exacts.

Afin de valider un modèle de dépressurisation, on peut tout simplement comparer les dépressurisations mesurées aux modèles isothermes et adiabatiques associés aux sections de passage optimisés. Si la courbe de pression mesurée se situe entre les 2 courbes analytiques, alors les paramètres du modèle sont cohérents. L'incertitude sur la vitesse de dépressurisation issue d'un tel modèle est de l'ordre de 10 % à 2σ (écart type standard). Cette incertitude provient à la fois du résidu (écart entre le modèle et le calcul) et de l'incertitude sur la cinétique

inverse. Nous reviendrons sur le modèle de dépressurisation dans la section 3.3 traitant de l'effet d'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ dans les BT due à la forte augmentation de puissance du cœur du réacteur au cours des transitoires.

3.3 Étude de l'effet d'échauffement de l'hélium-3 en transitoire, l'effet TOP

L'effet TOP provient de l'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ par la réaction d'absorption des neutrons dans les BT pendant l'élévation de puissance. Intuitivement, une augmentation de température d'un gaz correspond à une élévation de pression, vérifiable par la loi des gaz parfaits. Cette élévation de pression conduit à accélérer la dépressurisation, donc l'injection de réactivité.

3.3.1 Définition de l'effet TOP

L' ${}^3\text{He}$ absorbe les neutrons par la réaction :



L'énergie de cette réaction (0,764 MeV) est emportée de manière cinétique par le proton et l'ion tritium produits par la réaction [79]. Cette énergie est ensuite déposée par ionisation dans les matériaux entourant le point de réaction, en commençant par l'hélium. Ce dépôt d'énergie chauffe l' ${}^3\text{He}$ dans les BT et augmente la pression en proportion. Lorsque le dépôt d'énergie est suffisant, un fort gradient de pression se crée entre les BT et le reste du circuit, engendrant une dépressurisation supplémentaire des BT vers le collecteur.

On observe alors une augmentation de pression au niveau du capteur, engendrée par la baisse de densité supplémentaire d' ${}^3\text{He}$ dans les barres. Cette baisse de densité accélère l'injection de réactivité par la dépressurisation. Cette injection de réactivité supplémentaire à un moment où la puissance est déjà élevée a un fort impact sur la forme du transitoire de puissance. Une approche multi-physiques permet d'étudier l'effet TOP du calcul du taux de réaction (n,p) au calcul de la dépressurisation.

3.3.2 Étude multi-physiques du phénomène

L'approche calculatoire de l'étude de l'effet TOP se compose de 3 étapes distinctes :

1. Établir une loi reliant le nombre de réactions (n,p) en fonction du nombre de réactions de fission et de la densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT,
2. Etablir une loi reliant la proportion d'énergie d'ionisation déposée dans l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa densité,

- Coupler les 2 lois précédentes aux données d'un transitoire de puissance mesuré dans la simulation CFD pour calculer la dépressurisation avec échauffement de l'effet TOP.

3.3.2.1 Calcul du taux de réactions de capture avec TRIPOLI4

Pour calculer le taux de réaction des réactions (n,p) dans l'³He, on reprend le formulaire de calcul neutronique du réacteur CABRI. Le taux de réaction des réactions (n,p) (τ_{np}) dans l'³He des BT est comparé au taux de fissions ($\tau_{fission}$) dans le combustible. On peut relier la puissance des réactions (n,p) à la puissance de fission du cœur par la relation suivante :

$$P_{np} = P_{fission} \cdot \frac{\tau_{np}}{\tau_{fission}} \cdot \frac{E_{np}}{E_{fission}} \quad (3.39)$$

L'énergie de la réaction (n,p) (E_{np}) est centrée à 0.764 MeV et l'énergie de fission ($E_{fission}$) à environ 194 MeV. Le rapport des taux de réaction augmente avec la densité d'³He dans les BT (voir figure 3.21).

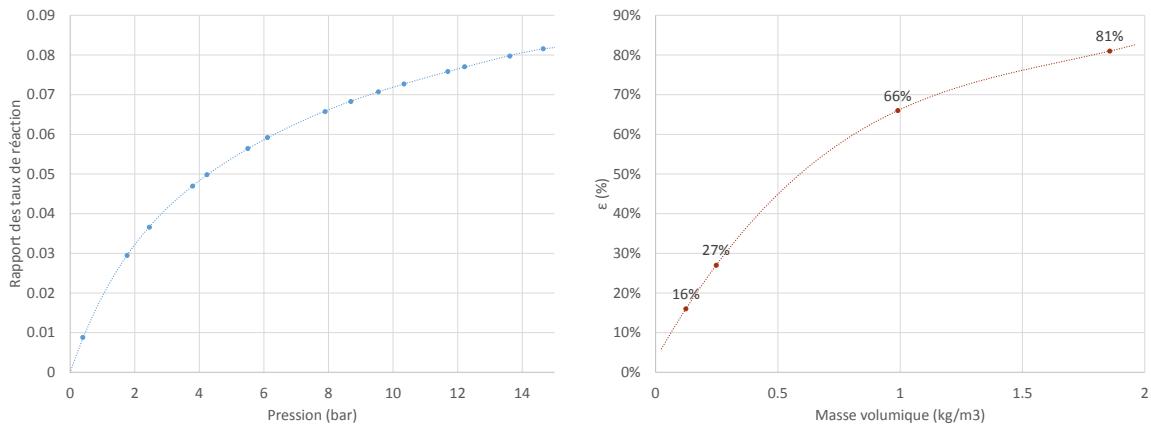


FIGURE 3.21 – Évolution du rapport entre les réactions d'absorption dans l'³He et les réactions de fission (gauche) et de la proportion ϵ d'énergie déposée dans le gaz par ionisation en fonction de la densité d'³He (droite)

3.3.2.2 Calcul du dépôt d'énergie dans l'hélium-3

La deuxième étape consiste à calculer la proportion d'énergie de réaction déposée dans l'³He (ϵ). Pour cela, le logiciel SRIM [80] a été utilisé dans l'étude d'Aude Rondeaux [79]. Plus la densité d'³He dans les BT est importante, plus l'énergie déposée par ionisation dans le gaz est importante (voir figure 3.21). Une fonction reliant la densité de l'³He à la proportion ϵ d'énergie déposée dans le gaz a été développée à partir de cette étude.

3.3.2.3 Calcul de la dépressurisation avec échauffement

Pour calculer l'effet de l'échauffement par effet TOP sur la dépressurisation de l'hélium-3, on utilise la simulation CFD de la dépressurisation des BT. Afin d'y ajouter l'échauffement, un tableau contenant la puissance du réacteur mesurée en fonction du temps est ajouté au jeu de données de simulation. La fonction reliant la puissance de la réaction (n,p) à la puissance de fission et à la densité $d^3\text{He}$ dans les BT issue des calculs TRIPOLI4 est entrée dans les fonctions utilisateur de STAR-CCM+. La relation entre la densité $d^3\text{He}$ et la proportion d'énergie déposée par ionisation dans le gaz est également ajoutée dans les fonctions. Un terme source (W/m^3) dans les BT est calculé à partir de la puissance mesurée et des 2 fonctions à chaque pas de temps de calcul :

$$Source = \frac{\epsilon \cdot P_{np}}{Volume_{BT}} \quad (3.40)$$

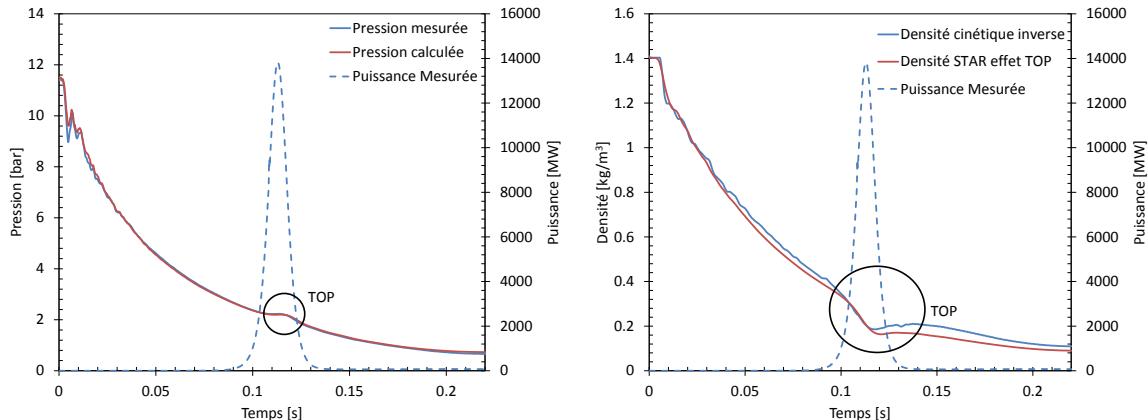


FIGURE 3.22 – Simulation CFD de la dépressurisation SD1 avec effet TOP - évolution de la pression (gauche) et de la densité (droite) au cours du transitoire de puissance

L'intérêt de cette étude est d'obtenir l'évolution de densité $d^3\text{He}$ incluant l'effet TOP. Pour valider expérimentalement la simulation, on compare les évolutions de pression mesurées et calculées au niveau du capteur de pression avec l'effet d'échauffement. Cette étude a été réalisée pour 2 cas :

1. Une dépressurisation de type SD1 par la seule voie gros débit,
2. Une dépressurisation de type SD2 par la seule voie petit débit.

La figure 3.22 montre les résultats de l'étude CFD de la dépressurisation avec effet TOP. On note que l'évolution de pression au niveau du capteur est très fidèle à la mesure. En ce qui concerne la densité calculée par CFD, on la compare à un résultat de cinétique inverse de calcul de réactivité extérieure avec DULCINEE transformée en densité en inversant la courbe de réactivité de $l^3\text{He}$. On observe la même tendance d'écartement à l'évolution naturelle sur les 2 courbes de densité.

L'impact de l'effet TOP s'élève lorsque la dépressurisation est lente et à haute pression initiale d' ${}^3\text{He}$. En effet, plus la dépressurisation est lente, plus la quantité d' ${}^3\text{He}$ restant dans les BT à l'instant du pic est importante, provoquant un échauffement supérieur du gaz.

3.3.3 Construction d'un méta-modèle

L'intégration de l'effet TOP dans le calcul simplifié de l'évolution temporelle de masse volumique d' ${}^3\text{He}$ dans les BT nécessite la réalisation d'un modèle de substitution. Le calcul d'une dépressurisation par la CFD (STAR-CCM+) requiert un temps de calcul de l'ordre de la semaine. Le développement d'un modèle pour l'effet TOP exclusivement à partir de la CFD aurait demandé une année supplémentaire de calculs. La méthode utilisée dans la thèse consiste à calculer l'évolution de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT à partir de calculs par cinétique inverse.

Les équations de la cinétique permettent de calculer l'évolution de la réactivité nette à partir d'une trace de puissance mesurée. Les calculs couplés de transferts thermiques et de thermohydraulique simplifiés permettent d'estimer les températures dans les différents matériaux d'un crayon combustible moyen et d'en déduire les effets en réactivité des contre-réactions neutroniques. La soustraction de la réactivité nette et de l'antiréactivité permet d'obtenir la réactivité extérieure apportée par la dépressurisation des BT et plus tard par la chute des BCS. Pour trouver l'évolution de densité dans les BT au cours du transitoire, il faut inverser la fonction donnant la réactivité en fonction de la densité (métamodèle découlant des calculs TRIPOLI4 ou polynôme expérimental).

Ici, l'objectif est de réaliser un modèle d'évolution de densité dans les BT incluant l'effet TOP. Pour cela, on utilise les transitoires de puissance expérimentaux et leurs dépressurisations mesurées au capteur associées. Pour chaque transitoire "naturel" (dépressurisation par une seule voie), l'évolution de densité est calculée par cinétique inverse. On sépare le modèle de dépressurisation en 2 parties : la dépressurisation sans effet TOP et la déviation par effet TOP.

Pour établir le modèle de dépressurisation sans puissance, on utilise seulement les points où la puissance est en dessous de 100 MW, où la déviation par effet TOP est très faible. L'évolution de densité dans les BT est alors considérée comme une combinaison linéaire du modèle de dépressurisation adiabatique et du modèle isotherme. On optimise alors les coefficients pour obtenir la surface de passage de la vanne de réglage en fonction de la course du pointeau et le coefficient de combinaison linéaire entre les 2 modèles. On a pu vérifier cette démarche grâce aux simulations CFD dans la section 3.2. Cela fait 3 coefficients à optimiser avec un solveur, une fois pour la voie gros débit et une fois pour la voie petit débit.

Ensuite, la déviation par effet TOP est un modèle un peu plus approximé. En toute logique, la déviation par effet TOP dépend de la puissance du cœur et de la quantité d' ${}^3\text{He}$ subsistant dans les BT à l'instant du pic. Cependant, un modèle utilisant la puissance à chaque instant est difficilement envisageable car il demande de reboucler le calcul sans garantie de convergence finale. Par contre, ces évolutions sont liées aux paramètres du circuit de dépressurisation de

l^3He (pression initiale et ouverture de la vanne de réglage).

On ne peut pas réaliser de modèle analytique de l'effet TOP, par contre on remarque que la déviation du taux de dépressurisation par l'échauffement a une forme se rapprochant de la gaussienne (voir figure 3.23). Cette gaussienne est centrée quelques millisecondes après l'instant du pic. Plus la pression initiale d' l^3He dans les BT est élevée, plus l'ampleur de la déviation est importante. Plus l'ouverture de la vanne de réglage est faible, plus le pic de puissance est large et induit une gaussienne de déviation plus large. La gaussienne est un peu plus large sur la partie descendante que sur la partie montante.

On définit une forme Gaussienne avec une valeur moyenne μ , un écart type σ et un coefficient dont la valeur est celle de l'intégrale. Le métamodèle d'effet TOP est basé sur la fonction Gaussienne pour laquelle un écart type, prenant en compte l'ouverture de la vanne de réglage et la pression initiale, est défini. Un coefficient optimisé permet de prendre en compte l'asymétrie de la Gaussienne autour de la moyenne en s'appliquant au coefficient de valeur maximale et à l'écart type. L'incertitude résiduelle liée à l'établissement d'un modèle de dépressurisation avec effet TOP est de l'ordre de 1,5 % (à 2σ) sur le taux de dépressurisation, dont 0,5 % sont dus à la modélisation de l'effet TOP. Le métamodèle est donc fidèle aux dépressurisations obtenues par cinétique inverse. Par contre, le résultat de la cinétique inverse est entaché d'une incertitude liée aux autres modèles (réactivité de l^3He , coefficient Doppler ou paramètres cinétiques par exemple).

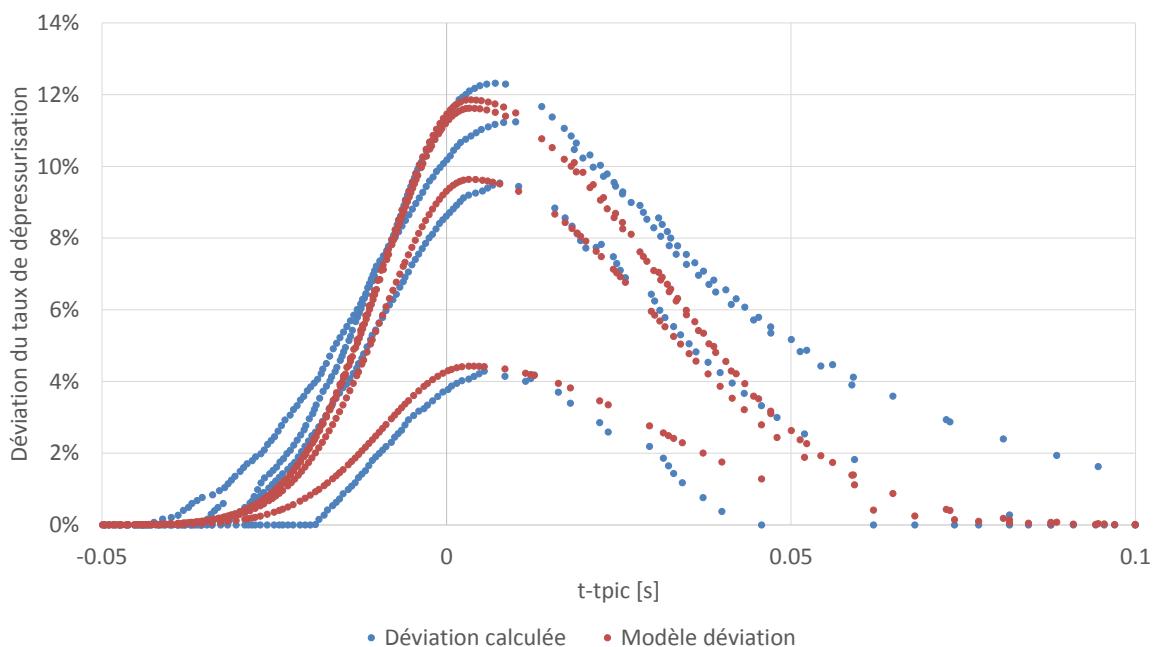


FIGURE 3.23 – Déviations du taux de dépressurisation par effet TOP calculées pour des transitoires de type SD2

3.4 Synthèse sur la modélisation physique des effets séparés

Le tableau 3.1 récapitule les différents modèles intégrés dans SPARTE.

Tableau 3.1 – Récapitulatif des modèles du code SPARTE

Nom	Simulation	Expérience
Neutronique		
β_{eff}	$748 \pm 46 \text{ pcm}$	$720 \pm 50 \text{ pcm}$
Λ_{eff}	$24,5 - 27,5 \pm 2,5 \mu\text{s}$	$25,7 \pm 3,6 \mu\text{s}$
8 groupes	IFP TRIPOLI4 version dev	Sans objet
F_z	F_z moyen cœur	Validation dosimétrie locale
$\rho_{^3He}$	$0 - 3500 \text{ pcm} \pm 10 \%$	$0 - 3600 \text{ pcm} \pm 2 - 20 \% f(P)$
α_T	$-9,6 \pm 1,4 \text{ pcm}/K$	$-9,24 \pm 1,00 \text{ pcm}/K$
$\rho_{Doppler}$	$f(cote, d_{^3He}, T(K))$	Sans objet
Dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$		
Vannes rapides	maillage mobile	début dépressurisation
$\frac{dP_{^3He}}{dt}$	simulation CFD capteur	mesure collecteur
$\frac{dp_{^3He}}{dt}$	simulation CFD barres	cinétique inverse
effet TOP	TRIPOLI4 + SRIM + STAR-CCM	cinétique inverse
Échanges de chaleur combustible gaine		
Flux _{ébunucl}	Corrélation de Thom avis d'expert	
Flux _{critique}	Sans objet	Boucle PATRICIA

L'ensemble des modèles et méta-modèles physiques à effets séparés sont maintenant disponibles pour passer à la validation globale du code SPARTE.

Validation préliminaire du code SPARTE

Sommaire

4.1 Les améliorations apportées au code SPARTE	95
4.1.1 Transferts thermiques gaine/réfrigérant	96
4.1.2 Passage d'une cinétique à 6 groupes vers une cinétique à 8 groupes	97
4.1.3 Ajout d'un temps de vie variable en fonction des conditions du cœur	99
4.1.4 Ajout d'une forme axiale de puissance variable en fonction de la cote critique des barres de contrôle	100
4.1.5 Impact du modèle de réactivité de l'hélium-3 des barres transitoires	101
4.1.6 Impact de la variabilité du coefficient Doppler au cours du transitoire	103
4.1.7 Impact du modèle d'évolution de densité d'hélium-3	104
4.1.8 Impact du modèle d'effet TOP	105
4.2 Validation expérimentale du code	107
4.2.1 Simples dépressurisations par la voie gros débit (SD1)	108
4.2.2 Simples dépressurisations par la voie petit débit (SD2)	111
4.2.3 Doubles dépressurisations (DD)	114
4.3 Synthèse sur le développement de SPARTE	118

L'objectif de la thèse est de coupler les métamodèles mis au point et validés au chapitre 3 au travers d'un outil de calcul assez rapide pour réaliser des études de sensibilité et de propagation des incertitudes. SPARTE (Simulation, Prediction, Analysis of RIA Transients and Excursions) a été développé sur la base du programme DULCINEE dans cet objectif. On passe d'une démarche conservative avec le code DULCINEE pour des calculs de sûreté à une démarche best-estimate avec SPARTE. La programmation de SPARTE s'est déroulée en parallèle du développement des métamodèles afin de les tester un par un. La base de validation du code se compose de 66 transitoires de puissance réalisés au premier trimestre 2017 dans le cadre du redémarrage du réacteur après travaux.

4.1 Les améliorations apportées au code SPARTE

Cette section présente les améliorations apportées dans SPARTE par rapport à DULCINEE et leurs effets sur le calcul d'un transitoire CABRI. Ces améliorations portent sur les

modèles de thermique, sur les paramètres neutroniques du cœur et sur l'injection de réactivité. Dans l'article [81], l'impact des différents modèles est étudié sur 4 cas en les ajoutant un par un en partant du calcul DULCINEE. Ici, on s'intéresse à leur effet individuel avec tous les autres modèles activés.

4.1.1 Transferts thermiques gaine/réfrigérant

Dans le chapitre 2, nous nous sommes penchés sur les corrélations d'échanges entre gaine et réfrigérant. Nous avions constaté que DULCINEE n'offrait pas la possibilité de calculer les échanges thermiques gaine/réfrigérant en ébullition avec une corrélation adaptée. Il semblait important de rajouter cela au code pour mieux calculer les températures et les contre-réactions neutroniques, qui découlent de l'ébullition nucléée du canal moyen (crayon + réfrigérant représentatif de l'ensemble du cœur). En effet, l'échange thermique gaine/réfrigérant joue à la fois sur la température et l'état de l'eau, ainsi que sur la température du gainage et, indirectement, sur la température du combustible. Le modèle de Thom (tableau C.3) pour l'ébullition nucléée et le modèle de Bestion [équation (C.3)] pour le calcul du flux critique sont les mieux adaptés pour les crayons du cœur de CABRI.

L'ébullition n'apparaît pas dans tous les transitoires réalisés dans CABRI. Elle se présente généralement dans la partie descendante du pic de puissance lorsqu'on dépose beaucoup d'énergie dans le cœur (typiquement au dessus de 200 MJ). Dans ce cas, le flux gaine/réfrigérant augmente jusqu'au flux critique à partir duquel on rentre dans le régime d'ébullition en transition vers l'ébullition en film. L'atteinte du flux critique sur un crayon moyen de CABRI est rare dans les transitoires dimensionnés pour le réacteur.

Aller plus loin dans les modèles d'échange gaine/réfrigérant aurait nécessité d'améliorer en plus la description de la thermohydraulique diphasique. L'outil de calculs scientifiques faisant référence au CEA pour les études thermohydrauliques canal est CATHARE [82, 83]. Une thèse lancée en 2017 a pour objectif d'aller plus loin dans la modélisation multiphysique de CABRI en utilisant CATHARE comme code de thermohydraulique [84]. Avec SPARTE, nous pouvons simplement étudier l'impact de l'ajout des échanges de chaleur par ébullition nucléée (suffisant pour l'étude des transitoires de puissance CABRI dimensionnés).

Pour étudier cet impact, choisissons un transitoire de puissance mesuré à haute énergie déposée ($\sim 240 \text{ MJ}$) et de largeur à mi-hauteur 9 ms. Nous allons étudier l'impact des transferts thermiques sur les températures des matériaux en imposant la puissance du cœur. On regarde l'effet sur la température de gaine et la température de l'eau de l'ajout d'un modèle d'échange de chaleur gaine/réfrigérant en ébullition.

La figure 4.1 montre que pour un même transitoire de puissance imposé en entrée du code, la température de l'eau augmente plus rapidement lorsqu'on active le modèle d'échange en ébullition. En effet, l'ajout du transfert thermique lié à l'ébullition nucléée a pour effet d'injecter plus vite de l'énergie dans l'eau. L'évolution de la température de gaine est, quant à elle, très similaire quelque soit le modèle activé. En effet, la fermeture du jeu pastille/gaine à la hauteur étudiée (30 cm) induit un échange très rapide entre le combustible et la gaine,

et donc la température de gaine dépend fortement de cet échange.

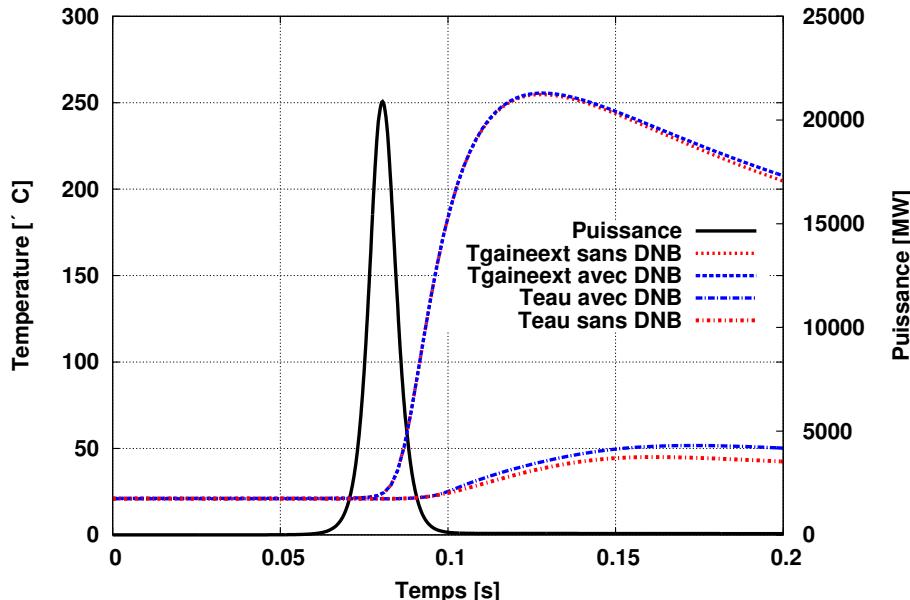


FIGURE 4.1 – Comparaison des températures extérieure gaine et eau du cœur à la cote 30 cm avec et sans modèle d'échange en ébullition

En ce qui concerne la prédiction, l'impact de l'ébullition est visible quelques dizaines de millisecondes après le pic. La forme du pic (puissance maximale, largeur à mi-hauteur) n'est donc pas affectée par l'ajout du modèle d'échange de chaleur en ébullition nucléée et de flux critique. L'énergie déposée pendant le transitoire (après chute des BCS) prédicta par le calcul est, quant à elle, réduite d'environ 1 % lorsqu'on ajoute le modèle d'échange. Cela provient du calcul des contre-réactions neutroniques liées à l'échauffement de l'eau (spectre + dilatation du réfrigérant) dont la température devient plus élevée en fin de transitoire.

4.1.2 Passage d'une cinétique à 6 groupes vers une cinétique à 8 groupes

Dans la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1 [42], les précurseurs de neutrons retardés sont classés en 8 groupes de temps de vie. Dans DULCINEE, la résolution des équations de la cinétique utilise 6 groupes de neutrons retardés conformément à l'ancienne bibliothèque de données nucléaires JEFF2.2 utilisée dans le passé pour CABRI. Afin d'utiliser les abondances de chaque groupe calculées avec la bibliothèque JEFF3.1.1 et le jeu de données TRIPOLI4 [45] du cœur CABRI, la résolution des équations de la cinétique dans SPARTE a été modifiée pour intégrer 8 groupes de précurseurs.

Le modèle à 8 groupes de neutrons retardés consiste à sélectionner les demi-vies des précurseurs de neutrons retardés majeurs. Les périodes λ_i sont fixées pour les 8 groupes de

précurseurs, ce qui permet de réduire le problème des proportions de neutrons retardés à la détermination des abondances a_i de chaque précurseur. Le modèle à 8 groupes permet donc de réduire le nombre d'équations différentielles à résoudre à 8 contre 12 pour un modèle à 6 groupes, lors de l'interprétation d'essais liés à la recherche des groupes de précurseur.

Tableau 4.1 – Comparaison des groupes de précurseurs de neutrons retardés [85, 41] et des abondances pour le combustible CABRI

6 groupes								
n°	1	2	3	4	5	6		
λ_i (s^{-1})	0.0124	0.0305	0.111	0.301	1.14	3.01		
a_i	0.033	0.219	0.196	0.395	0.115	0.042		
8 groupes								
n°	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_i	0.0125	0.0283	0.0425	0.1330	0.2925	0.6665	1.6348	3.5546
a_i	0.0312	0.142	0.0873	0.1919	0.3246	0.1029	0.0881	0.0319

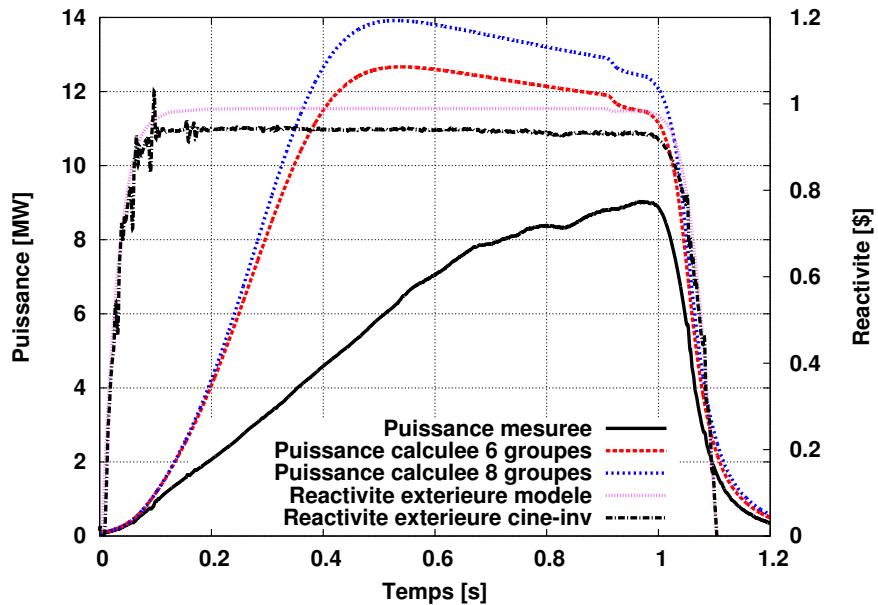


FIGURE 4.2 – Comparaison de l'évolution temporelle de puissance au cours d'un transitoire à faible injection d'énergie avec 6 et 8 groupes de précurseurs

Le tableau 4.1 montre les différences entre les anciens calculs et les nouveaux calculs d'abondances des précurseurs de neutrons retardés réalisés avec la méthode IFP [57]. On estime une incertitude d'environ 4 % sur ces abondances liées aux incertitudes sur les données nucléaires. Nous allons maintenant étudier l'impact du nombre de groupes sur le calcul d'un

transitoire peu énergétique majoritairement contrôlé par l'injection de réactivité. C'est un transitoire sous prompt critique donc avec un fort impact des neutrons retardés.

La figure 4.2 montre qu'il y a un impact du nombre de groupes sur le transitoire de puissance. Le passage à 8 groupes de neutrons retardés semble augmenter l'énergie déposée dans le transitoire de puissance d'environ 1 MJ. On s'aperçoit qu'en moyennant la demi-vie de tous les précurseurs en accord avec leurs abondances, on obtient une demi-vie des précurseurs 10 % plus faible à 8 groupes qu'à 6 groupes, ce qui explique que la puissance monte plus rapidement. On aperçoit aussi une différence significative entre le calcul et la mesure. Par résolution inverse des équations de la cinétique, en prenant en compte l'évolution des températures des matériaux pour la calculer les contre-réactions, on obtient la courbe "réactivité extérieure cine-inv". L'écart calcul/expérience est lié soit à l'injection de réactivité qui semble surestimée dans le calcul soit à une sous-estimation de la fraction effective de neutrons retardés. Sans toucher à la réactivité de l'³He, un accord parfait calcul/mesure serait obtenu avec une fraction effective de neutrons retardés $\beta_{eff} = 790 \text{ pcm}$.

4.1.3 Ajout d'un temps de vie variable en fonction des conditions du cœur

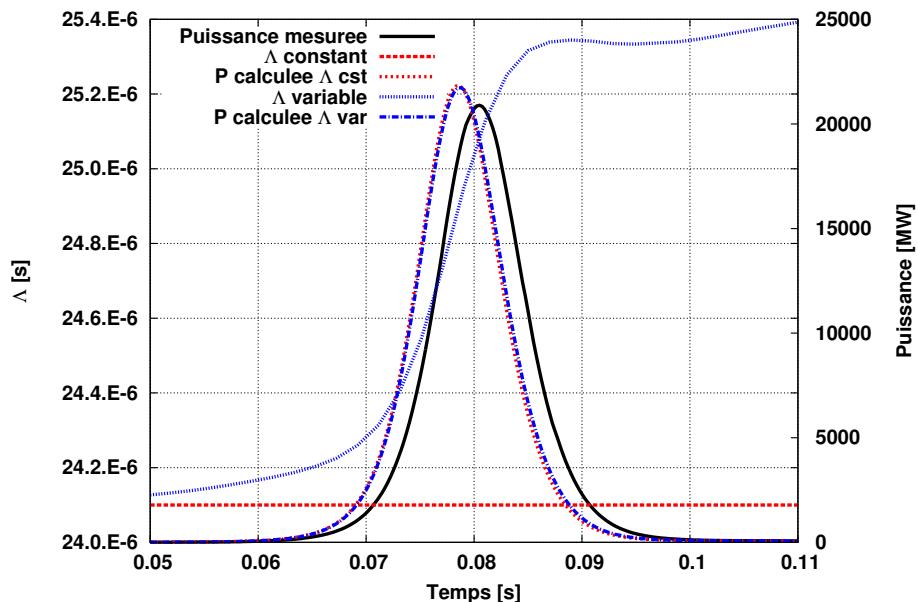


FIGURE 4.3 – Comparaison de l'évolution temporelle de puissance au cours d'un transitoire à forte injection d'énergie avec ou sans variation du temps de vie au cours du transitoire

Un métamodèle permet de calculer le temps de génération moyen des neutrons prompts à chaque instant en fonction de la température du combustible, de la cote des BCS et de la densité d'hélium-3. Nous avons vu dans le chapitre 3 que le temps de vie des neutrons dans CABRI variait au cours du transitoire en fonction de l'évolution de la densité d'³He et de la température du combustible. On va donc étudier l'effet d'un temps de vie variable sur un

transitoire où les variations de la température du combustible et de la densité de l' ${}^3\text{He}$ dans les barres transitoires sont grandes. Nous allons reprendre l'exemple à haute énergie déposée, déjà utilisé pour étudier l'impact des corrélations d'ébullition.

La figure 4.3 montre à la fois l'évolution du temps de vie (Λ) au cours du transitoire de puissance et l'impact de la variabilité sur le calcul. Pour le calcul à temps de vie constant, il a été choisi de sélectionner la valeur de l'état initial obtenue avec le métamodèle. Nous remarquons que cette valeur augmente légèrement au cours du transitoire (un peu plus de 1 μs). C'est pourquoi la largeur à mi-hauteur du pic est légèrement supérieure de 1,5 % (9,10 ms avec la variabilité du temps de vie contre 8,95 ms sans).

L'influence de ce modèle est assez faible mais non négligeable, notamment son influence sur la LMH du pic de puissance. De plus, tout comme la fraction de neutrons retardés, le temps de vie a une incertitude provenant des données nucléaires. Cette incertitude est de l'ordre de 5 % à 1σ à appliquer sur la valeur calculée par le métamodèle.

4.1.4 Ajout d'une forme axiale de puissance variable en fonction de la cote critique des barres de contrôle

La forme axiale de puissance dépend de l'état critique du cœur, la prise en compte de sa variation peut ne pas être négligeable. En fonction de la réactivité que l'on veut injecter pour un essai, la densité initiale d' ${}^3\text{He}$ dans les BT diffère, ainsi que la cote des BCS. Or, la forme axiale de puissance dans un réacteur nucléaire est fortement dépendante de la cote des barres d'absorbants. Plus les barres sont retirées, moins le profil axial de puissance est piqué, car moins déformé par les absorptions dans les BCS. (cf 3.1.2)

Dans la version 2.3 du code DULCINEE, le profil axial de puissance entré dans le jeu de données correspond à celui d'un crayon chaud pour une cote critique de 560 mm correspondant à une pression initiale d' ${}^3\text{He}$ de 14,5 bar dans les barres transitoires. Ce crayon est proche d'une BCS, et a un profil de puissance très écrasé qui n'est pas représentatif de l'ensemble du cœur. De plus, un profil unique est entré dans DULCINEE, alors que celui-ci varie en fonction de la cote critique. Dans SPARTE, un métamodèle permet de calculer la forme axiale de puissance en fonction de la cote critique. La cote critique des BCS est soit entrée par l'utilisateur, soit calculée par SPARTE en fonction de la densité initiale d' ${}^3\text{He}$ dans les BT, sur la base des essais de commission du réacteur.

La répartition axiale de la puissance dans le cœur joue sur les échauffements du combustible du cœur nourricier et donc sur les contre réactions à différents niveaux. Nous allons analyser l'influence sur le transitoire de puissance calculé du modèle de forme axiale de puissance sur un transitoire à 4 bar de pression initiale d' ${}^3\text{He}$ correspondant à une cote critique autour de 475 mm.

La figure 4.4 montre que l'influence du profil axial de puissance sur l'évolution de puissance est assez faible. La puissance maximale atteinte est légèrement plus faible (-2,5 %) avec la forme axiale du métamodèle. Par contre l'évolution de la température du combustible à une

cote donnée (30 cm) dépend grandement du profil de puissance. L'utilisation d'un profil moyené sur l'ensemble des crayons permet de mieux répartir l'échauffement du combustible sur la hauteur du cœur, comme démontré sur les 2 profils normalisés (figure de gauche).

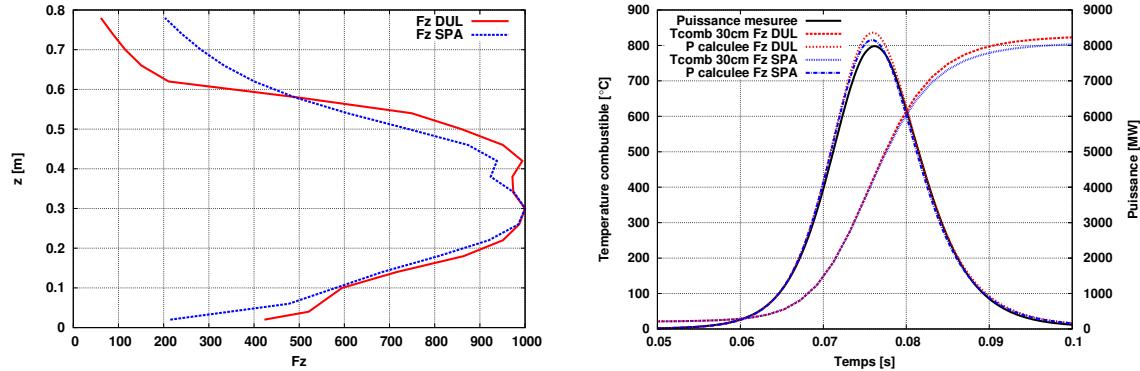


FIGURE 4.4 – Comparaison des évolutions de puissance cœur et de température centrale combustible à $z=30$ cm avec les profils de puissance DULCINEE dépendant de l'essai

En résumé, si ce modèle n'a pas un grand effet sur la prédiction des transitoires de puissance (de plus en plus négligeable lorsqu'on augmente la pression initiale), il permet tout de même d'améliorer la cohérence physique pour la résolution d'un canal moyen.

4.1.5 Impact du modèle de réactivité de l'hélium-3 des barres transitoires

Dans SPARTE, on souhaite utiliser les modèles les plus récents réalisés avec un maximum de données connues. L'évolution de la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ ($\rho_3\text{He}$) en fonction de sa masse volumique ($d_3\text{He}$) dans les BT est fondamentale pour le calcul des transitoires de puissance CABRI. En effet, la fonction est utilisée après le calcul d'évolution de densité au cours de la dépressurisation pour calculer l'injection de réactivité du système des BT. A chaque instant t , la réactivité injectée par la dépressurisation $\Delta\rho_3\text{He}$, est définie par :

$$\Delta\rho_3\text{He}(t) = \rho_3\text{He}(d_3\text{He}(t)) - \rho_3\text{He}(d_3\text{He}(0)) \quad (4.1)$$

Dans DULCINEE 2.3, la fonction reliant la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ à sa masse volumique a été mise à jour en 2016, suite à certains essais de commission neutronique dans le cadre du redémarrage de CABRI. Cette fonction a été établie en utilisant environ 10 points de mesure. Dans le chapitre précédent, nous avons établi une loi de réactivité avec ses incertitudes, basée sur environ 4 fois plus de points de mesure, que nous avons ensuite comparés au métamodèle issu des calculs Monte-Carlo avec le code TRIPOLI4. Nous allons comparer les différentes courbes sur le calcul d'un transitoire de puissance.

Il est intéressant d'étudier l'impact de la fonction de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ lorsque l'injection complète est réalisée avant que la puissance ne soit trop élevée et donc que les contre-réactions

neutroniques soient négligeables. La puissance maximale atteinte dépend alors au premier ordre de la réactivité totale injectée. Pour cela, on étudie un transitoire sur-prompt critique à injection de réactivité modérée. Ce transitoire est issu d'une dépressurisation par la voie gros débit avec l'ouverture maximale de la VABT03 et avec une pression initiale de 1,2 bar de l' ${}^3\text{He}$.

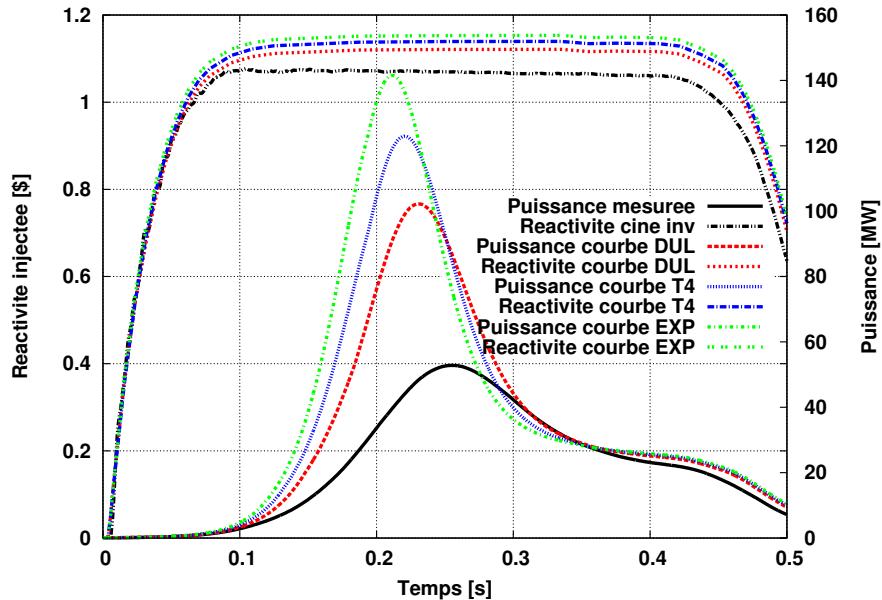


FIGURE 4.5 – Comparaison des réactivités extérieures et des puissances calculées pour un transitoire de puissance surcritique prompt à injection modérée de réactivité, avec différentes fonctions de réactivité de l' ${}^3\text{He}$

La figure 4.5 représente plusieurs calculs de transitoires de puissance CABRI comparés au transitoire mesuré. Chacun des 3 calculs utilise une fonction différente de la réactivité d' ${}^3\text{He}$ (courbe DULCINEE, courbe Expérimentale définie dans le chapitre précédent et courbe TRIPOLI4). Dans les 3 cas, la réactivité injectée semble surestimée par rapport à la mesure de puissance (déjà observé sur la figure 4.2). La réactivité calculée à partir de la fonction issue des 40 mesures est celle qui surestime le plus le transitoire de puissance.

Dans un premier temps, on peut donc supposer que l'antiréactivité réelle de l' ${}^3\text{He}$ se situe dans la partie basse de l'incertitude expérimentale. Cependant, toutes les fonctions de réactivité mènent à une surestimation de la puissance. Plus largement, cette surestimation de réactivité calculée en fin de dépressurisation se retrouve sur beaucoup de transitoires CABRI. On peut imaginer d'autres solutions à ce problème que la seule surestimation de la fonction d'antiréactivité :

- La masse volumique en fin de dépressurisation ne diminuerait pas autant ou aussi vite que prévu,
- L'antiréactivité dynamique de l' ${}^3\text{He}$ serait moins élevée qu'en statique du fait des

variations locales du spectre neutronique au cours du transitoire,

- La fraction effective de neutrons retardés serait plus élevée que ce que laisse penser les calculs TRIPOLI4,
- Le calcul des températures, et donc, des contre réactions (Doppler en particulier) serait erroné.

Il est fort probable que la solution soit une combinaison des hypothèses précédentes et d'autres hypothèses auxquelles nous n'avons pas pensé. L'antiréactivité dynamique de l'³He est un sujet de recherche intéressant faisant l'objet d'une nouvelle thèse, démarrant fin 2018. Une thèse démarrée en 2017 porte sur la multiphysique dans CABRI et devrait apporter des informations sur les températures grâce à des calculs CATHARE. L'instrumentation, par des thermocouples ou des fibres optiques par exemple, d'un crayon représentatif du canal moyen pourrait être une solution complémentaire pour étudier l'évolution des températures pendant le transitoire.

4.1.6 Impact de la variabilité du coefficient Doppler au cours du transitoire

Le coefficient Doppler reliant l'antiréactivité Doppler à la température du combustible varie au cours d'un transitoire CABRI à cause des larges variations de spectre neutronique causées par l'évolution de la température du combustible et la dépressurisation de l'³He. Même l'utilisation d'un coefficient intégral, reliant l'antiréactivité à la racine carré de la température (comme dans DULCINEE), ne suffit pas à rendre compte de la variabilité du coefficient Doppler. Comme expliqué dans le chapitre 3, l'ajout du DBRC au modèle SVT a quelque peu augmenté la variabilité du coefficient Doppler de CABRI. Cette variabilité a été intégrée dans SPARTE grâce à un métamodèle de type réseau de neurones prenant en compte la température du combustible, la densité d'³He dans les BT et la cote des BCS.

Pour calculer l'antiréactivité Doppler, SPARTE, tout comme DULCINEE, somme les contributions Doppler de chaque maille combustible. Pour chaque maille, la température locale, les facteurs de contribution radiale et axiale sont utilisés pour calculer la contribution locale à la réactivité Doppler. Le calcul du coefficient Doppler par le métamodèle se fait dans chaque maille comme si la température était représentative de l'ensemble du cœur. Pour tester l'influence du modèle de Doppler, on choisit un transitoire de puissance à haute énergie déposée. Les grandes variations de température et de densité d'³He dans les BT amplifient la variabilité du coefficient Doppler.

Sur la figure 4.6, sont représentés les traces de puissances calculées avec un coefficient Doppler variable et constant, comparées à la trace de puissance expérimentale. L'évolution de l'antiréactivité Doppler au cours du transitoire est également représentée sur la figure 4.6. L'antiréactivité Doppler augmente plus vite et plus haut lorsque le coefficient Doppler est variable. Le transitoire de puissance calculé est alors moins ample (-9,1 %) et plus fin (-7,8 %), soit une énergie déposée, plus faible pendant le pic (-16 %).

Sur un transitoire à forte énergie déposée, le coefficient Doppler intégral est en moyenne plus élevée que $103 \text{ } \text{pcm} \cdot K^{-1/2}$ (valeur de référence DULCINEE 2.3). A l'inverse, si on

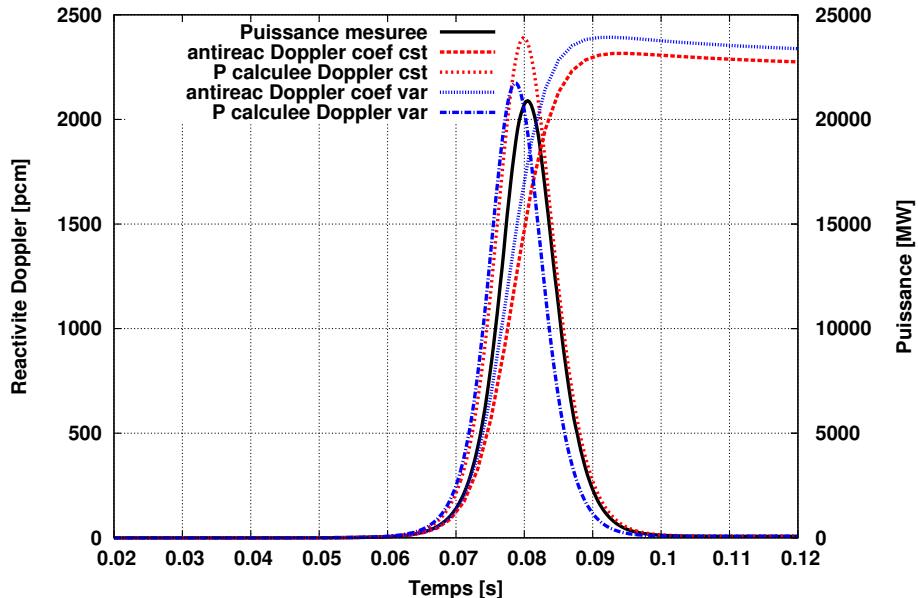


FIGURE 4.6 – Influence du coefficient Doppler variable sur le calcul d'un transitoire de puissance naturel à forte injection de réactivité

s'intéresse à un transitoire à faible injection de réactivité et d'énergie, le coefficient Doppler variable est en moyenne plus faible que la valeur de référence. Il en résulte alors un transitoire de puissance à amplitude et LMH plus élevées qu'avec un coefficient Doppler constant.

4.1.7 Impact du modèle d'évolution de densité d'hélium-3

Ce paragraphe porte sur l'impact du modèle de dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ sur le calcul d'un transitoire de puissance. Pour rappel, l'objectif initial du travail de thèse était d'étudier l'impact de la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ dans les barres transitoires et de ses incertitudes sur les transitoires de puissance CABRI. L'établissement du modèle d'évolution de masse volumique d' ${}^3\text{He}$ dans les BT est basé sur l'analyse des transitoires expérimentaux appuyée par l'étude CFD des dépressurisations avec un modèle détaillé. L'évolution de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT est plus lente que l'évolution de pression dans la mesure où la température du gaz diminue également. Nous nous intéressons tout d'abord à l'effet de l'utilisation de l'évolution de densité dans les BT plutôt que de la pression au niveau du capteur de pression pour le calcul d'un transitoire de puissance.

On propose ici d'étudier l'impact du modèle de densité sur le même transitoire que pour l'effet Doppler, issu d'une dépressurisation rapide des BT à une pression initiale de 7 bar. Dans ce paragraphe, l'effet d'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ par ionisation est ignoré (effet TOP). Nous nous intéressons donc seulement à l'impact de la différence de vitesse de dépressurisation. Les différents transitoires et courbes de dépressurisation sont représentés sur la figure 4.7.

Sur la figure 4.7, on observe la courbe d'évolution de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT et la courbe de pression au niveau du capteur mise à l'échelle de densité en utilisant la masse molaire du gaz et sa température initiale. La baisse de pression est bien plus rapide que la baisse de densité. On remarque aussi que l'évolution de pression mesurée présente 2 remontées de pression :

- La première à 10 ms est l'effet “Saddle” liée aux retours de pression arrivant des extrémités du circuit, où la dépressurisation tarde à se mettre en place comparé au capteur situé près du collecteur,
- La seconde, située à l'instant du pic de puissance mesuré est liée à l'effet “TOP” d'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ dans les BT.

La vitesse d'insertion de réactivité influe sur la vitesse de montée en puissance. Le modèle de dépressurisation basé sur la densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT permet de mieux calculer la montée en puissance et de se rapprocher très nettement de l'instant du pic mesuré.

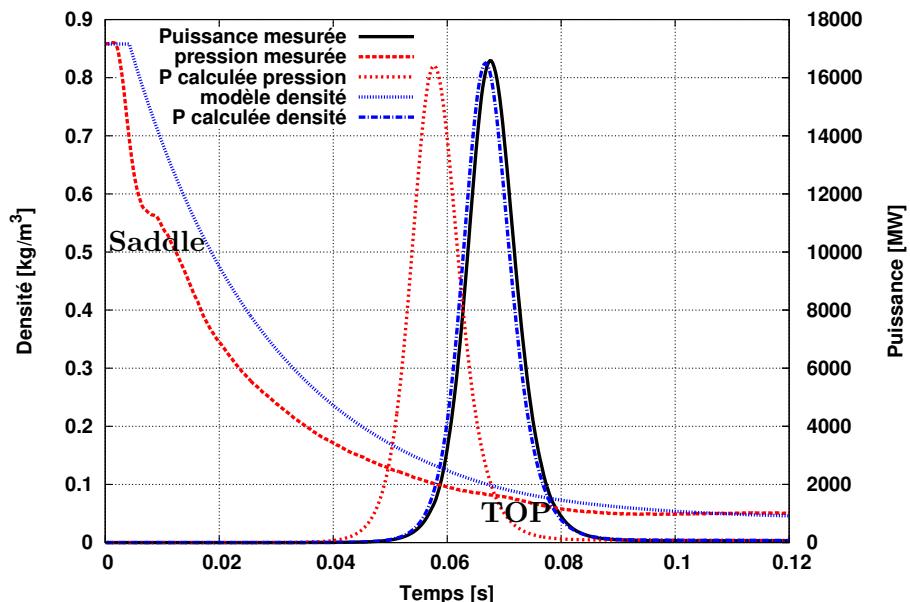


FIGURE 4.7 – Influence du modèle d'évolution de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI

4.1.8 Impact du modèle d'effet TOP

L'objet de ce paragraphe est l'impact de l'effet TOP sur un transitoire à haute pression initiale d' ${}^3\text{He}$. Le chapitre 3 présente l'effet TOP en tant qu'échauffement de l' ${}^3\text{He}$ accru par l'augmentation exponentielle du flux neutronique à l'instant du transitoire de puissance. Cet échauffement accélère la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ dans les BT et induit une injection de réactivité plus importante au moment du pic. Nous allons étudier l'impact de l'effet TOP sur un transitoire à injection de réactivité plus lente et à plus haute pression initiale de l' ${}^3\text{He}$.

On choisit une simple dépressurisation par la voie petit débit avec une ouverture de la vanne de réglage d'environ 40 % de sa section de passage maximale avec une pression initiale de 14,5 bar. Les transitoires calculés avec et sans effet TOP sont représentés sur la figure 4.8 et comparés au transitoire mesuré.

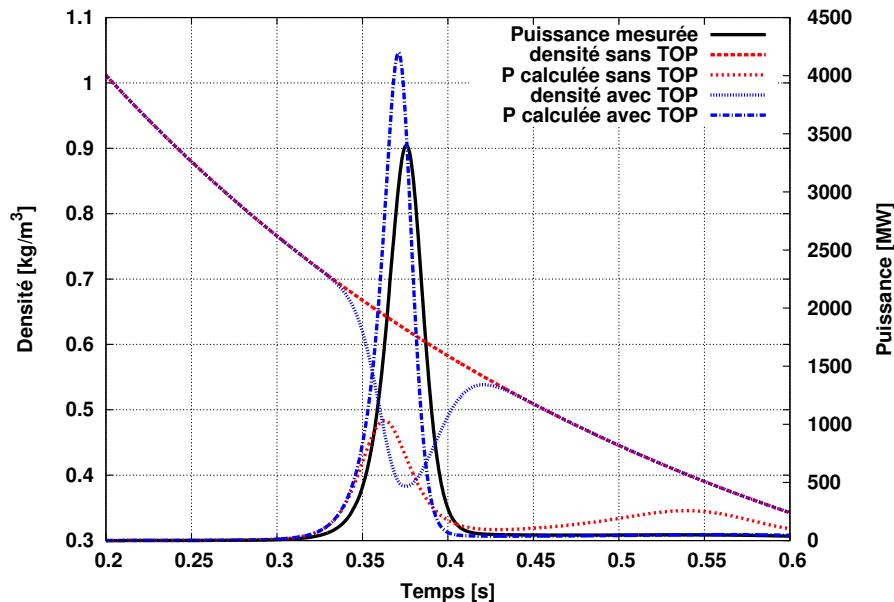


FIGURE 4.8 – Influence du modèle d'effet TOP sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI à injection relativement lente de réactivité

Sur la figure 4.8 sont représentées les évolutions de densité d'³He et de puissance au cours du transitoire vers l'instant du pic. La déviation sur la dépressurisation liée à l'effet TOP est bien identifiable sur la courbe d'évolution de densité. Quelques dizaines de millisecondes avant l'instant du pic, la dépressurisation s'accélère avec l'effet TOP et on observe aussi l'accélération de la montée en puissance. La puissance maximale calculée est alors multipliée par 4 par rapport au calcul sans effet TOP et se rapproche du transitoire de puissance mesuré. La prise en compte de l'effet TOP permet également de mieux estimer l'énergie déposée pendant le transitoire et de mieux représenter la LMH.

On observe sur la courbe de puissance liée au calcul sans effet TOP que la puissance augmente à nouveau après le pic. Cela provient de la réactivité continuant à être injectée après le pic. La chute des BCS tardive (plusieurs centaines de millisecondes après le pic) permet de mieux estimer l'énergie totale déposée pendant le transitoire. Cependant, c'est la cinétique d'injection de l'énergie dans le crayon d'essai qui va déterminer son comportement en transitoire de type RIA.

Dans un cas de double dépressurisation, la prise en compte de l'effet TOP est primordiale. En effet, l'ouverture de la seconde vanne est réalisée pendant l'effet TOP, soit à haute puissance, pour injecter un maximum d'énergie pendant le pic. Plus l'ouverture de la deuxième

vanne est tardive, plus l'impact de l'effet TOP sur la forme du pic est important. Si on ouvre très tôt (par exemple 30 ms avant l'instant du pic du transitoire issu de la SD2), l'impact de l'effet TOP est en partie compensé par l'accélération de l'insertion de réactivité par l'ouverture de la voie gros débit.

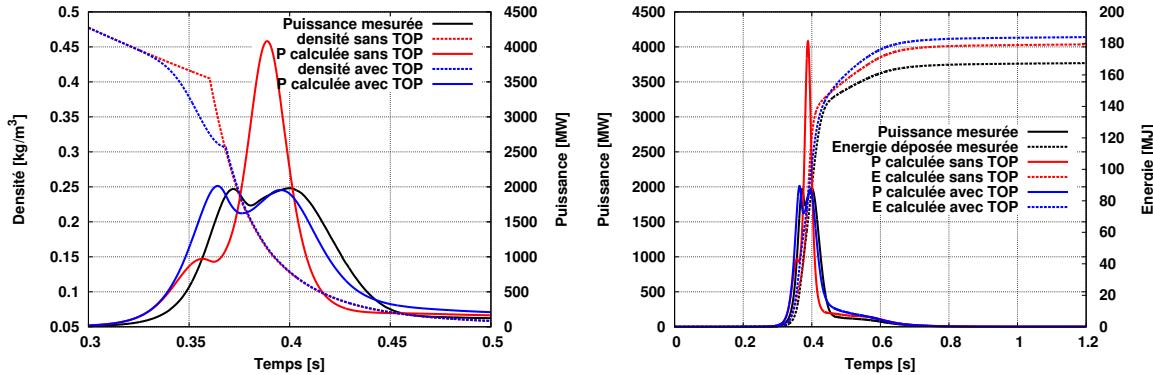


FIGURE 4.9 – Influence du modèle d'effet TOP sur le calcul d'un transitoire de puissance CABRI issu d'une double dépressurisation

Regardons l'impact de l'effet TOP sur un transitoire structuré à haute pression initiale d' ${}^3\text{He}$ (14,5 bar) dont l'instant d'ouverture de la voie gros débit est très proche de l'instant du pic de SD2. La figure 4.9 représente les évolutions de densité et de puissance avec et sans effet TOP lors d'un transitoire issue d'une double dépressurisation à ouverture un peu tardive (1 ms avant l'instant du pic de SD2). On observe que l'effet TOP permet de respecter la forme du pic de puissance en termes de LMH et de puissance maximale. Si on ne prend pas en compte l'effet TOP, on observe 2 pics dont un, un peu ample (1 GW) est lié à la SD2 sans effet TOP, et le deuxième plus ample (4 GW) est lié à l'addition des 2 dépressurisations. La LMH et la puissance maximale calculées ne correspondent donc pas à la mesure. Néanmoins, le calcul de dépôt d'énergie totale déposée au cours du transitoire ($\simeq 180$ MJ) est très proche du calcul avec effet TOP ($\simeq 184$ MJ).

Nous avons étudié l'impact des modèles réalisés pendant la thèse sur le calcul de divers transitoires de puissance CABRI. La variabilité du coefficient Doppler, le modèle d'évolution de densité d' ${}^3\text{He}$ dans les BT et le modèle d'effet TOP ont une importance majeure pour le calcul des transitoires surcritiques prompts. Nous avons vu que le calcul des transitoires de puissance CABRI était également très sensible au modèle de réactivité de l' ${}^3\text{He}$.

4.2 Validation expérimentale du code

L'objectif, ici, est de valider SPARTE sur une base de transitoires de puissance expérimentaux réalisés dans CABRI en configuration BEP. Ces transitoires ont été réalisés entre 2017 et 2018 lors des essais de commission de redémarrage du réacteur et lors des start-up de l'essai CIP-Q (essai de qualification du programme CIP). Ces transitoires sont classés par type de

dépressurisation de l'³He (SD1, SD2, DD). Pour chaque transitoire, nous allons étudier 4 cas de validation expérimentale.

4.2.1 Simples dépressurisations par la voie gros débit (SD1)

Une trentaine de transitoires issus de SD1 ont été réalisés lors des essais de commission en configuration BEP. Des transitoires à faible injection de réactivité (faible pression initiale d'³He aux alentours de 1 bar) ont permis d'estimer expérimentalement la pression initiale correspondant à 1 \$ d'injection de réactivité. Lorsque la réactivité est supérieure à la fraction de neutrons retardés, le réacteur devient surcritique prompt et la puissance augmente de façon exponentielle. A plus hautes pressions initiales (jusqu'à 11,5 bar), plusieurs ouvertures de la vanne de réglage ont été testées en augmentant progressivement le dépôt d'énergie dans le cœur à chaque transitoire.

Les transitoires ont été sélectionnés en faisant en sorte d'avoir une variété d'effets importants. Le premier cas, juste sur-critique prompt ne dépend que des effets de réactivité et des paramètres cinétiques. Pour le deuxième cas, l'énergie injectée est déjà beaucoup plus haute, sa forme dépend fortement de la vitesse de dépressurisation de l'³He. Le troisième transitoire est typique d'un essai CABRI, avec une énergie injectée importante et des effets multiphysiques (Doppler, échanges de chaleur, léger effet TOP). Le dernier transitoire est très énergétique et présente un fort effet TOP.

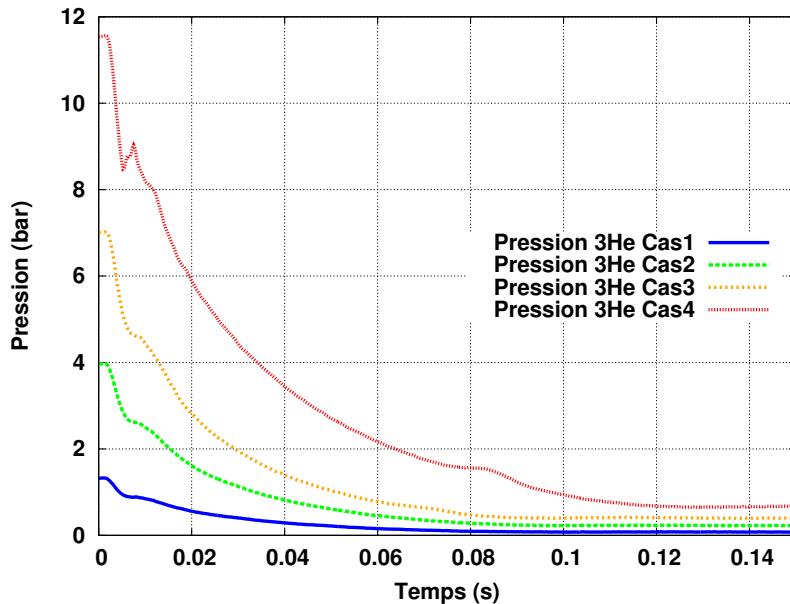


FIGURE 4.10 – Comparaison des dépressurisations de l'³He des BT dans chacun des cas de SD1

Le premier cas est un transitoire prompt critique à faible, mais rapide injection de réactivité (pression initiale de 1,3 bar et ouverture maximale de la vanne de réglage VABT03 28,88 mm). Le deuxième cas est issu d'une dépressurisation de l'³He à une pression initiale de 4 bar également à ouverture maximale de la VABT03. Pour le troisième cas, on augmente le dépôt d'énergie en augmentant la pression initiale à 7 bar (pression maximale testée à l'ouverture maximale de la VABT03). Le dernier cas est le transitoire le plus puissant et le plus énergétique réalisé, à cet instant, dans CABRI en configuration BEP, il est issue d'une dépressurisation de l'³He initialement pressurisé à 11,5 bar avec une course du pointeau de la VABT03 de 14,16 mm. Les dépressurisations mesurées au niveau du capteur sont comparées sur la figure 4.10.

Pour calculer ces transitoires, tous les modèles de SPARTE sont activés (Doppler, densité de l'³He, effet TOP...). On compare les caractéristiques des transitoires de puissance calculées avec SPARTE aux caractéristiques des transitoires de puissance mesurés dans le réacteur. Afin de mesurer le progrès par rapport au code DULCINEE, on calcule également les transitoires en désactivant tous les modèles de SPARTE (la réactivité injectée est alors calculée avec la courbe de pression mesurée et une ancienne loi de réactivité de l'³He). Nous résumons ces résultats dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2 – Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires naturels issus des SD1

Caractéristiques		P _{max} (MW)	LMH (ms)	E _{1,2s} (MJ)	t _{pic} (ms)	E _{pic} (MJ)
1 ^{er} cas 28,88 mm 1,3 bar	EXP	130 ± 5	90,0 ± 0,4	16,9 ± 0,5	201 ± 0,5	13,3 ± 0,5
	DUL	+12 %	+3,9 %	+14 %	+4,0 %	+16 %
	SPA	+79 %	-24 %	+41 %	-9,0 %	+36 %
2 ^{eme} cas 28,88 mm 4,0 bar	EXP	8070 ± 320	12,8 ± 0,4	127 ± 4	76,1 ± 0,5	117 ± 6
	DUL	+13 %	+9,4 %	+24 %	-5,1 %	+24 %
	SPA	+0,74 %	-2,3 %	+2,4 %	-0,26 %	-1,6 %
3 ^{eme} cas 28,88 mm 7,0 bar	EXP	16900 ± 700	9,74 ± 0,35	197 ± 6	67,5 ± 0,5	186 ± 10
	DUL	+5,9 %	+9,8 %	+20 %	-8,4 %	+16 %
	SPA	+3,5 %	-3,4 %	+3,6 %	-1,2 %	0 %
4 ^{eme} cas 14,16 mm 11,5 bar	EXP	21300 ± 800	9,32 ± 0,35	237 ± 7	80,3 ± 0,5	225 ± 12
	DUL	-20 %	+20 %	+1,3 %	-12 %	-4,0 %
	SPA	+1,9 %	-2,1 %	+2,1 %	-2,1 %	-0,3 %

Les différents transitoires calculés avec SPARTE sont comparés à la mesure et représentés sur la figure 4.11. Pour chacun des 4 cas, on note l'ouverture de la vanne de réglage VABT03 et la pression initiale de l'³He dans les BT. Les caractéristiques (puissance maximale, LMH, énergie déposée et instant du pic) sont données pour la mesure (EXP) dans chacun des cas. Les résultats des calculs DULCINEE et SPARTE sont présentés en tant qu'écart en pourcentage par rapport à la mesure. On considère que le résultat de calcul est satisfaisant (orange ou

vert) lorsque l'écart sur la puissance maximale et la LMH entre le calcul et la mesure est respectivement inférieur à 20 % et inférieur à 10 % pour l'énergie déposée. Un écart inférieur à 10 % sur la puissance maximale et la LMH et à 5 % sur l'énergie déposée (vert) est un excellent résultat. Au delà de 10 % d'écart sur l'énergie déposée et 20 % sur la puissance maximale et la LMH, on considérera que la modélisation n'est pas satisfaisante.

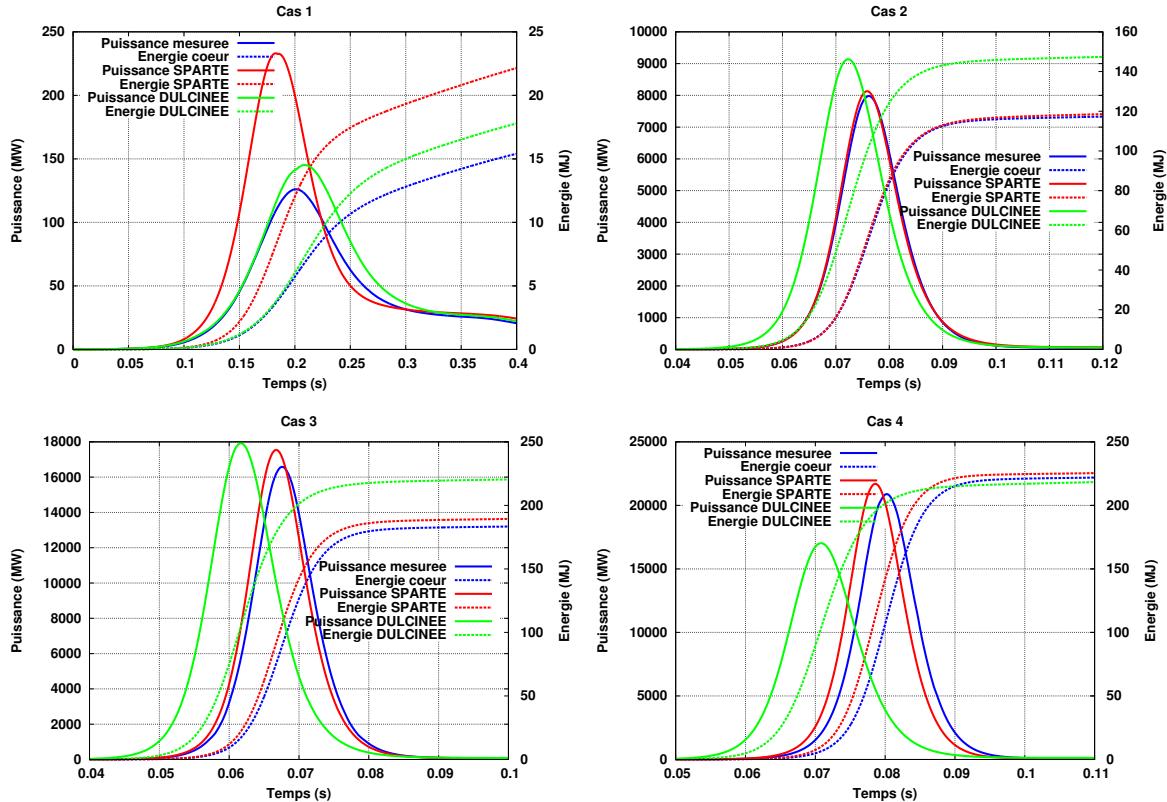


FIGURE 4.11 – Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type SD1

Dans le premier cas, le résultat SPARTE est plus éloigné de la mesure que DULCINEE. Ici, on peut voir que malgré une dépressurisation plus rapide (courbe de pression versus densité), le pic de puissance est plus tardif avec DULCINEE qu'avec SPARTE. Dans le cas d'un transitoire à peine surcritique prompt, les paramètres cinétiques, le dépôt total de réactivité et la valeur des coefficients des contre réactions neutroniques jouent un rôle prépondérant. La modification des modèles dans SPARTE (courbe réactivité de l'³He, valeur du β_{eff} et coefficient Doppler variable) ont pour conséquence d'augmenter le dépôt d'énergie sur ce type de transitoire. Il faut, cependant, relativiser ce résultat insatisfaisant car les pics de puissance calculées dans cette zone à peine surcritique prompt sont très sensibles aux incertitudes de modélisation (ce cas sera étudié dans le chapitre suivant sur les incertitudes).

Le deuxième transitoire est issu d'une dépressurisation très rapide (ouverture maximale de la VABT03) à une pression assez faible (4,0 bar) pour que l'effet TOP ne soit pas influent.

Dans ce cas, on voit l'influence dans le calcul DULCINEE d'une injection de réactivité trop rapide induisant une puissance maximale plus haute et un plus grand dépôt d'énergie. Le résultat de SPARTE est très satisfaisant et le timing d'injection de réactivité l'est également.

Pour le troisième cas, l'injection rapide de réactivité compense l'effet TOP et permet à DULCINEE d'avoir un résultat satisfaisant sur la forme du pic (puissance maximale, LMH). Par contre l'énergie déposée est trop élevée, ce qui montre une sous-estimation des contre réactions neutroniques. Grâce à l'activation du modèle d'effet Doppler et de modèle de dépressurisation sur la densité d' ${}^3\text{He}$, le résultat du calcul SPARTE est très satisfaisant.

Dans le dernier cas, la dépressurisation est plus lente due à une ouverture plus faible de la VABT03. L'insertion de réactivité, plus rapide dans DULCINEE, ne permet pas de compenser le supplément d'insertion de réactivité de l'effet TOP à l'instant du pic. Dans SPARTE, une importante déviation du taux de dépressurisation est calculée due aux 11,5 bars de pression initiale, et permet d'obtenir un transitoire très proche de la mesure.

Le premier graphique montre bien la surestimation de la puissance induite par une surestimation de la réactivité du cœur surcritique prompt. Les 3 autres graphiques inclus dans la figure 4.11 montrent bien la cohérence des calculs SPARTE avec les mesures réalisées lors des essais de commission du réacteur en configuration BEP. Les formes des courbes de puissance et d'énergie sont bien respectées dans les 3 cas et sont même superposées à la mesure dans le cas 2. On a vu la bonne cohérence de SPARTE pour des transitoires à injection de réactivité très rapide au-delà des zones à très forte sensibilité sur la réactivité.

4.2.2 Simples dépressurisations par la voie petit débit (SD2)

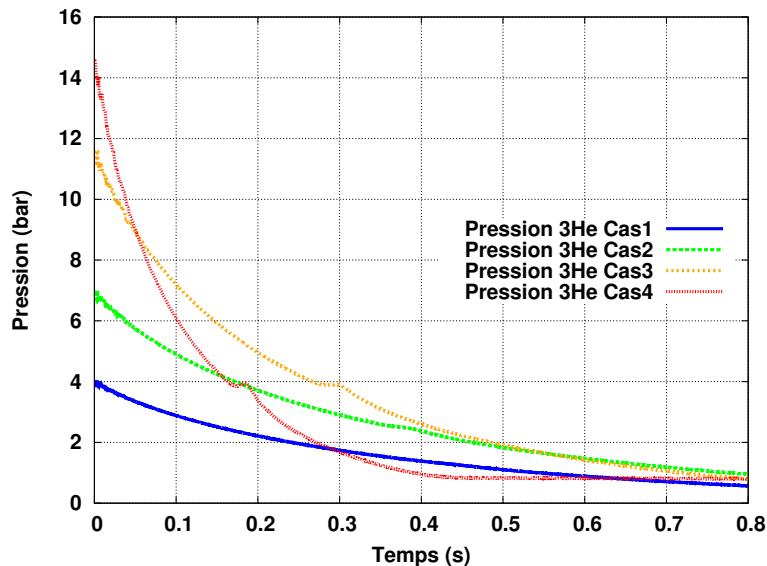


FIGURE 4.12 – Comparaison des dépressurisations de l' ${}^3\text{He}$ des BT dans chacun des cas

Nous allons maintenant nous intéresser à sa validation sur des transitoires plus lent issus des SD2. Les transitoires naturels issus des SD2 sont caractérisés par des puissances maximales et des énergies déposées plus faibles et des LMH plus élevées que les transitoires issus de SD1. Les 4 transitoires présentés dans ce paragraphe ont été réalisés pendant les essais de commission de CABRI en configuration BEP. Les transitoires ont été sélectionnés parmi 20 de manière à présenter une bonne dispersion des LMH allant de 14 à 50 ms. Pour cela, différentes ouvertures de la vannes de réglage VABT04 et différentes pressions initiales de l'³He ont été utilisées.

Le premier transatoire étudié est issu d'une dépressurisation à pression initiale de 4 bar par une VABT04 d'ouverture 3,81 mm (course du pointeau de la vanne de réglage). Le second est réalisé à la même ouverture de 3,81 mm et une pression initiale de 7 bar. Le troisième est issu d'une dépressurisation 11,5 bar d'³He par une VABT04 d'ouverture 5,33 mm. Le dernier cas présente le transatoire enveloppe pouvant être réalisé avec une SD2 avec une ouverture maximale de la VABT04 à 13,32 mm et une pression maximale autorisée aux alentours de 14,5 bar.

Tableau 4.3 – Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires naturels issus des SD2

Caractéristiques		P _{max} (MW)	LMH (ms)	E _{1,2s} (MJ)	t _{pic} (ms)	E _{pic} (MJ)
1 ^{er} cas 3,81 mm 4,0 bar	EXP	567 ± 23	48,4 ± 0,4	56,8 ± 1,7	435 ± 0,5	31,1 ± 1,3
	DUL	-12 %	+18 %	+26 %	-3,0 %	+3,8 %
	SPA	+5,3 %	-4,5 %	+34 %	-8,0 %	+0,6 %
2 ^{eme} cas 3,81 mm 7,0 bar	EXP	1400 ± 60	33,5 ± 0,4	125 ± 4	381 ± 0,5	53,1 ± 2,4
	DUL	-47 %	+31 %	+29 %	-6,3 %	-31 %
	SPA	-5 %	+2,4 %	+25 %	-4,2 %	-2,8 %
3 ^{eme} cas 5,33 mm 11,5 bar	EXP	3800 ± 150	21,9 ± 0,4	120 ± 4	295 ± 0,5	94,2 ± 4,1
	DUL	-63 %	+50 %	+13 %	-10 %	-45 %
	SPA	+1,8 %	-1,3 %	+12 %	-2,4 %	+0,5 %
4 ^{eme} cas 13,32 mm 14,5 bar	EXP	9590 ± 380	14,2 ± 0,4	177 ± 5	183 ± 0,5	154 ± 7
	DUL	-61 %	+49 %	+8,3 %	-12 %	-54 %
	SPA	-5,8 %	+4,9 %	+1,1 %	-2,1 %	-1,8 %

Le but de ces transitoires est d'abord de montrer que SPARTE calcule mieux la forme des pics et leur instant grâce au modèle de dépressurisation sur la densité d'³He. Différentes ouvertures sont sélectionnées afin d'avoir différentes vitesses de dépressurisation (voir figure 4.12). Les transitoires de pression initiale de plus en plus importantes dans chacun des cas doit mettre en évidence l'obligation de modéliser l'effet TOP pour bien calculer la forme des pics. Le tableau 4.3 présente les caractéristiques mesurées de ces transitoires de puissance et les écarts calculs/mesure de SPARTE et de DULCINEE. Le degré de satisfaction est représenté de la même façon que pour les SD1 avec l'écart calcul/mesure.

Le premier cas à 4 bar de pression initiale montre que la capacité de prédition de DULCINEE est encore correcte en ce qui concerne la forme du pic de puissance (P_{max} , LMH). La prédition de SPARTE est tout de même meilleure, et provient de la combinaison des modèles. Par contre, on remarque que l'énergie déposée dans le cœur au bout de 1,2 s de transitoire, soit après la chute des barres, est largement surestimée par le calcul. En revanche, l'énergie déposée pendant le pic est bien calculée. Cela provient de la puissance calculée après le pic, plus élevée que celle mesurée. Cette surestimation montre que la réactivité injectée totale est surévaluée ou que les contre-réactions sont sous-évaluées (Doppler, dilatation des matériaux et du réfrigérant). On retrouve ce phénomène, de moins en moins intense avec la puissance des pics, sur les 3 premiers cas mais pas sur le 4^{ème}. Dans le cas du dernier transitoire, la quasi-totalité de l'énergie est déposée pendant le pic avec sa puissance maximale de 9 GW.

On observe également que les calculs DULCINEE sous-estiment la puissance maximale atteinte lors des différents transitoires. La vitesse de dépressurisation ne suffit pas à compenser un effet TOP très influent pour des transitoires relativement lents et à pressions initiales d'³He élevées. Grâce à la modélisation de l'effet TOP et des autres phénomènes physiques, SPARTE permet de prédire correctement la forme des transitoires de puissance issus des SD2.

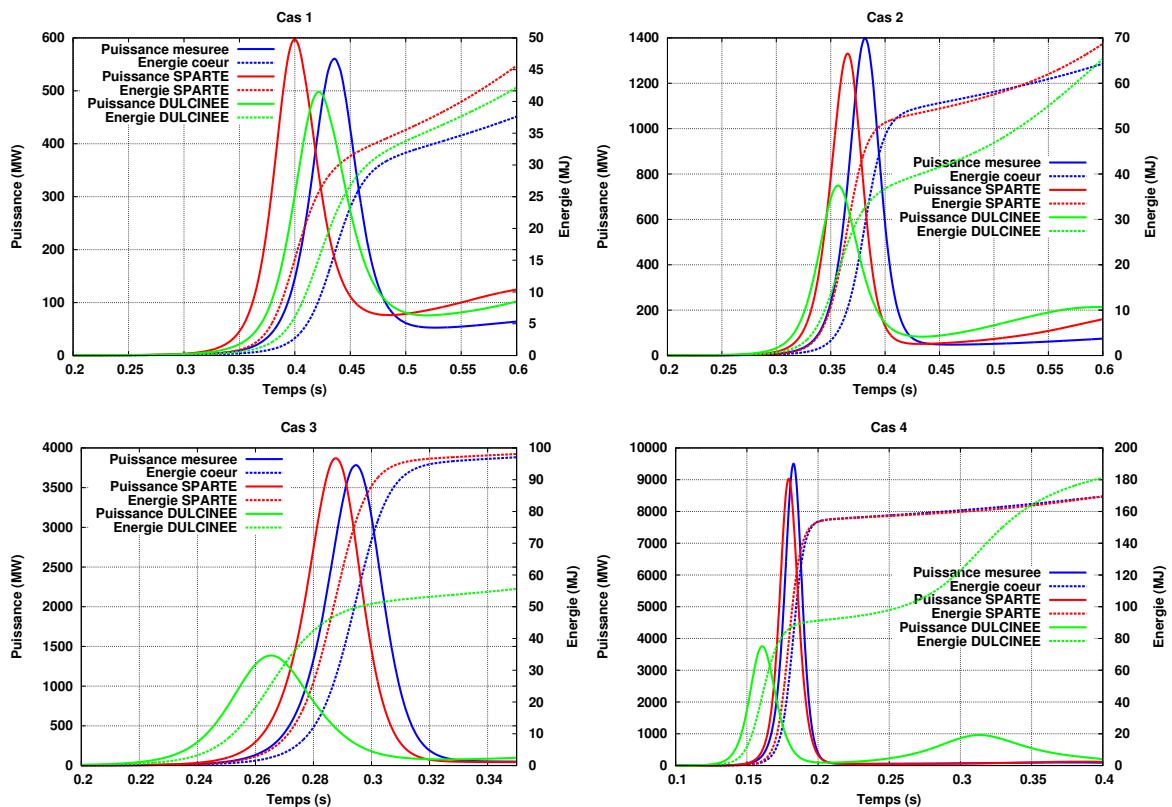


FIGURE 4.13 – Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type SD2

On retrouve sur la figure 4.13, les différents graphiques représentant les comparaisons des

courbes de puissance et d'énergie mesurées et calculées avec SPARTE. Sur les 2 graphiques supérieurs, on observe une bonne adéquation des courbes de puissance mais un décrochage des courbes d'énergie lié à une puissance plus élevée après le pic. Sur les 2 graphiques du bas, on observe que les courbes de puissance et d'énergie sont très proches au faible décalage temporel près.

4.2.3 Doubles dépressurisations (DD)

Si l'on veut construire un transitoire avec un fort dépôt d'énergie (au-delà de 200 MJ), les transitoires de type SD2 ne sont pas suffisants. Les transitoires issus de SD1 déposent une quantité suffisante d'énergie dans le cœur, mais la LMH des pics est plus faible que la LMH supposée liée à une éjection d'une grappe de contrôle dans un REP. Les transitoires structurés issus des doubles dépressurisations permettent d'atteindre les objectifs d'énergie déposée et de LMH, mais demandent de contrôler plus de paramètres expérimentaux.

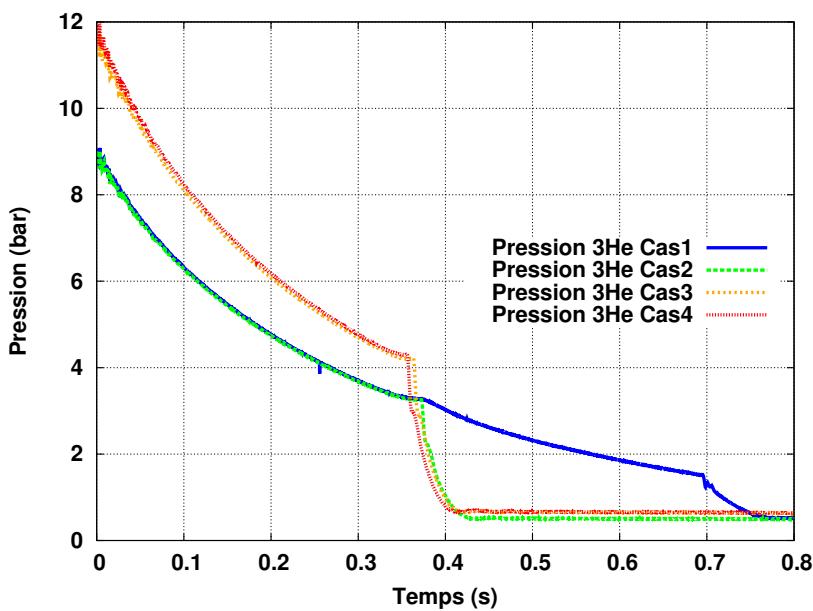


FIGURE 4.14 – Comparaison des dépressurisations de l'³He des BT dans chacun des cas de DD

On rappelle qu'une double dépressurisation correspond aux ouvertures successives des voies petit débit et gros débit. La LMH des pics réalisés dépend des différents paramètres de réglage du transitoire :

- La pression initiale d'³He dans les BT,
- Les réglages d'ouvertures des vannes VABT04 et VABT03,
- L'instant d'ouverture de la seconde vanne.

Pour régler l'instant d'ouverture de la seconde vanne, l'expérimentateur règle un paramètre

de temporisation nommé t_{21} (temps entre vanne 02 et vanne 01 tel que mentionné en 1.4.2). Ce temps correspond à l'intervalle entre la mesure de pression correspondant à 75 % de la pression initiale et le signal d'ouverture de la VABT01 (vanne rapide de la voie gros débit). Le temps électronique + mécanique de l'ouverture effective de la VABT01 après réception du signal t_{21} est noté Δ_1 (ms).

Pour la validation du calcul des transitoires structurés, 4 transitoires ont été sélectionnés. Tous les transitoires sélectionnés sont issus d'une même ouverture de la VABT04 : 3,81 mm. Le premier est un transitoire réalisé pendant les essais de commission présentant 2 pics distincts, il est obtenu par une ouverture tardive de la VABT01, plusieurs centaines de millisecondes après l'instant du premier pic issu de la SD2. La pression initiale est fixée à 9 bar et la VABT03 est ouverte à 7,35 mm. Pour les autres essais l'ouverture de la VABT03 est fixée à son maximum soit 28,88 mm dans le but d'injecter un maximum d'énergie pendant le pic. Le deuxième transitoire, aussi issu des essais de commission, a été réalisé en visant l'ouverture de la seconde vanne à l'instant du pic de la SD2.

Le troisième et le quatrième transitoires ont été sélectionnés parmi les start-up qui ont précédé l'essai CIPQ du 16 avril 2018. Nous avons sélectionné ces transitoires car malgré des paramètres de réglage identiques, ils présentent au final des caractéristiques différentes. Dans les 2 cas, la pression initiale est fixée à 11,5 bar et le temps t_{21} à 182 ms. Les différentes dépressurisations associées à chaque cas sont tracées sur la figure 4.14. Les paramètres et les caractéristiques de ces essais sont listés dans le tableau 4.4.

Tableau 4.4 – Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées des transitoires structurés

Caractéristiques		P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)	E_{pic} (MJ)
9 bar t_{21} 610 ms T_0 294 K	EXP	2010 ± 80	2 pics	175 ± 5	$370 \pm 0,5$	2 pics
	DUL	+7,5 %		+23 %	+100 %	
	SPA	+0,50 %		+2,9 %	-1,9 %	
9 bar t_{21} 186 ms T_0 292 K	EXP	1980 ± 80	$69,5 \pm 0,4$	167 ± 5	$400 \pm 0,5$	156 ± 6
	DUL	+370 %	-76 %	+45 %	+2,0 %	+13 %
	SPA	+1,5 %	-1,3 %	+5,4 %	-9,0 %	0 %
11,5 bar 182 ms, Δ_1 86 T_0 296 K	EXP	4140 ± 170	$34,4 \pm 0,4$	190 ± 6	$380 \pm 0,5$	161 ± 7
	DUL	+170 %	-53 %	+41 %	+4,7 %	+27 %
	SPA	-7,9 %	-7,8 %	-4,2 %	-2,6 %	-15 %
11,5 bar 182 ms, Δ_1 81 T_0 303 K	EXP	5250 ± 210	$25,9 \pm 0,4$	195 ± 6	$374 \pm 0,5$	154 ± 7
	DUL	+96 %	-33 %	+36 %	-4,3 %	+31 %
	SPA	0 %	-14 %	-7,2 %	-2,1 %	-14 %

Pour construire un transitoire issu d'une DD dans SPARTE, on calcule d'abord l'instant du pic de SD2 avec effet TOP, puis l'instant d'ouverture absolu est calculé avec l'instant du pic

de SD2 et la valeur relative de temps d'ouverture entrée par l'utilisateur. La valeur entrée dans le jeu de données correspond à la différence entre l'instant du pic de SD2 mesuré et l'instant d'ouverture observé de la seconde vanne (chute de pression). Comme pour les cas précédents, les calculs DULCINEE sont réalisés en utilisant la courbe de pression expérimentale pour calculer l'insertion de réactivité. Pour le premier cas d'étude, l'expérience montre que le premier pic est le plus haut des deux. Dans le calcul DULCINEE, on observe l'inverse car l'effet TOP n'y est pas calculé. Le calcul SPARTE donne un résultat tout à fait satisfaisant.

Le deuxième transitoire est caractérisé par une LMH de 70 ms et une puissance maximale de 2 GW, équivalente à la puissance maximale du pic de SD2. On observe que le pic de puissance calculé par DULCINEE est beaucoup plus ample et énergétique. Le transitoire calculé par SPARTE semble assez fidèle à la réalité, mais les 9 % d'écart sur l'instant du pic posent question au vu des autres calculs, plus fidèles à la mesure.

La température du système T_0 a été rajouté dans la colonne de gauche. Cette température correspond à un paramètre de l'essai. Le système est à la température de l'eau de la piscine et des réservoirs extérieurs, dépendant à la fois des conditions météorologiques et des conditions d'exploitation de réacteur (irradiation prolongée ou mise en place d'un groupe froid). Lors des start-up, les expérimentateurs se sont retrouvés face à un problème physique venant de l'observation de LMH plus élevées lorsqu'on augmente la température (même réglage du t_{21}). L'explication se trouve dans l'étude de la dépressurisation. On rappelle que la vitesse du son dans le gaz est relié à la température du gaz par la relation suivante :

$$c = \sqrt{\gamma r T} \quad (4.2)$$

Il en découle que la dépressurisation est plus rapide lorsque la température de l' ${}^3\text{He}$ est plus élevée, d'où un pic qui arrive plus tôt. On observe expérimentalement et avec les calculs SPARTE qu'une ouverture plus tôt de la VABT01 permet de réduire la LMH du pic de puissance. Donc, à temps d'ouverture mécanique de la VABT01 égal, une augmentation de la température induit une augmentation du temps relatif séparant le pic et l'ouverture de vanne, et donc une augmentation de la LMH, au contraire du cas étudié. Alors que les calculs DULCINEE surestiment toujours l'amplitude des pics et l'énergie déposée, les calculs SPARTE sous-estiment la LMH et l'énergie déposée dans des proportions raisonnables (< 20% pour la LMH et < 10% pour l'énergie). Observons ces transitoires sur la figure 4.15.

Sur la figure 4.15, on différencie 2 catégories de transitoires structurés :

1. Les transitoires à 2 pics, pour lesquels l'ouverture de vanne est réalisée après le pic issu de la SD2 (cas 1)
2. Les transitoires à 1 pic, pour lesquels l'ouverture de vanne est réalisée pendant la montée en puissance (cas 3 et 4)

Le deuxième cas est un peu particulier car on observe 2 bosses mais regroupées, provenant de l'ouverture de vanne à l'instant du pic engendrant l'accélération d'insertion de réactivité pendant la baisse de puissance. Ce cas permet d'obtenir un pic plus large pouvant correspondre à une éjection de grappe dans un REP en arrêt à chaud, un peu moins violente qu'avec une

LMH de 30 ms, ou à une chute de grappe dans un REB en conditions d'arrêt à froid.

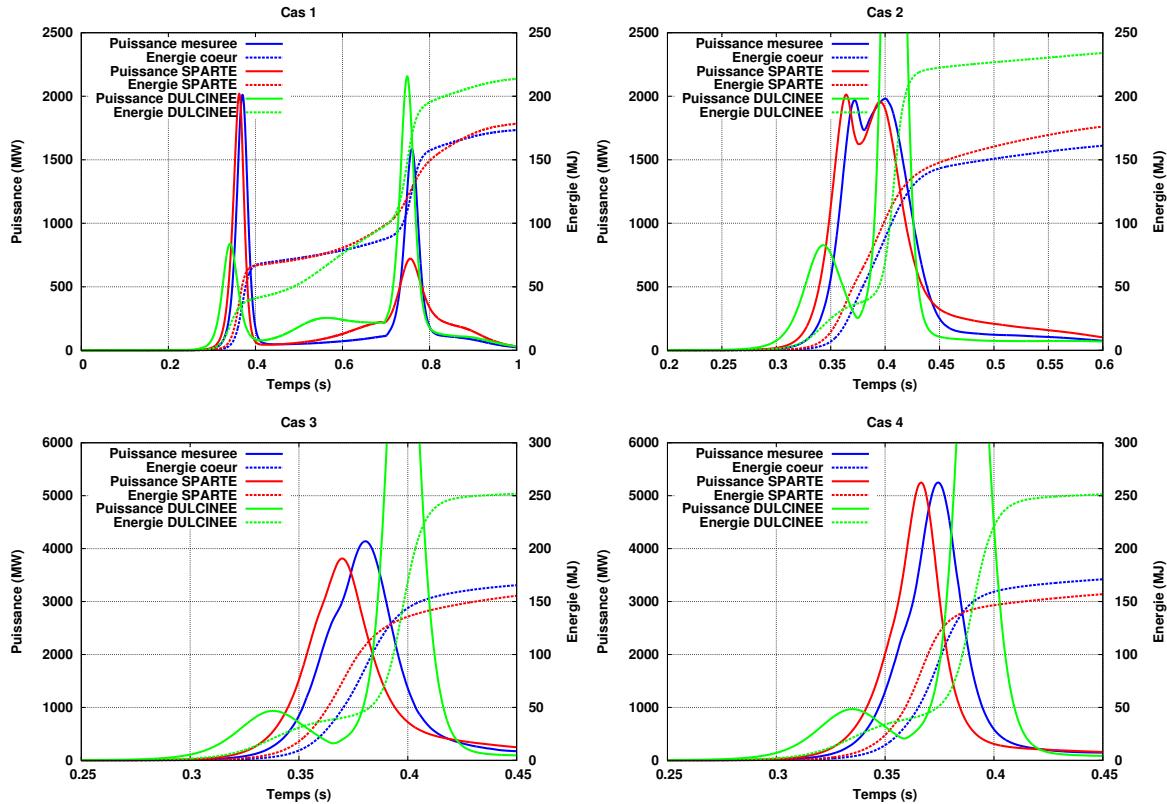


FIGURE 4.15 – Comparaison Mesure/SPARTE/DULCINEE des transitoires de puissance de type DD

L'observation du premier cas montre qu'on calcule bien le premier pic de puissance issu de la SD2 (comme dans le paragraphe précédent). On observe ensuite une remontée en puissance sur le pic calculé, non mesurée, mais responsable du surplus d'énergie calculé précédemment en SD2. Puis, on remarque que le deuxième pic calculé est moins ample que la mesure. Cela provient à la fois de la puissance plus élevée à partir de laquelle le deuxième pic démarre, mais également de la prise en compte de l'effet TOP seulement autour du premier pic (méta-modèle d'effet TOP limité à la prédiction de transitoires à une bosse dans SPARTE).

Dans le deuxième cas l'observation est très intéressante, car on remarque que la deuxième bosse de la mesure est plus élevée que la première. Pour le calcul avec SPARTE, on observe le contraire, ce qui explique la différence du temps de pic qui paraissait élevée (l'instant du pic est défini comme l'instant correspondant à la puissance maximale). La réalité est que les 2 bosses ont quasiment la même amplitude. Le dépôt d'énergie calculé est fidèle à la mesure, mais on observe tout de même une légère différence après 0,5 s liée à une stabilisation de la puissance à un plus haut niveau par le calcul (signe d'une réactivité plus élevée).

Pour le troisième et le quatrième cas, la forme des pics est assez bien calculée en terme d'amplitude, mais la largeur à mi-hauteur est un peu sous-estimée. Cela entraîne une sous-

estimation de l'énergie déposée pendant le pic de puissance. Il est possible que l'on sous estime l'insertion de réactivité par effet TOP à 11,5 bar de pression initiale, ou qu'on surestime la contre-réactivité de l'effet Doppler ou d'un autre effet de température.

4.3 Synthèse sur le développement de SPARTE

SPARTE est développé en Fortran77 sur la base du code DULCINEE, dont le premier développement date de 1968. L'objectif de SPARTE est de calculer un transitoire de puissance de type RIA dans un reacteur de recherche aux conditions d'essais particulières : CABRI. En effet, en plus de la résolution multiphysique classique de ce type de transitoire (cinétique ponctuelle, thermohydraulique 1D, transferts thermiques 1D), on peut prendre en compte la variabilité des conditions d'essai pendant le transitoire de puissance. D'un point de vue neutronique, cette variabilité est causée par les amples variations de température du système et de la quantité d'absorbants neutroniques (dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$).

L'amélioration de la modélisation des transitoires de puissance CABRI dans le code SPARTE passe par l'intégration de modèles physiques issus de l'analyse des phénomènes. Des métamodèles de type réseaux de neurones sont issus des calculs Monte-Carlo avec le code TRIPOLI4 et le schéma de calcul CABRI validé expérimentalement. Ils permettent de calculer l'antiréactivité Doppler avec un coefficient variable en fonction de la température et de l'empoisonnement, ainsi que la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ et les paramètres cinétiques (Λ_{eff} et β_{eff}). Un modèle de dépressurisation des barres transitoires est basé sur une résolution analytique et calibré par rapport aux simulations Best-Estimates CFD et aux mesures en réacteur. La déviation du taux de dépressurisation par effet TOP est modélisée dans le code SPARTE sous la forme d'une gaussienne établie à partir des mesures de puissance lors des essais de commission. La forme de ce phénomène de déviation a été observée sur un chaînage multiphysiques de simulations (Neutronique TRIPOLI4, ionisation SRIM et CFD STAR-CCM+).

La modélisation de ces phénomènes physiques permet d'améliorer la prédiction de la majorité des transitoires. Le passage d'une utilisation de l'évolution temporelle de pression à l'évolution temporelle de densité permet de mieux prédire l'instant du pic du transitoire de puissance. La prise en compte de l'effet TOP impacte fortement l'injection d'énergie dans le pic de puissance, notamment lorsque la pression initiale d' ${}^3\text{He}$ est élevée et que la section de passage de la vanne de réglage est faible. La combinaison des 2 précédentes améliorations permet de mieux calculer les transitoires structurés issus des doubles dépressurisations.

La variabilité de l'effet Doppler impacte de nombreux transitoires dans la mesure où à faible puissance le coefficient Doppler est en dessous de la valeur de référence de DULCINEE de $103 \text{ } \textit{pcm} \cdot K^{\frac{-1}{2}}$ et au dessus à haute puissance, en lien avec l'augmentation de température du combustible. La variation de densité d' ${}^3\text{He}$ pendant le transitoire a aussi son impact sur le coefficient Doppler. Pour les transitoires rapides à haut dépôt d'énergie (typiquement le transitoire de 20 GW de puissance maximale), le modèle de Doppler permet de réduire la LMH et la puissance maximale calculées. Les autres modèles apportent des modifications mineures sur le timing du transitoire.

Douze cas de validation ont été retenus pour être présentés dans cette thèse. On rappelle les paramètres expérimentaux de ces transitoires dans le tableau 4.5. L'instant d'ouverture de la vanne VABT01 (t_{ouv}) est relatif à l'instant du pic issu de la SD2 associée. On résume l'écart calcul/expérience en fonction des résultats sur les caractéristiques des transitoires de puissance présentés dans les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4.

Tableau 4.5 – Paramètres de réglage des douze cas de validation de SPARTE et accord calcul/expérience préliminaire global

Nom	P_0 (bar)	H03 (mm)	H04 (mm)	t_{ouv} (ms)	C/E
SD1 1	1,3	28,88			Mauvais
SD1 2	4,0	28,88			Bon
SD1 3	7,0	28,88			Bon
SD1 4	11,5	14,16			Bon
SD2 1	4,0		3,81		Moyen
SD2 2	7,0		3,81		Moyen
SD2 3	11,5		5,33		Moyen
SD2 4	14,5		13,32		Bon
DD 1	9,0	7,35	3,81	322	Bon
DD 2	9,0	28,88	3,81	-1	Bon
DD 3	11,5	28,88	3,81	-8	Moyen
DD 4	11,5	28,88	3,81	-11	Moyen

Dans de nombreux cas, le passage de DULCINEE à SPARTE permet d'améliorer le calcul des transitoires en terme de prédiction des caractéristiques. Les résultats sont très sensibles aux améliorations pour le calcul des transitoires issus des simples dépressurisations par la voie petit débit et des transitoires structurés. Les calculs des transitoires à faible pression initiale ($\simeq 1$ bar), s'est dégradé par rapport à DULCINEE. Cela provient du rapport entre la réactivité injectée et la fraction effective de neutrons retardés. Une étude de cas est présentée dans le chapitre suivant.

La validation expérimentale de SPARTE montre que le calcul de la forme des transitoires et de l'énergie déposée dans le pic est souvent très bon. Par contre, comme avec DULCINEE, on observe que l'énergie déposée après le pic calculée est plus élevée que la mesure à cause d'une puissance de stabilisation trop élevée avant la chute des BCS. Cela signifie que la réactivité nette du cœur est surestimée en fin de transitoire. Cela peut venir d'une surestimation de la réactivité de ^{13}He aux faibles pressions, d'une sous-estimation du coefficient Doppler ou de la température du combustible ou même de la déformation des matériaux. Avec SPARTE, on peut étudier la sensibilité à ces phénomènes physiques, mais pour l'évaluation des températures et de la déformation des matériaux, un code de thermomécanique comme SCANAIR ou ALCYONE devrait être utilisé en couplage avec un code de thermohydraulique comme CATHARE.

Dans la prochaine partie, nous allons étudier les incertitudes liées aux calculs des transitoires de puissance avec SPARTE. On s'intéressera à la propagation des incertitudes de mesure et de calcul sur les caractéristiques des transitoires de puissance CABRI. Les études de sensibilité associées pourront dégager des voies d'amélioration du code de prédiction.

Validation BEPU complète de SPARTE et optimisation des transitoires CABRI

Sommaire

5.1 Propagation et analyse des incertitudes	122
5.1.1 Les incertitudes liées aux paramètres de mesure	122
5.1.2 Les incertitudes liées aux modèles	124
5.1.3 Réalisation de plans d'expérience	127
5.1.4 Analyse de sensibilité	128
5.2 Optimisation des paramètres d'un transitoire	128
5.2.1 Les méthodes d'optimisation	128
5.2.2 Processus d'optimisation	128
5.3 Analyse d'un transitoire à faible injection de réactivité	129
5.3.1 Propagation des incertitudes	129
5.3.2 Analyse de sensibilité	131
5.4 Validation complémentaire de SPARTE	134
5.5 Optimisation d'un transitoire "naturel"	136
5.5.1 Caractéristiques du transitoire	136
5.5.2 Optimisation des paramètres du transitoire	137
5.5.3 Propagation des incertitudes	139
5.5.4 Analyse de sensibilité	140
5.6 Optimisation d'un transitoire "structuré"	143
5.6.1 Caractéristiques du transitoire	143
5.6.2 Optimisation des paramètres du transitoire	143
5.6.3 Propagation des incertitudes sur les transitoires structurés optimisés	145
5.6.4 Analyse de sensibilité associée à l'optimisation du transitoire structuré	146
5.7 Analyse et perspectives pour les expériences CABRI	148
5.7.1 Protocole expérimental basé sur l'analyse des incertitudes	149
5.7.2 Application des capacités expérimentales de CABRI à d'autres transitoires	150
5.8 Synthèse	154

Ce chapitre a pour objectif de prédire et déterminer les incertitudes associées aux calculs des transitoires de puissance CABRI ainsi que d'estimer, a priori, l'incertitude expérimentale

de reproductibilité sur les transitoires cibles. Cette partie constitue la validation expérimentale BEPU de l'outil développé dans le cadre de la thèse. Ce travail, sera complété par une étude d'optimisation des paramètres des transitoires pour atteindre les caractéristiques attendues lors d'un essai avec une incertitude optimale. Après la description des méthodes, sont présentés des cas d'applications aux transitoires naturels et structurés ainsi qu'un cas particulier d'un transitoire à faible injection de réactivité. Cela nous permettre ensuite de procéder à la validation définitive du code SPARTE, sur la base de l'ensemble des cas étudiés au chapitre 4. Pour clore ce chapitre, nous discuterons des perspectives offertes par SPARTE pour concevoir de nouvelles expériences CABRI, et améliorer leur prédition tant du point de vue modélisation que du point de vue expérimentation.

5.1 Propagation et analyse des incertitudes

La propagation des incertitudes au travers d'un code peut être réalisée en employant une méthode de type Monte-Carlo. Un grand nombre de simulations du même transitoire avec des variations des paramètres d'entrée dans leur domaine d'incertitudes permet d'évaluer l'incertitude propagée sur les paramètres de sortie. Les incertitudes d'entrée peuvent être liées soit aux paramètres mesurés d'une expérience soit aux modèles inclus dans le code. Sauf précision, les lois de distribution des différents paramètres sont considérées comme Gaussiennes autour de leurs valeurs nominales. Nous proposons ici une méthode de réalisation de plans d'expériences pour évaluer les incertitudes de prédiction [86] et de reproductibilité des essais CABRI. Une analyse de sensibilité permettra ensuite d'évaluer les perspectives d'amélioration de la prédiction et de la reproductibilité des essais. Cela passe par l'utilisation de méthodes connues et éprouvées.

5.1.1 Les incertitudes liées aux paramètres de mesure

Les paramètres d'un essai CABRI sont maîtrisés par les expérimentateurs et les exploitants du réacteur CABRI. Certains paramètres sont liés à l'état du cœur et d'autres aux paramètres de la dépressurisation. Les incertitudes associées sont liées à la calibration de l'instrumentation, à l'incertitude technologique (propriété des matériaux composant le détecteur par exemple) et de mesure (acquisition, bruit électronique). Listons ces paramètres et estimons leurs incertitudes.

La mesure de puissance en transitoire est réalisée grâce à des chambres à dépôt de bore nommées chambres expérimentales. Ces chambres sont situées à différentes distances du cœur (voir figure 5.1), afin de couvrir toute la plage de variation de puissance. Le calcul des incertitudes [87] amène à un écart type d'environ 1,5 % sur la puissance mesurée.

La cote critique des BCS est soit une donnée expérimentale entrée du code soit évaluée par un petit module basé sur des analyses du cœur dans des état critiques permanents. La cote critique dépend au premier ordre de la pression d' ${}^3\text{He}$ dans les BT à l'état initial, mais

dépend aussi de la température du système. L'écart type de répétabilité sur la mesure de la cote critique est par retour d'expérience d'environ 0,5 mm. Par contre, un biais peut apparaître entre plusieurs sessions d'essais, provenant de certaines opérations et d'un décalage mécanique possible de la cote de référence (décalage du zéro).

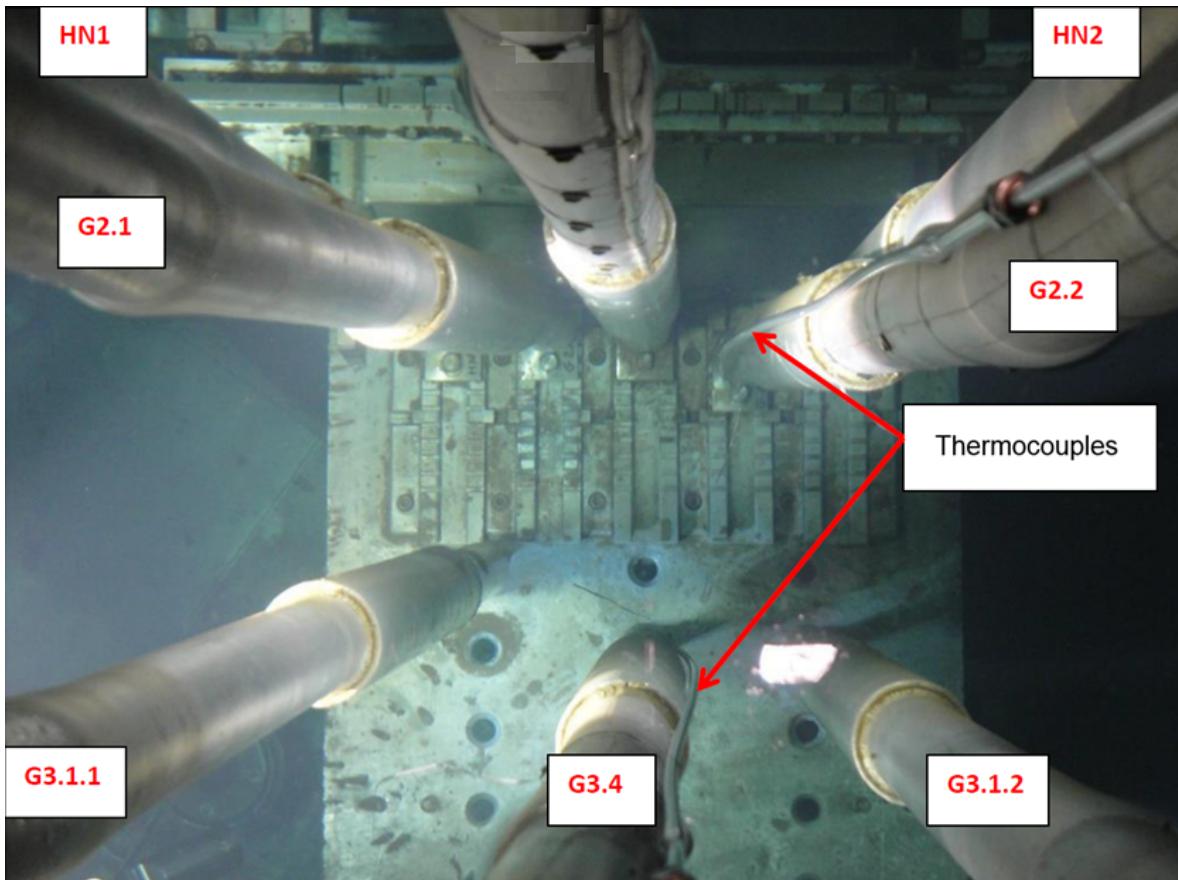


FIGURE 5.1 – Emplacement des chambres neutroniques de CABRI derrière le tablier de plomb les séparant du cœur (en haut de l'image) [26]

La température de l'eau du cœur au début de l'essai, T_0 , est aussi un paramètre important. On prend comme référence la température mesurée à la position de la chambre G22 (chambre expérimentale la plus proche du cœur voir figure 5.1). L'écart type sur la mesure de température est de l'ordre de 0,5 K, liée à l'incertitude sur le zéro et la sensibilité du thermocouple. Le thermocouple n'est pas dans le cœur, mais juste à côté, il peut donc y avoir une légère différence avec la température réelle. Pour le calcul de la dépressurisation et du transitoire de puissance, c'est cette température initiale qui est considérée.

Avant chaque essai, l^3He est pressurisé jusqu'à une pression cible P_0 . Les capteurs de pression sont sensibles aux changements de température et possèdent des incertitudes de calibration et de précision électronique de la mesure. Ils sont de plus calibrés par rapport à d'autres capteurs de pression dans des conditions de stabilisation avec d'autres parties du circuit. L'écart type sur la pression initiale peut donc être décomposé en une composante

système (0,35 % de la valeur nominale de pression) et une composante de lecture liée au bruit d'acquisition (0,01 bar). Plus la pression d'³He est faible, plus cette deuxième composante est influente.

Les vannes de réglage VABT03 et VABT04 forment une section de passage pour le gaz plus ou moins grande suivant la position du pointeau (voir figure 3.20). La levée du pointeau est mesurée électroniquement en volts et traduite en mm. L'incertitude (écart type) sur la levée H03 de la VABT03 vaut 0,12 mm et 0,06 mm pour la levée H04 de la VABT04.

Il existe également une incertitude sur la pureté de l'³He mesurée environ chaque année en période d'essais. L'impureté majeure pouvant être insérée lors d'opérations d'exploitations est du diazote, plus lourd et ralentissant la dépressurisation. La pureté (pur) en 2017 était de l'ordre de 99 % avec un écart type de 0,25 %.

La dernière incertitude expérimentale concerne le temps d'ouverture de la VABT01 lors des doubles dépressurisations. En effet, malgré le réglage d'un timing t_{21} fonctionnant parfaitement, il subsiste une incertitude sur le temps d'ouverture mécanique et électronique de la VABT01. L'écart type sur le temps d'ouverture t_{ouv} qui en résulte est de l'ordre de 1,5 ms, établi sur la base d'une trentaine de start-ups.

La propagation des incertitudes de mesure par le calcul est fondamentale pour estimer la reproductibilité d'un essai dans la mesure où le code de calcul reproduit bien les variations sur le résultat final liées aux variations des paramètres incertains. Les différents paramètres de mesure incertains sont rassemblés dans le tableau 5.1.

Tableau 5.1 – Les incertitudes de mesure

Nom	Abbréviation	Unité	σ
Puissance initiale	Power	kW	1,5 %
Température initiale	T0	K	0,5
Pression initiale ³ He	pre0	bar	0,01, 0,0035 · Pr_0
Pureté de l' ³ He	pur	%	0,25 %
Course ouverture VABT03	H03	mm	0,12
Course ouverture VABT04	H04	mm	0,06
Instant d'ouverture de la VABT01	touv	ms	1,5
Cote des BCS	cote	mm	0,5
Instant de chute des BCS	tchute	ms	2

5.1.2 Les incertitudes liées aux modèles

L'évaluation de l'incertitude du calcul, passe par la propagation des incertitudes sur les modèles physiques. De manière générale, les métamodèles présentent un très bon accord

avec les calculs best-estimate. Les résidus sont donc assez faibles pour les considérer comme négligeables à côté des incertitudes sur les modèles eux mêmes.

Au chapitre 3, nous avons propagé les incertitudes expérimentales et de modélisation des paramètres cinétiques pour obtenir l'incertitude sur la courbe de réactivité mesurée de l' ${}^3\text{He}$. L'incertitude sur la réactivité avec la courbe expérimentale dépend de la densité de l' ${}^3\text{He}$ dans les BT. La loi d'incertitude est réalisée à partir de la matrice de variance covariance issue de la propagation des incertitudes sur le modèle expérimental de réactivité. Pour le méta-modèle issu des calculs TRIPOLI4, une incertitude d'écart type de 5 % sur la réactivité injectée est cohérente avec les incertitudes globales du formulaire de calcul sur les effets en réactivité (de l'ordre de 1500 pcm) liées à la fois aux données nucléaires, aux incertitudes géométriques et de bilan matière. Cependant, des études neutroniques complémentaires pourraient améliorer la précision de cette incertitude.

L'incertitude sur la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ liées aux incertitudes sur les paramètres cinétiques a également été discutée au chapitre 3. L'incertitude sur la fraction effective de neutrons retardés β_{eff} est par avis d'expert [58] d'environ 3 % à 1σ et 5 % (1σ) pour le temps moyen de génération des neutrons prompts Λ_{eff} .

L'effet Doppler est la contre-réaction prépondérante dans CABRI. Le méta-modèle d'an-tiréactivité Doppler se base sur des calculs TRIPOLI4 avec le jeu de données CABRI et la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1. L'incertitude sur la réactivité Doppler calculée avec TRIPOLI4 est liée à plusieurs approximations [88] :

- le modèle DBRC,
- les paramètres de résonance des réactions ${}^{238}\text{U} + n$,
- les incertitudes sur les données nucléaires

La perturbation de ces incertitudes mène à une incertitude estimée à environ 5 % par avis d'expert [89] de la réactivité Doppler dans un réacteur à eau légère. Le coefficient Doppler intégral calculé avec le méta-modèle dans SPARTE sera donc perturbé avec un écart type de 5 %. D'autres phénomènes physiques peuvent avoir un impact sur la réactivité Doppler dans CABRI :

- à haute température (plus de 1500 K), aucune expérience ne permet de valider les modèles d'élargissement des résonances,
- la non uniformité des températures du combustible dans le cœur lié au transitoire de puissance,
- dans un cœur de petite taille comme CABRI, avec beaucoup de fuites, les incertitudes sur les sections inélastiques et sur les spectres de fission peuvent contribuer à une incertitude plus importante.

Les modèles de dépressurisation et d'effet TOP sont liés aux effets de réactivité dans CABRI dans la mesure où ils sont finalement obtenus par cinétique inverse d'une base d'essai. Les incertitudes de réactivité sont de l'ordre de 5 % à 1σ . L'incertitude sur la vitesse de dépressurisation est alors de l'ordre de 5 % car l'accord modèle/calcul est très bon (résidu < 1 %). L'effet TOP est beaucoup plus incertain ($\sigma \simeq 10$ % sur la déviation du taux de dépressurisation) au vu de l'accord entre le modèle et le calcul plus approximatif (figure 3.23).

Le modèle définissant la densité d' ${}^3\text{He}$ finale atteinte lors d'un essai est basé sur la pression

d' ${}^3\text{He}$ stabilisée à la fin des essais sur une base de 66 start-ups. La densité finale dépend de la densité initiale d' ${}^3\text{He}$ dans les BT et dans le réservoir en aval des vannes (presque vide) ainsi que des volumes associés (5.1).

$$P_{finale} = \frac{P_{0BT} \cdot V_{BT} + P_{0Aval} \cdot V_{Aval}}{V_{BT} + V_{Aval}} \quad (5.1)$$

En relatif à la pression finale atteinte, le modèle est plus précis à haute pression initiale qu'à basse pression (voir figure 5.2). L'écart type des résidus du modèle est d'environ 5 % de la densité finale calculée, considéré comme l'incertitude sur la densité finale d' ${}^3\text{He}$ dans les BT.

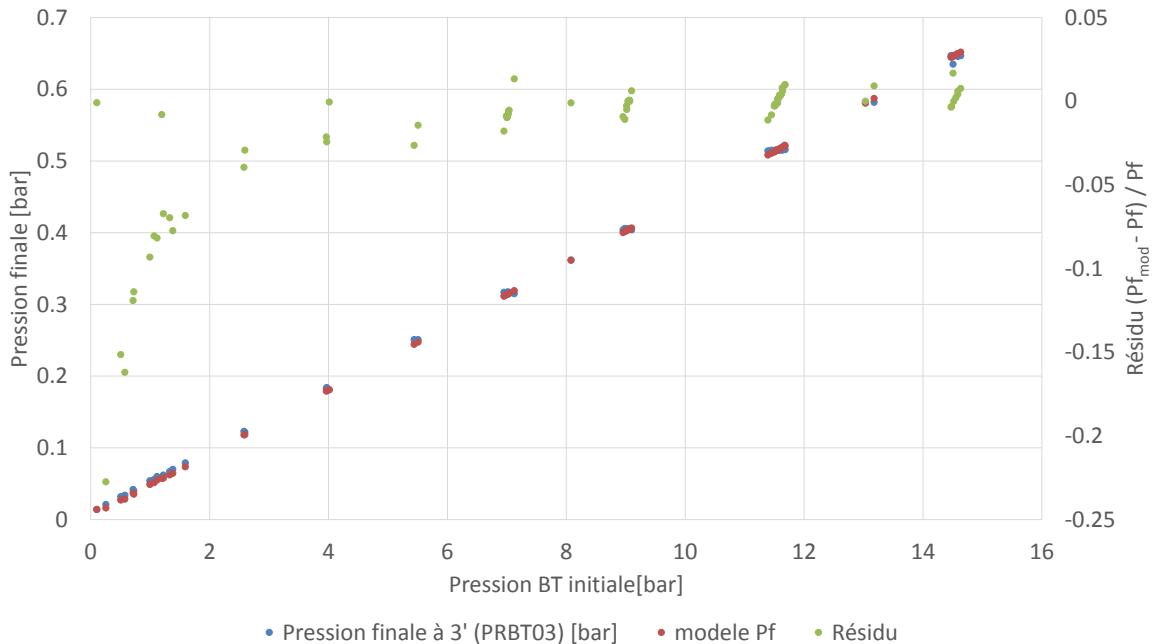


FIGURE 5.2 – Modélisation de la pression finale d' ${}^3\text{He}$ atteinte lors des essais avec un modèle bilinéaire

La loi de capacité calorifique de l' UO_2 est un fit de plusieurs mesures établi dans [90] par J.K. Fink. Une loi polynomiale permet de calculer la capacité calorifique de l' UO_2 en (J/mol.K). L'écart type des mesures par rapport à la loi polynomiale est d'environ 1 %. Pour passer à la capacité calorifique volumique utilisée dans SPARTE, on divise la valeur obtenue par la loi de Fink par la masse molaire, puis on multiplie par la masse volumique de l' UO_2 dans CABRI.

La porosité initiale des crayons CABRI était d'environ 6 %, mais la métallographie de certains crayons montre que les transitoires de puissance ont dégradé le combustible en modifiant la porosité. La porosité moyenne (radiale) du combustible se situe entre 6 et 12 %. Elle influe sur la masse volumique de combustible et sur l'épaisseur du jeu pastille/gaine. Cette porosité moyenne varie de plus en fonction du crayon et de la cote axiale en fonction de la distribution de flux neutronique dans le cœur. Par manque d'information détaillée, une loi de

distribution uniforme a été retenue pour ce paramètre.

La loi de conductivité de l'oxyde d'uranium est basée sur la loi de Harding and Martin [91] (proche de la loi de Ronchi [92]) corrigée pour prendre en compte la porosité du combustible. Un écart type de 7,9 % est recommandé dans la publication de J.K. Fink [90]. Les propriétés thermiques influent sur les échanges de chaleur, la température du combustible et des matériaux en contact. Ces températures sont à la base du calcul des contre-réactions neutroniques pour le calcul de la réactivité nette du cœur.

On résume dans le tableau 5.2, les différentes incertitudes de modélisation.

Tableau 5.2 – Les incertitudes de modélisation

Nom	Abbréviation	Unité	σ ou loi
Λ_{eff}	dlamb	μs	5 %
β_{eff}	beta	pcm	3 %
réactivité ^3He	reac3He	pcm	5 %
réactivité Doppler	Doppler	pcm	5 %
vitesse de dépressurisation	dtdepr	m/s	5 %
déviation de l'effet TOP	TOP		10 %
densité finale	Dfinal	kg/m^3	5 %
Capacité thermique UO_2	Cp	$J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$	1 %
Conductivité thermique UO_2	Cond	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	7,9 %
porosité UO_2	por	%	$U(6, 12 \%)$

Les méthodes d'étude des incertitudes sont détaillées dans le chapitre 2. Nous rappelons ici quelques méthodes qui sont utilisées dans les analyses et propagation des incertitudes étudiées dans la suite.

5.1.3 Réalisation de plans d'expérience

La démarche proposée consiste à évaluer les lois d'incertitudes sur les caractéristiques des transitoires de puissance à l'aide d'un grand nombre de réalisations SPARTE. Les données d'entrée sont perturbées selon différentes lois de distribution (Normale, uniforme) de ces données d'entrée. Les plans d'expériences sont réalisés avec une suite de Sobol [93], une suite quasi-aléatoire à faible discrépance ou par un échantillonnage LHS (voir figure 2.10) avec un critère Maximin. Les suites de Sobol utilisent une base de deux pour former des partitions successives d'un intervalle unitaire et réordonner les coordonnées dans chaque dimension. Le plan d'expérience est généré par la plate-forme d'incertitudes URANIE avant les calculs SPARTE.

5.1.4 Analyse de sensibilité

Cette analyse permet d'étudier la sensibilité d'une sortie d'un calcul aux différents paramètres d'incertitudes. Cela permet d'identifier les variables majoritairement responsables de l'incertitude d'une sortie. Deux méthodes ont été employés lors des travaux de thèse :

- Une analyse qualitative avec la méthode de Morris [49],
- Une analyse quantitative avec le calcul des indices de Sobol [50].

5.2 Optimisation des paramètres d'un transitoire

L'objectif du processus d'optimisation est de développer une méthode permettant d'identifier les paramètres d'un transitoires associés à des caractéristiques répondant à une spécification cible. Le but de cette approche est de pouvoir guider les expérimentateurs dans le choix des paramètres d'un essai. Dans ce cadre, SPARTE calcule les caractéristiques du transitoire et URANIE gère le choix des paramètres de chaque simulation, pour se rapprocher de la solution finale [94].

5.2.1 Les méthodes d'optimisation

Plusieurs méthodes d'optimisation utilisant la librairie C++ NLOpt [51] sont disponibles dans URANIE. Quatre algorithmes décrits au chapitre 2 (2.3.3.4) ont été testés dans le but de choisir la plus optimale en termes d'exécution et de précision :

- COBYLA,
- BOBYQA,
- Nelder-Mead,
- Subplex.

5.2.2 Processus d'optimisation

La mise en place et le test de ces méthodes nécessite de définir un paramètre objectif à minimiser. Dans le cadre d'un transitoire de puissance CABRI, l'objectif est une combinaison des caractéristiques souhaitées du transitoire. On rappelle que les caractéristiques d'un transitoire sont définies par la largeur à mi hauteur, l'énergie déposée dans le cœur à la fin du transitoire, la puissance maximale atteinte et l'instant du pic. Contrairement aux autres paramètres de sortie, l'instant du pic de puissance ne fait pas partie, à ce jour, des objectifs expérimentaux.

On définit une fonction de combinaison (comb) à minimiser équivalant à la somme des écarts quadratiques relatifs entre les résultats de calcul et les objectifs. Par défaut, tous les objectifs expérimentaux ont la même importance. Par exemple, pour un transitoire défini par

3 objectifs (P_{max}^{Ref} , E_{Fin}^{Ref} , LMH^{Ref}), l'équation de la fonction de combinaison est alors :

$$comb = \left(\frac{LMH - LMH^{Ref}}{LMH^{Ref}} \right)^2 + \left(\frac{E_{Fin} - E_{Fin}^{Ref}}{E_{Fin}^{Ref}} \right)^2 + \left(\frac{P_{max} - P_{max}^{Ref}}{P_{max}^{Ref}} \right)^2 \quad (5.2)$$

Les plages de variation des paramètres de l'essai sont définies en fonction du retour d'expériences et des besoins.

Les cas d'application des études d'incertitudes sont :

- Un transitoire à faible injection de réactivité avec une pression initiale d' ${}^3\text{He}$ d'environ 1,3 bar,
- Un transitoire naturel,
- Un transitoire structuré typiquement représentatif d'un RIA dans un REP avec comparaison de plusieurs cas optimisés.

5.3 Analyse d'un transitoire à faible injection de réactivité

L'objectif du premier cas est d'expliquer l'écart calcul/expérience observé pour les transitoires à faible insertion de réactivité. On reprend le cas numéro 1 issu d'une SD1 du chapitre précédent. C'est un essai à 1,3 bar de pression initiale et à ouverture maximale ($H03 = 28,88 \text{ mm}$) de la VABT03. Dans ce cas, on préfère utiliser la loi de réactivité provenant du calcul TRIPOLI4, car la confiance dans les mesures de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ à faible pression est assez réduite.

5.3.1 Propagation des incertitudes

Les incertitudes expérimentales sont propagées pour étudier la reproductibilité de l'essai. On a perturbé 7 paramètres pour propager les incertitudes sur le transitoire de puissance. La propagation réalisée avec 1400 calculs permet d'obtenir le tableau 5.3.

Tableau 5.3 – Propagation des incertitudes expérimentales sur le transitoire à faible injection de réactivité

Caractéristiques		P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)
28,88 mm - 1,3 bar	EXP	130	90,0	16,9	201
Moyenne	SPA	235	67,9	23,8	184
Incertitude σ	SPA	9,2 %	5,2 %	4,4 %	3,0 %

La propagation des incertitudes expérimentales montre que l'essai peut présenter des variations sensibles aux paramètres expérimentaux avec près de 9 % d'écart type sur la puissance maximale par exemple. On vérifie que la répartition des caractéristiques calculées répond à

une loi gaussienne par un fit des résultats de calcul présenté sur la figure 5.3. On observe bien une loi gaussienne sur la reproductibilité de la puissance maximale (à gauche).

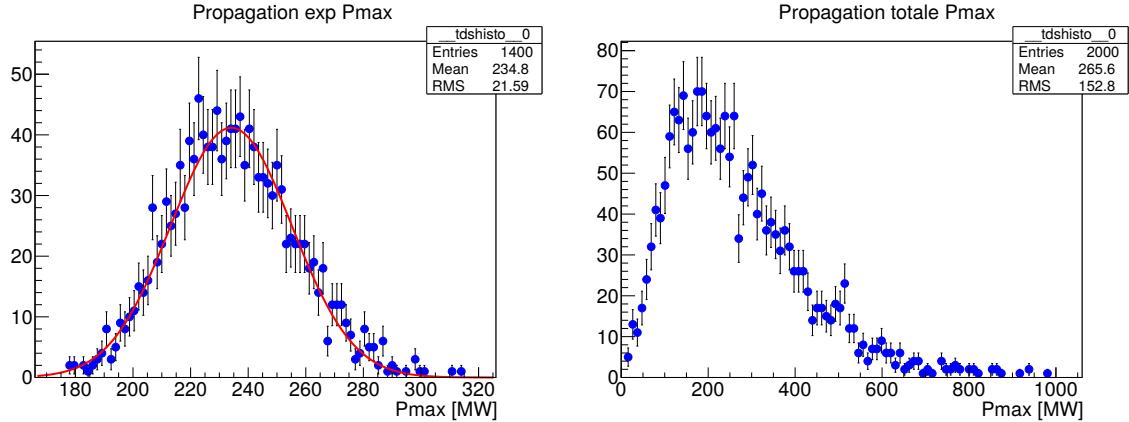


FIGURE 5.3 – Distribution des puissances maximales pour les calculs de reproductibilité (gauche) et d'incertitudes totales (droite)

L'incertitude sur la prédiction du transitoire est obtenue en ajoutant les incertitudes de modélisation. L'incertitude totale de prédiction de l'essai est obtenue par propagation de toutes les incertitudes à travers 2000 calculs SPARTE. Cette propagation est reprise dans le tableau 5.4.

Tableau 5.4 – Propagation des incertitudes sur les modèles sur le transitoire à faible injection de réactivité

Caractéristiques		P _{max} (MW)	LMH (ms)	E _{1,2s} (MJ)	t _{pic} (ms)
28,88 mm - 1,3 bar	EXP	130	90,0	16,9	201
Médiane	SPA	235	67,9	23,8	184
σ_{total}	SPA	65,1 %	45,0 %	29,5 %	17,8 %

L'incertitude liée aux modèles est bien plus importante que l'incertitude expérimentale. De plus, la répartition des caractéristiques calculées ne forme pas une gaussienne (voir résultat de la propagation totale sur la figure 5.3). L'intervalle de confiance à 95 % se trouve en triant les résultats de calcul de la plus petite à la plus grande énergie par exemple (grandeur intégrale). On regarde alors les résultats de calcul entre les 2,5 % et 97,5 % des valeurs triées. La figure 5.4 compare les évolutions de puissance et d'énergie mesurées avec la puissance calculée avec propagation cumulée de toutes les incertitudes.

Les aires incluant 95 % des calculs de propagation sont représentées sur les graphiques d'évolution de puissance et d'énergie déposée dans le cœur. Les puissances calculées ne suivent pas une répartition normale, on ne peut donc pas se fier à l'écart type pour calculer l'intervalle de confiance à 95 %. On déduit de ce graphique que la puissance mesurée se situe dans l'intervalle de confiance du calcul. Cependant, l'incertitude de calcul est très élevée et l'analyse

de sensibilité peut nous aider à mieux la comprendre.

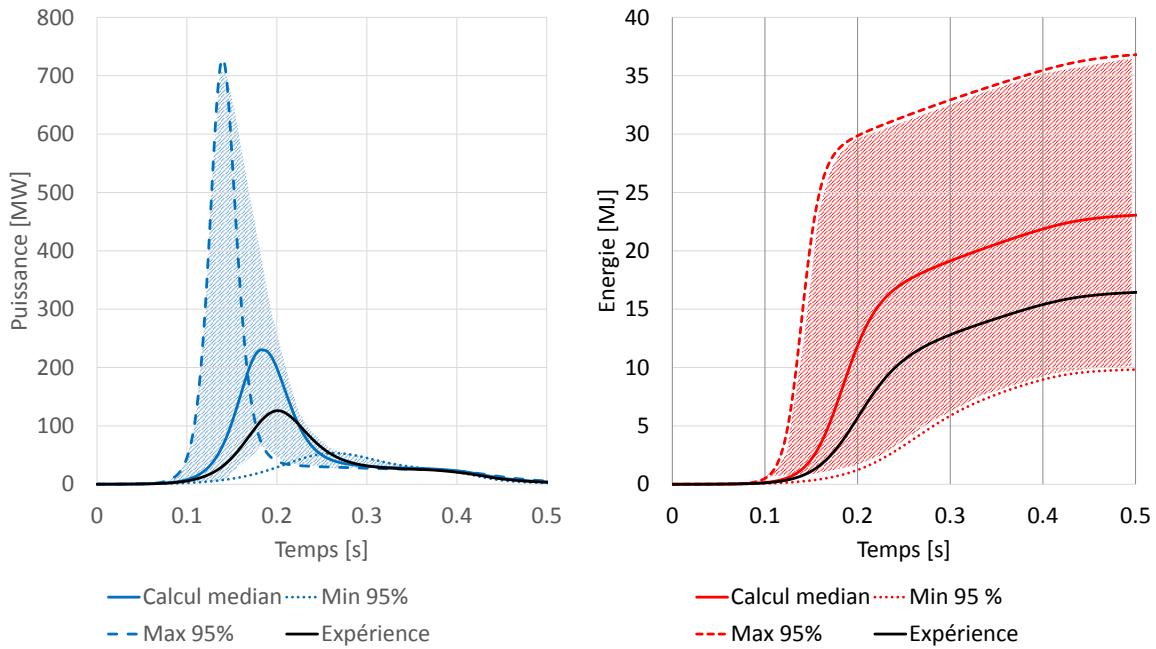


FIGURE 5.4 – Évolutions calculées de la puissance et de l'énergie cœur avec incertitudes propagées et comparaisons à la mesure expérimentale

5.3.2 Analyse de sensibilité

L'analyse de sensibilité est basé sur la méthode de Morris (cf 2.3.3.3), qui inclut toutes les incertitudes soit 17 paramètres perturbés. On cherche à repérer les paramètres d'incertitudes les plus influents et à éliminer les moins influents. Les résultats de l'analyse de Morris sont tracés sur quatre graphiques dans les repères (μ^*, σ) des différentes caractéristiques du transitoire (puissance maximale, LMH, énergie déposée, instant du pic) (figure 5.5).

L'analyse de sensibilité de Morris permet d'identifier la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ (reac3He) comme étant le paramètre le plus important quelle que soit la caractéristique étudiée. En plus de la réactivité de l' ${}^3\text{He}$, la méthode permet d'identifier également 7 autres paramètres dont les influences sont non négligeables ($\sigma \geq 10\% \cdot \sigma_{max}$ soit $\sigma^2 \geq 1\% \cdot \sigma_{max}^2$) sur différentes caractéristiques :

- La pression initiale de l' ${}^3\text{He}$ (pre0),
- La densité finale d' ${}^3\text{He}$ dans les BT à la fin de la dépressurisation (Dfinale),
- La fraction effective de neutrons retardés (beta),
- L'incertitude sur le temps de vie des neutrons (diffTV),
- La pureté de l' ${}^3\text{He}$ (pur),
- La vitesse de dépressurisation (Vdepre),
- L'antiréactivité de l'effet Doppler liée à la température du combustible.

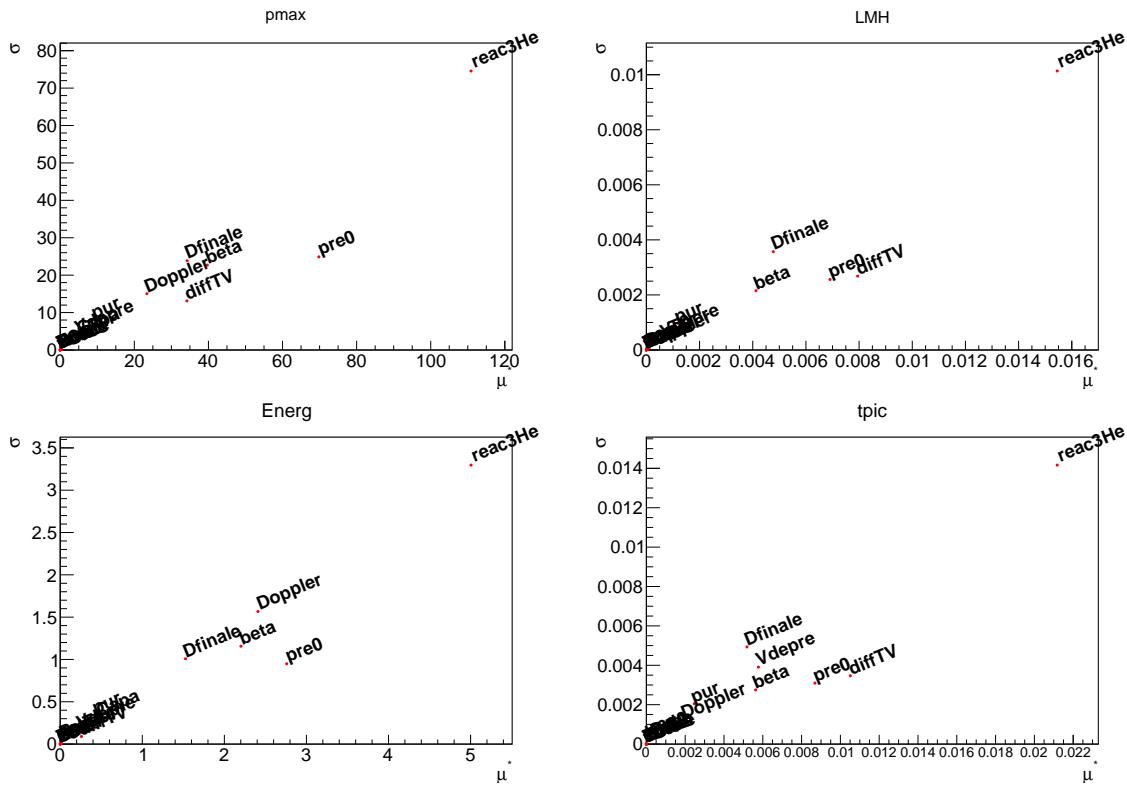


FIGURE 5.5 – Représentation de l’analyse de Morris sur le transitoire à faible injection de réactivité pour les 4 caractéristiques retenues : P_{max} , LMH, $Energie_{1,2s}$, instant du pic

Pour l’analyse de Sobol, seuls ces 8 paramètres d’incertitude sont perturbés, afin de réduire l’analyse à 2000 simulations (soit $N = 200$ simulations dédiées à chaque variable). Les résultats de l’analyse de sensibilité de Sobol au premier ordre (First) et total sont présentés sous forme d’histogrammes sur la figure 5.6.

Le calcul des indices du premier ordre et d’ordre total permet d’identifier de possibles corrélations entre les perturbations de certaines variables sur la variance de la sortie. L’importance des interactions entre les paramètres d’entrée est reflétée par :

$$I_{interactions} = 1 - \sum_i S_i \quad (5.3)$$

On résume les importances des interactions pour chaque caractéristique dans le tableau 5.5.

Tableau 5.5 – Importance des interactions pour les différentes sorties

Caractéristiques	P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)
$I_{interactions}$	0,162	0,238	0,211	0,267

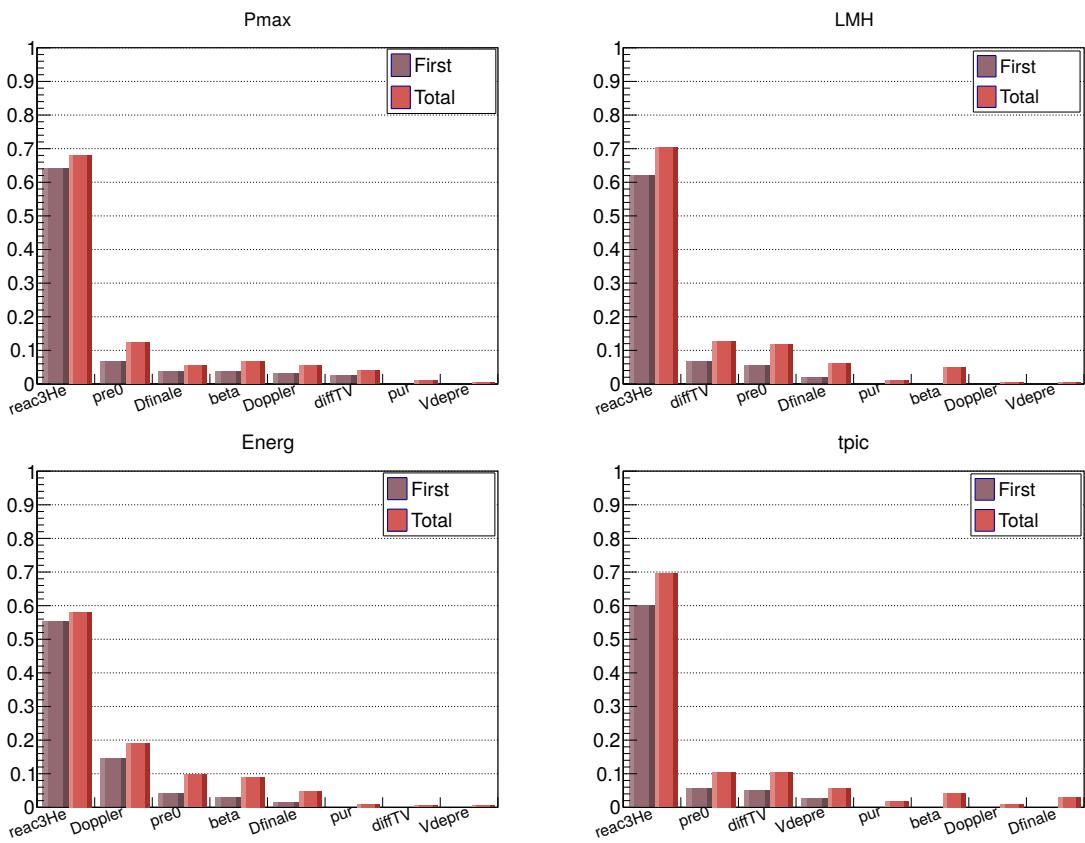


FIGURE 5.6 – Représentation de l’analyse de Sobol sur le transitoire à faible injection de réactivité pour les 4 caractéristiques

L’importance des interactions entre les paramètres d’entrée diffère suivant la caractéristique étudiée. La puissance maximale atteinte est moins sensible aux interactions, alors que l’instant du pic est la caractéristique la plus sensible aux interactions. Que ce soit au premier ordre ou à l’ordre total, les indices de Sobol les plus élevés sont associés à la réactivité de l'³He quelle que soit la caractéristique de sortie étudiée. Sur l’énergie totale déposée pendant l’essai, la variance liée à l’incertitude sur l’effet Doppler représente une part non négligeable de la variance totale ($S_{Doppler}^{Energ} = 0,146$, $S_{TDoppler}^{Energ} = 0,191$). Les incertitudes sur la pression initiale d'³He, la densité finale d'³He, la fraction effective de neutrons retardés et sur le temps de vie des neutrons ont des petits impacts sur les variances des 4 caractéristiques. A faible pression initiale d'³He (en dessous de ≈ 2 bar), l’écart entre mesure et modèle de densité finale d'³He est plus élevé qu’à haute pression, ce qui n’est pas pris en compte dans l’incertitude basée sur l’écart type moyen du résidu. L’incertitude sur la vitesse de dépressurisation influe seulement sur l’instant du pic. L’incertitude sur la pureté de l'³He a très peu d’impact quelle que soit la caractéristique étudiée.

Cette analyse de sensibilité démontre la complémentarité des méthodes de Morris et de Sobol. La méthode de Sobol permet de confirmer que l’incertitude sur la réactivité de l'³He est le paramètre le plus influent sur l’incertitude des caractéristiques du transitoire de puissance,

déjà mis en évidence avec la méthode de Morris. Il est ensuite assez difficile de classer les autres variables suivant leur influence sur la sortie étant donné la similitude des indices de Sobol calculés, du moins sur le cas présent.

L'étude de sensibilité permet en outre d'indiquer les voies de progrès pour réduire l'incertitude sur le calcul des transitoires de puissance à faible injection de réactivité dans CABRI. L'effort principal devrait être fait sur la maîtrise de la courbe de réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa densité. Pour cela, on peut s'appuyer sur des mesures statiques et dynamiques en réacteur ainsi que sur des calculs de transport neutronique.

L'étude du cas à faible insertion de réactivité est très intéressante du point de vue physique mais n'a pas vraiment d'intérêt pour les essais réalisés à l'heure actuelle dans CABRI, pour lesquels on recherche des énergies injectées nettement supérieures (typiquement $> 150 \text{ MJ}$). En effet, les essais de type RIA nécessitent d'injecter une énergie importante dans le crayon d'essai à l'aide d'une insertion de réactivité plus élevée. On va maintenant appliquer la même méthode de propagation des incertitudes aux 11 autres cas étudiés dans le chapitre 4 dans la validation préliminaire de SPARTE.

5.4 Validation complémentaire de SPARTE

Pour chacun des 12 cas (voir tableau 4.5 pour les paramètres), on a réalisé une propagation totale des incertitudes en prenant en perturbant les paramètres de mesure et de modélisation. Cette validation complémentaire du code a nécessité environ 10000 calculs supplémentaires (soit 800 par transitoire). A part pour le premier transitoire, à faible pression initiale (1,3 bar), les caractéristiques calculées suivent des distributions proches de lois gaussiennes. On peut donc supposer que l'intervalle de confiance à 95 % sur une caractéristique se situe à 2σ autour de la moyenne calculée de celle-ci. Pour le premier, les caractéristiques sont notées sous forme d'intervalles $[Y_{2,5\%}; Y_{97,5\%}]$ comprenant 95 % des résultats sur les caractéristiques Y du transitoire. On résume les résultats de validation du code SPARTE dans le tableau 5.6. Pour chaque transitoire, la moyenne des 800 résultats de calcul peut légèrement différer du résultat du calcul nominal obtenu précédemment dans un des tableaux suivants : 4.2, 4.3 et 4.4 (incertitude statistique, légère dissymétrie de la distribution Gaussienne).

Les caractéristiques des transitoires de puissance mesurés sont incluses dans les intervalles de confiance calculés avec SPARTE par la propagation des incertitudes. SPARTE est donc validé sur l'ensemble du domaine de transitoires étudiés lors des start-up (les conclusions sont équivalentes sur les cas non présentés), du fait du bon accord calcul/expérience qui est cohérent avec les incertitudes.

Tableau 5.6 – Tableau de synthèse de la validation de SPARTE sur les 12 transitoires CABRI étudiés

	P_{max} (MW)		LMH (ms)		$E_{1,2s}$ (MJ)		E_{pic} (MJ)	
Cas	EXP	SPA	EXP	SPA	EXP	SPA	EXP	SPA
SD1 1	130 ± 5	[52, 6; 563]	90, 0 ± 0, 4	[44; 176]	16, 9 ± 0, 5	[10, 0; 37, 2]	13, 3 ± 0, 5	[9, 5; 28, 1]
SD1 2	8070 ± 320	8210 ± 2730	12, 8 ± 0, 4	12, 6 ± 1, 4	127 ± 4	132 ± 29	117 ± 6	116 ± 27
SD1 3	16900 ± 700	17700 ± 4900	9, 74 ± 0, 35	9, 47 ± 1, 1	197 ± 6	207 ± 40	186 ± 10	189 ± 39
SD1 4	21300 ± 800	21900 ± 5600	9, 32 ± 0, 35	9, 17 ± 1, 04	237 ± 7	246 ± 46	225 ± 12	226 ± 44
SD2 1	567 ± 23	602 ± 178	48, 4 ± 0, 4	46, 5 ± 7, 6	56, 8 ± 1, 7	73, 8 ± 19, 8	31, 1 ± 1, 3	31, 4 ± 5, 6
SD2 2	1400 ± 60	1350 ± 380	33, 5 ± 0, 4	34, 4 ± 5, 2	125 ± 4	149 ± 34	53, 1 ± 2, 4	52, 1 ± 9, 6
SD2 3	3800 ± 150	3890 ± 1130	21, 9 ± 0, 4	21, 9 ± 2, 8	120 ± 4	133 ± 31	94, 2 ± 4, 1	96 ± 20
SD2 4	9590 ± 380	9150 ± 2420	14, 2 ± 0, 4	15, 0 ± 1, 8	177 ± 5	183 ± 34	154 ± 7	155 ± 32
DD 1	2010 ± 80	2030 ± 580	2 pics	2 pics	175 ± 5	176 ± 41	2 pics	2 pics
DD 2	1980 ± 80	2190 ± 660	69, 5 ± 0, 4	66, 7 ± 13, 3	167 ± 5	182 ± 38	156 ± 6	164 ± 39
DD 3	4140 ± 170	3990 ± 1610	34, 4 ± 0, 4	32, 0 ± 12, 0	190 ± 6	192 ± 40	161 ± 7	140 ± 30
DD 4	5250 ± 210	5340 ± 2480	25, 9 ± 0, 4	23, 7 ± 8, 9	195 ± 6	193 ± 40	154 ± 7	138 ± 28

5.5 Optimisation d'un transitoire "naturel"

Nous profitons de l'étude de transitoires à fort dépôt d'énergie pour tester certaines méthodes d'optimisation implémentées dans URANIE. Avant de tester les méthodes d'optimisation sur un transitoire structuré, on s'est tout d'abord focalisé sur le choix de la meilleure méthode d'optimisation pour notre étude. Pour cela, on cherche à optimiser les caractéristiques d'un transitoire naturel en faisant varier certains paramètres de réglage. Au cours du programme CIP, il est en effet prévu de réaliser des transitoires naturels caractérisés par une LMH proche de 10 ms et une importante énergie déposée dans le crayon d'essai ($> 200 MJ$ dans le cœur).

5.5.1 Caractéristiques du transitoire

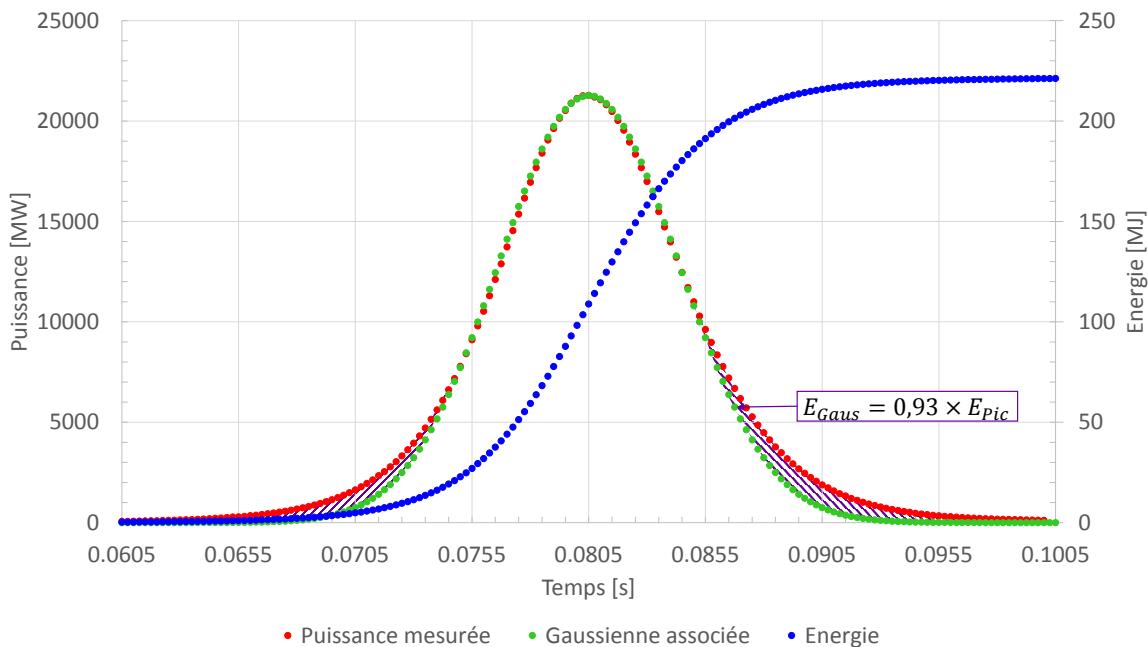


FIGURE 5.7 – Comparaison d'un transitoire de puissance CABRI à la gaussienne associée

Prenons le cas d'un transitoire d'énergie déposée 210 MJ au cours du transitoire jusqu'à la chute des BCS. On s'intéresse à la fois à l'énergie totale déposée pendant le transitoire et à l'énergie déposée pendant le pic, c'est à dire l'intégrale sous la trace de puissance dont la forme est à peu près gaussienne. En assimilant la puissance maximale au maximum de la gaussienne, on peut définir l'énergie de la gaussienne comme :

$$E_{Gaus} = P_{max} \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi} \quad (5.4)$$

Où σ est l'écart type de la gaussienne. Or, l'écart type d'une gaussienne est relié à sa LMH

par :

$$LMH = 2 \cdot \sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma \quad (5.5)$$

L'objectif est de fixer une puissance maximale représentative d'une part de l'énergie déposée dans le pulse. On définit une part de 75 % pour le cas étudié avec une énergie totale déposée dans le cœur de 210 MJ. Grâce aux expressions (5.4) et (5.5), on obtient l'expression de la puissance maximale suivante en fonction de l'énergie de la gaussienne :

$$P_{max} = \frac{2\sqrt{2\ln(2)}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{E_{Gaus}}{LMH} \quad (5.6)$$

L'analyse des essais montre que l'énergie sous la gaussienne n'est pas tout à fait égale à l'intégrale sous le pic de puissance. La figure 5.7 illustre ce point : on se rend compte que la gaussienne définie par la LMH et la puissance maximale du pic de puissance mesuré n'est pas superposée au pic en début de montée et en fin de descente. Cela se traduit par une différence d'énergie déposée dans le pic mesuré par rapport à la gaussienne. Sur plusieurs essais, on observe un rapport d'énergies d'environ 94 %.

Si on reprend l'équation (5.6), l'expression de la puissance maximale par rapport à l'énergie déposée dans le pic devient :

$$P_{max} = 0,94 \cdot \frac{2\sqrt{2\ln(2)}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{E_{Pulse}}{LMH} = 0,883 \cdot \frac{E_{Pulse}}{LMH} \quad (5.7)$$

Avec un objectif de 210 MJ d'énergie déposée totale, dont 75 % dans le pic, l'objectif sur la puissance maximale, dépendant de la LMH devient :

$$P_{max}^{Ref} = \frac{139 \text{ MJ}}{LMH} \quad (5.8)$$

5.5.2 Optimisation des paramètres du transitoire

Sur ce transitoire, les différentes méthodes d'optimisation sont testées afin de choisir la plus adaptée. La méthode retenue est celle qui minimise au mieux la fonction de combinaison (5.2) en un temps acceptable (moins d'une demi-journée) pour une seule itération de la méthode.

Actuellement, tous les essais sont réalisés avec une puissance initiale de 100 kW, on ne considère donc pas la puissance comme un paramètre à optimiser. La température du système est fixée à 20°C : température n'est pas un paramètre de réglage de l'essai et ne va pas changer la physique globale. La cote des BCS est estimée par SPARTE en fonction de la pression initiale de l'³He. On considère une pureté de l'³He identique à l'actuelle, soit 99 % de proportion volumique d'³He.

L'optimisation du transitoire demande de régler trois paramètres : l'ouverture H03 de la vanne de réglage, la pression initiale d'³He et l'instant de chute des BCS. La comparai-

son des méthodes d'optimisation, se fait sur le même intervalle des paramètres d'entrée. On échantillonne 8 points de départ grâce à une suite de Sobol en 3 dimensions. Ces valeurs sont résumées au tableau 5.7. Chaque processus démarre avec ces 8 mêmes échantillons.

Tableau 5.7 – Données d'entrée de l'optimisation du transitoire naturel

Paramètres	Min	Max	Échantillonnage d'initialisation								
			18,12	12,73	23,50	15,42	26,19	10,04	20,81	14,08	
H03 (mm)	7,35	28,88									
P₀ (bar)	4,0	14,0	9,0	11,5	6,5	7,75	12,75	10,25	5,25	5,875	
tchute (s)	0,05	1,00	0,6	0,8	0,4	0,7	0,3	0,5	0,9	0,45	

Chaque algorithme a été lancé une fois jusqu'à la convergence, avec les paramètres définis dans le tableau 5.7. Comme la LMH n'est pas une caractéristique à optimiser dans ce cas, la fonction de combinaison devient :

$$comb = \left(\frac{E_{Fin} - E_{Fin}^{Ref}}{E_{Fin}^{Ref}} \right)^2 + \left(\frac{P_{max} - P_{max}^{Ref}}{P_{max}^{Ref}} \right)^2 \quad (5.9)$$

Le tableau 5.8 résume les performances des différentes méthodes d'optimisation par le temps de calcul et les résultats des fonctions de combinaison. On analyse l'intervalle des fonctions de combinaison de chaque méthode obtenues avec les 8 échantillons de départ, pour évaluer la plus précise.

Tableau 5.8 – Performance des différents algorithmes d'optimisation (en rouge : plus mauvais résultats, en vert : meilleurs résultats)

Paramètres	Cobyla	Bobyqa	Nelder-Mead	Subplex
Temps exécution (min)	72	21	39	115
Fonction comb_{min}	$6,395 \cdot 10^{-7}$	$7,665 \cdot 10^{-6}$	$1,681 \cdot 10^{-5}$	$1,551 \cdot 10^{-7}$
Fonction comb_{max}	$4,104 \cdot 10^{-3}$	$7,681 \cdot 10^{-4}$	$1,512 \cdot 10^{-4}$	$9,150 \cdot 10^{-4}$
Fonction comb_{moy}	$7,164 \cdot 10^{-4}$	$2,398 \cdot 10^{-4}$	$6,150 \cdot 10^{-5}$	$2,587 \cdot 10^{-4}$

Toutes les méthodes permettent d'optimiser le transitoire avec une bonne précision. L'analyse du tableau 5.8 montre que la méthode Subplex permet d'obtenir le résultat avec la meilleure fonction de combinaison, mais c'est aussi l'algorithme le plus long à exécuter. La méthode Cobyla permet d'obtenir un bon minimum en fonction de combinaison, mais la moyenne des sorties est assez élevée par rapport aux autres méthodes, pour un temps d'exécution lui aussi assez élevé. La méthode de Nelder-Mead simple permet d'obtenir de bons résultats avec un écart type assez faible comparé aux autres méthodes, pour un temps correct d'exécution. Finalement, la méthode Bobyqa s'exécute très vite par rapport aux autres méthodes et mène à des résultats de bonne qualité dans ce cas. La méthode Bobyqa est donc adaptée à une optimisation préliminaire grâce à son temps d'exécution rapide. Cependant,

si la précision vient à manquer ou que l'algorithme ne converge pas vers une solution satisfaisante, la méthode Subplex permet d'approfondir le problème et d'arriver à une solution physique et précise, mais pour un temps de calcul dégradé.

Les échantillons finaux issus des processus d'optimisation sont répartis sur l'intervalle des variables d'entrée. Le problème étudié possède une infinité de solutions. Les pressions initiales d'³He (P_0) sont réparties entre 5,43 et 9,19 bars, l'ouverture de la VABT03 (H03) entre 10,61 et 28,88 mm et les temps de chute des BCS (t_{chute}) entre 0,247 et 0,786 s. Pour obtenir une même puissance maximale avec une LMH centrée autour de 10 ms, la variation de la pression initiale doit être opposée à la variation de l'ouverture de la vanne. En effet, la baisse de vitesse de dépressurisation due à une ouverture plus faible de la section de passage doit être compensée par un potentiel de réactivité plus important.

Pour les études d'incertitude, on part de l'échantillon le mieux convergé issu de la méthode Subplex [$P_0 = 5,93 \text{ bars}$; $H03 = 23,00 \text{ mm}$; $t_{chute} = 0,450 \text{ s}$].

5.5.3 Propagation des incertitudes

La propagation des incertitudes nécessite 1200 calculs pour les paramètres expérimentaux et 2000 pour les modèles. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.9.

Tableau 5.9 – Propagation des incertitudes de modélisation sur le transitoire naturel optimisé

Caractéristiques	P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)	E_{pic} (MJ)
Moyenne	14600	10,1	210	69,3	169
σ_{expe}	0,77 %	0,35 %	0,41 %	0,69 %	0,44 %
σ_{calc}	9,5 %	4,4 %	7,4 %	3,4 %	8,0 %
σ_{total}	9,5 %	4,4 %	7,4 %	3,5 %	8,0 %

Le tableau 5.9 montre que l'incertitude liée aux modèles est bien plus importante que l'incertitude liée aux paramètres de l'essai. Avec moins de 1 % d'écart type expérimental sur les 4 caractéristiques du transitoire de puissance, cet essai est caractérisé par une très bonne reproductibilité. Ce type de transitoire permet aux expérimentateurs de garantir la maîtrise des conditions de l'essai et sa reproductibilité (vérifié expérimentalement).

Du côté prédition, on observe une plus grande disparité des résultats de calcul en prenant en compte les incertitudes de modélisation. On représente sur la figure 5.8, les évolutions de puissance et d'énergie du transitoire optimisé encadrées par les solutions à $\pm 2\sigma$ (95 % de certitude) issues de la propagation des incertitudes de modélisation. Si on veut utiliser ces résultats pour prédire un essai, on s'intéresse à l'énergie déposée pendant le transitoire de puissance, qui est un paramètre clé pour la sûreté du cœur et vaut : $210 \pm 31 \text{ MJ}$ à 2σ . Ici, on peut considérer l'incertitude provenant des paramètres expérimentaux comme négligeable par rapport à celle des modèles. Pour l'analyse de sensibilité, on s'est donc concentré uniquement

sur l'impact de l'incertitude des modèles.

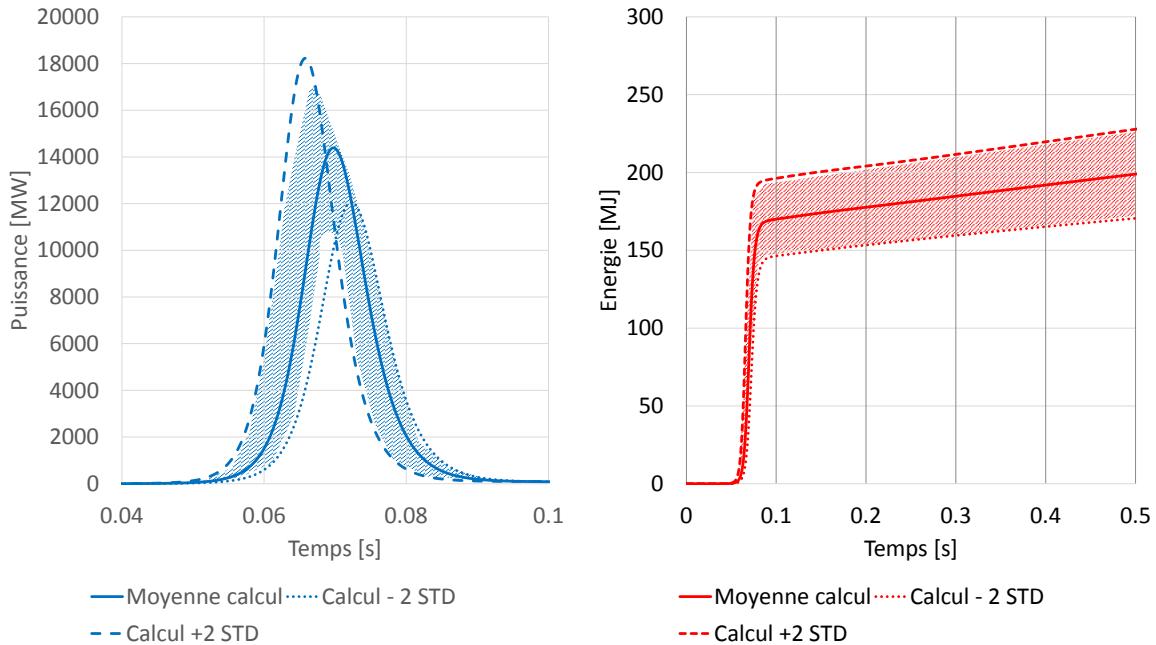


FIGURE 5.8 – Visualisation de la propagation d'incertitudes de calcul sur le cas de transitoire naturel optimisé

5.5.4 Analyse de sensibilité

Grâce à la réduction des paramètres d'entrée, la méthode de criblage de Morris ne nécessite plus que 100 itérations de SPARTE avec perturbation des modèles. On visualise les résultats de l'analyse sur la figure 5.9.

De nouveau, l'analyse met en évidence les différents paramètres de modélisation influant sur l'incertitude des différentes caractéristiques. L'incertitude sur l'effet Doppler devient ici prédominante dans le calcul de l'incertitude sur la puissance maximale et de l'énergie déposée. Les mêmes paramètres influencent l'incertitude sur la puissance maximale et sur l'énergie : la fraction effective de neutrons retardés (beta), la vitesse de dépressurisation (Vdepre), la réactivité de l'³He (reac3He), le temps de vie des neutrons (diffTV) et la capacité calorifique du combustible (Capa). La densité finale de l'³He (Dfinale) semble avoir également un léger impact sur l'énergie déposée. La LMH semble être très sensible à l'incertitude sur le temps de vie des neutrons, à la fraction effective des neutrons retardés, à la vitesse de dépressurisation de l'³He et dans une moindre mesure à sa réactivité. Enfin l'incertitude sur l'instant du pic provient essentiellement de la vitesse de dépressurisation et dans une moindre mesure des paramètres cinétiques et de la réactivité de l'³He.

Pour l'analyse de Sobol, on reprend les incertitudes sur les modèles exceptées les incertitudes sur le modèle d'effet TOP, de conductivité et de porosité du combustible, qui semblent

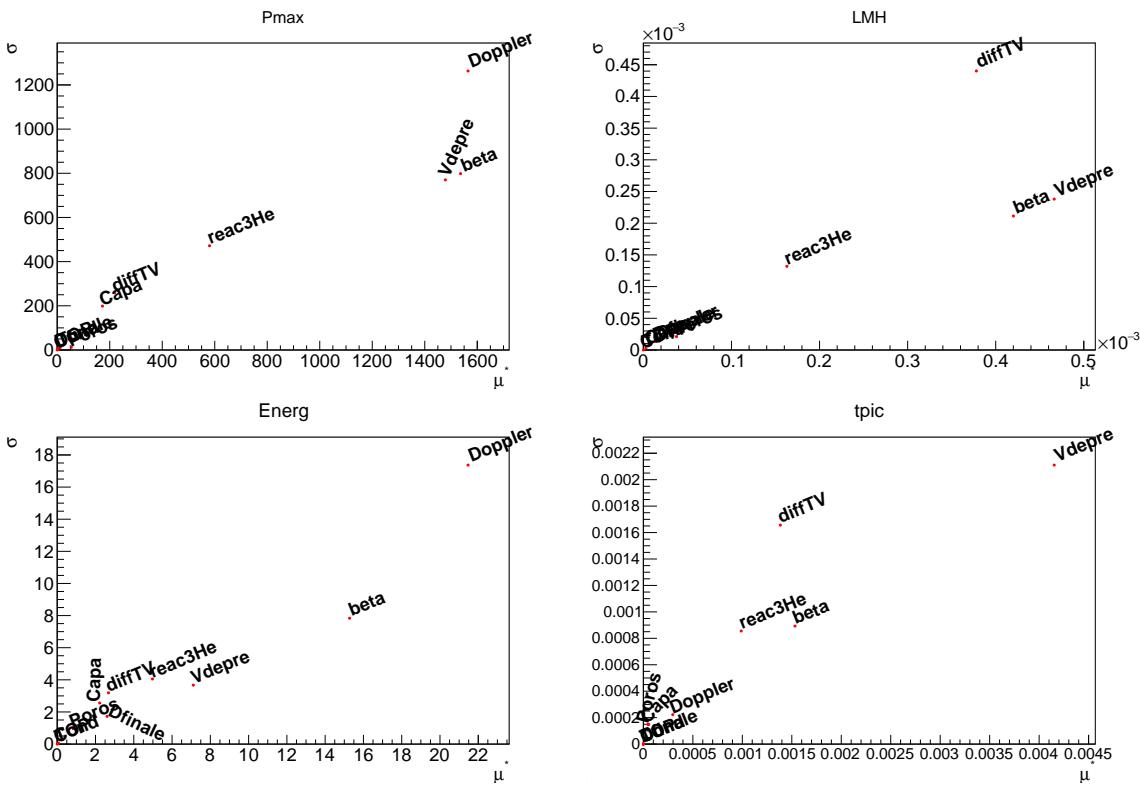


FIGURE 5.9 – Représentation de l'analyse de Morris sur le transitoire naturel optimisé pour les 4 caractéristiques

avoir très peu d'impact sur l'incertitude des caractéristiques de ce transitoire naturel. 1800 simulations ont été réalisées pour 7 paramètres perturbés. Les histogrammes issus de l'analyse de Sobol sont représentés sur la figure 5.10.

Les indices de Sobol de premier ordre et d'ordre total sont très proches pour toutes les variables dans le calcul des incertitudes de la puissance maximale et de l'énergie déposée. Cela signifie que les paramètres agissent indépendamment sur la variabilité totale de ces caractéristiques. Au contraire, les indices d'interactions ($1 - \sum_i S_i$) sont assez élevés pour la LMH et l'instant du pic, respectivement 0,35 et 0,28. Les différents paramètres sont alors plus corrélés et possèdent des indices de Sobol totaux plus élevés.

Les variabilités de la puissance maximale et de l'énergie déposée sont majoritairement dues à l'incertitude sur la réactivité Doppler suivie par la fraction de neutrons retardés. L'incertitude sur la vitesse de dépressurisation influe sur la puissance maximale, mais a surtout un très fort impact sur l'instant du pic. Ce dernier est aussi très influencé par l'incertitude sur le temps de vie des neutrons, qui est, par ailleurs, le premier facteur d'incertitude influençant la LMH. La fraction de neutrons retardés, la vitesse de dépressurisation et la réactivité d' ${}^3\text{He}$ présentent également des incertitudes non négligeables sur la LMH et l'instant du pic. Les incertitudes sur la capacité calorifique et la densité finale d' ${}^3\text{He}$ ont une légère influence sur la variabilité de l'énergie déposée et de la puissance maximale atteinte.

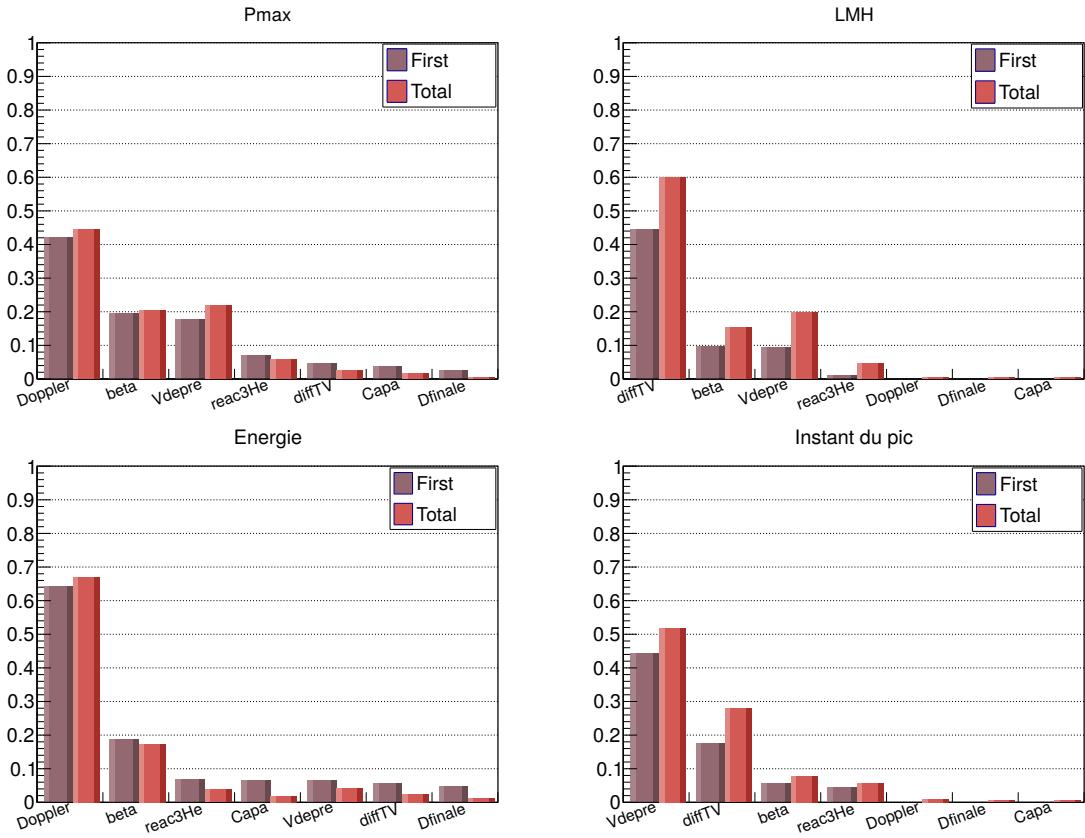


FIGURE 5.10 – Représentation de l’analyse de Sobol sur le transitoire naturel optimisé pour les 4 caractéristiques

Pour ce type de transitoire, le paramètre clé pour la sûreté du cœur est l’énergie déposée. C’est la caractéristique qui détermine le comportement des crayons combustibles, et notamment les plus chauds.

Si on veut gagner en marge de manœuvre sur ce type de transitoire, il faudrait progresser sur la détermination de la réactivité Doppler (surtout à de fortes températures proches du point de fusion). L’amélioration des modèles permettant de calculer la réactivité de l’effet Doppler dans les codes Monte-Carlo passe par la réalisation de nouvelles expériences en réacteur de recherche. C’est d’ailleurs ce qui est prévu dans le futur réacteur maquette ZEPHYR [95] en projet au CEA.

Pour améliorer l’accord calcul/expérience, il faut également améliorer l’incertitude sur le temps de vie des neutrons et sur la vitesse de dépressurisation de l'³He.

Pour améliorer le modèle de dépressurisation de l'³He, il faudrait soit enrichir le plan d’expérience et améliorer la modélisation par cinétique inverse, soit tenter d’introduire une mesure de pression et de température à l’intérieur même d’un des 96 tubes, représentatif des 95 autres.

Pour les paramètres cinétiques, l'estimation et la réduction des incertitudes est un sujet d'étude, abordé notamment dans la l'inter-comparaison des bibliothèques de données nucléaires. La diminution des incertitudes sur la mesure des paramètres cinétiques pourrait également être une solution de substitution aux paramètres calculés avec la méthode IFP. Les incertitudes sur les abondances respectives des précurseurs de neutrons retardés dans les différents groupes [96] pourraient également être estimées et prises en compte dans un avenir proche.

5.6 Optimisation d'un transitoire "structuré"

On propose pour le transitoire structuré une démarche d'optimisation un peu différente de la précédente. Expérimentalement, on observe une moins bonne reproductibilité pour les transitoires structurés, à cause de la dépressurisation à 2 vitesses de l'³He. L'étude d'optimisation proposée a pour objectif de chercher le jeu idéal de paramètres réduisant au maximum l'incertitude expérimentale. Plusieurs scénarios ont été testés, pour plusieurs valeurs de pression initiale de l'³He.

5.6.1 Caractéristiques du transitoire

On définit un transitoire de puissance à optimiser avec les caractéristiques suivantes :

- Une LMH de 30 ms typique d'un RIA estimé dans un REP,
- Une énergie déposée dans le cœur d'environ 200 MJ,
- 75 % de cette énergie est déposée dans le pic, comme pour le cas précédent.

Pour réaliser ce transitoire, les expérimentateurs peuvent jouer sur plusieurs paramètres définis dans leurs plages de variations. L'ouverture de la vanne VABT03 est fixée à 100 % soit H03=28,88 mm. La pression initiale de l'³He est fixée à 3 valeurs : 9 bar, 11 bar, 13 bar. On essaye d'optimiser la section d'ouverture de la VABT04 et l'instant de chute des BCS dans l'intervalle [0,05 ; 1,0] s. On définit également un intervalle pour l'instant d'ouverture de la seconde vanne en relatif du pic associé à la SD2 : [-0,030 ; +0,010] s.

5.6.2 Optimisation des paramètres du transitoire

L'optimisation est faite en 2 temps pour les 3 ouvertures différentes de la VABT04, afin d'améliorer la précision et la vitesse du processus :

1. On optimise la LMH et la puissance maximale en faisant varier la section de passage de la VABT04 et l'instant d'ouverture de la seconde vanne rapide,
2. on optimise le dépôt final d'énergie en réglant l'instant de chute des BCS.

Ces étapes peuvent être distinguées dans la mesure où la chute des BCS n'a pas d'influence sur la forme du pic (tant qu'elle est programmée après le pic).

Comme dans le cas précédent, il existe un espace de solutions au problème d'optimisation. Les résultats de convergence sont présentés dans le tableau 5.10.

Tableau 5.10 – Résultat des différents calculs d'optimisation de la première étape pour le transitoire structuré

Paramètres	9 bar	11 bar	13 bar
Fonction $comb_{min}$ Bobyqa	0,01304	0,01186	0,00602
H04 (mm) ; touv (ms)	5,94 ; -7,71	5,68 ; -6,41	3,29 ; -8,02
Fonction $comb_{min}$ Subplex	0,01284	0,00932	0,00589
H04 (mm) ; touv (ms)	5,95 ; -7,79	4,34 ; -7,91	3,47 ; -7,80

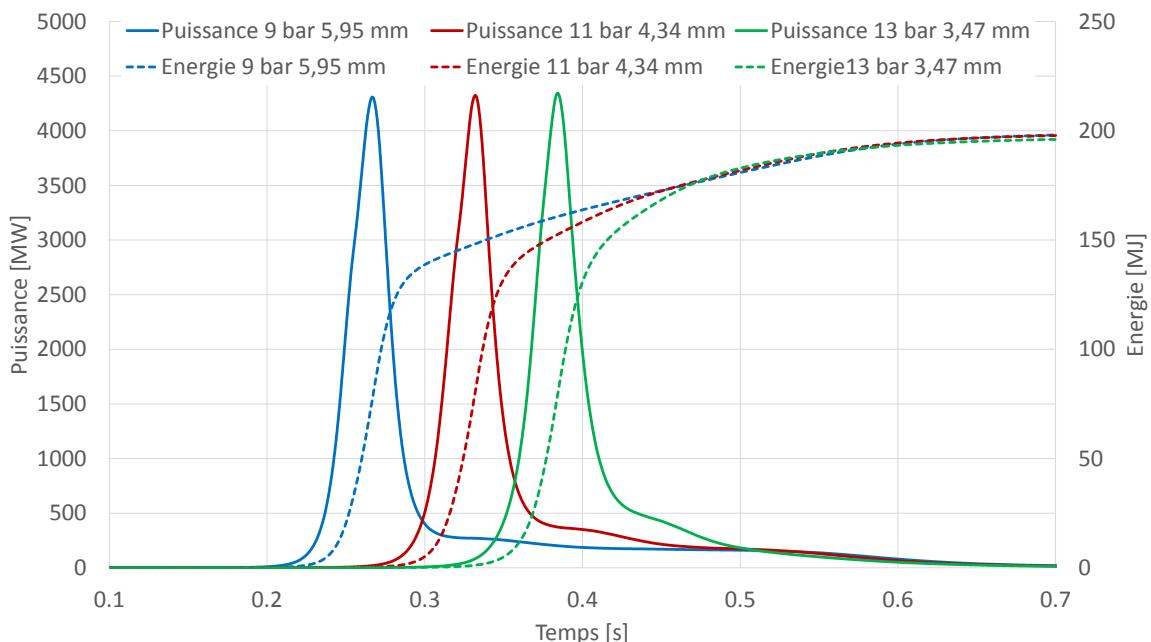


FIGURE 5.11 – Courbes d'évolutions de puissance et d'énergie associées aux 3 transitoires optimisés

Pour chacune des optimisations, la méthode subplex atteint une précision un peu meilleure que la méthode Bobyqa. A part pour le cas à 11 bar, les 2 méthodes proposent des solutions assez proches. Quelle que soit la pression initiale d' ${}^3\text{He}$, l'ouverture de la vanne VABT01 doit être réalisée entre 7 et 8 ms avant l'instant théorique du pic issu de la SD2 pour obtenir une LMH de 30 ms. Plus la pression initiale est élevée, plus il faut réduire l'ouverture de la petite vanne de réglage (H04). Pour chaque pression, on poursuit avec les paramètres qui permettent de mieux minimiser la fonction de combinaison (donc les résultats de l'algorithme Subplex) et on optimise l'instant de chute des BCS pour que l'énergie déposée soit de 200 MJ. Cette étape est assez rapide (18 min avec l'algorithme Subplex) puisque l'espace des solutions est réduit à un point avec variation d'un seul paramètre. On représente sur la figure 5.11 les 3

transitoires finaux optimisés.

Plus, on augmente la pression, plus on diminue la section de passage pour diminuer la vitesse d'insertion de réactivité et garder la même énergie injectée dans le pic. Cela se traduit graphiquement par un pic plus tardif à plus forte pression initiale d' ${}^3\text{He}$. Une pression initiale plus élevée induit une réserve de réactivité plus haute après le pic, ce qui explique une stabilisation à une puissance plus élevée après le pic. Pour atteindre la même énergie finale de 200 MJ, la chute des BCS est donc programmée plus tôt à haute pression initiale d' ${}^3\text{He}$.

Les 3 transitoires optimisés sont compatibles avec les caractéristiques du cahier des charges établi en début de paragraphe. Pour trouver la meilleure solution, il faut propager les incertitudes des paramètres expérimentaux et des modèles sur les caractéristiques des différents transitoires. L'objet du paragraphe suivant est la comparaison des incertitudes sur les caractéristiques des 3 cas optimisés.

5.6.3 Propagation des incertitudes sur les transitoires structurés optimisés

Les 3 transitoires présentent des caractéristiques optimales par rapport à la définition de départ. Cependant, il est possible que les transitoires mesurés par la suite ne soient pas reproductibles et/ou présentent une forte incertitude de prédiction. L'objectif de ce paragraphe est de trouver le transatoire qui présente le meilleur compromis entre incertitude de reproductibilité et de modélisation. L'énergie déposée dans le pic de puissance est calculée à l'aide de la formule (5.7). Cette étude a totalisé environ 11 000 calculs SPARTE. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.11.

Tableau 5.11 – Propagation des incertitudes de mesure et de modélisation sur les caractéristiques des 3 transitoires structurés optimisés

Cas	Carac	P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)	E_{pic} (MJ)
9 bar	μ	4320	29,3	202	267	141
	σ_{exp}	14,6 %	13,0 %	0,5 %	1,0 %	1,7 %
	σ_{cal}	11,3 %	6,4 %	7,1 %	4,1 %	8,1 %
11 bar	μ	4380	29,5	203	332	144
	σ_{exp}	15,2 %	15,2 %	0,5 %	1,3 %	1,2 %
	σ_{cal}	12,6 %	9,0 %	7,2 %	4,1 %	8,2 %
13 bar	μ	4460	29,9	202	384	148
	σ_{exp}	13,6 %	14,2 %	0,8 %	1,5 %	2,0 %
	σ_{cal}	13,8 %	13,0 %	7,8 %	4,2 %	8,8 %

Contrairement au transatoire naturel, l'incertitude globale sur les caractéristiques des transitoires structurés a une forte composante expérimentale. Le tableau 5.11 montre que la reproductibilité de l'énergie et de l'instant du pic est très bonne, contrairement à la puissance

maximale et la LMH (paramètres intégraux versus transitoires). En vert, sont notées à la fois les incertitudes les plus faibles et les résultats moyens les plus proches de la valeur ciblée dans la spécification. Globalement, la réduction de la pression initiale d'³He permet de réduire les incertitudes expérimentales et de modélisation. Par contre, les caractéristiques ciblées sont mieux atteintes en moyenne lorsqu'on propage les incertitudes sur le transitoire à pression initiale de 13 bar. On privilégiera le transitoire qui réduit les incertitudes, c'est-à-dire le transitoire à 9 bar de pression initiale d'³He.

Malgré l'incertitude plus faible par rapport aux autres pressions, les variances des caractéristiques du transitoire restent élevées et supérieures à celles du transitoire naturel. Il convient donc de réaliser une nouvelle analyse de sensibilité pour rechercher les voies d'amélioration du calcul et de la reproductibilité expérimentale des transitoires structurés.

5.6.4 Analyse de sensibilité associée à l'optimisation du transitoire structuré

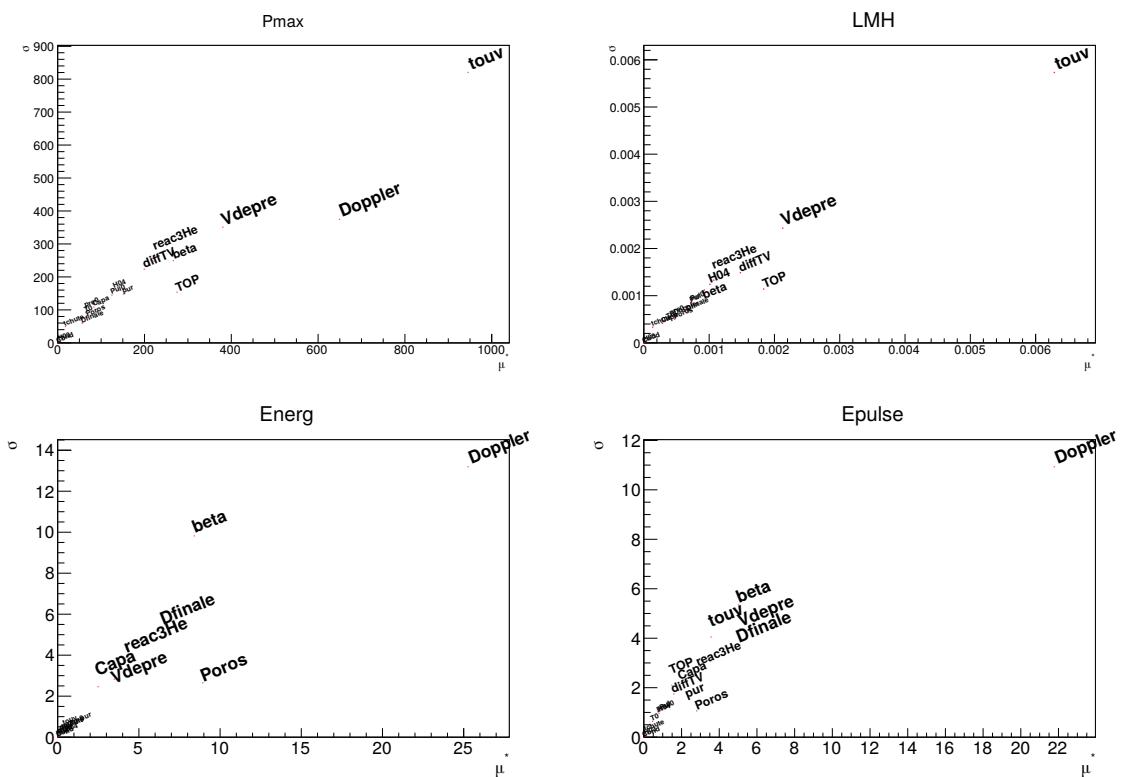


FIGURE 5.12 – Représentation de l'analyse de Morris sur le transitoire structuré optimisé

On s'intéresse à la sensibilité des caractéristiques des transitoires structurés aux différents paramètres d'incertitudes. Comme pour le transitoire naturel, on commence par l'analyse qualitative de Morris en prenant en compte tous les paramètres d'incertitudes (18) expérimentaux et de modélisation. Contrairement au cas du transitoire naturel où la reproductibilité est très bonne, on ne peut négliger aucun paramètre d'incertitude. On représente sur la figure 5.12,

les résultats du criblage de Morris pour les 3 caractéristiques du cahier des charges : la LMH, l'énergie déposée totale et l'énergie déposée dans le pic (Epulse). On représente également l'importance des paramètres incertains sur la puissance maximale.

L'incertitude sur la forme du pic de puissance (P_{max} , LMH) est fortement dépendante de la variabilité du temps d'ouverture de la deuxième vanne. Lorsqu'on multiplie la puissance maximale et la LMH pour obtenir l'énergie du pic, on se rend compte que l'instant d'ouverture a beaucoup moins d'influence car son effet est inversé sur la puissance maximale et sur la LMH. L'incertitude sur la réactivité Doppler est très influente sur la variance de l'énergie déposée (totale et dans le pic) ainsi que sur la puissance maximale. Dans une moindre mesure, l'incertitude sur la vitesse de dépressurisation influence la variance de la puissance maximale et de la LMH, mais est surtout prédominante sur l'instant du pic. Des modèles comme la réactivité d' ${}^3\text{He}$, le temps de vie variable des neutrons, la fraction effective de neutrons retardés, l'effet TOP ou la densité finale d' ${}^3\text{He}$ en fin d'essai ont également des influences non négligeables. Enfin, quelques paramètres expérimentaux comme l'ouverture de la VABT04 (H04), la pureté de l' ${}^3\text{He}$ ou la puissance initiale du cœur semblent aussi avoir une influence.

Au total, on comptabilise 13 paramètres influents sur les variances des caractéristiques du transitoire. Il reste 5 paramètres très peu influents. Les incertitudes négligeables qu'on a supprimé pour l'analyse quantitative avec les indices de Sobol proviennent de l'ouverture de la VABT03 (H03), de la conductivité du combustible (cond), de l'instant de chute des BCS (tchute), de la pression initiale d' ${}^3\text{He}$ (pre0) et de la température initiale du système (T0). On peut noter que l'écart type de 7,9 % sur la conductivité de l'oxyde d'uranium n'a aucun impact alors que 1 % d'incertitude sur la capacité calorifique influence la variance des caractéristiques de façon non négligeable. Cela s'explique par la rapidité du phénomène qui mène à un transitoire quasi-adiabatique, où la capacité énergétique du combustible devient le seul paramètre influent sur sa température (hors rattrapage du jeu pastille-gaine).

Comme pour le transitoire naturel, on définit un nombre N=400 de simulations par paramètre d'incertitude. Cela représente un total de 6000 simulations ($N(d+2)$) pour 13 paramètres. Les résultats sont tracés sur la figure 5.13 sous forme d'histogrammes.

L'incertitude sur la forme du pic de puissance définie par la puissance maximale et la LMH est liée au premier ordre à l'incertitude sur le temps d'ouverture de la seconde vanne rapide. Ce paramètre affecte grandement la reproductibilité des transitoires de puissance de type structuré réalisés dans CABRI. L'étude de sensibilité montre que l'incertitude sur l'énergie déposée, qu'elle soit totale ou seulement dans le pic, est essentiellement due à l'incertitude sur la réactivité Doppler. La fraction effective des neutrons retardés joue également un rôle non négligeable sur l'énergie déposée et la puissance maximale. De petites variations liées aux incertitudes sur la vitesse de dépressurisation et sur la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ sont également visibles.

Si on veut réduire l'incertitude sur la prédiction de l'énergie déposée dans le cœur, pour augmenter les marges de sûreté par exemple, il faudrait se focaliser sur l'effet Doppler puis sur la fraction effective de neutrons retardés (beta). Si on arrivait à réduire l'incertitude, inhérente au système, sur l'instant d'ouverture de la VABT01, on pourrait améliorer la reproductibilité

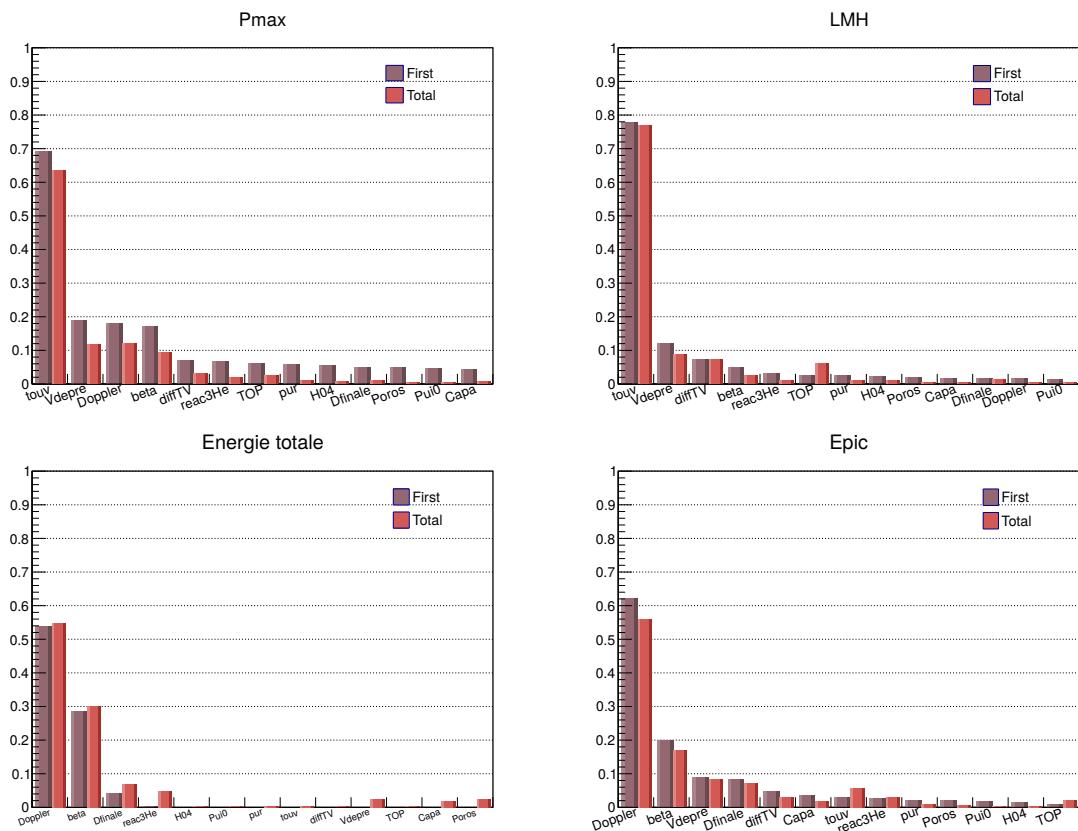


FIGURE 5.13 – Représentation de l’analyse de Sobol sur le transitoire structuré optimisé

et la prédition des transitoires structurés. Une meilleure prédition de la forme des pics de puissance passe aussi par l’amélioration de certains modèles comme le Doppler, la vitesse de dépressurisation ou la détermination des paramètres cinétiques du cœur.

Les travaux de thèse ont permis de développer des outils et des méthodes pour calculer des transitoires de puissance, leurs incertitudes et leurs sensibilités aux paramètres des modèles. Ces recherches ont vocation à être utilisées à des fins de préparation, d’optimisation ou d’analyse des essais CABRI.

5.7 Analyse et perspectives pour les expériences CABRI

L’objet de cette section est de mettre à profit les outils et méthodes développées pour l’optimisation des essais CABRI. L’analyse et la propagation des incertitudes peuvent être étendues pour des calculs de sûreté sur l’intégrité du cœur. Outre cet aspect sûreté, évident au premier abord, les méthodes utilisées peuvent être utilisées pour améliorer le protocole expérimental. Le premier paragraphe concerne le protocole qu’il faudrait appliquer après avoir réalisé une optimisation de l’essai avec SPARTE et URANIE. Ensuite, on évoquera les perspectives d’utilisation de CABRI pour réaliser d’autres transitoires en utilisant l’outil

SPARTE.

5.7.1 Protocole expérimental basé sur l'analyse des incertitudes

L'optimisation par le calcul d'un transitoire CABRI permet d'évaluer les paramètres expérimentaux permettant de répondre au cahier des charges de l'essai. La propagation des incertitudes et l'analyse de sensibilité permettent d'évaluer et de comprendre les écarts possibles entre le calcul préliminaire et la mesure. A partir des résultats des calculs d'incertitudes, on va tracer l'évolution des caractéristiques d'intérêt en fonction des variables sensibles. Par exemple, pour le cas de transitoire structuré, on trace l'évolution de la LMH en fonction de l'instant d'ouverture de la VABT01 et l'énergie déposée dans le pic en fonction de l'incertitude sur la réactivité Doppler. Ces tendances sont représentées sur la figure 5.14 à partir des résultats de calcul utilisés pour l'analyse de Sobol dans le cas du transitoire structuré.

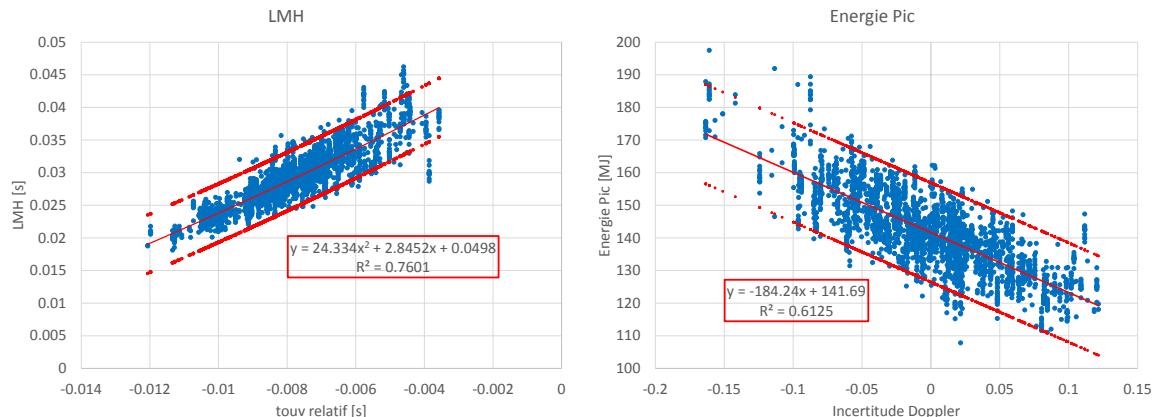


FIGURE 5.14 – Analyses de sensibilité sur la LMH et l'énergie dans le pic en relation avec les paramètres les plus influents

On a tracé sur chaque graphique une courbe de tendance avec les incertitudes à $\pm 2\sigma$ basée sur l'analyse des résidus. On déduit du tracé de gauche, qu'on a 95 % de chance que l'instant d'ouverture de la VABT01 pour atteindre une LMH de 30 ms, se situe entre 9 et 6 ms avant l'instant du pic de la SD2. Le deuxième graphique permet, à partir de la mesure, de déduire le biais le plus probable sur la loi d'anti-réactivité Doppler en reportant l'énergie à l'incertitude sur la courbe de tendance principale. La généralisation de ce dernier type de tracé à un grand nombre de transitoires pourrait permettre d'estimer un biais calcul/expérience sur l'effet en réactivité de la température du combustible.

L'analyse des incertitudes permet d'établir un protocole expérimental basé sur le calcul d'optimisation. Ce protocole consiste en la réalisation de plusieurs transitoires :

1. Réalisation d'un transitoire naturel ou d'un transitoire structuré avec ouverture tardive de la deuxième vanne pour connaître l'instant du pic associé à la SD2, dans le cas du transitoire structuré ;

2. Si le transitoire est structuré, on règle l'instant d'ouverture de la deuxième vanne tel qu'optimisé ;
3. Si l'énergie déposée dans le pic est insuffisante, alors on augmente la pression initiale d' ${}^3\text{He}$ et inversement ; cela ne pose pas de problème car l'instant du pic varie très peu avec la pression initiale d' ${}^3\text{He}$ seule ;
4. Dans le cas d'un transitoire structuré, on optimise l'instant d'ouverture de la VABT01 en fonction de la courbe obtenue par l'analyse de sensibilité et des essais précédents ;
5. Finalement, on ajuste l'instant de chute des BCS pour obtenir l'énergie déposée totale souhaitée (Cette étape peut facilement être combinée avec la précédente).

A condition de rester dans des conditions assez proches de température des essais (joue sur l'instant du pic), et en combinant intelligemment les étapes, la quête des paramètres de dépressurisation nécessite de réaliser entre 5 et 7 transitoires pour un structuré. L'optimisation préliminaire avec SPARTE et URANIE permet de s'affranchir de la réalisation des transitoires de puissance nécessaires pour régler la pression initiale et l'ouverture de la VABT04.

5.7.2 Application des capacités expérimentales de CABRI à d'autres transitoires

A l'heure actuelle, l'amélioration de la sûreté du parc nucléaire en fonctionnement est une priorité à l'échelle mondiale. Des réacteurs de recherche comme CABRI sont adaptés aux études de scénarios accidentels. Jusqu'ici, on est resté dans le domaine d'étude de CABRI dans sa configuration BEP, représentatif d'un accident d'éjection d'une grappe d'absorbant dans un REP. Or, on imagine que CABRI et son système d'injection de réactivité peuvent être utilisés pour d'autres études. Dans l'avenir, si on commence à construire des réacteurs de génération IV, l'étude des combustibles de ces réacteurs en situations accidentielles sera une nouvelle priorité. Le choix des réacteurs à spectre rapide à caloporteur sodium a été fait par la France, dès les années 60, avec la construction du démonstrateur Rapsodie sur le centre de Cadarache. L'intérêt de cette filière de surgénérateurs est l'utilisation du plutonium pour le nucléaire civil et la conservation des ressources d'uranium fissile.

Dans les années 80-90, CABRI était utilisé pour tester du combustible de RNR provenant des réacteurs à caloporteur sodium comme Rapsodie ou Phénix. La boucle sodium permettait, à la fois, de garder le combustible dans les bonnes conditions thermohydrauliques, mais aussi de reproduire des situations accidentielles de perte de débit primaire. Les réacteurs sodium présentaient le désavantage d'un coefficient de vide positif, donc une ébullition du sodium pouvait provoquer une rapide injection de réactivité par le passage de bulles de gaz. C'est pour cela, qu'à l'origine, la voie gros débit du circuit de dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ a été conçue. A la différence de l'éjection de grappe dans un REP, le scénario dimensionnant dans un RNR-Na se déroule à puissance nominale, ce qui correspond à une puissance équivalente dans CABRI à 10-20 MW (par rapport à la densité de puissance et au facteur de couplage).

Aujourd'hui, les concepteurs de RNR-Na innovants s'appliquent à réaliser des concepts à coefficient de vide négatif pour que l'ébullition du sodium ne cause plus d'injection malen-

contreuse de réactivité [97]. Cela permet de réduire les conséquences d'une perte de refroidissement. L'accident de réactivité de référence serait alors, comme pour un REP, lié au retrait d'une barre de contrôle. On sait que pour ce genre d'accident, l'injection de réactivité devrait être sensiblement plus lente que dans un REP et devrait mener à des LMH plus élevées.

On connaît la limite basse de LMH pouvant être atteinte dans CABRI, d'environ 9 ms avec le système d'injection de réactivité actuel. Des LMH plus élevées pourraient être intéressantes pour l'étude d'éjection de grappe dans un REP à puissance nominale ou dans un REB à puissance nominale ou en arrêt. Dans ce cadre, on peut tester une méthode d'optimisation pour savoir jusqu'où on peut aller en terme de LMH, tout en injectant une énergie conséquente au cours du transitoire (au moins 150 MJ). Ici, on extrapole les résultats de SPARTE, hors de son domaine de validation pour estimer le domaine expérimental a priori accessible dans CABRI. Une dépressurisation SD1 mène à des transitoires rapides. On peut tester des SD2 ou des DD pour essayer de répondre aux objectifs.

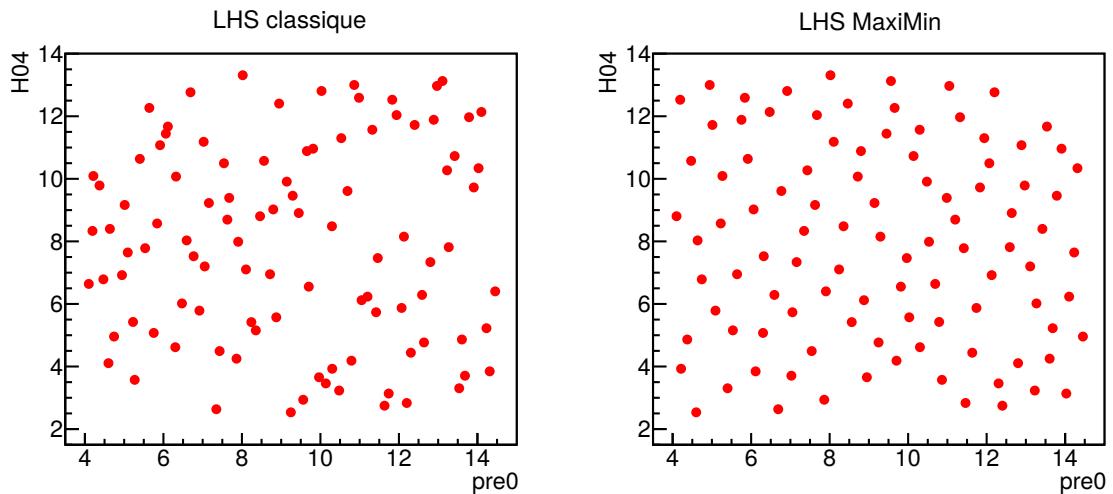


FIGURE 5.15 – Comparaison d'un échantillonnage classique LHS avec une méthode MaxiMin

Avant de passer à l'optimisation avec une des méthodes citées plus tôt, on réalise un échantillonnage par tirage Monte-Carlo avec une répartition uniforme des données d'entrée pour cibler une zone d'étude. En SD2, on fait varier l'ouverture de la vanne de réglage VABT04, la puissance et la pression d' ${}^3\text{He}$ initiales. En DD, on ajoute la course du pointeur de la vanne de réglage VABT03 et l'instant d'ouverture de la VABT01. On profite de cette ouverture pour utiliser la méthode de maximisation de la distance minimum entre les points (MaxiMin) en échantillonnage LHS développée dans URANIE version 3.11. L'algorithme consiste à tirer aléatoirement (en LHS bien entendu) un certain nombre de candidats pour chaque points et de choisir celui qui maximise la distance entre ce point et le plus proche déjà sélectionné. On représente en 2 dimensions l'amélioration de la répartition des points par rapport à un LHS classique sur la figure 5.15.

La répartition dans l'espace est meilleure, d'autant plus qu'on augmente la dimension du problème. Contrairement, à un échantillonnage par une suite déterministe, ce type de méthode

permet de changer les points à chaque fois. Cela peut être vu comme un avantage dans un contexte de validation, ou un inconvénient si on veut ajouter des points, après coup, dans le plan d'expérience.

En ce qui concerne la recherche des paramètres de SD2 permettant d'augmenter la LMH des pics CABRI, on a fait une recherche préliminaire à partir de 100 simulations. Les paramètres sont distribués de façon homogène dans toute leur plage de variation. On représente les résultats de cette étude préliminaire en coordonnées parallèles sur la figure 5.16.

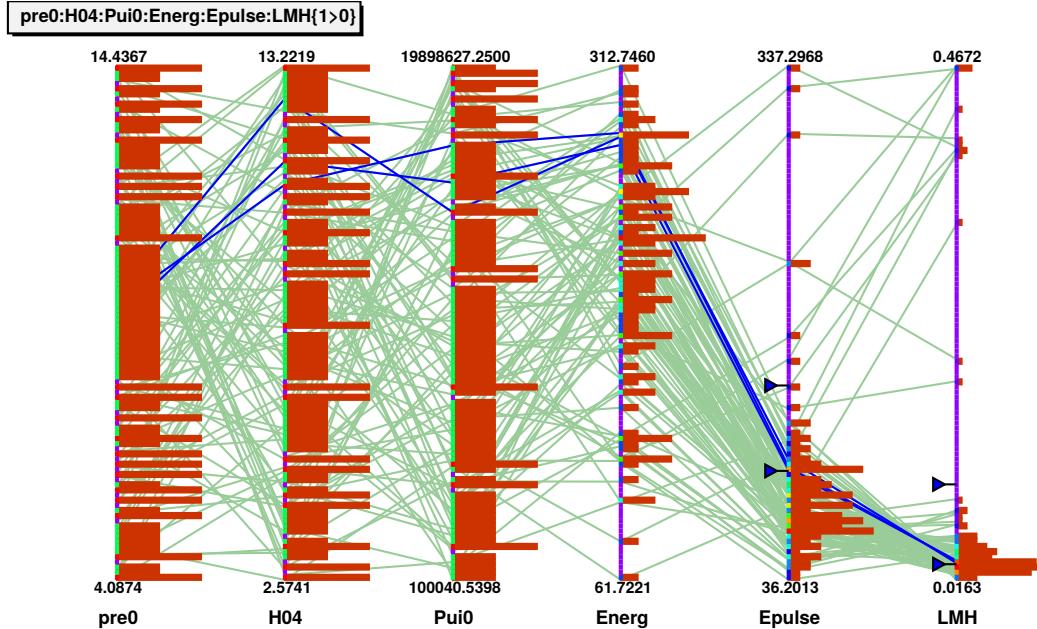


FIGURE 5.16 – Recherche préliminaire des paramètres expérimentaux pour l’élargissement de la LMH des pics CABRI avec des SD2

On a surligné en bleu les chemins permettant d’atteindre des pics de LMH comprise entre 30 et 100 ms avec des énergies déposées dans le pic entre 100 et 150 MJ. Avec la simple dépressurisation SD2, on dépose difficilement suffisamment d’énergie dans le pic tout en gardant une LMH élevée. Un dépôt presque correct d’énergie ne peut pas être atteint avec une LMH supérieure à 30 ms. Pour le dépôt d’énergie, il faut que l’ouverture de la VABT04 soit vers son maximum avec une puissance initiale élevée qui augmente la LMH. La seule SD2 ne permet pas d’atteindre l’objectif d’augmentation de la LMH tout en gardant un grand dépôt d’énergie.

Pour l’optimisation d’un tel transitoire, il faut donc se concentrer sur les transitoires structurés. On définit l’instant d’ouverture de la deuxième vanne rapide entre -5 et 5 ms par rapport à l’instant du pic de SD2 pour éviter, tout d’abord, les faibles LMH liées aux ouvertures précoces et les doubles pics liés aux ouvertures tardives. On trace également un graphique aux coordonnées parallèles pour représenter les résultats (figure 5.17).

On a surligné en bleu les chemins permettant d’atteindre des pics de LMH comprise

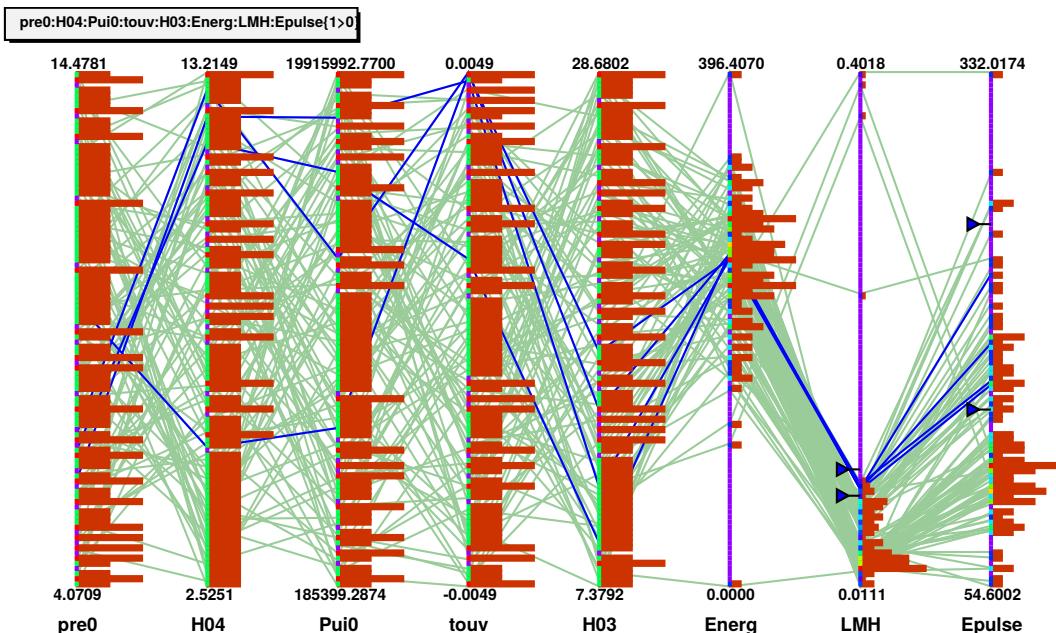


FIGURE 5.17 – Recherche préliminaire des paramètres expérimentaux pour l’élargissement de la LMH des pics CABRI en transitoire structuré

entre 80 et 100 ms avec des énergies déposées dans le pic entre 150 et 250 MJ. En double dépressurisation, il semble qu’il soit possible d’atteindre des LMH entre 80 et 90 ms, tout en déposant une énergie supérieure à 150 MJ dans le pic. Pour cela, il faut aller vers une pression initiale de ${}^3\text{He}$ de 6-7 bar, ouvrir la petite vanne de réglage vers son maximum et la grosse à moins de la moitié en terme de section par rapport au maximum. La puissance initiale doit être élevée (plusieurs MW au minimum) et l’ouverture de la voie de dépressurisation gros débit doit être réalisée juste quelques millisecondes après le pic issu de la dépressurisation naturelle. Cela engendre un pic à 2 bosses espacées de quelques millisecondes dans le temps.

On utilise l’algorithme Bobyqa pour réaliser l’optimisation car il permet de prendre en compte une contrainte. L’objectif est la maximisation de la LMH avec une contrainte sur l’énergie déposée dans le pic qui doit être au minimum de 150 MJ. Le processus d’optimisation confirme les résultats de l’analyse préliminaire, le transitoire optimisé a une LMH de 93 ms avec une énergie déposée de 150 MJ dans le pic. On en déduit que la LMH maximum d’un transitoire structuré dans CABRI avec un dépôt d’énergie suffisant dans le pic pour être représentatif d’une situation accidentelle, est proche de 90 ms, soit 15 ms de plus que ce qu’on peut trouver dans la bibliographie (voir tableau 1.3). Pour déposer le maximum d’énergie dans un minimum de temps, il faudrait réaliser une dépressurisation par la voie rapide ouverte au maximum avec une pression initiale proche de 15 bar. Dans le tableau 5.12, on explicite le domaine expérimental calculé par SPARTE a priori accessible dans CABRI, hors contraintes de sûreté.

On peut imaginer réaliser d’autres types de transitoires dans le réacteur pour être représentatif d’un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP), par exemple. Cela consisterait

Tableau 5.12 – Domaine expérimentale a priori accessible avec au minimum 150 MJ d'énergie déposée dans le pic

P_{max} (MW)	LMH (ms)	E_{pic} (MJ)
1450 – 37000	7,3 – 93	150 – 308

à réaliser un APRP sur la boucle à eau pressurisée, qui implique de pouvoir faire varier le débit d'eau dans la BEP et la puissance du cœur nourricier en conséquence. Les rampes de puissance sont relativement lentes et nécessitent seulement l'utilisation des barres de commande pour une telle application. Cependant, l'ajout d'une voie de dépressurisation plus lente dans le circuit de dépressurisation d' ${}^3\text{He}$ pourrait également être une solution pour une telle application. Si un tel besoin était exprimé, on pourrait utiliser SPARTE pour optimiser le transitoire de puissance nécessaire à compléter par CATHARE pour réaliser les études préliminaires en eau pressurisée dans la boucle d'essai. Des améliorations de SPARTE pourraient alors être nécessaires, notamment pour calculer automatiquement la réactivité injectée par les remontées de barres dans une approche dynamique des phénomènes.

5.8 Synthèse

Ce chapitre a permis de valider expérimentalement le caractère prédictif de SPARTE, tout en démontrant sa capacité à évaluer les incertitudes du calcul d'un transitoire de type RIA dans CABRI. Le développement de méthodes de propagation, d'analyse d'incertitudes et d'optimisation des paramètres caractéristiques des transitoires ont permis en outre de dégager des pistes d'amélioration dans la résolution et la maîtrise des essais CABRI, et, moyennant quelques modifications du code SPARTE, d'étendre les capacités de l'outil et de CABRI à d'autres types de transitoires.

Conclusion générale et perspectives

Le présent travail de thèse s'inscrit dans une démarche Best Estimate Plus Uncertainties de développement des outils de simulation prédictifs des essais de transitoires de puissance dans le réacteur CABRI, dédié aux études de sûreté des réacteurs du parc électronucléaire français. Ce dernier est voué à la recherche sur l'accident d'insertion de réactivité, caractérisé par des transitoires de puissance de nature multiphysiques fortement couplées. Les calculs préliminaires actuels de sûreté de prédiction des transitoires de puissance CABRI utilisent l'OCS (Outil de Calcul Scientifique) multiphysique simplifié DULCINEE, dont l'approche conservative des phénomènes permet de réaliser des calculs enveloppes sur l'énergie déposée dans le cœur au cours du transitoire. La thèse propose d'étudier l'ensemble des phénomènes physiques associés à ce type de transitoires, et de valider selon une approche BEPU, un nouvel OCS multiphysique.

La première partie du travail a consisté à identifier les paramètres et modèles physiques séparés importants pour l'analyse des transitoires RIA (Reactivity Initiated Accident) dans CABRI, puis à générer et valider expérimentalement des méta-modèles les représentant fidèlement. Certains méta-modèles sont issues de lois mathématiques issues de résolutions analytiques de cas simplifiés. D'autres méta-modèles sont basés sur des réseaux de neurones construits à l'aide de la plateforme URANIE et de nombreuses données de simulations. Ce travail intègre les caractéristiques originales de conception du réacteur CABRI, qui résident en particulier dans son circuit d'injection de réactivité basé sur la dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$. L'étude phénoménologique de l'injection de réactivité était donc un enjeu principal de la thèse. L'évolution de masse volumique d' ${}^3\text{He}$ dans les barres transitoires au cours du transitoire permet d'accéder, en la complétant par une loi d'évolution de la réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa densité, à l'évolution de la réactivité injectée au cours du transitoire par la dépressurisation du gaz. La mise en place d'une approche best-estimate CFD pour comprendre les mécanismes de dépressurisation de l' ${}^3\text{He}$ permet de bien différencier les variations de pression au niveau d'un capteur et de masse volumique dans les barres transitoires au contact du cœur. Les simulations ont également permis d'évaluer le temps d'ouverture des vannes rapides par comparaison calcul/mesure du début de dépressurisation. La réactivité de l' ${}^3\text{He}$ en fonction de sa densité a été estimée en confrontant les résultats de calcul Best-Estimate du code Monte Carlo TRIPOLI4 et l'analyse d'expériences réalisées dans le réacteur. Les écarts observés sont cohérents à l'incertitude expérimentale. La thèse a aussi permis de mettre en avant l'effet d'insertion de réactivité supplémentaire communément appelé effet TOP (Transient Over Power). Un chaînage multiphysiques a montré que les nombreuses réactions d'absorption des neutrons (n,p) dans l' ${}^3\text{He}$ provoquent, dans certaines conditions, un échauffement suffisant dans le gaz pour accélérer sa dépressurisation lors de l'augmentation du flux neutronique liée à la montée en puissance. Basé sur l'analyse d'expériences, un méta-modèle d'effet TOP a été conçu et intégré dans le nouvel outil de calcul des transitoires CABRI. Les calculs neutroniques du cœur CABRI dans des conditions diverses ont été utilisés pour développer un métamodèle permettant de calculer la réactivité Doppler, sans passer par l'utilisation d'un coefficient et en prenant en compte l'effet de l'up-scattering résonant et des variations de quantité d'ab-

sorbants (insertion des barres de contrôle et pression d' ${}^3\text{He}$ dans les barres transitoires). On s'est également intéressé à d'autres phénomènes physiques plus courants comme les échanges de chaleur entre combustible, gaine et réfrigérant ou encore sur la cinétique du cœur, avec l'étude des paramètres comme la fraction de neutrons retardés et le temps de vie des neutrons.

Dans la deuxième partie, toutes ces études sur les effets physiques séparés ont permis de mettre au point, un nouvel outil nommé SPARTE, intégrant les différents effets par des méta-modèles basés sur les calculs Best Estimate et les analyses d'expériences. SPARTE couple à la fois des modèles "classiques" de neutronique et de thermohydraulique canal, tout en améliorant la prédition des transitoires, en intégrant des améliorations sur la modélisation des phénomènes physiques basés sur des méta-modèles. Une validation préliminaire sur quelques cas représentatifs des transitoires CABRI montre que SPARTE est plus prédictif que son prédécesseur DULCINEE, notamment lorsque la pression initiale de l' ${}^3\text{He}$ dans les barres transitoires est élevée, ce qui est le cas lors des transitoires visés pour les programmes expérimentaux de type RIA dans CABRI.

La troisième et dernière partie de la thèse a été consacrée à la valorisation des améliorations de la prédition des transitoires CABRI. Le code SPARTE permet de traiter explicitement les incertitudes sur les paramètres de mesure et de modélisation. De plus, sa rapidité d'exécution (inférieure à 1 min), en fait un outil idéal pour la propagation stochastique des incertitudes. Un total de 18 paramètres incertains correspondant aux paramètres clés des transitoires RIA dans CABRI ont été propagés au travers du code SPARTE, à l'aide de la plate-forme URANIE. L'incertitude de calcul sur les caractéristiques des transitoires de puissance englobe bien les écarts observés entre calcul et mesure. De plus, la propagation des incertitudes expérimentales a permis d'évaluer a priori la reproductibilité des essais. On a observé une bonne concordance entre la reproductibilité mesurée des transitoires structurés et l'incertitude propagée sur les caractéristiques du transitoire avec SPARTE. L'étude de sensibilité sur les différents types de transitoires de puissance a permis d'identifier les paramètres influents à fort impact sur l'incertitude finale. On a alors identifié la contre-réaction Doppler comme une source d'incertitude notable sur laquelle un travail reste nécessaire. Une méthode a donc été proposée, pour évaluer, s'il existe, un biais calcul/mesure sur le coefficient Doppler intégral variable, par la confrontation d'analyses expérimentales d'essais en transitoires dans CABRI et de calculs d'incertitudes avec SPARTE. Ensuite, l'incertitude sur le temps d'ouverture des vannes rapides est une problématique expérimentale qu'il faut pousser dans l'espoir d'améliorer la reproductibilité des transitoires de puissance structurés. Pour cela, on peut imaginer un système électronique plus précis sur le temps de propagation du signal avant l'ouverture mécanique effective de la vanne rapide. Finalement, on s'est intéressé aux processus d'optimisation qui pourraient être utilisés dans la conception de programmes expérimentaux. En effet, l'optimisation, liée à une propagation d'incertitudes rigoureuse permet d'évaluer les meilleurs paramètres pour générer un essai avec les caractéristiques souhaitées.

On résume dans le tableau 5.13 les incertitudes obtenues sur les caractéristiques d'un transitoire naturel issu d'une simple dépressurisation par la voie gros débit et d'un transitoire structuré issu d'une double dépressurisation avec ouvertures successives des voies petit et gros débit.

Tableau 5.13 – Incertitudes expérimentales et de calcul sur les caractéristiques d'un transitoire naturel de LMH=10 ms et d'un transitoire structuré de LMH=30 ms

Cas	Carac	P_{max} (MW)	LMH (ms)	$E_{1,2s}$ (MJ)	t_{pic} (ms)	E_{pic} (MJ)
SD1	μ	14600	10,1	210	69,3	169
	σ_{exp}	0,8 %	0,4 %	0,4 %	0,7 %	0,4 %
	σ_{cal}	9,5 %	4,4 %	7,4 %	3,4 %	8,0 %
DD	μ	4320	29,3	202	267	141
	σ_{exp}	14,6 %	13,0 %	0,5 %	1,0 %	1,7 %
	σ_{cal}	11,3 %	6,4 %	7,1 %	4,1 %	8,1 %

Pendant la thèse, de nombreux efforts ont été engagés pour améliorer la prédiction et l'analyse des transitoires de puissance CABRI. Ces travaux sont à l'origine d'avancées majeures dans la compréhension des phénomènes physiques entrant en jeu dans les transitoires complexes de CABRI. Pour les compléter, deux autres actions ont été engagés en 2017 et en 2018.

L'objectif du travail de thèse initié en 2017 est de lever les approximations résiduelles de SPARTE, en termes de cinétique ponctuelle et de modèles thermohydrauliques, par une modélisation couplée des meilleurs outils de simulation pour chaque domaine (APOLLO3/TRIPOLI4 pour la neutronique, CATHARE pour la thermohydraulique, ALCYONE pour la thermomécanique combustible). Hormis l'amélioration des méthodes de calcul, l'amélioration des conditions expérimentales reste un facteur de progrès fondamental. Dès lors, une meilleure maîtrise des paramètres du cœur ne pourra que passer par une meilleure instrumentation de celui-ci. La validation de la modélisation nécessite de créer un benchmark expérimental complet à partir des essais CABRI, et donc de définir d'autres capacités d'instrumentation plus locale dans le cœur (en particulier pour la thermohydraulique) ainsi que la démarche de validation multiphysique associée. Il n'est cependant pas certain d'obtenir de meilleurs résultats avec une multiphysique complexe en 3 dimensions qu'avec des outils simples. Une autre possibilité de calcul multiphysique serait d'utiliser la puissance de la CFD pour réaliser un calcul couplé entre les différentes physiques du réacteur auxquelles s'ajoutent la dépressurisation de l'³He en simultané. Un tel couplage présenterait l'avantage de modéliser de façon Best-Estimate de nombreux phénomènes et peut-être d'améliorer de nouveau la précision de la prédiction des transitoires.

Les calculs préliminaires de l'évolution de puissance du cœur nourricier avec un outil de calcul best-estimate permet d'évaluer l'énergie déposée au cours d'un essai dans le crayon test par l'application d'un facteur de couplage cœur/crayon d'essai calculé ou mesuré. La thèse démarrant en octobre 2018 s'oriente vers l'analyse en dynamique des phénomènes neutroniques apparaissant pendant les transitoires de puissance CABRI. L'objectif est d'étudier des grandeurs dynamiques au cours des transitoires CABRI tels que la réactivité de l'³He (pouvant être différente de la réactivité déterminée en statique) ou le facteur de couplage entre le crayon d'essai et le cœur nourricier.

ANNEXE A

Démonstration du modèle théorique de dépressurisation

Tableau A.1 – Nomenclature pour le calcul analytique de la dépressurisation

Variable	Définition
γ	Rapport des capacités calorifiques : 7/5 pour un gaz diatomique et 5/3 pour un gaz monoatomique
v	Vitesse de l'écoulement
c	Vitesse du son du gaz (${}^3\text{He}$)
P	Pression en Pa
T	Température en K
ρ	Masse volumique en kg/m ³
r	Constante des gaz parfaits réduite (R/M)
V	Volume du réservoir en amont de la tuyère
A	Section
X^*	Paramètre X critique, pour un nombre de Mach égal à 1, soit au niveau du col
X_i	Paramètre X d'arrêt, par exemple pression ou température d'arrêt
X_t	Paramètre d'état total (par exemple pression totale P_t)
X_0	Valeur de la variable X à l'instant 0
\dot{X}	Dérivée temporelle de la variable X
m	Masse de fluide en amont de la tuyère
Q_m	Débit massique
M	Nombre de Mach
t_c	Temps caractéristique de dépressurisation : $t_c = \frac{V}{A^* c}$

La nomenclature pour la démonstration suivante est résumée dans le Tableau A.1. On donne ci-après les relations utiles pour le calcul analytique de la dépressurisation d'un volume de gaz par une tuyère de Laval (voir figure 2.3). Au niveau du col de la tuyère, le fluide est sonique, le débit massique est donc relié aux paramètres critiques par la relation suivante :

$$Q_m = \rho^* \cdot A^* \cdot c^* \quad (\text{A.1})$$

Le débit est constant dans n'importe quelle partie de l'écoulement, donc :

$$\rho^* \cdot A^* \cdot v^* = \rho \cdot A \cdot v \quad (\text{A.2})$$

Or, la vitesse est égale au produit du nombre de Mach et de la vitesse du son :

$$c = \sqrt{\gamma r T} \Rightarrow \frac{A}{A^*} = \frac{\rho^*}{\rho} \cdot \frac{M^* \sqrt{\gamma r T^*}}{M \sqrt{\gamma r T}} \quad (\text{A.3})$$

Par définition, $M^* = 1$, donc :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{\rho^*}{\rho} \cdot \frac{\sqrt{T^*}}{M \sqrt{T}} \quad (\text{A.4})$$

Comme l'écoulement est isentropique dans la tuyère de Laval, la pression totale, la température totale et la densité totale sont constantes dans l'écoulement à travers la tuyère. Voici les relations reliant ces grandeurs aux paramètres d'état absolus :

$$T_t = T \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (\text{A.5})$$

$$P_t = P \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.6})$$

$$\rho_t = \rho \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.7})$$

Ces relations permettent de déduire l'expression des paramètres d'état d'arrêt en fonction de ces mêmes paramètres au niveau du col sonique :

$$\frac{T_i}{T^*} = \frac{\gamma + 1}{2} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{P_i}{P^*} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\rho_i}{\rho^*} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.10})$$

On va considérer un volume en amont de la tuyère assez grand par rapport à la section de passage dans la tuyère. La section de passage doit être assez grande dans le réservoir en amont, afin que $M^2 \ll 1$ et qu'on puisse considérer les paramètres d'état dans le réservoir

égaux aux paramètres d'états d'arrêt ($X_i = X$). Afin de calculer la dépressurisation du gaz, on va partir de la variation de masse de gaz en amont de la tuyère.

$$-\dot{m} = Q_m = \rho^* \cdot A^* \cdot c^* \quad (\text{A.11})$$

$$-\dot{m} = \rho \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \cdot A^* \cdot \sqrt{\gamma r T^*} \quad (\text{A.12})$$

$$-\dot{m} = \frac{m}{V} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \cdot A^* \cdot \sqrt{\gamma r T \cdot \frac{2}{\gamma + 1}} \quad (\text{A.13})$$

On considère un gaz parfait contenu dans un réservoir isolé (parois adiabatiques), cela permet d'appliquer la loi de Laplace :

$$PV^\gamma = \text{cste} \equiv T\rho^{1-\gamma} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1-\gamma} = \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\gamma-1} \quad (\text{A.15})$$

$$\Rightarrow -\dot{m} = \frac{m}{V} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \cdot A^* \cdot \sqrt{\gamma r T_0 \cdot \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\gamma-1} \cdot \frac{2}{\gamma + 1}} \quad (\text{A.16})$$

$$\Leftrightarrow -\dot{m} = \frac{m}{V} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}-\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \cdot A^* \cdot c_0 \quad (\text{A.17})$$

$$\Leftrightarrow -\dot{m} = \frac{m}{t_c} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}-\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (\text{A.18})$$

La solution de cette équation différentielle est du type :

$$m = m_0 \cdot (Bt + 1)^{\frac{-2}{\gamma-1}} \quad (\text{A.19})$$

$$\Rightarrow -\dot{m} = \frac{2B}{\gamma - 1} \cdot m \cdot \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (\text{A.20})$$

En égalisant (A.18) et (A.20), on obtient l'expression de B suivante :

$$B = \frac{\gamma - 1}{2t_c} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \quad (\text{A.21})$$

L'équation de Laplace est également équivalente à :

$$P \cdot \rho^{-\gamma} = \text{cste} \quad (\text{A.22})$$

On en déduit :

$$P = P_0 \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma = P_0 \cdot \left(\frac{m}{m_0} \right)^\gamma \quad (\text{A.23})$$

$$\Rightarrow P(t) = P_0 \cdot (Bt + 1)^{\frac{-2\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.24})$$

Calcul d'un transitoire de puissance

Cette partie théorique décrit les équations utilisées par le code DULCINEE pour calculer des transitoires de puissance. Les grandeurs sont exprimées en unité du système international.

B.1 Equations de l'hydrodynamique

Les équations de l'hydrodynamique sont basées sur la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Elles sont décrites unidimensionnellement suivant la longueur des canaux. Les grandeurs caractéristiques du fluide sont supposées homogènes dans une section droite. Les équations (coordonnées cylindriques) sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial z} = 0 : \text{masse} \\ \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot v^2)}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} = -F - \rho \cdot g \cdot \cos(\theta) : \text{mouvement} \\ \rho \cdot \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \cdot v \cdot \frac{\partial h}{\partial z} = G : \text{énergie} \\ \rho = \rho(h, P) : \text{équation d'état du fluide} \end{array} \right. \quad (\text{B.1})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho : \text{masse spécifique du fluide} \\ v : \text{vitesse débitante du fluide} \\ t : \text{temps} \\ z : \text{cote axiale} \\ P : \text{pression du fluide} \\ F : \text{terme de frottements} \\ g : \text{accélération de la pesanteur} \\ \theta : \text{angle de la direction de l'écoulement avec la verticale ascendante} \\ h : \text{enthalpie spécifique du fluide} \\ G : \text{terme source de l'équation de conservation de l'énergie} \end{array} \right.$$

La masse spécifique du fluide dépend du régime d'écoulement « simple phase » ou « double phase » :

$$\rho = \rho_l \cdot (1 - \alpha) + \rho_v \cdot \alpha \quad (\text{B.2})$$

Avec l et v les indices de phase liquide et vapeur et α le taux de vide surfacique.

Le titre dans une section de l'écoulement est défini par le rapport entre le débit massique de vapeur et le débit massique total :

$$X_r = \frac{\tilde{h} - h_l}{L_v} \quad (\text{B.3})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_v : \text{chaleur latente de vaporisation} \\ h_l : \text{enthalpie spécifique de la phase liquide} \\ \tilde{h} : \text{enthalpie spécifique moyenne définie par :} \\ \tilde{h} = (1 - X_r) \cdot h_l + X_r \cdot h_v \end{array} \right.$$

Dans le code DULCINEE, le titre réel X_r est corrélé empiriquement et ne fait aucune hypothèse sur la température du liquide.

Dans un écoulement double phase, on introduit le titre thermodynamique (X_{th}) pour quantifier la quantité de vapeur résultant du changement de phase, en supposant que le liquide est à température de saturation :

$$X_{th} = \frac{\tilde{h} - h_{sat}}{L_v} \quad (\text{B.4})$$

Où h_{sat} est l'enthalpie spécifique du liquide à température de saturation.

On définit également le titre à l'ébullition locale X_{el} comme étant la valeur du titre thermodynamique au point où apparaît l'ébullition locale :

$$X_{el} = \frac{c}{L_v} \cdot \left(\Delta - \frac{\Phi}{h_{g/r}} \right) \quad (\text{B.5})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} c : \text{capacité thermique spécifique du réfrigérant} \\ \Phi : \text{flux sortant de l'élément chauffant} \\ \Delta : \text{surchauffe de paroi en ébullition, définie par :} \\ \quad \Delta = 106,5 \cdot P^{-0,23} \cdot \Phi \\ \quad \Delta = 0 \text{ si } \Phi < 0 \\ h_{g/r} : \text{coefficient d'échange gaine/réfrigérant défini par :} \\ \quad h_{g/r} = M_s \cdot c \cdot \rho \cdot v \text{ (Colburn)} \\ \quad \text{où } M_s \text{ est le nombre de Margoulis} \end{array} \right.$$

$$M_s = 0,023 \cdot Re^{-0,2} \cdot Pr^{-0,66} \quad (\text{B.6})$$

Où Re est le nombre de Reynolds et Pr le nombre de Prandtl définis par :

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot D_h}{\mu} \text{ et } Pr = \frac{\mu \cdot C_p}{\lambda} \quad (\text{B.7})$$

Avec :

$$\begin{cases} D_h : \text{le diamètre hydraulique} \\ \mu : \text{viscosité dynamique du fluide} \\ v : \text{vitesse débitante} \end{cases}$$

Le régime est déterminé par comparaison des titres thermodynamique et d'ébullition locale. On calcule ensuite le titre réel en fonction du régime obtenu :

— Fluide monophasique liquide Si $X_{th} < X_{el} < 0$ ou $X_{th} < 0 \leq X_{el}$ alors on a :

$$X_r = 0 \quad (\text{B.8})$$

— Ébullition nucléée ou locale Si $X_{el} \leq X_{th} < 0$ alors X_r se met sous la forme :

$$X_r = |X_{el}| \cdot \left[0,01 \cdot \left(\frac{X_{el} - X_{th}}{X_{el}} \right)^{0,35 \cdot \frac{\Phi}{\sqrt{q}}} \right] \quad (\text{B.9})$$

— Ébullition franche de transition Si $X_{el} < 0 \leq X_{th}$ alors X_r se met sous la forme :

$$X_r = X_{th} + |X_{el}| \cdot \left(0,01 \cdot e^{97 \cdot \frac{X_{th}}{X_{el}}} \right) \quad (\text{B.10})$$

— Ébullition franche établie Si $0 \leq X_{el}$ et $0 \leq X_{th}$ alors on a :

$$X_r = X_{th} \quad (\text{B.11})$$

— Régime de recondensation Le régime de recondensation est pris en compte dans le cas où $X_r < 0$ et $X_r < X_{el}$. Il est calculé de la manière suivante :

$$X_r (Ir) = X_r (Iz - 1) + 0,0065 \cdot X_{th} \cdot \Delta z \quad (\text{B.12})$$

— Vapeur sèche Si $X_{th} \geq 1$, alors le réfrigérant est sous forme de vapeur sèche et le titre vrai a pour valeur :

$$X_r = 1 \quad (\text{B.13})$$

La fraction de vide (ou taux de vide surfacique) est calculée en fonction du titre vrai X_r :

$$\alpha = \left[1 + (Ba - 1) \cdot \left(\frac{1 - X'_r}{1 + X'_r} \right)^8 \right] \cdot \frac{X_r}{X_r + (1 - X_r) \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (\text{B.14})$$

Où X_r' est défini par :

$$X'_r = X_r \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right)^{0,0023} \quad (\text{B.15})$$

Le terme de pertes de charge se décompose en deux termes : un terme de pertes régulières F_R et un autre de pertes de charges singulières F_S :

$$\Delta P_f = F_R \cdot \Delta z + F_S \quad (\text{B.16})$$

Les corrélations de pertes de charges régulières diffèrent suivant l'état du fluide. Par exemple, pour un fluide monophasique, la corrélation suivante est utilisée :

$$F_R = \frac{C_f}{D_h} \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} \quad (\text{B.17})$$

Avec :

$$\begin{cases} C_f = \frac{64}{Re} : \text{nombre de Darcy} \\ \rho : \text{masse spécifique du fluide} \\ v : \text{vitesse débitante du fluide} \\ D_h : \text{diamètre hydraulique} \end{cases}$$

Les équations de conservation sont résolues par une méthode aux différences finies suivant un schéma stratifié à 2 niveaux. Les équations aux différences finies sont approximées par un développement de Taylor des différentes fonctions.

B.2 Equations de la chaleur

La géométrie du système étudié est décomposée en plusieurs mailles. Les échanges de chaleur sont calculés grâce à l'équation de Fourier. Le problème de Cauchy pour l'équation de la chaleur consiste à trouver une fonction $T(x, t)$ vérifiant l'équation suivante, pour x appartenant à R^n et $t \geq 0$, et sachant qu'à l'instant initial $t = 0$, la température en chaque point x est fixée.

$$\frac{\partial(c_p \cdot T)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) + P_{fis} \quad (\text{B.18})$$

Avec :

$$\begin{cases} c_p : \text{capacité calorifique spécifique du réfrigérant} \\ T : \text{température} \\ \lambda : \text{conductivité du matériau} \\ P_{fis} : \text{puissance volumique des sources de fission} \end{cases}$$

Pour résoudre ce problème, on se fixe les hypothèses suivantes :

- Les flux de chaleur axiaux et azimutaux sont négligés,

- Il existe dans chaque cellule une symétrie azimutale ; cette dernière hypothèse impose $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ au centre de la pastille et le problème devient donc unidimensionnel et s'écrit :

$$\frac{\partial(c_p \cdot T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + P_{fis}(t, r) \text{ en géométrie plane} \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{\partial(c_p \cdot T)}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + P_{fis}(t, r) \text{ en géométrie cylindrique} \quad (\text{B.20})$$

Avec la condition initiale : $T(0, r) = T_0(r)$.

On recherche l'intégrale de Fourier sur l'ensemble de la cellule, la frontière $\partial\Omega$ du domaine d'intégration est donc le périmètre chauffant P_{ch} . La température du milieu ambiant (réfrigérant) étant donnée, on estime que les échanges de chaleur sur $\partial\Omega$ vérifient la loi de Newton. D'autre part, selon la loi de Fourier, le corps reçoit par unité de temps en provenance d'un élément de $\partial\Omega$ un flux : $\Phi = \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r}$.

On a donc l'égalité suivante :

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h_{g/r} \cdot (T_p - \tilde{T}) \quad (\text{B.21})$$

Avec :

$$\begin{cases} h_{g/r} : \text{coefficent d'échange combustible gaine} \\ T_p : \text{température de paroi} \\ \tilde{T} : \text{température moyenne du réfrigérant} \end{cases}$$

Chaque région peut regrouper plusieurs milieux cellules contenant parfois plusieurs milieux conducteurs et sont refroidis par le fluide réfrigérant. Les transferts de chaleur nécessitent la connaissance des coefficients d'échange thermique :

- Entre 2 milieux conducteurs, le flux est calculé à partir de la résistance thermique :

$$\Phi_{2 \rightarrow 1} = \frac{T_2 - T_1}{R_{th}} \quad (\text{B.22})$$

Avec T_1 et T_2 les températures des milieux 1 et 2, et R_{th} la résistance thermique entre ces 2 milieux. Quant au coefficient d'échange entre le combustible et la gaine, il est calculé en fonction du gap entre les 2 milieux et le gaz qui le compose.

- Pour calculer le coefficient d'échange gaine-réfrigérant en simple phase, on utilise une formule de type Colburn :

$$h_{g/r} = M_s \cdot c \cdot \rho \cdot v \quad (\text{B.23})$$

Avec :

$$\begin{cases} M_s : \text{nombre de Margoulis} \\ c : \text{capacité thermique spécifique du réfrigérant} \\ \rho : \text{masse spécifique du réfrigérant} \\ v : \text{vitesse débitante} \end{cases}$$

- En ébullition locale, la température de paroi déterminée par le flux de chaleur et la pression est indépendante de la vitesse du fluide. Le coefficient d'échange est alors déterminé de manière à obtenir :

$$T_p = T_{sat} + \Delta T_{sat} \quad (\text{B.24})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_p : \text{température de paroi} \\ T_{sat} : \text{température de saturation du fluide} \\ \Delta T_{sat} : \text{surchauffe de la paroi en ébullition} \end{array} \right.$$

On obtient donc :

$$h_{g/r} = \frac{\Phi}{T_{sat} + \Delta T_{sat} - \tilde{T}} \quad (\text{B.25})$$

La puissance produite par le combustible est calculée à partir de la puissance dégagée des équations de la cinétique et du flux axial de puissance définit par l'utilisateur dans le jeu de données.

Le code offre la possibilité de calculer l'écart entre le flux local et le flux amenant la crise primaire d'ébullition. Ce dernier est défini par la corrélation de Bernath [98] :

$$\Phi_{crit} = \left[3,43 \cdot \frac{D_h}{D_h + \frac{p}{\pi}} + 0,000244 \cdot \frac{q}{\rho_l \cdot S} \cdot \left(\frac{D_h}{100} \right)^{-0,6} \right] \cdot \left[102,6 \cdot \log \left(\frac{P}{981000} \right) - 97,2 \cdot \frac{P}{P+10^6} - 0,01476 \cdot \frac{q}{\rho_l \cdot S} - 1,8 \cdot \tilde{T} + 276 \right] - \frac{S \cdot P_{fis}}{p} \quad (\text{B.26})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_h : \text{diamètre hydraulique} \\ p : \text{périmètre mouillé} \\ \rho_l : \text{masse spécifique de la phase liquide} \\ S : \text{section droite du canal} \\ P : \text{Pression du réfrigérant} \\ \tilde{T} : \text{température moyenne du fluide} \\ q : \text{débit surfacique} \\ P_{fis} : \text{puissance neutronique spécifique} \end{array} \right.$$

B.3 Equations de la cinétique

La cinétique dans DULCINEE est modélisée par la cinétique ponctuelle à 6 groupes. Les équations de la cinétique ponctuelle sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} \cdot n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_i \\ \frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} \cdot n - \lambda_i \cdot c_i \end{array} \right. \quad (\text{B.27})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho(t) : \text{réactivité nette} \\ \Lambda : \text{temps de vie des neutrons prompts} \\ n : \text{concentration en neutrons} \\ \lambda_i : \text{constante de décroissance des précurseurs de neutrons retardés du groupe i} \\ c_i : \text{concentration des précurseurs du groupe i} \\ \beta_i : \text{proportion de neutrons retardés du groupe i} \end{array} \right.$$

La puissance produite par la fission dans le combustible P_{fiss} est proportionnelle à la concentration en neutrons, décrite par les équations de cinétique. On obtient le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_{fiss}}{dt} = \frac{\rho(t)-\beta}{\Lambda} \cdot P_{fiss} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot C_i \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} \cdot P_{fiss} - \lambda_i \cdot C_i \end{array} \right. \quad (\text{B.28})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{fiss} = k' \cdot n \\ C_i = k' \cdot c_i \\ k' : \text{constante de proportionnalité} \end{array} \right.$$

La réactivité nette est égale à la somme de la réactivité initiale, de la réactivité extérieure au temps t et de la contre réactivité du cœur au temps t (feed back) :

$$\rho(t) = \rho_0 + \rho_{ext}(t) + \rho_{fb}(t) \quad (\text{B.29})$$

Les différents termes de réactivité sont calculés de la façon suivante :

— La réactivité initiale est définie par la relation de Nordheim :

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{\sum_{i=1}^6 \beta_i} \cdot \left(\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\alpha + \lambda_i} \right) \quad (\text{B.30})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha : \text{période propre au réacteur} \\ \beta_i : \text{proportion de neutrons retardés du groupe i} \\ \lambda_i : \text{constante de décroissance des précurseurs de neutrons retardés du groupe i} \end{array} \right.$$

— La réactivité extérieure définie par l'utilisateur peut être soit :

- Nulle
- Linéaire par morceau (défini sous la forme d'un tableau $[t_i ; \rho_{ext}(t_i)]$)
- analytique

— Le code prend en compte 5 termes d'antiréactivité dans le cœur :

- L'antiréactivité due à la dilatation des structures (combustible, gaine) est donnée

par :

$$\rho_{mat,dil} = \sum_{KM=1}^{KMAX} \left(\alpha_{dil,KM} \cdot \int_{Z_{total}} (A_v(I_z) \cdot [T_{KM}(I_z, t) - T_{KM}(I_z, t=0)]) \cdot \frac{V_{KM}}{Z_{total}} \cdot dZ \right) \quad (B.31)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{dil,KM} : \text{ coefficient de dilatation du milieu KM} \\ A_v(I_z) : \text{ coefficient de vide à la cote } I_z \\ T_{KM}(I_z, t) : \text{ température du milieu à la cote } I_z \text{ et au temps } t \\ V_{KM} : \text{ volume du milieu KM} \\ Z_{total} : \text{ longueur totale du canal} \end{array} \right.$$

— L'antiréactivité due à l'effet Doppler dans le combustible est donnée par :

$$\rho_D = \int_{Z_{total}} \left(A_D(I_z) \cdot \left(\sqrt{T_C(I_z, t)} - \sqrt{T_C(I_z, t=0)} \right) \right) \frac{dZ}{Z_{total}} \quad (B.32)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_D(I_z) : \text{ coefficient Doppler à la cote } I_z \text{ défini par :} \\ A_D(I_z) = A_D(I_R) \cdot COED(I_z, I_R) \\ T_C(I_z, t) : \text{ température du combustible (en K) à la cote } I_z \text{ et au temps } t \\ Z_{total} : \text{ longueur totale du canal} \end{array} \right.$$

— La dilatation du réfrigérant, causée par les variations de température, entraîne une variation de densité du modérateur ; cette variation de densité modifie donc l'antiréactivité apportée par le réfrigérant. Cette dernière est calculée par la relation suivante :

$$\rho_{mod,dil} = \int_{V_{mod}} (A_v(I_z) \cdot \alpha_{dil,eau} \cdot [T_{mod}(I_z, t) - T_{mod}(I_z, t=0)]) \cdot dV_{mod,dil} \quad (B.33)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_v(I_z) : \text{ coefficient de vide à la cote } I_z \\ T_{mod}(I_z, t) : \text{ température du modérateur (en K) à la cote } I_z \\ \alpha_{dil, eau} : \text{ coefficient de dilatation de l'eau} \end{array} \right.$$

— La vaporisation du réfrigérant change la densité du modérateur, ce qui a pour conséquence de modifier l'antiréactivité apportée par le modérateur. Cette dernière est calculée pour chaque région et a pour formule :

$$\rho_{mod,vap} = \int_{Z_{total}} (A_v(I_z) \cdot [\alpha(I_z, t) - \alpha(I_z, t=0)]) \cdot S(I_z) \cdot dZ \quad (B.34)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_v(I_z) : \text{coefficient de vide à la cote } I_Z \\ \alpha(I_z, t) : \text{taux de vide du modérateur à la cote } I_Z \text{ et au temps } t \\ S(I_z) : \text{section du canal à la cote } I_Z \end{array} \right.$$

- L'antiréactivité due à l'échauffement du modérateur est donnée par la formule suivante :

$$\rho_{mod,sp} = \int_{Z_{total}} (A_{sp}(I_z) \cdot [T_{mod}(I_z, t) - T_{mod}(I_z, t=0)]) \cdot \frac{dZ}{Z_{total}} \quad (\text{B.35})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{sp}(I_z) : \text{coefficient de température à la cote } I_Z \\ T_{mod}(I_z, t) : \text{température du modérateur (en K) à la cote } I_Z \\ Z_{total} : \text{longueur totale du canal} \end{array} \right.$$

La résolution du modèle de la cinétique est réalisée par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Cette méthode consiste à écrire sous forme matricielle le système d'équations de la cinétique point à 6 groupes de neutrons retardés :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dU}{dt} = A(t) \cdot U \\ U(0) = U_0 \end{array} \right. \quad t \in [0, T] \quad (\text{B.36})$$

Avec $U(t)$ élément de R^7 (6 groupes) défini par :

$$U(t) = \begin{bmatrix} P(t) \\ C_1(t) \\ \vdots \\ \vdots \\ C_6(t) \end{bmatrix} \quad (\text{B.37})$$

Et $A(t)$ élément de $L(R^7, R^7)$ défini par :

$$A(t) = \begin{bmatrix} \frac{\rho(t)-1}{\Lambda} \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_i & \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 & \lambda_5 & \lambda_6 \\ \frac{\beta_1}{\Lambda} & -\lambda_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\beta_2}{\Lambda} & 0 & -\lambda_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\beta_3}{\Lambda} & 0 & 0 & -\lambda_3 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\beta_4}{\Lambda} & 0 & 0 & 0 & -\lambda_4 & 0 & 0 \\ \frac{\beta_5}{\Lambda} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\lambda_5 & 0 \\ \frac{\beta_6}{\Lambda} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\lambda_6 \end{bmatrix} \quad (\text{B.38})$$

Le système (B.36) est alors intégré sur l'intervalle $[0, T]$. La méthode retenue consiste à

diviser cet intervalle en une suite croissante de points $\{\xi_i\}_{i=1,N}$, avec $\xi_1 = 0$ et $\xi_N = T$.

Le problème précédent est alors substitué par la famille de problèmes :

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = A(\xi_i) \cdot U \\ U(\xi_i) = U_{\xi_i} \end{cases} \quad T \in [\xi_i, \xi_{i+1}] \quad (\text{B.39})$$

On obtient alors une famille de problèmes linéaires homogènes à coefficients constants où A ne dépend plus du temps. $U(0)$ est déterminé par la relation de Nordheim.

Pour des systèmes homogènes à coefficients constants, la méthode de Runge-Kutta ramène les systèmes sous la forme :

$$U_{n+1} = R \cdot U_n \quad (\text{B.40})$$

Dans lequel l'opérateur R est fonction de A et du pas de discrétisation h .

Le schéma du quatrième ordre retenu dans DULCINEE s'écrit :

$$Y^{n+1} = Y^n + \frac{1}{6} \cdot (k_1 + 4 \cdot k_3 + k_4) \quad (\text{B.41})$$

Avec :

$$\begin{cases} k_1 = h \cdot f(x_n, y_n) \\ k_2 = h \cdot f\left(x_n + \frac{1}{2} \cdot h, y_n + \frac{1}{2} \cdot k_1\right) \\ k_3 = h \cdot f\left(x_n + \frac{1}{2} \cdot h, y_n + \frac{1}{4} \cdot k_1 + \frac{1}{4} \cdot k_2\right) \\ k_4 = h \cdot f(x_n + h, y_n - k_2 + 2 \cdot k_3) \end{cases} \quad (\text{B.42})$$

ANNEXE C

Etude des échanges de chaleur

Tableau C.1 – Nomenclature des corrélations d'échange de chaleur

Variables	Descriptions
c_p	Capacité calorifique à pression constante, $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$
CHF	Flux critique, $kW.m^{-2}$
D	Diamètre du tube, m
D_{hy}	Diamètre hydraulique, m
h	Coefficient d'échange thermique, $kW.m^{-2}.K^{-1}$
F	$F = 1,0$ si $X_{TT}^{-1} \leq 0,10$ $F = 2,35 \cdot (X_{TT}^{-1} + 0,213)^{0,736}$ pour $X_{TT}^{-1} > 0,10$
G	Débit massique $kg.m^{-2}.s^{-1}$
H	Enthalpie, $kJ.kg^{-1}$
k	Conductivité thermique, $kW.m^{-1}.K^{-1}$
Nu	Nombre de Nusselt
P	Pression, kPa
Pr	Nombre de Prandlt $\left(= \frac{\mu \cdot C_p}{k} \right)$
Re	Nombre de Reynolds $\left(= \frac{\rho \cdot U \cdot D_{hy}}{\mu} \right)$
S	Facteur de suppression défini graphiquement par Chen (1963)
X_{TT}	Paramètre de Martinelli $\left[= \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_g} \right)^{0,1} \right]$
T	Température, $^{\circ}C$
X	Qualité de l'écoulement (fraction massique de vapeur)
α	Fraction de vide
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface, $N.m^{-1}$
μ	Viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
Φ_{crit}	Flux critique, $MW.m^{-2}$
E_n	$J.cm^{-2}$
X_{th}	Titre thermodynamique

Tableau C.2 – Indices des corrélations d'échange de chaleur

Indices	Descriptions des indices
f	Liquide saturé
fg	Différence entre liquide saturé et vapeur saturée
g	Vapeur saturée
in	Inlet (entrée)
l	Liquide
sat	Saturée
v	vapeur
w	Paroi chauffée

La prédiction du coefficient d'échange en simple phase a été améliorée par Dittus et Boelter ([99], 1930). La plupart des corrélations ont la même forme que celle de la corrélation originelle de Dittus-Boelter, qui a été validée expérimentalement sur de nombreux liquides et gaz :

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (\text{C.1})$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu : \text{Nombre de Nusselt} \\ Re : \text{Nombre de Reynolds} \\ Pr : \text{Nombre de Prandlt} \end{array} \right.$$

La corrélation de COLBURN (1933) utilisée dans DULCINEE diffère seulement par la puissance appliquée au Prandlt (1/3 au lieu de 0,4).

La transition entre la simple phase liquide et l'ébullition nucléée a lieu lorsque la température en paroi excède la température de départ en ébullition nucléée. Dans DULCINEE, il faut ajouter une corrélation d'échanges en ébullition nucléée pour prendre en compte l'excès de transfert de chaleur par vaporisation. Les corrélations pour l'ébullition nucléée les plus populaires sont celles de Jens and Lottes (1951) et Thom et al. (1966). Ces corrélations sont validées à la fois pour l'ébullition nucléée sous refroidie et pour la saturée. Une corrélation largement utilisée dans les codes de thermo-hydrauliques modernes est celle de Chen (1963). Cette corrélation prédit le coefficient de transfert thermique pour beaucoup de fluides différents avec un écart type de 11 %. Ces corrélations, avec leurs formules, sont listées dans le Tableau C.3.

Des études réalisées au milieu des années 2000 avec le code CATHARE [103] et la boucle PATRICIA [104] recommandent d'utiliser la corrélation de Thom pour CABRI. Mais ces études ont surtout permis d'en savoir plus sur le flux critique des crayons CABRI. Le flux critique (CHF) marque le passage de l'ébullition nucléée vers une ébullition de transition, puis très vite vers une ébullition en film. Il marque l'assèchement de la gaine. Dans le cadre des essais CABRI, on veut éviter d'atteindre le flux critique sur les crayons combustibles du cœur

Tableau C.3 – Corrélations d'ébullition nucléée [100]

Références	Corrélations	Commentaires
Chen (1963) [101]	$h = 0,023 \cdot \frac{k}{D} \cdot (Re_l^*)^{0,8} \cdot (Pr_l)^{0,4 \cdot F} + 0,00122 \cdot \frac{k_l^{0,79} \cdot c_{pl}^{0,45} \cdot \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \cdot \mu_l^{0,29} \cdot h_{fg}^{0,24} \cdot \rho_g^{0,24}} \cdot (T_w - T_{sat})^{0,24} \cdot (P_w - P)^{0,75} \cdot S$	Circulaire et annulaire ; eau, méthanol, cyclohexane, pentane, heptane, benzène
Jens and Lottes (1951) [102]	$h = 0,00254 \cdot [(T_w - T_{sat})^{\frac{3}{4}} \cdot e^{1,61 \cdot 10^{-4} P}]^4$	ébullition nucléée de l'eau seulement
Thom et al. (1966) [40]	$h = 1,9712 \cdot e^{\frac{2P}{8687}} \cdot (T_w - T_{sat})$	ébullition nucléée de l'eau seulement

nourricier. Cependant, un assèchement est possible sur les quelques crayons chauds (crayons les plus énergétiques), lors des transitoires de puissance les plus violents (grande énergie déposée en peu de temps). Dans DULCINEE, le flux critique est calculé avec la corrélation de Bernath dans le seul de but de calculer l'écart entre le flux et le flux critique. Il serait judicieux d'incorporer une corrélation de flux critique adaptée à CABRI et de l'utiliser dans le calcul de l'échange en ébullition.

La prédiction du flux critique dans la gaine est complexe à cause des effets de distributions axiale et radiale de flux, de la position des grilles, ou de l'espacement entre les crayons. Les corrélations de flux critique sont obtenues grâce à des expériences faites sur des tubes (beaucoup moins coûteux que d'utiliser des assemblages). Les corrélations DNB sont alors souvent utilisées en dehors du domaine de validité utilisé pour les créer.

Nous allons nous intéresser aux corrélations du flux critique (CHF) en conditions locales. Ces corrélations permettent de prédire la localisation de l'assèchement à la magnitude du flux critique. Les effets de la distribution axiale de flux, des grilles d'écartement, des transitoires de l'écoulement demandent souvent une approche locale modifiée, c'est-à-dire une méthode d'approche locale combinée avec des techniques considérant l'écoulement en amont. Plusieurs corrélations sont disponibles, et possèdent des domaines de validité différents (tableau C.4).

$$\begin{aligned}
CHF = & \\
& \left[2,002 - 0,0000624 \cdot P + (0,1722 - 0,0000143 \cdot P) \cdot e^{(18,177 - 0,000599 \cdot P)X} \right] \cdot \\
& [(0,1484 - 1,596 \cdot X + 0,1729 \cdot X \cdot |X|) \cdot 0,0007347 \cdot G + 1,037] \cdot \\
& [1,157 - 0,869X] \left[0,2664 + 0,8357e^{-124,1 \cdot D_{hy}} \right] \cdot \\
& [0,8258 + 3,41 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta H_{in}]
\end{aligned} \tag{C.2}$$

Notons qu'il faut faire attention lorsqu'on utilise des corrélations CHF empiriques, même dans leur domaine d'application. En effet, les erreurs de prédiction peuvent varier entre -60 % et 200 % [100]. Il est donc important de les valider sur le cas étudié sans trop se baser sur les bornes théoriques du domaine de validité basé sur les essais réalisés pour déterminer la

Tableau C.4 – Corrélations DNB [100]

Références	Corrélation	Domaine de validité
Tong (1972) [105]	équation (C.2)	$G : 1356 - 6780 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ $P : 6895 - 15860 \text{ kPa}$ $X : -0,15 \text{ à } +0,15$ $D_{hy} : 0,005 - 0,018 \text{ m}$ $L : 0,25 - 3,66 \text{ m}$
Zuber-Griffith (1977) [106]	$CHF = (1 - \alpha) \cdot 0,131 \cdot \rho_g \cdot H_{fg} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{0,25}$	Recommandée pour $G < 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Bernath (1960) [98]	équation (B.26) annexe B	Pression : 0,10 – 20,60 MPa Vitesse : 0,0 – 17,0 m/s $D_{hy} : 0,00363 - 0,0924 \text{ m}$

corrélation.

Trois corrélations ont été comparées (Tong, Mishark et Bernath) dans une modélisation des essais SPERT-IV [107], une série de transitoires prompts ou non, avec une grande variété de conditions d'écoulement. A la manière de DULCINEE, le code PARET-ANL est utilisé pour simuler la réponse du système dans les conditions de RIA et estime notamment la température de la gaine. L'objectif était de montrer l'influence de la corrélation DNB utilisée dans la prédiction des conditions de transitoire. La conclusion de cette étude est que pour des insertions de réactivité supérieures à 1,20 \$, les transitoires prédis varient de façon significative suivant la corrélation DNB utilisée. Il faut rappeler que SPERT-IV est un réacteur à plaques à fort enrichissement ($> 90\%$), l'effet de vide y est la contre-réaction majoritaire au contraire d'un réacteur à combustible UO₂ à faible enrichissement comme CABRI où l'effet Doppler est prépondérant.

Pour CABRI, une corrélation de flux critique a été déterminée expérimentalement avec les essais sur la boucle PATRICIA au CEA de Grenoble. Ces essais ont une bonne représentativité des conditions expérimentales des crayons CABRI. Les différentes études réalisées sur le flux critique montrent qu'en fonctionnement permanent et transitoire, la valeur du flux critique est différente. En fonctionnement transitoire, le flux critique est plus élevé, cela signifie que l'ébullition nucléée a lieu jusqu'à une température de gaine plus élevée. La corrélation de D. Bestion, auteur de cette étude, est donc décomposée en une partie permanente et une partie transitoire :

$$\begin{cases} \Phi_{crit} = \Phi_{perm} + \Phi_{tran} \\ \Phi_{perm} = 4,61 + 0,00073 \cdot (G - 4995) - 32 \cdot (X_{th} + 0,07685) \\ \Phi_{tran} = 1,15 \cdot \left[\frac{\partial T_w}{\partial t} \right]^{0,65} / E_n^{0,5} \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

Bibliographie

- [1] IAEA. The International Nuclear and radiological Event Scale (INES), 1990.
- [2] IRSN. Accident grave dans un réacteur à eau pressurisée, April 2012.
- [3] André Chabre and Bernard Bonin. *Réacteurs nucléaires expérimentaux*. CEA Saclay ; Groupe Moniteur, 2012.
- [4] Lars Olof Jernkvist and Ali R. Massih. *Nuclear Fuel Behaviour under Reactivity-initiated Accident (RIA) Condition : State-of-the-art Report*. Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), 2010.
- [5] IRSN. Accident de réactivité, May 2014.
- [6] Paul Reuss. *Précis de neutronique*. EDP sciences, 2012.
- [7] Joël Guidez and Bernard Bonin. *Réacteurs nucléaires à caloporeur sodium*. CEA Saclay ; Groupe Moniteur, 2014.
- [8] Vincent Georgenthum and Christian Bernaudat. RIA - Rappel des phénomènes et outils de modélisation, futur programme CABRI. page 05. EDP Sciences, 2013.
- [9] Franz Schmitz and Joelle Papin. High burnup effects on fuel behaviour under accident conditions : the tests CABRI REP-Na. *Journal of Nuclear Materials*, 270(1–2) :55–64, April 1999.
- [10] Toshio Fujishiro, Kazuaki Yanagisawa, Kiyomi Ishijima, and Koreyuki Shiba. Transient fuel behavior of preirradiated PWR fuels under reactivity initiated accident conditions. *Journal of Nuclear Materials*, 188(Supplement C) :162–167, June 1992.
- [11] H. M. Chung and T. F. Kassner. Cladding metallurgy and fracture behavior during reactivity-initiated accidents at high burnup1. *Nuclear Engineering and Design*, 186(3) :411–427, December 1998.
- [12] D. Devin Imholte and Fatih Aydogan. Comparison of nuclear pulse reactor facilities with reactivity-initiated-accident testing capability. *Progress in Nuclear Energy*, 91 :310–324, August 2016.
- [13] J. G. Crocker and L. A. Stephan. Reactor Power Excursion Tests in the Spert IV Facility. Technical Report IDO-17000, Phillips Petroleum Co. Atomic Energy Div., Idaho Falls, Idaho, August 1964.
- [14] R. W. Miller, Alain Sola, and R. K. McCardell. Report of the SPERT-I destructive test program on an aluminium, plate-type, water-moderated reactor. Technical Report IDO-16883, Phillips Petroleum Co. Atomic Energy Div., Idaho Falls, Idaho, Idaho Falls, Idaho USA, June 1964.
- [15] C. R. Montgomery. Heavy Water Handling Experience in the Spert II Reactor Facility. Technical Report IDO-16997, Phillips Petroleum Co. Atomic Energy Div., Idaho Falls, Idaho, July 1964.
- [16] J. Dugone. Spert III Reactor Facility : E-Core Revision. Technical Report IDO-17036, Phillips Petroleum Co., Idaho Falls, Idaho. Atomic Energy Div., November 1965.

- [17] John Darrell Bess and Mark David DeHart. Baseline Assessment of TREAT for Modeling and Analysis Needs. Technical Report INL/EXT-15-35372, Idaho National Laboratory (INL), 2015.
- [18] Edward J. Parma, Milton E. Vernon, Steven A. Wright, Curtis D. Peters, Veena Tikare, Paul S. Pickard, John E. Kelly, and Heather J. MacLean. Global Nuclear Energy Partnership Fuels Transient Testing at the Sandia National Laboratories Nuclear Facilities : Planning and Facility Infrastructure Options. 2007.
- [19] O. Horiki, S. Kobayashi, I. Takariko, and K. Ishijima. Experiments with preirradiated fuel rods in the Nuclear Safety Research Reactor. Technical report, General Atomics, San Diego, CA (United States), 1992.
- [20] Larisa Alexandrovna Yegorova. *Data Base on the Behavior of High Burnup Fuel Rods with Zr-1% Nb Cladding and UO₂ Fuel (VVER Type) under Reactivity Accident Conditions*. US Nuclear Regulatory Commission, 1999.
- [21] G. Kussmaul, W. Vaeth, J. Wolff, J. Dadillon, M. Haessler, and F. Sabathier. The CABRI project - overall status and achievements. 1986.
- [22] F. Jeury, L. Pantera, and Y. Garnier. CABRI Experimental Reactor : Experimental Reassessment of CABRI Core Power and Measurement Uncertainties. *Proc. Technology Mtg. IGORR (2013)*, pages 13–18, 2013.
- [23] G. Ritter, O. Gueton, F. Mellier, and D. Beretz. Neutron Commissioning in the New CABRI Water Loop Facility. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(5) :2697–2701, October 2010.
- [24] K. Baumung, K. Böhnel, and H. Bluhm. The CABRI Fast Neutron Hodoscope. *Nuclear Technology*, 71(1) :353–365, October 1985.
- [25] V. Chevalier, S. Mirotta, J. Guillot, and B. Biard. The CABRI fast neutron Hodoscope : Renovation, qualification program and first results following the experimental reactor restart. *EPJ Web of Conferences*, 170 :04003, 2018.
- [26] J. Lecerf, Y. Garnier, J-P. Hudelot, B. Duc, and L. Pantera. Study of the linearity of CABRI experimental ionization chambers during RIA transients. *EPJ Web of Conferences*, 170 :04015, 2018.
- [27] P. Royl, W. Pfrang, and D. Struwe. Reactivity feedback evaluation of material relocations in the Cabri-1 experiments with fuel worth distributions from SNR-300. *Nuclear Engineering and Design*, 147(1) :85–91, January 1994.
- [28] Ikken Sato, Francette Lemoine, and Dankward Struwe. Transient Fuel Behavior and Failure Condition in the CABRI-2 Experiments. *Nuclear Technology*, 145(1) :115–137, 2004.
- [29] Yoshitaka FUKANO, Yuichi ONODA, Ikken SATO, and Jean CHARPENEL. Fuel Pin Behavior under Slow-Ramp-type Transient-Overpower Conditions in the CABRI-FAST Experiments. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 46(11) :1049–1058, November 2009.
- [30] J. Papin, B. Cazalis, J. M. Frizonnet, J. Desquines, F. Lemoine, V. Georgenthum, F. Lamare, and M. Petit. Summary and Interpretation of the CABRI REP-Na Program. *Nuclear Technology*, 157(3) :230–250, March 2007.

- [31] J. Papin, M. Balourdet, F. Lemoine, F. Lamare, J. M. Frizonnet, and F. Schmitz. French studies on high-burnup fuel-transient behavior under RIA conditions. *Nuclear Safety*, 37(4) :289–327, December 1996. WOS :000169571300004.
- [32] Jean-Pascal Hudelot, Eric Fontanay, Christophe Molin, Alain Moreau, Laurent Pantera, Johann Lecerf, Yves Garnier, and Bertrand Duc. CABRI facility : upgrade, refurbishment, recommissioning and experimental capacities. In *Proc. Int. Conf. PHYSOR2016*, pages 2286–2298, Sun Valley, USA, 2016.
- [33] OECD. NEA Joint Projects - Cabri Water Loop Project.
- [34] B. Baurens, J. Sercombe, C. Riglet-Martial, L. Desgranges, L. Trotignon, and P. Maugis. 3d thermo-chemical-mechanical simulation of power ramps with ALCYONE fuel code. *Journal of Nuclear Materials*, 452(1) :578–594, September 2014.
- [35] B. Michel, C. Nonon, J. Sercombe, F. Michel, and V. Marelle. Simulation of Pellet-Cladding Interaction with the PLEIADES Fuel Performance Software Environment. *Nuclear Technology*, 182(2) :124–137, May 2013.
- [36] J. Sercombe, E. Fédérici, M. Le Saux, B. Michel, and C. Poussard. *1D and 3D modelling of PCMI during a RIA with ALCYONE v1.1*. September 2010.
- [37] Guillaume Ritter, Remi Berre, and Laurent Pantera. DULCINEE. Beyond neutron kinetics, a powerful analysis software. In *RRFM IGORR*, 2012. Prague, Czech Republic, March 18 - 22.
- [38] P. Dutraive, S. Fabrega, and F. Millot. DULCINEE code (DULCINEE code for water cooled reactor at low pressure). 1970.
- [39] S. Nukiyama. Film boiling water on thin wires. *Society of Mechanical Engineering*, 37, 1934.
- [40] J. R. S. Thom, W. M. Walker, T. A. Fallon, and G. F. S. Reising. BOILING IN SUB-COOLED WATER DURING FLOW UP HEATED TUBES OR ANNULI. Technical report, Babcock and Wilcox Ltd., Renfrew, Eng., 1967.
- [41] Gregory D. Spriggs, Joann M. Campbell, and Vladimir M. Piksaikin. An 8-group delayed neutron model based on a consistent set of half-lives. *Progress in Nuclear Energy*, 41(1) :223–251, July 2002.
- [42] A. Santamarina, D. Bernard, P. Blaise, M. Coste, A. Courcelle, TD. Huynh, C. Jouanne, P. Leconte, O. Litaize, S. Mengelle, and others. The JEFF-3.1. 1 nuclear data library. *JEFF report*, 22(10.2) :2, 2009.
- [43] Fabrice Gaudier. URANIE : The CEA/DEN Uncertainty and Sensitivity platform. *Procedia - Social and Behavioral Sciences*, 2(6) :7660–7661, January 2010.
- [44] CD-Adapco User Guide. *STAR-CCM+ Version (10.02)*. CD-adapco, 2015.
- [45] 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*, 82 :151–160, August 2015.
- [46] Mireille Coste-Delclaux, Cheikh M'Backé Diop, and Anne Nicolas. *La neutronique*. Monographie DEN. Cea saclay ; groupe moniteur edition, 2013.

- [47] S. A. H. Feghhi, M. Shahriari, and H. Afarideh. Calculation of neutron importance function in fissionable assemblies using Monte Carlo method. *Annals of Nuclear Energy*, 34(6) :514–520, June 2007.
- [48] CERN. ROOT : ROOT Reference Documentation.
- [49] Max D. Morris and Toby J. Mitchell. Exploratory designs for computational experiments. *Journal of Statistical Planning and Inference*, 43(3) :381–402, February 1995.
- [50] Ilya M. Sobol. Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models. *Mathematical modelling and computational experiments*, 1(4) :407–414, 1993.
- [51] NLOpt. NLOpt algorithms - NLOpt Documentation.
- [52] M. J. D. Powell. A tolerant algorithm for linearly constrained optimization calculations. *Mathematical Programming*, 45(1-3) :547–566, August 1989.
- [53] M. J. D. Powell. The BOBYQA algorithm for bound constrained optimization without derivatives. Technical Report DAMTP 2009/NA06, Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, Cambridge University, June 2009.
- [54] J. A. Nelder and R. Mead. A Simplex Method for Function Minimization. *The Computer Journal*, 7(4) :308–313, January 1965.
- [55] Thomas Harvey Rowan. Functional stability analysis of numerical algorithms. 1990.
- [56] Guillaume Truchet. Développements et Validation de Calculs à Énergie Continue Pondérés par l’Importance. Thèse, September 2015.
- [57] Guillaume Truchet, Pierre Leconte, Alain Santamarina, Emeric Brun, Frédéric Damian, and Andrea Zoia. Computing adjoint-weighted kinetics parameters in Tripoli-4® by the Iterated Fission Probability method. *Annals of Nuclear Energy*, 85 :17–26, November 2015.
- [58] P. Leconte. Conversation privée. 2017.
- [59] A. Santamarina, P. Blaise, L. Erradi, and P. Fougeras. Calculation of LWR β_{eff} kinetic parameters : Validation on the MISTRAL experimental program. *Annals of Nuclear Energy*, 48 :51–59, October 2012.
- [60] Pierre Leconte, Guillaume Truchet, Jean-Francois Vidal, Alain Santamarina, and Patrick Blaise. Validation of the APOLLO2.8 code package for the calculation of β_{eff} and λ kinetics parameters and the reactivity versus reactor period relationship. In *PHYSOR2016*, Sun Valley, USA, May 2016.
- [61] M. B. Chadwick, M. Herman, P. Obložinský, M. E. Dunn, Y. Danon, A. C. Kahler, D. L. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla, R. Brewer, D. A. Brown, R. Capote, A. D. Carlson, Y. S. Cho, H. Derrien, K. Guber, G. M. Hale, S. Hoblit, S. Holloway, T. D. Johnson, T. Kawano, B. C. Kiedrowski, H. Kim, S. Kunieda, N. M. Larson, L. Leal, J. P. Lestone, R. C. Little, E. A. McCutchan, R. E. MacFarlane, M. MacInnes, C. M. Mattoon, R. D. McKnight, S. F. Mughabghab, G. P. A. Nobre, G. Palmiotti, A. Palumbo, M. T. Pigni, V. G. Pronyaev, R. O. Sayer, A. A. Sonzogni, N. C. Summers, P. Talou, I. J. Thompson, A. Trkov, R. L. Vogt, S. C. van der Marck, A. Wallner, M. C. White, D. Wiarda, and P. G. Young. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12) :2887–2996, December 2011.

- [62] Z. F. Kuang and I. Pázsit. The generalized theory of neutron noise in a random medium. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 458(2017) :233–252, January 2002.
- [63] Romain Debysier. Analyse physique des essais de redémarrage du réacteur CABRI. Rapport de Stage, CEA, Cadarache, September 2017.
- [64] Andrea Zoia, Emeric Brun, Cédric Jouanne, and Fausto Malvagi. DBRC and WCM scattering kernels for TRIPOLI-4, version 9. In *SNA + MC 2013 - Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications + Monte Carlo*, page 05309. EDP Sciences, 2014.
- [65] Andrea Zoia, Emeric Brun, Cédric Jouanne, and Fausto Malvagi. Doppler broadening of neutron elastic scattering kernel in Tripoli-4®. *Annals of Nuclear Energy*, 54(Supplement C) :218–226, April 2013.
- [66] A. Meister and A. Santamarina. The effective Doppler Broadening of Neutron Resonances in UO₂. In *PHYSOR-98*, Long Island (NY), October 1998.
- [67] M. Maillot, G. Truchet, J. P. Hudelot, and J. Lecerf. Analysis of the rod-drop experiments performed during the CABRI commissioning tests. In *RRFM 2018*, page 10, Munich, Germany, March 2018.
- [68] J. P. Hudelot, J. Lecerf, Y. Garnier, G. Ritter, O. Guéton, A. C. Colombier, F. Rodiac, and C. Domergue. A complete dosimetry experimental program in support of the core characterization and of the power calibration of the CABRI reactor. In *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), 2015 4th International Conference on*, pages 1–8. IEEE, 2015.
- [69] Olivier Clamens, Johann Lecerf, Bertrand Duc, Jean-Pascal Hudelot, Thierry Cadiou, and Bruno Biard. Assessment of the CABRI transients power shape by using CFD and point kinetic codes. In *Proc. Int. Conf. PHYSOR2016*, pages 1747–1758, Sun Valley, USA, 2016.
- [70] O. Clamens, J. Lecerf, J. P. Hudelot, B. Duc, P. Blaise, and B. Biard. Modeling of the ³He density evolution inside the CABRI transient rods during power transients. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, PP(99) :1–1, 2018.
- [71] J. E. Huang Bardina. Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development. Technical report, April 1997.
- [72] Bernard Le Neindre. *Conductivité thermique des liquides et des gaz*. Techniques Ingénieur, 1996.
- [73] Bernard LE NEINDRE. Viscosité - Gaz à la pression atmosphérique. *Techniques de l'ingénieur. Constantes physico-chimiques*, 2005.
- [74] Michel Laurent and Pierre-Louis Vuillermoz. Conductivité thermique des solides. *Techniques de l'ingénieur. Constantes physico-chimiques*, 3(K420) :K420–1, 1993.
- [75] V. P. Bobkov, L. R. Fokin, E. E. Petrov, V. V. Popov, V. N. Rumiantsev, and A. I. Savvatimsky. Thermophysical Properties of Materials for Nuclear Engineering : A Tutorial and Collection of Data. *IAEA, Vienna*, 2008.
- [76] William L Oberkampf and Timothy G Trucano. Verification and validation in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(3) :209–272, 2002.

- [77] The American Society of Mechanical Engineers. *Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer*. November 2009.
- [78] ASME. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7) :078001–078001, July 2008.
- [79] Aude Rondeaux. Caractérisation de la puissance déposée dans les barres transitoires du système d'injection de réactivité CABRI. DIPLOME DE RECHERCHE TECHNOLOGIQUE, INPG/CEA, Cadarache, April 2011.
- [80] James F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11–12) :1818–1823, June 2010.
- [81] O. Clamens, P. Blaise, J. P. Hudelot, J. Lecerf, B. Duc, L. Pantera, and B. Biard. Coupled experimental and computational approach for CABRI power transients analysis. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pages 1–1, 2018.
- [82] G. Geffraye, O. Antoni, M. Farvacque, D. Kadri, G. Lavialle, B. Rameau, and A. Ruby. CATHARE 2 V2.5_2 : A single version for various applications. *Nuclear Engineering and Design*, 241(11) :4456–4463, November 2011.
- [83] P. Emonot, A. Souyri, J. L. Gandrille, and F. Barré. CATHARE-3 : A new system code for thermal-hydraulics in the context of the NEPTUNE project. *Nuclear Engineering and Design*, 241(11) :4476–4481, November 2011.
- [84] J.P. Hudelot, O. Clamens, J. Lecerf, J.M. Labit, and E. Stratta. Requirements for Experimental Data and Associated Uncertainties in order to Validate Multi-Physics Simulation Tools : Case of the Experiments in the CABRI Reactor. In *Proc. BEPU2018*, Lucca, Italy, May 2018.
- [85] G. Rudstam, Ph. Finck, A. Filip, A. D'Angelo, and R.D. McKnight. Delayed neutron data for the major actinides. Technical Report NEA/WPEC-6, OECD/NEA, 2002.
- [86] Olivier Clamens, Patrick Blaise, Jean-Pascal Hudelot, Johann Lecerf, and Bruno Biard. Uncertainty assessment on the prediction of the CABRI power transients. In *Proc. PHYSOR2018*, Cancun, Mexico, April 2018.
- [87] L. Pantera, Y. Garnier, and F. Jeury. Assessment of the Online Core Power Measured by a Boron Chamber in a Pool-Type Research Reactor Using a Nonlinear Calibration Model. *Nuclear Science and Engineering*, 183(2) :247–260, June 2016.
- [88] D. Bernard, A. Calame, and J-M. Palau. LWR-UO₂ Doppler Reactivity Coefficient : Best Estimate Plus (nuclear and atomic sources of) Uncertainties. In *Proc. M&C 2017*, Jeju, Korea, April 2017.
- [89] D. Bernard. Conversation privée. 2018.
- [90] J. K. Fink. Thermophysical properties of uranium dioxide. *Journal of Nuclear Materials*, 279(1) :1–18, March 2000.
- [91] J. H. Harding and D. G. Martin. A recommendation for the thermal conductivity of UO₂. *Journal of Nuclear Materials*, 166(3) :223–226, August 1989.
- [92] C. Ronchi, M. Sheindlin, M. Musella, and G. J. Hyland. Thermal conductivity of uranium dioxide up to 2900 K from simultaneous measurement of the heat capacity and thermal diffusivity. *Journal of Applied Physics*, 85(2) :776–789, December 1998.

- [93] I. M Sobol'. On the distribution of points in a cube and the approximate evaluation of integrals. *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 7(4) :86–112, January 1967.
- [94] O. Clamens, J-P. Hudelot, P. Blaise, J. Lecerf, B. Duc, Y. Garnier, and B. Biard. Optimization of CABRI power transients with the SPARTE code and the URANIE uncertainty platform. *Annals of Nuclear Energy*, 119 :271–278, September 2018.
- [95] Patrick Blaise, Fran oic Boussard, Paul Ros, Pierre Leconte, Marat Margulis, Gilbert Martin, and Karine Blandin. Experimental R&D innovation for Gen-II,III & IV neutronics studies in ZPRs : a path to the futur ZEPHYR facility in Cadarache. In *IGORR 2016*, Berlin, Germany, March 2016.
- [96] P. Leconte, P. Archier, C. De Saint Jean, R. Diniz, A. Dos Santos, L. Fautrat, D. Foligno, B. Geslot, E. Gilad, P. Tamagno, G. Truchet, and A. Zoia. A CONSISTENT EVALUATION OF DELAYED NEUTRON GROUP CONSTANTS AND COVARIANCES FOR ^{235}u AND ^{238}u USING A COMBINATION OF MICROSCOPIC AND MACROSCOPIC DATA. In *PHYSOR2018*, Cancun, Mexico, April 2018.
- [97] MS. Chenaud, N. Devictor, G. Mignot, F. Varaine, C. V nard, L. Martin, M. Phelip, D. Lorenzo, F. Serre, F. Bertrand, N. Alpy, M. Le Flem, P. Gavoille, R. Lavastre, P. Richard, D. Verrier, and D. Schmitt. STATUS OF THE ASTRID CORE AT THE END OF THE PRE-CONCEPTUAL DESIGN PHASE 1. *Nuclear Engineering and Technology*, 45(6) :721–730, November 2013.
- [98] Louis Bernath. A theory of local-boiling burnout and its application to existing data. *Chem. Eng. Progr.*, 56, 1960.
- [99] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter. University of California publications on engineering. *University of California publications in Engineering*, 2 :371, 1930.
- [100] Geoffrey Frederick Hewitt, Jean-Marc Delhaye, and Novak Zuber. *Multiphase science and technology*, volume 2. Springer Science & Business Media, 1986.
- [101] J. C. Chen. A correlation for boiling heat transfer to boiling fluids in convective flow. *ASME paper*, pages 63–34, 1963.
- [102] W. H. Jens and P. A. Lottes. Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density date for high-pressure water. Technical report, Argonne National Lab., 1951.
- [103] D. Bestion. The physical closure laws in the CATHARE code. *Nuclear Engineering and Design*, 124(3) :229–245, December 1990.
- [104] Vincent BESSIIRON. Modelling of Clad-to-Coolant Heat Transfer for RIA Applications. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(2) :211–221, February 2007.
- [105] L. S. Tong. BOILING CRISIS AND CRITICAL HEAT FLUX. Technical report, Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, Pa., 1972.
- [106] P. Griffith, J. F. Pearson, and R. J. Lepkowski. Critical heat flux during a loss-of-coolant accident.[BWR ; PWR]. *Nucl. Saf. ;(United States)*, 18(3), 1977.
- [107] S. Chatzidakis, A. Ikonomopoulos, and S. E. Day. PARET-ANL Modeling of a SPERT-IV Experiment Under Different Departure from Nucleate Boiling Correlations. *Nuclear Technology*, 177(1) :119–131, January 2012.

Résumé — CABRI est un réacteur piscine conçu pour tester du combustible irradié dans des conditions accidentelles de type RIA, c'est à dire d'insertion intempestive de réactivité. Un circuit dédié de dépressurisation d' ${}^3\text{He}$, contenu dans les barres transitoires, permet d'injecter jusqu'à 4 \$ de réactivité contrée majoritairement par l'effet Doppler quand la puissance atteint en quelques millisecondes jusqu'à 200000 fois la puissance initiale de 100 kW. La thèse présente les améliorations apportées à la prédiction des transitoires et les études d'incertitudes qui en découlent. Le calcul par cinétique ponctuelle couplée à la thermohydraulique 1D et échanges de chaleur des transitoires de puissance CABRI a été renforcé par l'ajout de métamodèles basés sur des analyses expérimentales et des calculs Best-Estimate de la dépressurisation d' ${}^3\text{He}$, des effets en réactivité et des paramètres cinétiques. L'amélioration de la modélisation des transitoires de puissance a eu un impact positif sur la prédiction des essais CABRI. Le code SPARTE, associé à la plate-forme URANIE, ont permis de propager les incertitudes expérimentales et de modélisation. Finalement, l'optimisation des transitoires pour améliorer la conception d'expériences dans CABRI est abordée.

Mots clés : RIA, CABRI, Multi-physique, Cinétique, Incertitudes, Optimisation

Abstract — CABRI is a pool type pulsed reactor designed for studying pre-irradiated nuclear fuel behavior under RIA (Reactivity Initiated Accident) conditions. The ${}^3\text{He}$ depressurization from the transient rods system allows the insertion of up to 4 \$ reactivity mainly countered by the Doppler effect when the power reaches in few milliseconds up to 200,000 times the initial 100 kW power. This thesis presents the improvements added to the power transients prediction and the associated uncertainties studies. The point kinetics calculation coupled with 1D thermal-hydraulics and heat transfer has been improved by the addition of surrogate models based on experimental analysis and Best-Estimate calculations of the ${}^3\text{He}$ depressurization and of the reactivity effects and of the kinetics parameters. The power transients modeling improvements have a positiv impact on the CABRI tests prediction. The propagation of the experimental and of the modeling uncertainties was realized with the SPARTE code and the URANIE uncertainty platform. Finally, the power transients characteristics optimization is approached in order to improve the CABRI experiments designing.

Keywords : RIA, CABRI, Multi-physics, Kinetics, Uncertainties, Optimization
