



HAL
open science

Contribution à la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves dans un RNR-Na

Xavier Manchon

► **To cite this version:**

Xavier Manchon. Contribution à la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves dans un RNR-Na. Autre. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSEC047 . tel-01706775

HAL Id: tel-01706775

<https://theses.hal.science/tel-01706775>

Submitted on 12 Feb 2018

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

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



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2017LYSEC47

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de l'École Centrale de Lyon

École Doctorale N° 162
Mécanique - Énergétique - Génie Civil - Acoustique

Spécialité : Énergétique

Soutenue publiquement le 17/11/2017, par :
Xavier MANCHON

Contribution à la prédiction du
déroulement de scénarios d'accidents
graves dans un RNR-Na

Devant le jury composé de :

Rémi REVELLIN

Professeur, INSA Lyon, Président du jury

Catherine COLIN

Professeure, INP Toulouse, Rapporteur

Elsa MERLE

Professeure, Grenoble INP, Rapporteur

Bernard CARLUEC

Expert international, AREVA, Examineur

Damien SCHMITT

Ingénieur-chercheur, EDF, Examineur

Michel LANCE

Professeur, École Centrale de Lyon, Directeur de thèse

Frédéric BERTRAND

Ingénieur-chercheur, CEA Cadarache, Invité

Nathalie MARIE

Ingénieure-chercheure, CEA Cadarache, Invitée

*À mon grand-père, Philippe,
qui m'a donné une grande leçon,
de ténacité, de caractère,
et surtout d'esprit.*

Remerciements

Cette thèse, affiliée à l'École Centrale de Lyon, a été réalisée sur la période de novembre 2014 à novembre 2017 dans les locaux du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, sur le Centre de Cadarache, au sein du Laboratoire d'Études et Modélisations des Systèmes (LEMS), qui fait partie du Service d'Études des Systèmes Innovants (SESI). Elle a par ailleurs bénéficié d'un co-financement partagé entre le CEA et EDF, qui trouvera ici ma reconnaissance.

Je remercie Catherine COLIN et Elsa MERLE, rapporteuses de ma thèse, pour avoir accepté d'évaluer la qualité de mon travail, et de l'avoir améliorée par la pertinence de leurs remarques. Je remercie également Rémi REVELLIN, Bernard CARLUEC, et Damien SCHMITT, respectivement président et examinateurs de mon jury de thèse, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mes travaux et pour la justesse de leurs questions.

Je remercie Jean-Michel RUGGIERI, chef du SESI, et Manuel SAEZ, chef du LEMS, pour m'avoir accueilli dans leur unité, ainsi que pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me recrutant à l'issue de ces trois années.

Merci à Michel LANCE, directeur de cette thèse, qui, par ses conseils, a su enrichir mon travail jusqu'à son aboutissement. La vaste culture scientifique de Michel a imprégné chacune de nos réunions, qui débordaient d'idées et de discussions passionnantes. Je lui suis reconnaissant de m'avoir transmis une partie de cette culture. Je garde un souvenir privilégié de mes détachements occasionnels à l'École Centrale de Lyon, dont je suis toujours sorti plus savant qu'en y entrant.

Je remercie, du fond du cœur, Frédéric BERTRAND et Nathalie MARIE¹, qui se sont superbement complétés en encadrant ma thèse au sein du CEA, avec une compétence que l'on rencontre rarement. Merci à Frédéric, pour son sens physique, sa créativité, et son humanité. Merci à Nathalie, pour sa rigueur, sa disponibilité, et sa gentillesse. Merci à tous les deux pour leur sens des responsabilités et leur humour, qui m'ont permis de traverser sans douleur² ces trois années de thèse. Ce manuscrit contient des qualités de ces deux personnes, avec lesquelles je serai très heureux de continuer à collaborer par la suite. À quand le prochain débat sur le meilleur calcul d'un temps caractéristique de vaporisation ?

Un grand merci à Damien SCHMITT, qui a largement dépassé ses objectifs initiaux du suivi de ma thèse dans le cadre de son co-financement par EDF, en y apportant un regard critique précieux et des remarques très pertinentes. Ce manuscrit et nos publications auraient été très différents sans les analyses et les commentaires de Damien, avec lequel travailler et échanger fut un plaisir, et serait un plaisir si l'expérience se renouvelait.

Merci à Jean-Baptiste DROIN *l'ancien*, thésard du SESI en début de seconde année lors de mon arrivée, pour ses conseils quant à l'utilisation de l'outil de calcul MACARENA, dont dépend un tiers de ce présent manuscrit, ainsi que pour chacune des réponses qu'il a apportées à mes questions physiques, et pour nos discussions toujours concluantes sur l'excursion de débit. Merci enfin pour son accueil lors de mon acclimatation au CEA, pour les covoiturages au retour de Cadarache, et enfin pour son sens de l'humour et sa bienveillance.

1. Connus dans les milieux bien informés sous les noms de *Heisenberg* et de *La Patronne*.

2. Disons plutôt : *sans douleur excessivement élevée pour une thèse*, sans quoi ce manuscrit ne serait pas crédible.

Merci à Pierre SCIORA pour son aide avisée quant à l'utilisation et l'adaptation des KGH à un régime diphasique, qui a constitué une étape importante de cette thèse. C'était efficace, c'était précis, et c'était bien fait. Dans la même veine, merci à Paul GAUTHÉ pour nos échanges sur la possibilité d'extension des KGH en diphasique.

Je communique par ailleurs ma reconnaissance à Andrea BACHRATA, pour la formation claire et rapide qu'elle m'a consacrée sur COMBUS, grand-père de DETONa ; à Jean-Marie SEILER, pour avoir manifesté son intérêt quant à notre critère de stabilité et pour nous avoir donné une direction à prendre lors d'un instant de doute ; à Pierre RUYER, pour ses éclaircissements sur les corrélations de transfert de chaleur internes ; à Thierry JEANNE, pour nos discussions sur les propriétés thermophysiques de SIMMER ; à Nicolas ALPY, pour nos échanges sur la thermodynamique à proximité du point critique ; à Michel BELLARD, pour ses explications sur les méthodes numériques. Merci également à Kévin HERBRETEAU *le jeune* pour nos discussions toujours intéressantes, de physique ou autre, ainsi que pour notre brillante collaboration à Roscoff, qui servira sans doute de flambeau à tous les rédacteurs en herbe de compte-rendu de mission.

Merci également à Florence et Blandine pour avoir participé à mes répétitions de soutenance, dans la dernière ligne droite. Je consacre aussi quelques lignes à mes innombrables co-bureaux : Ranjan, Alain, Yves, Nadia (ce n'est pas si innombrable que ça vu que ça ne fait que quatre personnes, mais je trouve que le mot a du style). Je souhaite bonne chance à tous les thésards du SESI encore en lice : à Kévin, désormais doyen des thésards, auquel je dis qu'une fin de thèse, ça passe vite ; aux plus si jeunes que ça, Anouar, Avent, Edouard et Francisco, auxquels je conseille de prendre leurs vacances tant qu'il en est encore temps ; et aux nouveaux encore tout jeunes et tout beaux, Georis et Jean-Marc, auxquels je conseille de prendre leurs vacances tout court. Merci à tous mes collègues du SESI et à ceux qui y sont passés, qu'ils soient stagiaires, thésards, alternants, post-docs ou permanents, pour l'excellente ambiance qu'ils y ont fait régner.

Merci à Paulo, pour tous les covoyages Aix-Cadarache, et pour tous les retours dans le bus *heure sup'* de 18h30, celui où tous les rires sont permis. Merci à Nico *de la Gave* et GuiGui *de la Aste*, qui m'ont supporté¹ en colocation pendant trois ans à Aix-en-Provence. Merci à Thib et Bob, mes deux anciens colocs grenoblois, pour les week-ends culturels avignonnais, toujours imprégnés de patrimoine. Merci à Alex, Antoine B., Antoine L. et Aurélien, pour les week-ends de bivouacs en montagne et de sortie en kayaks, souvent réussis, parfois sous la pluie, toujours excellents. Merci à tous mes amis d'Aix-en-Provence, de Grenoble, et non des moindres, des Alpes Maritimes et du Var, pour tous ces instants de bonheur partagés.

Enfin, je présente toute ma gratitude à ma famille, pour son soutien indéfectible.

À Aix-en-Provence,
le 11/12/2017,
Xavier MANCHON.

1. Cette relation étant réciproque : moi aussi, je les ai supportés. Et je les supporterai toujours comme amis.

*« Si cela contredit l'expérience, c'est faux.
Ceci est la clé de la science. Peu importe à quel point la théorie est belle,
peu importe votre intelligence, qui a construit la théorie, ou quel est son nom.
Si la théorie contredit l'expérience, alors la théorie est fausse.
C'est tout ce qu'il y a à savoir. »*

Richard FEYNMAN, 1965.

Table des matières

1	Introduction et contexte	1
1.1	Les Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis au sodium liquide	1
1.2	Éléments relatifs à la sûreté des RNR-Na	6
1.3	Objectif de la thèse et contenu du manuscrit	10
2	Stabilité d'un écoulement diphasique dans un RNR-Na	13
2.1	Phénoménologie de l'excursion de débit	13
2.2	Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique	18
2.3	Analyse numérique du critère de stabilité	27
2.4	Conclusion du Chapitre 2	43
3	Processus prépondérants lors d'une vaporisation et détente de combustible	45
3.1	Présentation de la Thermodynamique des Processus Irréversibles	46
3.2	Vaporisation et détente de combustible	51
3.3	Analyse dimensionnelle	53
3.4	Application de la Thermodynamique des Processus Irréversibles	61
3.5	Conclusion du Chapitre 3	70
4	Modélisation d'une vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur	73
4.1	Modèle de DETONa Sans Transfert de Chaleur (DETONa-STC)	74
4.2	Modèle de DETONa Avec Transfert de Chaleur (DETONa-ATC)	76
4.3	Structure de l'outil de calcul DETONa	85
4.4	Comparaison des résultats du module DETONa-STC à ceux du code FUSTIN	87
4.5	Validation de DETONa-ATC avec les essais EXCOBULLE II	93
4.6	Études paramétriques réalisées avec DETONa	95
4.7	Conclusion du Chapitre 4	102
5	Conclusion générale et perspectives	105
Annexe A	Modélisations 1-D et 0-D d'un écoulement de sodium diphasique	111
A.1	Rappel sur les grandeurs employées	111
A.2	Équation utilisée par MACARENa pour le calcul du débit en 0-D	111
Annexe B	Démonstration des équations utilisées dans le manuscrit	113
B.1	Équations de conservation	113
B.2	Équations pour modéliser la vaporisation et la détente de combustible	119
B.3	Instabilité de Rayleigh-Taylor	121
B.4	Rappel sur les lois de bulle polytropiques	122
Annexe C	Thermodynamique des Processus Irréversibles à l'échelle locale	125
C.1	Équation de Gibbs	125
C.2	Équations de Conservation	126
C.3	Production d'entropie	127
C.4	Propriétés de la production d'entropie et des lois phénoménologiques	129

Annexe D Propriétés thermophysiques du combustible et du sodium	133
D.1 Propriétés thermophysiques du combustible	133
D.2 Propriétés thermophysiques du sodium	134
Références	137

Table des figures

1.1	Les six concepts de réacteur de Génération IV retenus par le GIF (2002).	3
1.2	Coupe radiale du bloc réacteur d'ASTRID.	4
1.3	Coupe radiale de révolution du Cœur à Faible effet de Vidange (CFV).	5
1.4	Diagramme de Farmer d'ASTRID (Lo Pinto <i>et al.</i> , 2011).	7
1.5	ADAG simplifié du début de la phase primaire d'un ULOF (Bertrand <i>et al.</i> , 2016).	9
1.6	Illustration de l'emploi d'une combinaison entre approches déterministe et physico-statistique pour une étude de sûreté ou de conception.	10
1.7	Suite de l'ADAG présenté en Figure 1.5 et illustration des mécanismes pouvant mener à une vaporisation de combustible, puis à une détente de sa vapeur.	11
2.1	Écoulement diphasique du sodium dans un canal chauffant représentatif d'ASTRID	13
2.2	Représentation schématique de la circulation du sodium primaire d'ASTRID.	14
2.3	Caractéristique interne d'un canal chauffé à moyenne puissance (entre 3 et 8 kW) obtenue pendant les essais GR19 (d'après Rameau (1982)).	16
2.4	Caractéristiques internes et possibilité de stabilisation suivant différents niveaux de puissances (d'après Seiler <i>et al.</i> (2010)).	17
2.5	Illustration de la zone de stabilité d'une matrice de Hurwitz suivant le signe de la partie réelle de ses valeurs propres complexes λ	21
2.6	Positions (en bleu) en coupe horizontale des assemblages du cœur CFV-V3 d'ASTRID constituant la dérivation 9 modélisée par MACARENa	28
2.7	Évolution du débit et de la puissance totaux dans le cœur CFV-V3 d'ASTRID pendant un ULOF	29
2.8	Évolution du débit et de la puissance dans un assemblage de la dérivation n°9 du cœur CFV-V3 d'ASTRID pendant un ULOF.	29
2.9	Illustration de la méthodologie de vérification du critère de stabilité.	30
2.10	Zoom sur l'étape de calcul des coefficients E et F de la Figure 2.9.	31
2.11	Variation des coefficients E et F en fonction du débit à $40\% \mathcal{P}_{nom9}$	33
2.12	Variation des coefficients E et F en fonction de la puissance à $13\% \dot{m}_{nom9}$	33
2.13	Variation des coefficients E et F en fonction de la puissance à $20\% \dot{m}_{nom9}$	34
2.14	Zoom sur l'étape de calcul des dérivées de la Figure 2.9.	35
2.15	Perte de charge dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(10\% \dot{m}_{nom9}, 40\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENa.	36
2.16	Augmentation d'enthalpie dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(10\% \dot{m}_{nom9}, 40\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENa.	37
2.17	Perte de charge dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(20\% \dot{m}_{nom9}, 80\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENa	37
2.18	Zoom sur les étapes de calcul des conditions de stabilité et de simulation de transitoire de la Figure 2.9.	38
2.19	Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.80), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s.	40
2.20	Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.81), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s.	40

2.21	Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.82), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s. . . .	41
2.22	Évolutions instables du débit et de la puissance en fonction du temps dans la dérivation 9 à partir du point (2.83), sans perturbation imposée.	41
3.1	Système thermodynamique ouvert quelconque	46
3.2	Sections droites de combustibles oxydes irradiés	50
3.3	Illustration de la possibilité d’aboutir à un ADC (ou CDA) via un ULOF (<i>Unprotected Loss of Flow</i>) ou un UTOP (<i>Unprotected Transient OverPower</i>).	51
3.4	Quart supérieur droit du système considéré pour modéliser la vaporisation de combustible et la détente de sa vapeur.	53
3.5	Modélisation du transfert de chaleur conductif entre la bulle de vapeur de combustible et le sodium liquide dans l’hypothèse d’une interface vapeur/sodium indéformable et imperméable à la matière.	61
4.1	Quart supérieur droit du système considéré pour modéliser une vaporisation de combustible et la détente de sa vapeur.	74
4.2	Modélisation de l’instabilité de Rayleigh-Taylor à l’interface entre la vapeur de combustible et le sodium en géométrie plane à deux dimensions.	77
4.3	Positionnement des jets formés par instabilité de Rayleigh-Taylor suivant un motif hexagonal. (4.3a) : Image extraite de l’expérience de Fermigier et al. (1992) . (4.3b) : Modélisation des jets de sodium pendant la détente de combustible.	78
4.4	Fragmentation d’un jet généré par une instabilité de Rayleigh-Taylor.	80
4.5	Mouvements sphériques de convection interne par vortex de Hill dans une gouttelette de sodium entraînée dans la vapeur de combustible.	83
4.6	Structure et options de l’outil de calcul DETONa.	86
4.7	Logarithme de la pression de la bulle de combustible en fonction du logarithme de son volume lors d’une détente calculée dans le PFBR par DETONa. Identification du coefficient polytropique Γ correspondant.	89
4.8	Évolutions temporelles de la pression de saturation de la bulle de vapeur de combustible et de son logarithme pendant la détente de combustible dans le PFBR.	90
4.9	Évolution temporelle du ratio $\dot{Q}_f^v / \dot{W}_f^v$ pendant la détente de combustible dans le PFBR.	90
4.10	Énergies générées par une détente dans le PFBR calculée par FUSTIN, extrait de Chellapandi et al. (2010b)	91
4.11	Énergies générées par une détente dans le PFBR calculées par DETONa-STC et par FUSTIN (d’après Chellapandi et al. (2010b)). W_f^v , et K_{Na} sont respectivement définis par les équations (4.37) et (4.38).	92
4.12	Comparaisons des rayons de bulles maximaux calculés par DETONa-ATC avec ceux relevés pendant EXCOBULLE II (sphères de 250 cm ³) suivant la température initiale.	94
4.13	Comparaisons des rayons de bulles maximaux calculés par DETONa-ATC avec ceux relevés pendant EXCOBULLE II (sphères de 500 cm ³) suivant la température initiale.	94
4.14	Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d’entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 5000 kg à une température de 3800 K.	97

4.15	Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d'entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 1000 kg à une température de 4000 K et de 4500 K.	97
4.16	Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d'entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 5000 kg à une température de 4000 K et de 4500 K.	97
4.17	Énergies de détente obtenues pour différentes valeurs de ϵ_{Nd} par DETONa-ATC pour 5000 kg de combustible initialement à 4500 K.	100
4.18	Travail calculé par DETONa-ATC-We en fonction du nombre de Weber critique. .	101
4.19	Énergies de détente obtenues pour différentes valeurs de λ_{RT}^M par DETONa-ATC pour 5000 kg de combustible initialement à 4500 K.	102
B.1	Volumes de contrôle élémentaire et macroscopique.	113

Liste des tableaux

2.1	Équations du critère de stabilité.	27
2.2	État initial d'un assemblage de la dérivation n°9, et options du calcul MACA-RENa présenté en Section 2.3.2.	29
2.3	Équations modifiées du critère de stabilité.	37
2.4	Conditions de stabilité aux points de fonctionnements (2.80) et (2.81)	40
2.5	Conditions de stabilité aux points de fonctionnements (2.82) et (2.83)	41
3.1	Présentations des quatre différentes approches de la TPI	49
3.2	Ordres de grandeur utilisés pour l'analyse dimensionnelle de la Section 3.3.	55
4.1	Géométrie et propriétés thermiques initiales des calculs de la Section 4.6.1	95
4.2	Grandeurs d'intérêt finales calculées par DETONa pour une masse initiale de combustible liquide de 5000 kg à 4500 K, avec et sans entraînement de sodium.	98
4.3	Ratios de conversion (RC) de l'énergie calorifique en travail à l'issue des calculs DETONa-STC.	99
4.4	Ratios de conversion (RC) de l'énergie calorifique en travail à l'issue des calculs DETONa-ATC	99
C.1	Principaux couplages couverts par la TPI.	132

Nomenclature

Acronymes

AAR	Arrêt Automatique du Réacteur
ADAG	Arbre de Déroulement de scénarios d'Accidents Graves
ASN	Autorité de Sûreté Nucléaire
ASTRID	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CFV	Cœur à Faible effet de Vidange
DCS-M-TT	Design Complémentaire de Sûreté pour la Mitigation, Tubes Traversants
DETONa	Outil de calcul d'une DÉTente de cOmbustible dans un RNR-Na
DETONa-ATC	DETONa Avec Transfert de Chaleur combustible vapeur/sodium liquide
DETONa-STC	DETONa Sans Transfert de Chaleur combustible vapeur/sodium liquide
EPS	Études Probabilistes de Sûreté
EPS2	Études Probabilistes de Sûreté de niveau 2
EPUR	Systèmes d'Évacuation de la PUissance Résiduelle
GIF	Generation-IV International Forum
IAEA	International Atomic Energy Agency
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
MACARENa	Outil de calcul pour la Modélisation de l'ACcident d'Arrêt des pompes d'un RÉacteur refroidi au sodium (Na)
MOX	Mélange d'OXYdes d'uranium et de plutonium
PFBR	Prototype Fast Breeder Reactor
PIRT	Phenomena Identification and Ranking Table
PROCOR-Na	PROpagation du CORium-Na
REL	Réacteur à Eau Légère
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides à caloporteur sodium (Na)
SCE-gaz	Système de Conversion d'Énergie à gaz
TPI	Thermodynamique des Processus Irréversibles
ULOF	Unprotected LOss of Flow
USAF	Unprotected SubAssembly Fault
UTOP	Unprotected Transient OverPower

Caractères romains

A	Aire, ou surface d'échange thermique	m ²
Bi	Nombre de Biot	–

C	Concentration de précurseurs de neutrons retardés	–
C	Constante	–
c_p	Capacité thermique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
c_v	Capacité thermique à volume constant	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	Diamètre	m
E	Coefficient de contre-réactions neutroniques agrégées	$pcm.J^{-1}$
E	Énergie totale intégrée sur un volume de contrôle	J
Eu	Nombre d'Euler	–
e	Énergie totale locale	$J.kg^{-1}$
F	Coefficient de contre-réactions neutroniques agrégées	$pcm.W^{-1}$
Fr	Nombre de Froude	–
f	Coefficient de frottement	–
G	Coefficient de contre-réactions neutroniques agrégées	$pcm.K^{-1}$
g	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
H	Enthalpie intégrée sur un volume de contrôle	J
H	Coefficient de contre-réactions neutroniques agrégées	$pcm.W^{-1}$
h	Enthalpie locale	$J.kg^{-1}$
\bar{I}	Matrice identité	–
i	Unité imaginaire, définie par $i^2 = -1$	–
J	Flux thermodynamique	–
Ja	Nombre de Jakob	–
j	Numéro d'une famille de jets ou d'une famille de gouttelettes	–
K	Énergie cinétique intégrée sur un volume de contrôle	J
k	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
k	Intégrale linéique de l'inverse de la section de passage dans un canal hydraulique	m^{-1}
L	Coefficient phénoménologique	–
M	Nombre de Mach	–
m	Masse	kg
\dot{m}	Débit de masse	$kg.s^{-1}$
N	Population de neutrons	–
Nu	Nombre de Nusselt	–
\vec{P}	Quantité de mouvement intégrée sur un volume de contrôle	$kg.m.s^{-1}$
\mathcal{P}	Puissance nucléaire	W
Pe	Nombre de Péclet	–
Pr	Nombre de Prandtl	–
p	Pression	Pa
Q	Transfert de chaleur	J

\dot{Q}	Puissance thermique	W
\vec{q}	Flux de chaleur	W.m ⁻²
R	Rayon d'un système	m
\dot{R}	Vitesse de la paroi d'un système	m.s ⁻¹
\ddot{R}	Accélération de la paroi d'un système	m.s ⁻²
RC	Ratio de Conversion	–
Re	Nombre de Reynolds	–
r	Réactivité	pcm
r	Coordonnée radiale	m
S	Entropie intégrée sur un volume de contrôle	J.K ⁻¹
\mathcal{S}	Facteur de forme d'un RNR-Na	MW
s	Entropie locale	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
T	Température	K
\bar{T}	Tenseur des contraintes	Pa
t	Durée, instant	s
U	Énergie interne intégrée sur un volume de contrôle	J
u	Énergie interne locale	J.kg ⁻¹
V	Volume	m ³
v	Vitesse	m.s ⁻¹
W	Travail mécanique	J
\dot{W}	Puissance mécanique	W
We	Nombre de Weber	–
X	Force thermodynamique	–
x	Titre massique	–
Z	Hauteur du cœur d'ASTRID	m
z	Altitude	m

Caractères grecs

α	Taux de vide	–
α_{th}	Diffusivité thermique	m ² .s ⁻¹
β	Fraction de neutrons retardés	pcm
Δ	Différence	–
δ	Élément infinitésimal	–
ε	Émissivité radiative	–
ζ	Amplitude d'une perturbation de Rayleigh-Taylor	–
η	Viscosité dynamique	Pa.s
Γ	Coefficient polytropique	–
γ	Coefficient isentropique défini par $\gamma = c_p/c_v$	–
κ	Coefficient de transfert de chaleur	W.m ⁻² .K ⁻¹

Λ	Temps de génération d'un neutron prompt	s
λ	Valeur propre	–
λ	Longueur d'onde	m
μ	Potentiel chimique	J.kg ⁻¹
ν	Constante de Stefan-Boltzmann	W.m ⁻² .K ⁻⁴
$\bar{\Pi}$	Tenseur des contraintes visqueuses	Pa
ρ	Masse volumique	kg.m ⁻³
σ	Tension superficielle	J.m ⁻²
τ	Production d'entropie locale	W.m ⁻³ .K ⁻¹
ω	Concentration massique locale	–

Indices

0	État initial 0
9	Dérivation d'assemblages n°9
A	Surfacique
Ar	Argon
b	Bulle
c	Cœur
<i>diff</i>	Diffusif
<i>e</i>	Entrée-cœur, ou échangé
<i>exp</i>	Expansion
<i>ext</i>	Externe
<i>f</i>	Combustible U/PuO ₂
<i>g</i>	Gouttelette
<i>hex</i>	Hexagone
<i>int</i>	Interne
<i>fam</i>	Famille de gouttelettes
<i>irr</i>	Irréversible
<i>j</i>	Numéro d'une famille de jets ou de gouttelettes de sodium
<i>jet</i>	Jet
<i>nom</i>	Nominal
<i>pompe</i>	Pompe
<i>RT</i>	Rayleigh-Taylor
<i>rev</i>	Réversible
<i>vap</i>	Vaporisation
<i>Na</i>	Sodium

Exposants

C	Complexe, ou critique
---	-----------------------

<i>conv</i>	Convectif
<i>eff</i>	Effectif
<i>grav</i>	Gravitaire
<i>j</i>	Numéro d'une famille de jets ou de gouttelettes de sodium
<i>l</i>	Liquide
<i>lv</i>	Changement de phase liquide-vapeur
<i>l + v</i>	Diphasique liquide et vapeur
<i>mel</i>	Mélange
<i>R</i>	Réel
<i>rad</i>	Radiatif
<i>s</i>	Solide
<i>sat</i>	À saturation
<i>sl</i>	Changement de phase solide-liquide
<i>tot</i>	Total
<i>v</i>	Vapeur
<i>vap</i>	Vaporisation

Symboles Mathématiques

\cdot	Produit scalaire	–
$:$	Produit doublement contracté	–
\otimes	Produit tensoriel	–
\rightarrow	Vecteur	–
$=$	Matrice	–
$\vec{\nabla} \cdot$	Divergence	m^{-1}
$\vec{\nabla}$	Gradient	m^{-1}
\det	Déterminant d'une matrice	–
d	Différentielle	–
∂	Opérateur de dérivation partielle	
\exp	Exponentielle	–
\ln	Logarithme népérien	–
trace	Trace d'une matrice	–

Chapitre 1

Introduction et contexte

La thèse décrite dans le présent manuscrit a été réalisée dans les locaux du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA), sur le Centre d'Études Nucléaires de Cadarache. Son objet est d'identifier et de hiérarchiser, via des approches analytiques, les phénomènes physiques intervenant dans le déroulement d'un scénario d'accident grave dans un Réacteur à Neutrons Rapides et à caloporteur sodium (RNR-Na), afin d'en prédire l'évolution. Le contexte de la thèse est décrit dans le présent chapitre. Les enjeux des RNR-Na et du démonstrateur ASTRID sont rappelés en Section 1.1. Des éléments relatifs à la sûreté des réacteurs nucléaires et des accidents graves sont donnés en Section 1.2. Enfin, en Section 1.3, l'objectif de la thèse et le contenu du présent manuscrit sont présentés.

1.1 Les Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis au sodium liquide

1.1.1 La 4^{ème} génération de réacteurs nucléaires

La raréfaction des ressources d'uranium et la recherche d'une **réduction de la production de déchets radioactifs** motivent le développement de nouveaux concepts de réacteurs nucléaires. Ces nouveaux concepts, qui s'inscrivent dans une logique de développement durable, forment la **génération IV**, par opposition aux réacteurs des générations I et II en cours d'exploitation et aux réacteurs de génération III en phase de déploiement. La génération IV vise des améliorations nettes par rapport aux générations précédentes.

En effet, les Réacteurs à Eau Légère (REL), qui constituent l'essentiel des générations II et III ¹ (NEA, 2016), n'utilisent pas la ressource nucléaire de manière optimale. Si les REP ², qui sont compacts, stables, et peu coûteux, sont particulièrement adaptés à la production électrique (Reuss, 2012), ils sont également conçus pour fonctionner en **consommant moins de 1% de l'uranium** qu'ils reçoivent (Guidez et Bonin, 2014). Le combustible utilisé, extrait d'un REP, contient encore de **l'uranium non consommé** ainsi que du **plutonium** produit par irradiation. L'enrichissement du combustible pour les REP génère par ailleurs de **l'uranium appauvri**. Aujourd'hui, seul le **mono-recyclage** du plutonium en MOX ³ permet d'en consommer une partie à l'échelle industrielle. Dans un REP, le plutonium ne peut être recyclé qu'une seule fois de cette manière, un multi-recyclage en REP posant des problèmes de sûreté ⁴.

En rupture avec les précédentes générations, les réacteurs de **génération IV** doivent donc répondre à des critères de **sûreté renforcée** (limitation du risque accidentel), de **minimisation des déchets** (réduction de la pollution), de **non-prolifération** (limitation du risque terroriste et militaire), et d'**économie des ressources nucléaires** (développement durable). En 2002, le **Forum International Génération IV** (GIF, 2002), constitué d'une centaine d'experts, a identifié six concepts de réacteurs pouvant répondre à ces critères. Ces concepts jugés

1. En 2016, les REL représentaient 85% du parc nucléaire civil mondial.

2. Réacteur à Eau Pressurisée, technologie constituant 63% du parc civil mondial en 2016.

3. Mélange d'Oxydes d'uranium et de plutonium

4. La teneur en plutonium d'un combustible MOXé dans un REP augmente avec l'irradiation. Au delà d'une certaine teneur (12 %), atteinte après deux cycles d'irradiation, des instabilités de puissance peuvent survenir. De plus, seuls les isotopes impairs du plutonium sont fissiles en spectre thermique, ce qui requiert de réaliser une séparation isotopique du plutonium avant son utilisation en REP. Seul un mono-recyclage est donc possible en REP

prometteurs (voir Figure 1.1) sont :

- le réacteur à neutrons rapides¹ refroidi au gaz (*Gas-cooled Fast Reactor; GFR*) ;
- le réacteur à neutrons rapides refroidi au plomb (*Lead-cooled Fast Reactor; LFR*) ;
- le réacteur (à neutrons thermiques² ou rapides) refroidi aux sels fondus (*Molten Salt Reactor; MSR*) ;
- le réacteur (à neutrons thermiques ou rapides) refroidi à l'eau supercritique (*SuperCritical Water-cooled Reactor; SCWR*) ;
- le réacteur (à neutrons thermiques) à très haute température, qui vise à fournir de la chaleur industrielle pour la production de dihydrogène (*Very High Temperature Reactor, VHTR*) ;
- le **Réacteur à Neutrons Rapides à caloporteur sodium (RNR-Na, ou Sodium-cooled Fast Reactor, SFR)**.

Le principal concept porté par le CEA en France est celui du RNR-Na. Ce type de réacteur présente en effet plusieurs avantages :

- le sodium est **peu coûteux** à produire ([Guidez et Bonin, 2014](#)) ;
- les **excellentes propriétés thermiques** du sodium lui permettent d'assurer efficacement le refroidissement du réacteur. Par ailleurs, son très **bon comportement en convection naturelle** lui permet de refroidir et de stabiliser passivement le cœur en cas d'arrêt d'urgence avec arrêt des pompes ([Sawada et al., 1990](#)) ;
- le sodium reste liquide à **haute température** (température d'ébullition proche de 900 °C à pression atmosphérique) ([Guidez et Bonin, 2014](#)), ce qui permet de conserver une large marge à l'ébullition, la température en sortie du cœur en fonctionnement normal étant de 550 °C au maximum, pour une température d'entrée de 400 °C. Cette haute température de fonctionnement permet également d'assurer un **bon rendement thermodynamique** (plus de 40 %) à **pression atmosphérique** ;
- le sodium est **transparent aux neutrons** et ne les ralentit que très peu, ce qui permet au réacteur de fonctionner avec un **spectre neutronique rapide, ou spectre dur** ([Bussac et Reuss, 1985](#)). Le réacteur peut utiliser comme source d'énergie en **multi-recyclage** le **plutonium** issu de l'irradiation du combustible en réacteur, dont tous les isotopes sont fissiles en spectre rapide, ainsi que l'**uranium appauvri** issu de l'enrichissement du combustible. De même, les 99 % d'uranium non utilisés par les réacteurs conventionnels sont théoriquement exploitables dans un RNR-Na, cette possibilité étant propre à tous les concepts à neutrons rapides. Une telle technologie permet ainsi d'optimiser le cycle du combustible en **réduisant la production de déchets radioactifs** ([GIF, 2002](#)). Avec l'uranium appauvri stocké sur le territoire français, un parc de RNR-Na pourrait fournir de l'électricité pour des milliers d'années ([Guidez et Bonin, 2014](#)) ;
- enfin, le sodium est relativement **peu corrosif** ([Guidez et Bonin, 2014](#)).

Les excellentes propriétés neutroniques et thermiques du sodium font ainsi du RNR-Na un système prometteur. En revanche, l'utilisation du sodium comme caloporteur et d'un cœur enrichi en plutonium implique deux difficultés qui doivent être prises en compte dans les options de conception :

- **Réactivité chimique du sodium.** Le sodium réagit chimiquement avec l'air de façon exothermique, ce qui implique des risques de **feux de sodium**. De même, la réaction chimique du sodium avec l'eau est exothermique et explosive avec production de soude (NaOH) et de dihydrogène (H₂) ;

1. Les neutrons rapides sont des neutrons de grande énergie (entre 100 keV et 2 MeV).

2. Les neutrons thermiques sont des neutrons de faible énergie (inférieure à 1 eV).

1.1 Les Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis au sodium liquide

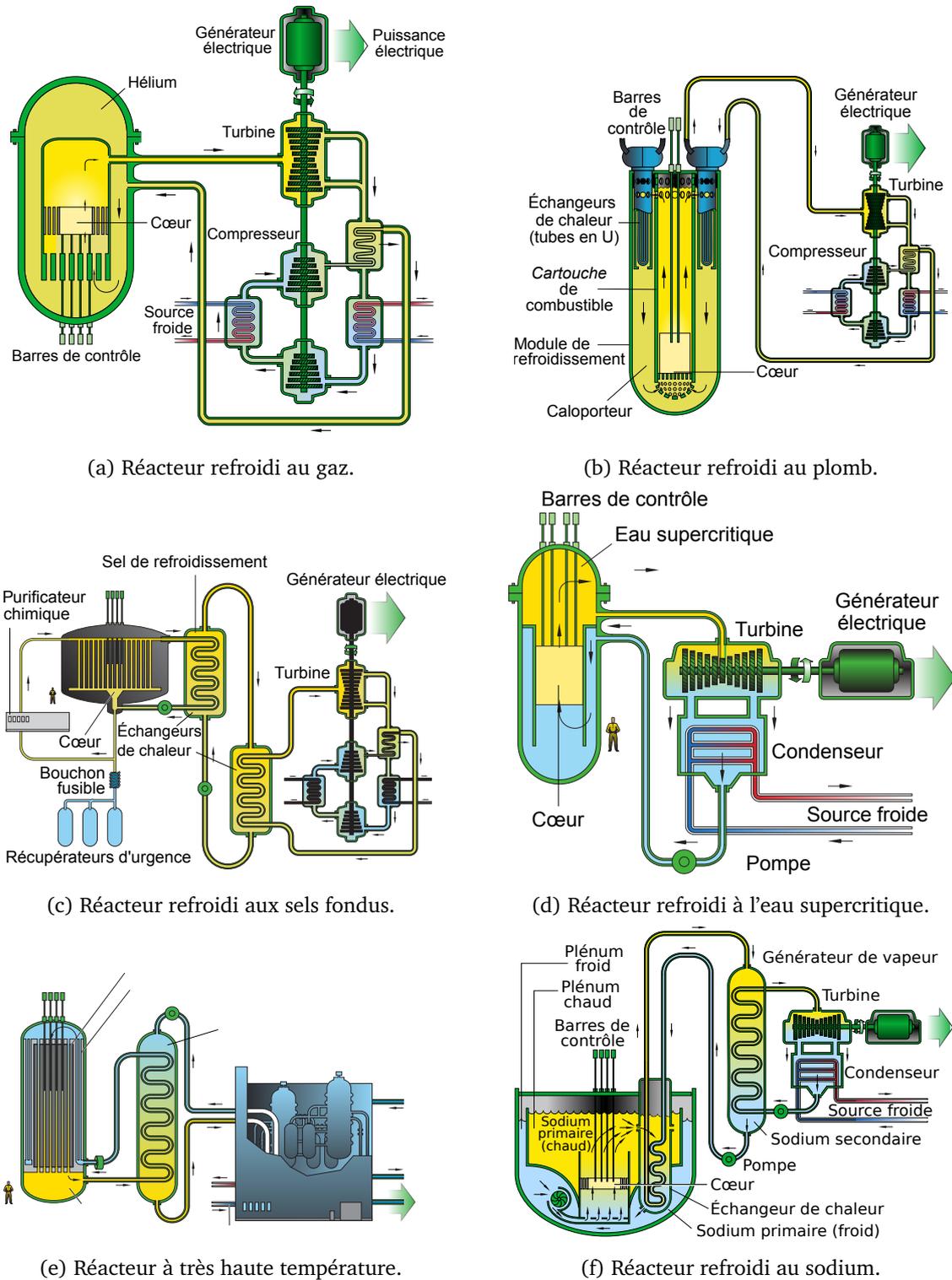


FIGURE 1.1 – Les six concepts de réacteur de Génération IV retenus par le GIF (2002).

- **Réactivité neutronique du cœur.** Le cœur d'un RNR-Na n'est pas dans sa configuration la plus réactive en fonctionnement normal. La première raison est inhérente à tous les RNR : la **compaction du cœur**, causée par exemple par son effondrement sous l'effet de la gravité en cas de fusion des assemblages, entraîne une augmentation de puissance nucléaire. Cette propriété est défavorable au comportement du cœur en situation accidentelle. La seconde raison provient de l'**effet de vidange positif** du sodium sur la réactivité du cœur. Le sodium n'est pas totalement transparent aux neutrons, il possède une faible **absorptivité neutronique** et un léger effet de **modération neutronique**¹. En cas de dilatation thermique du sodium causée par une augmentation de puissance nucléaire ou une baisse de débit, l'absorptivité et la modération neutronique du sodium peuvent globalement diminuer. Cette dilatation mène à une **augmentation de la population de neutrons** dans le cœur et à un **durcissement du spectre neutronique**². Si ces effets ne sont pas contrebalancés, ils peuvent mener à une augmentation de la puissance, ce qui rend le cœur instable.

Ces aspects doivent être pris en compte dans la conception d'un RNR-Na, et forment des sujets clés de R&D. Le démonstrateur ASTRID (voir Section 1.1.2), RNR-Na actuellement développé par le CEA, propose des innovations permettant d'en réduire les risques.

1.1.2 Le démonstrateur ASTRID

La filière des RNR-Na dispose d'un retour d'expérience conséquent en France. Plusieurs RNR-Na ont été construits en France, mais les deux plus notables sont le prototype PHENIX, fournissant 250 MW de puissance électrique (soit 560 MW de puissance thermique) ainsi que le réacteur de puissance SuperPhénix de 1200 MWe (3000 MWth), respectivement arrêtés en 2009 et 1997 (IAEA, 2012).

Afin de répondre aux exigences de la [Loi n° 2006-686 \(2006\)](#), prévoyant une valorisation des déchets et des matières radioactives, le **réacteur de démonstration ASTRID**³ (voir Figure 1.2) a été proposé par le CEA en 2010 (Le Coz *et al.*, 2011). ASTRID est un RNR-Na de 600 MWe (1500 MWth) dont le développement vise à lever plusieurs verrous technologiques.

L'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN, 2014) demande que le niveau de sûreté d'ASTRID soit au moins **équivalent à celui d'un EPR**. Les solutions proposées pour garantir à ASTRID une sûreté renforcée (Beils *et al.*, 2011) sont les suivantes :

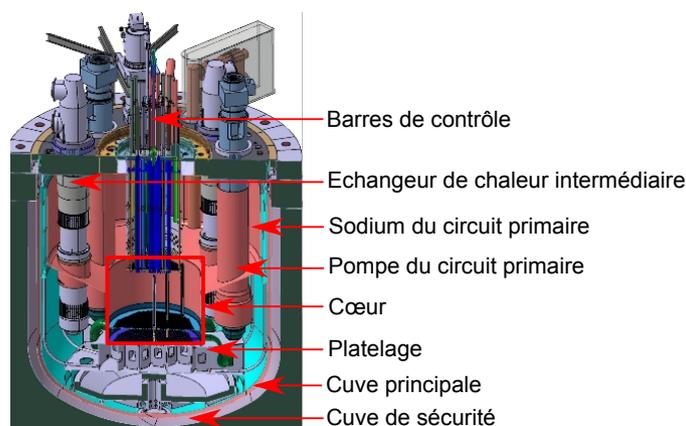


FIGURE 1.2 – Coupe radiale du bloc réacteur d'ASTRID.

1. La modération neutronique est une propriété de ralentissement des neutrons propre à certains matériaux.
2. C'est à dire à une augmentation de la vitesse (ou de l'énergie) des neutrons dans le réacteur.
3. Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration.

- un **Système de Conversion d'Énergie à Gaz**. Le système de conversion de l'énergie thermique en énergie électrique de Phénix et SuperPhénix comprenait un échangeur de chaleur sodium-eau (générateur de vapeur). Cette configuration induisant un risque de réaction explosive sodium-eau, un **Système de Conversion d'Énergie à Gaz (SCE-gaz)** est étudié pour ASTRID (Saez *et al.*, 2008). Le gaz utilisé dans l'échangeur serait du **diazote**, qui ne réagit chimiquement pas avec le sodium ;
- un **Cœur à faible Effet de Vidange**. Afin de pallier les excursions de puissance dues à l'effet de vidange du sodium, un concept de cœur hétérogène dit **Cœur à Faible Effet de Vidange (CFV)** est développé au CEA (Sciara *et al.*, 2011). Les aiguilles combustibles du CFV sont plus larges que celles des autres RNR-Na, ce qui diminue la fraction volumique du sodium présent dans le cœur et diminue de ce fait son effet de vidange. De plus, les parties supérieures des assemblages d'aiguilles combustibles du cœur CFV (voir Figure 1.3) sont constituées d'un plénum de sodium. L'écoulement permettant le refroidissement du cœur étant ascendant, la température du sodium est plus élevée en haut du cœur. L'ébullition ou la dilatation du sodium a ainsi lieu préférentiellement en haut du cœur. Dans ce cas, les **fuites neutroniques** sont favorisées vers la protection neutronique supérieure située en haut du réacteur, qui contient un **absorbant neutronique (B₄C)**, ce qui cause une baisse de la puissance. Afin de favoriser ce processus, le combustible du cœur est **hétérogène**, c'est à dire qu'une **plaque fertile**¹ est insérée entre les zones fissiles inférieure et supérieure du cœur. Ceci permet d'augmenter le flux neutronique dans la zone supérieure du cœur et de renforcer l'effet de fuites neutroniques dans le plénum. Enfin, le cœur CFV est conçu en forme de **creuset**, la partie externe du cœur étant plus haute que la partie interne. Ceci permet d'augmenter la surface de combustible en contact avec le sodium, et ainsi d'augmenter davantage le facteur de fuite. La résultante de ces améliorations assure un **effet de vidange du sodium négatif**, c'est à dire que le comportement naturel d'ASTRID tend à étouffer les fluctuations intempestives de puissance causées par d'éventuels échauffements du sodium ;
- des **systèmes d'Évacuation de la Puissance Résiduelle**. Le combustible nucléaire irradié continue à générer de la chaleur même lorsque la réaction de fissions nucléaires est étouffée. Il est donc nécessaire d'en assurer le refroidissement en toutes circonstances. Des boucles de refroidissement nommées EPUR (Évacuation de la PUissance Résiduelle) sont donc présentes dans ASTRID afin de répondre à ce besoin (Saez *et al.*, 2013) ;
- un **récupérateur de corium**. En cas de fusion du cœur, un mélange de combustible nucléaire (oxydes d'actinides) et d'acier fondus, nommé corium, est formé. Afin de garantir

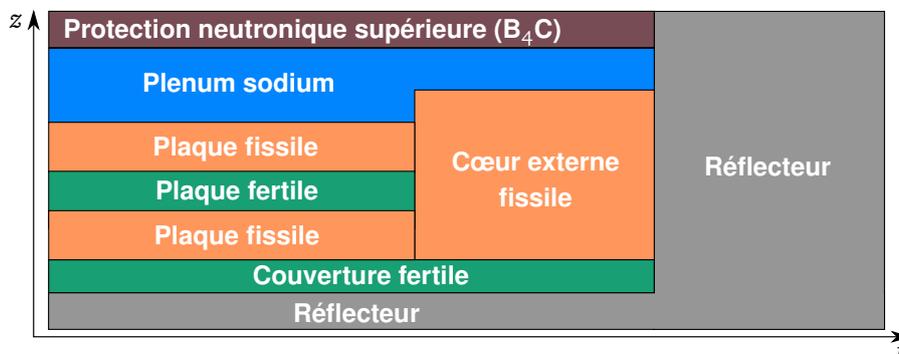


FIGURE 1.3 – Coupe radiale de révolution du Cœur à Faible effet de Vidange (CFV).

1. Un combustible nucléaire est dit *fertile* lorsqu'il tend à absorber des neutrons, en générant des matériaux fissiles. Un exemple est la conversion de l'uranium 238, fertile, en plutonium 239, fissile, via la capture $U^{238} + n \rightarrow U^{239} + \gamma$, suivie de la décroissance β -radioactive $U^{239} \rightarrow Np^{239} + \beta^- \rightarrow Pu^{239} + \beta^-$ (Bussac et Reuss, 1985).

la sûreté du réacteur, il est impératif de pouvoir évacuer ce corium du cœur, et d'en assurer le refroidissement à long terme en prévenant toute recriticité. Un récupérateur de corium est ainsi prévu sous le cœur d'ASTRID (Saez *et al.*, 2013).

ASTRID est ainsi un réacteur particulièrement innovant en terme de sûreté, dont la conception répond à plusieurs difficultés fréquemment rencontrées par la filière des RNR-Na.

1.2 Éléments relatifs à la sûreté des RNR-Na

1.2.1 Sûreté en phase de conception

La sûreté des réacteurs nucléaires étant un vaste domaine technique et réglementaire, il n'est pas question dans cette section de la détailler dans tous ses aspects, mais d'en donner les principes les plus généraux ainsi que les notions nécessaires à la compréhension du présent mémoire. L'objectif de la sûreté, défini par l'International Atomic Energy Agency (IAEA, 2006), est de protéger les populations et l'environnement des effets néfastes des rayonnements ionisants. La sûreté en phase de conception d'un réacteur repose sur le concept de **défense en profondeur**, qui s'appuie sur la mise en place de **niveaux de défense redondants et diversifiés** (Libmann, 1996). La réduction du risque est assurée via les trois mesures suivantes (IAEA, 2006) :

- le contrôle de l'exposition des populations aux rayonnements et aux matériaux radioactifs durant le **fonctionnement normal** d'une installation nucléaire ;
- la **prévention** d'événements menant à une perte de contrôle d'une installation ;
- la **limitation des conséquences** (ou *mitigation*, terme anglo-saxon dédié) de tels événements s'ils ont lieu.

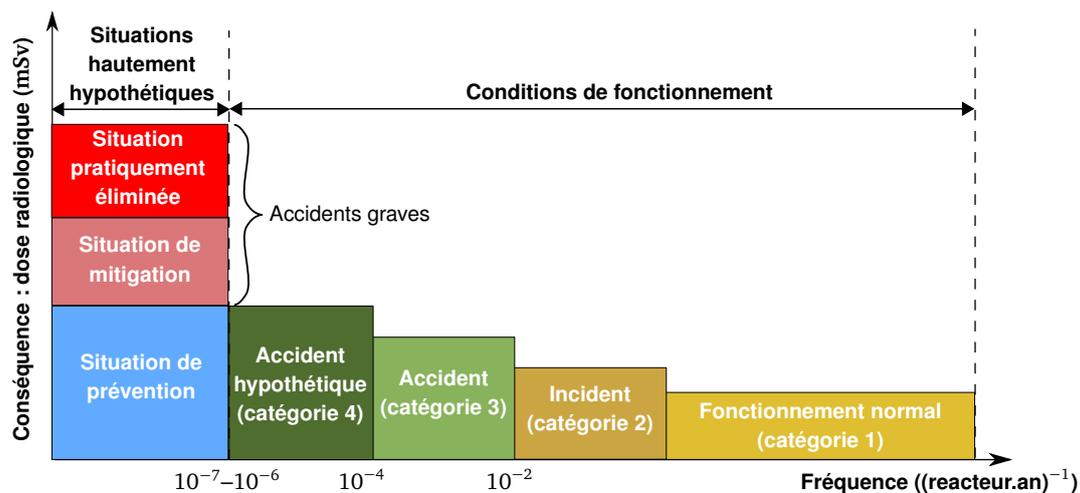
Le *risque* associé à un événement nucléaire compromettant la sûreté d'une installation se mesure suivant deux facteurs :

- la fréquence de l'événement, exprimée par réacteur et par an ;
- la conséquence de l'événement, qui dans le cas d'un réacteur correspond à la dose radiologique émise, exprimée le plus souvent en Sievert (Sv).

La combinaison de ces deux indicateurs permet de distinguer les situations acceptables des situations inacceptables, le risque associé à un événement étant le produit de sa conséquence par sa fréquence. L'outil usuellement utilisé pour hiérarchiser le risque en fonction de sa fréquence et de sa conséquence est le **diagramme de Farmer**. Concernant ASTRID (Lo Pinto *et al.*, 2011), l'espace des risques induits par les différentes conditions de fonctionnement est présenté en Figure 1.4. Ainsi, deux types de conditions sont distinguées suivant leurs fréquences :

- les **conditions de fonctionnement** (divisées en quatre catégories), qui sont des incidents ou accidents de fréquences faibles à régulières ;
- les **situations hypothétiques**, qui sont de probabilités très faibles mais dont les conséquences peuvent être sévères.

Les situations hypothétiques incluent notamment deux situations, dites **situations de mitigation** et **situations pratiquement éliminées** (voir Section 1.2.2), qui correspondent au domaine des accidents graves.

FIGURE 1.4 – Diagramme de Farmer d'ASTRID (Lo Pinto *et al.*, 2011).

1.2.2 Les accidents graves

La définition citée ci-après provient de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN, 2008).

« Un accident grave est un accident dans lequel le combustible du réacteur est significativement dégradé par une fusion plus ou moins complète du cœur. »

Parmi les situations hypothétiques présentées dans le diagramme de Farmer (Figure 1.4), deux catégories d'accident grave sont distinguées :

- les **situations de mitigation** de l'accident grave, qui correspondent à des relâchements radiologiques maîtrisés ;
- les **situations pratiquement éliminées**, qui correspondent à des relâchements radiologiques très importants. Ces situations sont inacceptables et doivent être rendues physiquement impossibles ou peu plausibles lors de la conception du réacteur.

Les situations d'accident hypothétique et de prévention ne couvrent pas la perte de la géométrie globale du cœur. L'objectif de l'étude des accidents graves est de démontrer que l'**intégrité du confinement du circuit primaire** est garantie lors de leur occurrence (Bertrand *et al.*, 2017). Cet objectif est atteint en prouvant que :

- à court terme, les éventuels dégagements d'énergie mécanique causés par une vaporisation rapide de matériaux restent limités ;
- à moyen terme, les matériaux fondus du cœur sont relocalisés dans le fond de cuve de manière à éviter toute recriticité, puis sont refroidis durablement.

Les accidents graves faisant intervenir de nombreux phénomènes et couplages multiphysiques, leurs déroulements possibles sont regroupés et classés en familles de scénarios (Libmann, 1996). Dans le cas du réacteur ASTRID, trois familles de scénarios ont été retenues (Bertrand *et al.*, 2017) :

- la **perte de débit primaire non protégée (ULOF, pour Unprotected Loss of Flow)**, qui consiste en un déclenchement des pompes primaires, sans chute des barres d'arrêt d'urgence (ou Arrêt Automatique du Réacteur, AAR) ;
- le **transitoire d'excursion de puissance non protégé (UTOP, pour Unprotected Transient OverPower)**, qui est initié par une augmentation intempestive de la puissance du cœur, sans AAR ;

- le **défaut local de refroidissement non protégé (USAF, Unprotected SubAssembly Fault)**, qui initie un scénario sans AAR durant lequel une partie ou la totalité d'un assemblage n'est plus refroidi.

Le déroulement d'un scénario d'accident grave de RNR-Na est en général découpé en différentes phases :

- la **phase primaire**, qui décrit l'**initiation** du scénario accidentel, puis la dégradation des aiguilles (fusion du combustible et de la gaine) jusqu'à la rupture du tube hexagonal qui délimite chaque assemblage d'aiguilles.
- la **phase de transition** décrit la relocalisation radiale des matériaux fondus qui a lieu après la rupture des tubes hexagonaux (fusion ou rupture mécanique), ainsi que la propagation ou l'unification des zones dégradées du cœur. Dans le cas d'ASTRID, une partie des matériaux fondus est évacuée pendant cette phase vers le récupérateur de corium via des dispositifs de mitigation, qui sont des tubes traversant le cœur (DCS-M-TT) ;
- la **phase secondaire**, qui est associée à la formation de grands bains de matériaux fondus qui peuvent être potentiellement le siège de recriticités. En cas de recriticité, une excursion de puissance peut avoir lieu et causer une vaporisation et une détente de fluides à haute pression, la détente faisant partie de la **phase d'expansion** ;
- la **phase post-accidentelle de refroidissement**, qui décrit le refroidissement et la solidification des matériaux fondus dans le récupérateur de corium du réacteur.

Dans ce manuscrit, des transitoires relatifs à l'initiation de la phase primaire et à la phase d'expansion sont traités.

1.2.3 Démarche d'étude des accidents graves d'ASTRID

L'approche de référence en France pour l'étude des accidents graves est l'approche dite **déterministe** (ASN, 2014). Elle repose sur l'analyse de scénarios enveloppes à l'aide d'outils de calcul, dits *mécanistes*, dont les modèles physiques et numériques sont très détaillés, mais coûteux en temps de calcul. L'outil mécaniste le plus abouti utilisé pour les RNR-Na est le code SIMMER (Kondo *et al.*, 1992). Le coût élevé en temps de calcul de ces outils limite le nombre d'études réalisables. Or, le domaine des accidents graves implique des incertitudes nombreuses et importantes. L'analyse statistique des résultats obtenus, qui permet d'évaluer l'effet des incertitudes portant sur les données physiques employées, en est complexifiée. Ainsi, si un critère de sûreté n'est pas dépassé lors d'un calcul mécaniste unique, rien n'exclut qu'il puisse être dépassé dans un calcul prenant en compte les incertitudes. À l'inverse, utiliser exclusivement des calculs pénalisants impliquerait des surcoûts importants dans la conception du réacteur.

La seconde approche de la sûreté, dite **probabiliste**, repose sur la réalisation d'**Études Probabilistes de Sûreté (EPS)**. Les EPS (Devictor *et al.*, 2008) permettent d'évaluer le niveau global de sûreté d'une installation via l'investigation de tous les scénarios accidentels possibles. Les EPS se distinguent en trois niveaux imbriqués :

- les EPS de niveau 1, qui reposent sur une représentation fonctionnelle du scénario accidentel, et quantifient la probabilité de fusion du cœur du réacteur ;
- les **EPS de niveau 2 (EPS2)**, basées sur une modélisation physique du scénario accidentel, qui évaluent de manière systématique la fréquence, l'importance et la nature des rejets hors de l'enceinte de confinement induits par un accident grave ;
- les EPS de niveau 3, qui quantifient l'impact radiologique sur les populations, l'environnement, ainsi que les conséquences socio-économiques de l'accident.

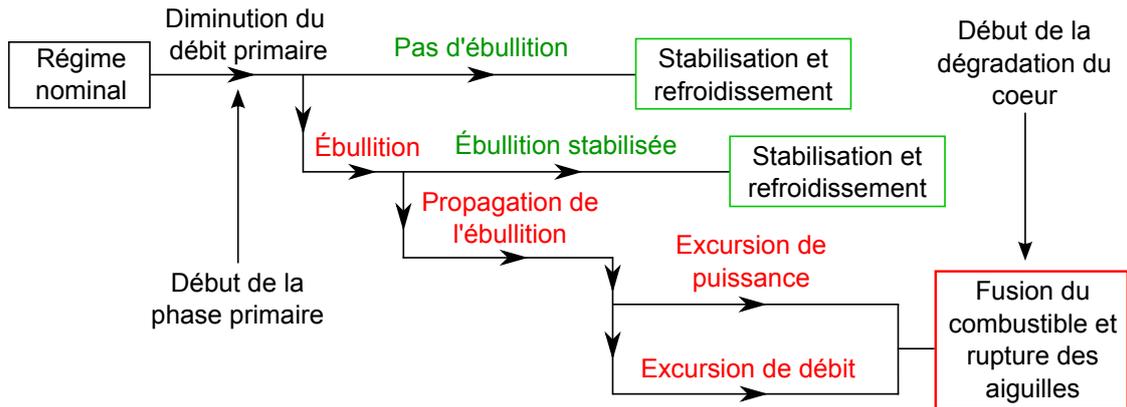


FIGURE 1.5 – ADAG simplifié du début de la phase primaire d'un ULOF (Bertrand *et al.*, 2016).

Les EPS2 sont basées sur des **Arbres de Déroulement de scénarios d'Accidents Graves (ADAG)**. Les ADAG modélisent le scénario accidentel comme un arbre d'événements (phénomènes physiques, défaillances des systèmes du réacteur, actions mises en œuvre par les opérateurs au cours de l'accident). Les événements de l'arbre sont connectés par des branches associées à des probabilités. Un exemple d'ADAG pour la phase primaire d'un ULOF est donné en Figure 1.5.

Les EPS2 sont utilisées partout dans le monde pour l'analyse de sûreté des réacteurs. L'IRSN en utilise pour la réalisation d'études de sûreté sur les REP en France (IRSN, 2013). Au Japon, une EPS2 a constitué un volet de la démonstration de sûreté du réacteur Monju (Kani et Aizawa, 1990; Nonaka et Sato, 1992; Nonaka *et al.*, 1992). De même, une méthodologie a été proposée pour réaliser une EPS2 sur le projet japonais du JSFR (Yamano *et al.*, 2012). L'ASN (2014) recommande l'usage d'EPS2 pour analyser de sûreté d'ASTRID.

Le travail présenté dans ce manuscrit est réalisé dans le cadre de la réalisation d'une future EPS2 pour ASTRID. Pour cela, une méthode dite **physico-statistique** est développée au CEA (Marrel *et al.*, 2015; Marie *et al.*, 2016). Cette méthode associe des outils physiques robustes et peu coûteux en temps de calcul, qui reposent sur des modèles moins sophistiqués que les outils mécanistes (dimensions réduites, phénomènes négligés lorsqu'il est prouvé qu'ils ont un impact du second ordre sur le scénario). Ces outils physiques sont couplés à des techniques d'analyses statistiques pour réaliser un grand nombre de calculs prenant en compte l'effet de la variabilité de leurs données d'entrée sur leurs variables de sortie. Cette méthode permet d'évaluer l'impact des incertitudes sur les résultats des calculs. Associée à l'approche déterministe, cette méthode permet ainsi d'estimer la marge (voir Figure 1.6) par rapport aux critères de sûreté du réacteur. Les outils physico-statistiques peuvent par ailleurs être utilisés pour établir les probabilités associées aux branches constituant les ADAG, sur lesquels reposent les EPS2.

L'EPS2 d'ASTRID, ainsi que les outils physico-statistiques qui y seront associés, sont en cours de préparation au CEA. Des outils physico-statistiques ont jusqu'ici été développés pour la modélisation du bouchage total et instantané (Marie *et al.*, 2013), de l'explosion vapeur (Caraghiaur *et al.*, 2014), de la mitigation des accidents graves (Marie *et al.*, 2016), et de la phase primaire d'un ULOF (Droin *et al.*, 2015, 2017; Droin, 2016). Un outil dédié à l'UTOP est actuellement en cours de préparation (Herbreteau *et al.*, 2016, 2017). Ces outils constituent les briques élémentaires d'une future plateforme d'outils, PROCOR-Na, qui permettra de réaliser les calculs de l'EPS2 d'ASTRID.

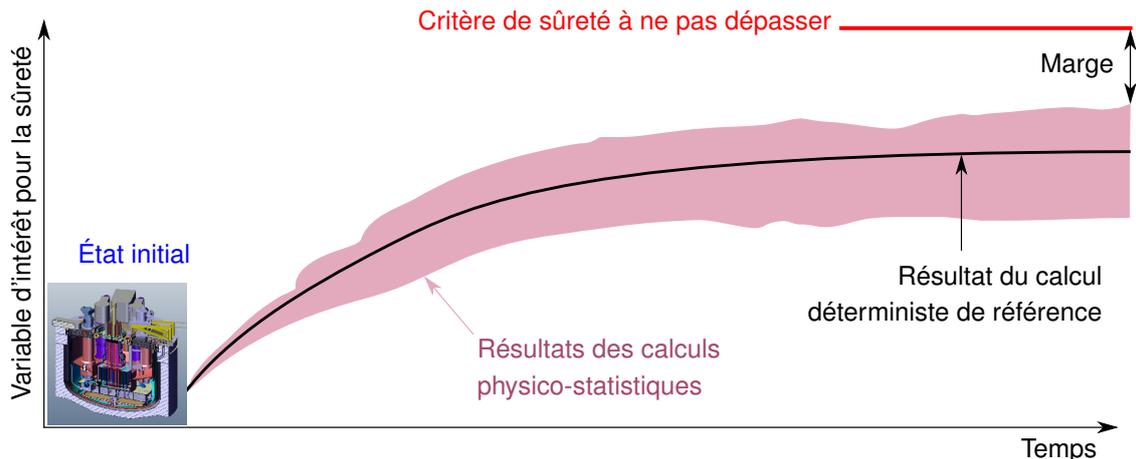


FIGURE 1.6 – Illustration de l'emploi d'une combinaison entre approches déterministe et physico-statistique pour une étude de sûreté ou de conception.

1.3 Objectif de la thèse et contenu du manuscrit

Le nombre de phénomènes structurant les ADAG peut être très grand. Ceci complique leurs modélisations, dont certaines ne sont pas nécessaires si une approche basée sur un PIRT (*Phenomena Identification and Ranking Table*) est suivie. Aujourd'hui, aucune méthode générique n'existe pour prédire la bifurcation vers une branche ou l'autre d'un ADAG. **L'objectif de la présente thèse est d'identifier et de hiérarchiser les processus physiques** susceptibles de faire **bifurquer** le déroulement d'un scénario accidentel vers une branche ou une autre de son ADAG.

Les travaux ont été menés sur des processus physiques pouvant intervenir lors d'un ULOF, dont la phase primaire a été modélisée lors de la thèse de Droin (2016). Les problématiques traitées sont celles du transitoire d'**excursion/stabilisation de débit** (Figure 1.5), qui intervient pendant la phase primaire de l'ULOF, et du transitoire de **vaporisation de combustible suivie d'une détente de sa vapeur**, qui peut intervenir en phase secondaire dans le cas d'ASTRID (Figure 1.7).

Aussi, le présent mémoire de thèse est scindé en trois parties. La première partie présente un critère de stabilité analytique démontré pendant la thèse pour prédire un transitoire d'excursion de débit. La seconde partie présente une méthodologie visant à identifier les processus physiques prépondérants lors d'un transitoire de vaporisation et détente de combustible. La troisième partie présente la modélisation physique et numérique de ce transitoire.

1.3.1 Critère de stabilité d'un écoulement faisant intervenir un couplage thermo-hydraulique-neutronique

La phase primaire d'un ULOF dans un RNR-Na fait intervenir une baisse progressive du débit primaire qui assure le refroidissement du cœur du réacteur. Lorsque le débit dans un assemblage diminue progressivement, il existe une **valeur seuil** du débit en dessous de laquelle l'écoulement devient **instable**, entraînant une **réduction rapide et soudaine du débit** de l'assemblage, pouvant mener à son assèchement. Ce phénomène, très dommageable vis-à-vis de l'intégrité du cœur, est nommé **excursion de débit**.

Le critère de Ledinegg (1938), démontré mathématiquement et observé expérimentalement, permet de déterminer la **stabilité** d'un point de fonctionnement d'un canal chauffant représentatif d'un assemblage combustible. Néanmoins, ce critère statique est un critère démontré en régime stationnaire, à **puissance chauffante constante**.

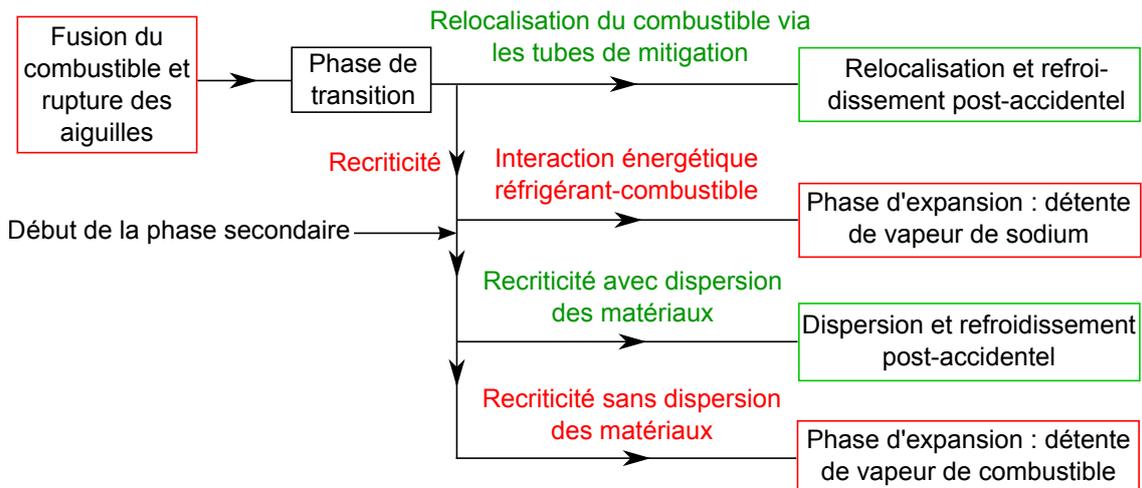


FIGURE 1.7 – Suite de l'ADAG présenté en Figure 1.5 et illustration des mécanismes pouvant mener à une vaporisation de combustible, puis à une détente de sa vapeur.

Or, pendant un ULOF, la puissance du réacteur varie du fait du couplage neutronique-thermohydraulique, ce qui n'est pas pris en compte par le critère de Ledinegg. Le travail présenté dans le Chapitre 2 vise à proposer un **critère de stabilité analytique**¹, plus complet que celui de Ledinegg, car il prend également en compte l'évolution de la puissance de l'assemblage via le **couplage neutronique-thermohydraulique**.

1.3.2 Identification des processus physiques prépondérants d'un transitoire de vaporisation et de détente de combustible

La **phase secondaire** d'un scénario accidentel peut impliquer une **compaction des matériaux du cœur** du RNR-Na entraînant une **recriticité**. Dans ce cas, une **vaporisation** massive et rapide de matériaux peut survenir. La **détente rapide** des vapeurs à **haute pression** ainsi générées peut déformer les structures et le confinement primaire du RNR-Na, mettant en jeu leur intégrité. La modélisation 0D et simplifiée de ce transitoire faisait partie des études de sûreté des premiers RNR-Na, le premier modèle étant celui de [Bethe et Tait \(1956\)](#).

Le travail présenté au Chapitre 3 présente une **méthodologie** développée au cours de la thèse dont l'objet est d'identifier de manière générique et systématique les **processus prépondérants** d'un **scénario accidentel**. Afin de la valider, cette méthodologie, couplant la thermodynamique des processus irréversibles et l'analyse dimensionnelle, est appliquée à un transitoire de vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur. La méthodologie est développée en deux temps :

- les équations physiques régissant le système sont écrites de la façon la plus générale possible, puis elles sont simplifiées par **analyse dimensionnelle** afin de n'y conserver que les paramètres physiques influents ;
- le formalisme de la **Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI)** est appliqué au système simplifié. La TPI ([Prigogine, 1968](#)) est une théorie multi-physique basée sur la production d'entropie d'un système hors équilibre. Il est possible, à partir de la TPI, d'exprimer les *flux* (transport d'une quantité) en fonction de *forces* motrices des flux (gradients de potentiel), en faisant ressortir les couplages entre différents phénomènes physiques.

1. Ce critère sera nommé critère de stabilité couplé dans tout le manuscrit.

La combinaison de ces deux étapes permet d'identifier les processus prépondérants et influents en préalable à la modélisation du transitoire.

1.3.3 Modélisation physique et étude d'un transitoire de vaporisation et de détente de combustible

Le Chapitre 4 reprend le transitoire de vaporisation et de détente de combustible présenté dans le Chapitre 3. Actuellement, aucun **outil adapté aux études physico-statistiques** n'existe pour le transitoire de **vaporisation et de détente de combustible**. Un outil dédié, conçu pendant la thèse, est donc présenté dans le Chapitre 4. Le Chapitre 4 s'appuie sur les démonstrations du précédent Chapitre 3 afin de garder un modèle raisonnablement simplifié. Une attention particulière est dédiée au mécanisme de **transfert de chaleur** entre le **sodium primaire** et la **vapeur de combustible**.

Afin d'identifier la sensibilité de l'outil de calcul aux incertitudes portant sur les données d'entrée et sur les modèles employés, des **études paramétriques** sont effectuées. L'impact des paramètres influents sur le scénario est ainsi quantifié.

Ainsi, l'ensemble des approches développées dans ce manuscrit, présentées dans les Chapitres 2, 3 et 4, contribuent à l'identification de phénomènes importants pour la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves dans un RNR-Na. Les paramètres ainsi identifiés seront utiles pour orienter la conception d'ASTRID ainsi que pour, à terme, réaliser son EPS2.

Chapitre 2

Stabilité d'un écoulement diphasique dans un RNR-Na

Ce chapitre présente une **approche analytique** visant à caractériser la **stabilité d'un écoulement diphasique** en réacteur. Cette approche tient compte du couplage entre l'**évolution du débit de sodium** dans un assemblage du cœur et l'**évolution de la puissance** du cœur causée par les **contre-réactions neutroniques**. L'équation de conservation de la quantité de mouvement, qui décrit l'évolution du débit dans les assemblages, est couplée avec l'équation de la cinétique point, qui modélise l'évolution de la puissance globale du cœur.

Un système de deux équations non-linéaires est ainsi formé. La stabilité de ce système d'équations est investiguée suivant le théorème de **stabilité asymptotique** de **Lyapunov (1892)**. Les équations sont **perturbées** autour d'un point stationnaire, puis leur analyse mène à un **critère de stabilité** constitué de deux inéquations. Enfin, une approche simple dérivée de l'approche dite des « K-G-H », qui était utilisée lors de l'exploitation des réacteurs Phénix et Super-Phénix pour prédire simplement leur comportement neutronique asymptotique, est employée pour exprimer les coefficients de contre-réactions neutroniques.

Un critère de stabilité de l'écoulement, dépendant uniquement de paramètres obtenus en régime stationnaire, est ainsi établi. Ce critère fait intervenir des paramètres neutroniques et thermohydrauliques.

Enfin, ce critère est vérifié numériquement à l'aide de l'outil de calcul MACARENa, développé par **Drain (2016)**, qui permet de simuler le comportement d'un cœur pendant un ULOF (perte de débit primaire non protégée, voir Chapitre 1).

2.1 Phénoménologie de l'excursion de débit

Un ULOF est initié par une **décroissance progressive du débit primaire**, qui assure le refroidissement du cœur. Il s'ensuit un échauffement généralisé du sodium, des structures du cœur, puis du combustible. Par effet des contre-réactions neutroniques du cœur CFV, cet échauffement cause une diminution de la puissance nucléaire (voir Chapitre 1). Si la diminution de la puissance est trop lente par rapport à la décroissance du débit, une **ébullition** peut survenir dans un assemblage.

Il est montré expérimentalement (**Kottowski et Savatteri, 1984**) que l'ébullition du sodium à faible titre thermodynamique prend la forme de grandes bulles de vapeur dites *poches* (*slug boiling*), les gaines restant mouillées par le sodium liquide (voir Figure 2.1).

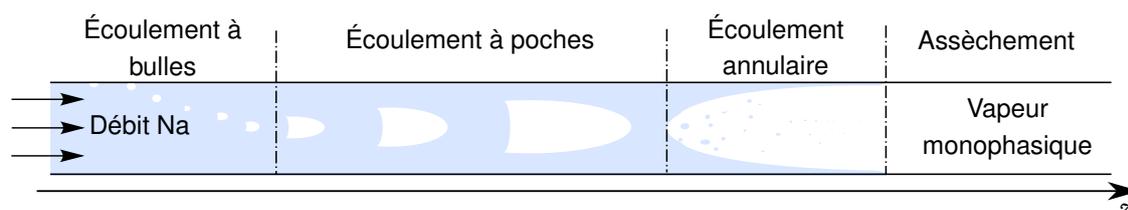


FIGURE 2.1 – Écoulement diphasique du sodium dans un canal chauffant représentatif d'ASTRID (l'écoulement est vertical dans le réacteur).

Les poches de vapeur de sodium croissent avec le titre jusqu'à ce que les parois ne soient plus refroidies que par un film de sodium liquide. Comme la paroi est mouillée par le sodium, qui se vaporise, le flux thermique de la gaine vers le sodium est élevé pour ces régimes d'écoulement. Quand le titre thermodynamique devient trop élevé (supérieur à 0,8, voir [Rameau \(1983\)](#)), il survient une disparition du film de sodium liquide le long de la gaine des aiguilles de combustible, nommée **assèchement**, ce qui entraîne une quasi-annulation du flux thermique pariétal. La température des gaines augmente alors rapidement jusqu'à leur fusion.

Sous certaines conditions thermohydrauliques (voir Section 2.1.2), l'ébullition du sodium peut déclencher une **excursion de débit**, c'est-à-dire une **réduction brutale** du débit dans l'assemblage. Cette excursion de débit peut favoriser l'apparition d'un **assèchement** en accélérant l'échauffement du sodium, d'où l'intérêt de l'étude de ce phénomène. La phénoménologie de l'excursion de débit est décrite dans les Sections 2.1.1 et 2.1.2.

2.1.1 Modélisation de la boucle hydraulique du sodium primaire

Les assemblages d'aiguilles combustibles sont modélisés comme des canaux verticaux dans lesquels le sodium s'écoule par un mouvement ascendant (voir Figure 2.2). Des pertes de charge, dites **pertes de charge internes** Δp_{int} , ont lieu dans les assemblages. Ces pertes de charge sont dues à des phénomènes résistifs qui s'opposent à l'écoulement : **gravité**, **frottement**, **variation de la section de passage**.

Le reste du circuit hydraulique, appelé **boucle externe**, impose une charge hydraulique dite **charge externe** Δp_{ext} qui est le moteur de l'écoulement. Usuellement, les frottements et les variations de section de passage sont négligés dans la boucle externe. La charge externe ne dépend alors que du **poids du sodium** contenu dans la boucle externe et de la **charge** imposée par les **pompes primaires**.

En considérant une constante positive k , qui rassemble les caractéristiques géométriques d'un assemblage, le débit massique dans l'assemblage, nommé \dot{m} , est alors régi par l'équation de la quantité de mouvement intégrée sur l'assemblage (voir Annexe A),

$$\frac{d\dot{m}}{dt} = \frac{1}{k} (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int}) . \quad (2.1)$$

La modélisation d'un ULOF consiste à imposer une baisse progressive de la charge externe, qui correspond à la diminution progressive de la vitesse de rotation des pompes. La charge

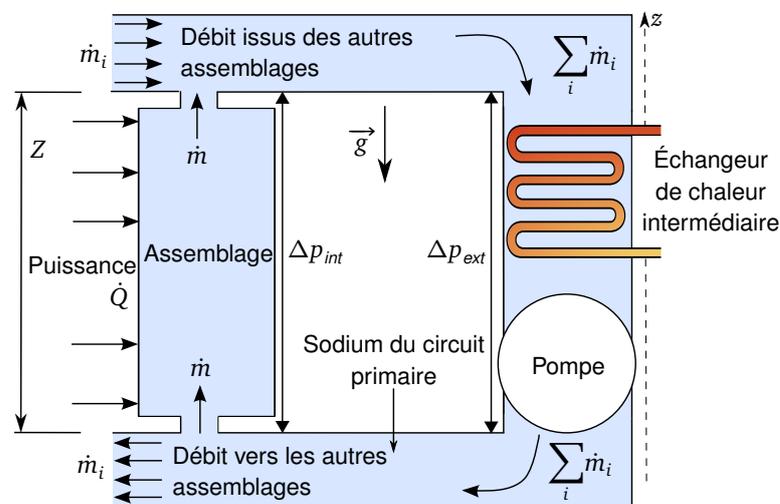


FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la circulation du sodium primaire d'ASTRID.

externe Δp_{ext} diminue jusqu'à éventuellement atteindre une valeur minimale qui est définie par la **charge gravitaire** dans la boucle externe, qui s'écrit, en définissant Z la hauteur de la boucle externe et g l'accélération de la pesanteur,

$$\Delta p_{ext}^{grav} = \rho_{Na} g Z . \quad (2.2)$$

Si le poids de la boucle externe est suffisant, c'est-à-dire si le terme Δp_{ext}^{grav} est suffisamment élevé, le cœur est refroidissable par convection naturelle. Un tel cas de figure serait très favorable pour la sûreté du réacteur, car il permettrait de **refroidir** durablement le cœur et de stopper la progression de l'accident. En général, la charge minimale Δp_{ext}^{grav} n'est pas atteinte car une excursion de débit a lieu auparavant, déclenchant un assèchement du cœur puis une fusion des gaines.

2.1.2 Critère de stabilité de Ledinegg

Le critère de **Ledinegg** est un critère de stabilité **statique** (Bouré *et al.*, 1973), c'est-à-dire qu'il décrit le passage possible d'un point stationnaire à un autre point stationnaire. La démonstration qui suit est extraite de la thèse de Schmitt (1974). Une approche similaire, basée sur des transformées de Laplace, peut être trouvée dans un travail de Maulbetsch et Griffith (1965).

Les charges Δp_{int} et Δp_{ext} sont des fonctions du débit massique \dot{m} et de la puissance chauffant l'assemblage \mathcal{P} . Ici, la puissance est supposée rester constante, et sa valeur est notée \mathcal{P}_0 . Le raisonnement qui suit est réutilisé pour la démonstration d'un critère de stabilité considérant une puissance nucléaire variable en Section 2.2.2. Un point de fonctionnement stationnaire initial, de débit \dot{m}_0 , est considéré. Ce point de fonctionnement, nommé point 0, correspond à l'intersection des charges $\Delta p_{int}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0)$ et $\Delta p_{ext}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0)$. Ceci revient, quel que soit t , à la condition initiale

$$\frac{d\dot{m}_0}{dt} = 0 = \Delta p_{ext}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0) - \Delta p_{int}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0) . \quad (2.3)$$

Une perturbation du débit à proximité de l'état stationnaire à l'instant $t_0 = 0$ s, sous la forme $\dot{m}(t) = \dot{m}_0 + \delta\dot{m}(t)$ permet d'écrire

$$\frac{d(\dot{m}_0 + \delta\dot{m})}{dt} = \frac{1}{k} (\Delta p_{ext}(\dot{m}_0 + \delta\dot{m}, \mathcal{P}_0) - \Delta p_{int}(\dot{m}_0 + \delta\dot{m}, \mathcal{P}_0)) . \quad (2.4)$$

Un développement limité au premier ordre de l'équation (2.4) donne

$$\frac{d(\dot{m}_0 + \delta\dot{m})}{dt} = \frac{1}{k} (\Delta p_{ext}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0) - \Delta p_{int}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0)) + \frac{1}{k} \left(\left. \frac{\partial \Delta p_{ext}}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} - \left. \frac{\partial \Delta p_{int}}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} \right) \delta\dot{m} . \quad (2.5)$$

Les dérivées partielles écrites dans l'équation (2.5) signifient que les fonctions Δp_{int} et Δp_{ext} sont dérivées par rapport à \dot{m} , à puissance chauffante \mathcal{P} constante, puis sont évaluées au point de fonctionnement 0, défini par $(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0)$. Cette écriture sera employée dans tout le manuscrit. La combinaison de l'équation (2.5) avec la condition en régime stationnaire (2.3) donne

$$\frac{d\delta\dot{m}}{dt} = \frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} \delta\dot{m} . \quad (2.6)$$

La perturbation du débit en fonction du temps t s'écrit alors, par intégration, sachant que le paramètre géométrique k est indépendant du temps,

$$\delta\dot{m}(t) = \delta\dot{m}(t_0) \exp \left(\frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} t \right) . \quad (2.7)$$

Si le terme contenu dans l'exponentielle de l'équation (2.7) est positif, alors la perturbation de débit diverge dans le temps. Le point de fonctionnement est alors instable. Ceci mène au **critère de stabilité** de [Ledinegg \(1938\)](#), qui décrit la stabilité d'un point de fonctionnement,

$$\left. \frac{\partial \Delta p_{int}}{\partial \dot{m}} \right|_{\varphi_0} > \left. \frac{\partial \Delta p_{ext}}{\partial \dot{m}} \right|_{\varphi_0} \quad (2.8)$$

Dans toute la suite du mémoire, il est considéré que la charge externe est indépendante du débit, les principales contributions étant dues à la charge imposée par la pompe et au poids de la colonne froide de la boucle externe. Dans ce cas, le membre de droite de l'inéquation (2.8) est nul, et le critère de Ledinegg s'écrit simplement ¹

$$\left. \frac{\partial \Delta p_{int}}{\partial \dot{m}} \right|_{\varphi_0} > 0 \quad (2.9)$$

Le critère de Ledinegg étant un critère statique, il est fonction de paramètres obtenus en **régime stationnaire**. La représentation d'une perte de charge en fonction du débit en régime permanent, à puissance chauffante constante, est appelée **caractéristique**. La caractéristique externe est généralement approximée par une droite horizontale, ce qui correspond à une dérivée partielle de Δp_{ext} en fonction de \dot{m} nulle. La caractéristique interne d'un assemblage d'ASTRID ([Seiler et al., 2010](#)) est en forme de *N*, dont le minimum correspond au premier point de fonctionnement instable. Cette allure particulière est illustrée en Figure 2.3.

Pour les débits élevés (voir Figure 2.3), l'écoulement reste liquide et monophasique. Quand l'ébullition du sodium a lieu, la perte de charge gravitaire diminue ², et la perte de charge par friction augmente, la coexistence de deux phases favorisant les frottements ([Ruspini et al., 2014](#)). Si la puissance chauffante n'est pas trop élevée, la variation de la perte de charge gravitaire l'emporte au début de l'ébullition, donc la **perte de charge totale diminue**, et

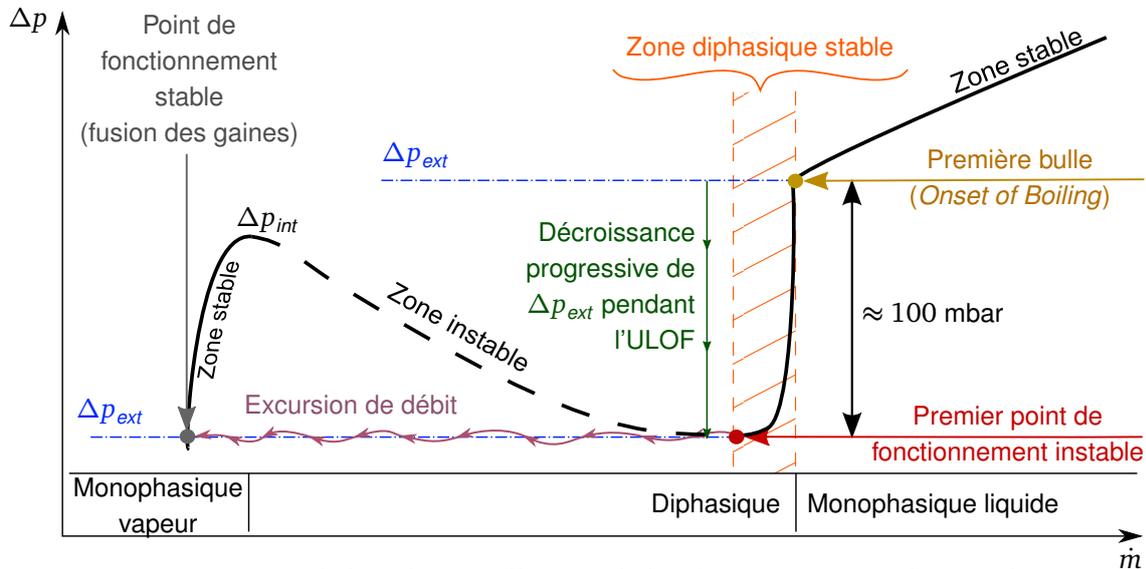


FIGURE 2.3 – Caractéristique interne d'un canal chauffé à moyenne puissance (entre 3 et 8 kW) obtenue pendant les essais GR19 (d'après [Rameau \(1982\)](#)).

1. En pratique, la caractéristique externe dépend légèrement du débit, ce qui lui donne un profil légèrement plongeant, qui améliore la stabilité de l'écoulement.

2. La vaporisation causant une diminution de la densité moyenne du sodium dans l'assemblage, la perte de charge gravitaire donnée par $\Delta p_{int}^{grav} = \int \rho_{Na} g dz$ diminue d'autant.

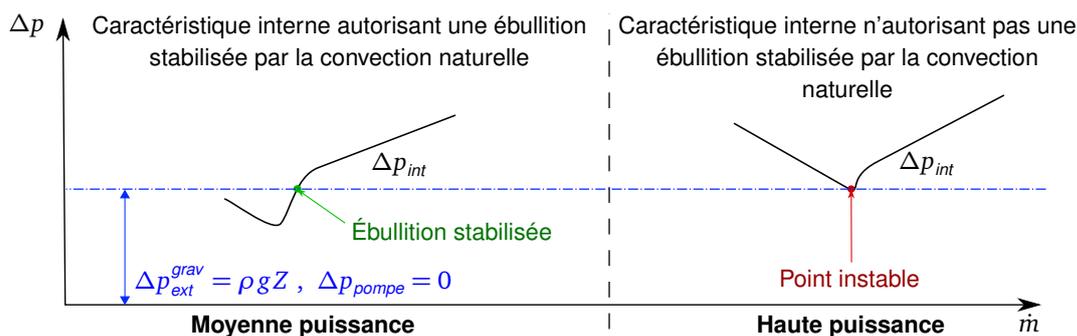


FIGURE 2.4 – Caractéristiques internes et possibilité de stabilisation suivant différents niveaux de puissances (d'après Seiler *et al.* (2010)).

l'écoulement reste stable (Perez *et al.*, 2015). Si le débit diminue davantage, la vaporisation du sodium s'intensifie, et la perte de charge par friction devient prépondérante. Il s'ensuit une **augmentation des pertes de charge par friction** qui contrebalance la diminution de la perte de charge gravitaire. La perte de charge interne diminue alors avec l'augmentation du débit, ce qui implique que le critère de stabilité de Ledinegg (équation (2.9)) n'est plus respecté. Une excursion de débit a alors lieu, qui, dans le cas d'un RNR-Na, peut causer une fusion des gaines.

Pour les cas à **haute puissance chauffante**, la transition d'un régime monophasique à un régime diphasique mène généralement à une excursion de débit. Pour des **puissances chauffantes moins élevées**, cette excursion n'a pas forcément lieu. En effet, si la perte de charge interne diminue pour atteindre la perte de charge externe minimale (gravitaire), l'écoulement se stabilise par convection naturelle (Figure 2.4). Cette ébullition stabilisée a été observée expérimentalement lors des essais GR19 (Rameau, 1982), effectués au CEA Grenoble, pour des puissances dites intermédiaires (de 3 à 8 kW appliquées à des aiguilles représentatives de SuperPhénix)¹.

Le critère de **Ledinegg**, démontré à **puissance constante**, ne prend pas en compte les variations de puissance induites par les contre-réactions neutroniques. En effet, la baisse de la puissance consécutive à l'échauffement du cœur lors d'un ULOF retarde l'apparition de l'ébullition. La lecture graphique de la caractéristique interne présentée en Figure 2.3 ou en Figure 2.4 ne permet alors pas de tenir compte des variations de puissance nucléaire. Il était montré par exemple pendant les essais GR19 que les caractéristiques internes changeaient avec la puissance, modifiant de ce fait la position des points stables et instables. Seiler *et al.* (2010) ont tracé des caractéristiques internes à différents niveaux de puissance afin de montrer le déplacement des zones d'instabilité avec la puissance. Néanmoins, leur approche, imposant des puissances constantes et arbitraires, ne prend pas en compte l'effet des variations de puissance d'origine neutronique sur la stabilité de l'écoulement.

L'utilisation du critère de Ledinegg seul ne permet donc pas de caractériser la bifurcation d'un scénario accidentel vers un état du cœur refroidissable ou vers son dénoyage². Ces considérations mènent à la nécessité d'une extension du critère de Ledinegg en considérant des variations de puissance d'origine neutronique, comme celui dont la démonstration est proposée en Section 2.2.

1. Pour des puissances inférieures à 3 kW, l'écoulement se stabilisait en régime monophasique. Pour des puissances supérieures à 8 kW, l'excursion de débit avait toujours lieu. À titre de comparaison, la puissance d'une aiguille de SuperPhénix était de l'ordre de 30 kW.

2. Par ailleurs, le critère de Ledinegg n'étant pas un critère *dynamique*, il ne peut pas prédire le choucage (ou *chugging*), qui est un écoulement oscillant observé pendant les essais GR19. Le choucage est causé par des vidanges de la section chauffante par expulsion de vapeur suivies de son renoyage périodique (Bouré *et al.*, 1973).

2.2 Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique

2.2.1 Évolution neutronique et thermohydraulique d'un assemblage du cœur

Dans cette section, un assemblage de type ASTRID tel que défini en Section 2.1.1 est considéré. L'évolution thermohydraulique et neutronique du point de fonctionnement de l'assemblage est analysée à l'aide de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et de l'équation de la cinétique point.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (2.1) permet de caractériser l'évolution temporelle du débit massique \dot{m} traversant l'assemblage. Cette équation a déjà été présentée en Section 2.1.1.

L'évolution de la puissance nucléaire du cœur peut être exprimée à l'aide de l'équation de la **cinétique point**, ou cinétique ponctuelle (Bussac et Reuss, 1985). Cette approche revient à assimiler le cœur dans sa globalité à un *point* (0-dimension) et à en faire varier la puissance totale. La cinétique point repose sur la connaissance de l'évolution de deux variables :

- la **population de neutrons** dans le cœur, notée N ;
- la **concentration des précurseurs de neutrons retardés** (définis ci-après), notée C .

Les neutrons sont les vecteurs de la réaction en chaîne de fission. Le comportement d'un réacteur est usuellement analysé via sa réactivité (Marguet, 2011), notée r dans ce manuscrit¹, usuellement exprimée en pcm (*pour cent mille*, qui correspond à un facteur 10^{-5}), qui correspond à la variation du taux d'accroissement relatif de la population de neutrons dans le cœur. Globalement, l'effet de la réactivité peut être résumé ainsi :

- si $r = 0$, le réacteur est *critique*, sa puissance est constante ;
- si $r > 0$, le réacteur est *surcritique*, sa puissance augmente ;
- si $r < 0$, le réacteur est *sous-critique*, sa puissance diminue.

Les neutrons sont soit des **neutrons prompts**, qui sont générés instantanément par une fission, soit des **neutrons retardés**, qui sont produits par la désintégration spontanée de certains produits de fission appelés précurseurs². Les précurseurs sont regroupés en familles i , de population atomique C_i , suivant leur constante de décroissance λ_i . La population des neutrons retardés varie avec une cinétique relativement plus lente que celle de neutrons prompts, dont la génération par fission est quasi-instantanée. De par cette cinétique plus lente, les neutrons retardés rendent les réacteurs nucléaires pilotables.

La contribution à la réactivité de chaque famille de précurseurs, dite **fraction de neutrons retardés**, est notée β_i . En terme de sûreté, la réactivité ne doit jamais s'approcher de la fraction de neutrons retardés totale β , somme des β_i , qui sépare le fonctionnement normal d'un réacteur d'un fonctionnement incontrôlable. Si la réactivité r devient supérieure à β , qui est de l'ordre de 367 pcm pour ASTRID, le réacteur devient critique prompt et subit une excursion de puissance.

Si $r \approx 0$, L'évolution de la puissance se modélise par le système d'équations (Coste-Delclaux et al., 2013)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{r - \beta}{\Lambda} N + \sum_i \lambda_i C_i, \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N - \lambda_i C_i, \end{array} \right. \quad (2.10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{r - \beta}{\Lambda} N + \sum_i \lambda_i C_i, \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N - \lambda_i C_i, \end{array} \right. \quad (2.11)$$

1. La notation usuelle pour la réactivité est ρ , qui est employée dans ce manuscrit pour la masse volumique.

2. Par exemple le Brome 87, représentatif de l'une des familles de précurseurs, qui se désintègre avec la constante de décroissance $\lambda_i = 0,0124 \text{ s}^{-1}$ par la réaction $Br^{87} \rightarrow Kr^{87*} + \beta^- \rightarrow Kr^{87} + \beta^- + n$.

2.2 Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique

où Λ est le temps de génération, c'est-à-dire la durée de vie moyenne d'un neutron prompt dans le cœur, de l'ordre de 5.10^{-7} s pour ASTRID. Pour appliquer la cinétique point, il est fondamental de supposer que la nappe de flux neutronique est inchangée pendant le transitoire.

En première approximation, il est possible de relier la population de neutrons N à la puissance nucléaire du cœur \mathcal{P} avec le facteur de forme \mathcal{S} tel que $\mathcal{P} = \mathcal{S}N$. Le facteur de forme \mathcal{S} prend en compte à la fois la configuration géométrique du réacteur, l'énergie générée par les fissions et la probabilité d'interaction des neutrons avec la matière. Si \mathcal{S} ne varie pas avec le temps, c'est à dire si la nappe de flux ne se déforme pas et si le vecteur isotopique du combustible reste le même, les équations de la cinétique point deviennent

$$\begin{cases} \frac{d\mathcal{P}}{dt} = \frac{r - \beta}{\Lambda} \mathcal{P} + \mathcal{S} \sum_i \lambda_i C_i, \\ \frac{d\mathcal{S} C_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} \mathcal{P} - \mathcal{S} \lambda_i C_i. \end{cases} \quad (2.12)$$

$$\quad (2.13)$$

Les équations (2.12) et (2.13) sont celles qui sont résolues par le module de neutronique du code de thermohydraulique système CATHARE (Geffraye *et al.*, 2011), ou encore par l'outil MACARENa dédié à l'ULOF. Comme expliqué en Section 2.2.2, seule l'équation (2.12) sera utilisée dans ce mémoire pour l'extension du critère de stabilité d'un écoulement.

2.2.2 Perturbation des équations d'évolution du cœur

Dans la démonstration originale présentée dans cette partie, il est proposé d'analyser la stabilité d'un point de fonctionnement du réacteur en couplant neutronique et thermohydraulique. L'évolution de ce point de fonctionnement est pilotée par les équations de la quantité de mouvement (2.1) et de la cinétique point (2.12). Ceci revient à considérer le système de deux équations

$$\begin{cases} \frac{d\dot{m}}{dt} = \frac{(\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{k}, \\ \frac{d\mathcal{P}}{dt} = \frac{r - \beta}{\Lambda} \mathcal{P} + \mathcal{S} \sum_i \lambda_i C_i. \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\quad (2.15)$$

La puissance modélisée par la cinétique point correspond usuellement à la puissance totale du réacteur. Or, la problématique de l'excursion de débit porte sur l'écoulement dans un assemblage. En cinétique point, l'évolution de la puissance des assemblages est proportionnelle à l'évolution de la puissance du cœur. Il est donc supposé que la puissance d'un assemblage est gérée par une loi proportionnelle à l'équation (2.15). **Dans la suite du manuscrit, le terme \mathcal{P} correspond ainsi à la puissance d'un assemblage représentatif du cœur.**

Un état initial, stationnaire, noté 0, est postulé. Cet état stationnaire obéit au système d'équations

$$\begin{cases} \frac{d\dot{m}_0}{dt} = 0 = \frac{\Delta p_{ext_0} - \Delta p_{int_0}}{k}, \\ \frac{d\mathcal{P}_0}{dt} = 0 = \frac{-\beta}{\Lambda} \mathcal{P}_0 + \mathcal{S} \sum_i \lambda_i C_i. \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\quad (2.17)$$

L'approche utilisée pour démontrer le critère de Ledinegg en Section 2.1.2 considère que les pertes de charge ne sont fonction que du débit. Cette considération est incomplète si la puissance nucléaire change. En effet, une variation de puissance à débit constant implique une variation de densité du sodium par dilatation thermique ou par changement de phase,

donc une variation de perte de charge. Les pertes de charge internes sont donc fonction de la puissance. Réciproquement, si le débit varie à puissance constante, les variations de masses volumiques et de températures ont un effet sur la réactivité, et donc sur la puissance du réacteur. L'hypothèse principale dans cette section est que les grandeurs Δp_{ext} , Δp_{int} , \mathcal{P} et r sont des fonctions du couple (\dot{m}, \mathcal{P}) . Il est supposé que les concentrations de précurseurs de neutrons retardés restent constantes en première approche. Cette approximation revient à dire que les variations de puissance ne sont dues qu'aux neutrons prompts. Elle n'est donc valable que pour des perturbations sur de petites échelles temporelles, inférieures aux constantes de décroissance des neutrons retardés, de l'ordre de quelques secondes. Le déclenchement d'une excursion nde débit étant inférieur à cet ordre de grandeur (voir section 2.3.2), cette hypothèse semble réaliste.

Le système constitué par les équations (2.14) et (2.15) subit une perturbation au premier ordre autour de l'état stationnaire initial noté 0, tel que $\dot{m}(t) = \dot{m}_0 + \delta \dot{m}(t)$ et $\mathcal{P}(t) = \mathcal{P}_0 + \delta \mathcal{P}(t)$. Toute fonction $X(\dot{m}, \mathcal{P})$ perturbée de la sorte peut s'écrire via un développement limité au premier ordre

$$X(\dot{m}_0 + \delta \dot{m}, \mathcal{P}_0 + \delta \mathcal{P}) \approx X_0 + \delta X = X_0 + \left. \frac{\partial X}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} \delta \dot{m} + \left. \frac{\partial X}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0} \delta \mathcal{P}, \quad (2.18)$$

où $\left. \frac{\partial X}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0}$ est la dérivée partielle de X par rapport à \dot{m} , à \mathcal{P} constante, et évaluée au point 0.

Le système des équations perturbées s'écrit

$$\begin{cases} \frac{d(\dot{m}_0 + \delta \dot{m})}{dt} = \frac{1}{k} (\Delta p_{ext_0} - \Delta p_{int_0}) + \frac{\delta \Delta p_{ext} - \delta \Delta p_{int}}{k}, & (2.19) \\ \frac{d(\mathcal{P}_0 + \delta \mathcal{P})}{dt} = \frac{\delta r - \beta}{\Lambda} (\mathcal{P}_0 + \delta \mathcal{P}) + \mathcal{S} \sum_i \lambda_i C_i. & (2.20) \end{cases}$$

En négligeant les termes de second ordre et en utilisant les conditions stationnaires (2.16) et (2.17), il vient :

$$\begin{cases} \frac{d\delta \dot{m}}{dt} = \frac{\delta \Delta p_{ext} - \delta \Delta p_{int}}{k}, & (2.21) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d\delta \mathcal{P}}{dt} = \frac{\delta r}{\Lambda} \mathcal{P}_0 - \frac{\beta}{\Lambda} \delta \mathcal{P}. & (2.22) \end{cases}$$

En exprimant les termes perturbés suivant le développement limité écrit en équation (2.18), il vient :

$$\begin{cases} \frac{d\delta \dot{m}}{dt} = \frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} \delta \dot{m} + \frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0} \delta \mathcal{P}, & (2.23) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d\delta \mathcal{P}}{dt} = \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \left. \frac{\partial r}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} \delta \dot{m} + \left(\left. \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \frac{\partial r}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0} - \frac{\beta}{\Lambda} \right) \delta \mathcal{P}. & (2.24) \end{cases}$$

Afin d'alléger les écritures, les termes $\partial_{\dot{m}} \Delta p$, $\partial_{\mathcal{P}} \Delta p$, $\partial_{\dot{m}} r$ et $\partial_{\mathcal{P}} r$, ainsi et que la matrice jacobienne \bar{A} sont définis tels que

$$\partial_{\dot{m}} \Delta p = \frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0}, \quad \partial_{\mathcal{P}} \Delta p = \frac{1}{k} \left. \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0},$$

2.2 Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique

$$\partial_{\dot{m}} r = \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \frac{\partial r}{\partial \dot{m}} \Big|_0, \quad \partial_{\mathcal{P}} r = \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \frac{\partial r}{\partial \mathcal{P}} \Big|_0 - \frac{\beta}{\Lambda}. \quad (2.25)$$

Alors, en définissant la matrice

$$\bar{\bar{A}} = \begin{pmatrix} \partial_{\dot{m}} \Delta p & \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \\ \partial_{\dot{m}} r & \partial_{\mathcal{P}} r \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

le système (2.21) peut se réécrire sous la forme de l'équation matricielle

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta \dot{m} \\ \delta \mathcal{P} \end{pmatrix} = \bar{\bar{A}} \cdot \begin{pmatrix} \delta \dot{m} \\ \delta \mathcal{P} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Le système modélisé par l'équation (2.27) est considéré comme stable si les perturbations $\delta \dot{m}$ et $\delta \mathcal{P}$ décroissent dans le temps pour converger vers 0. Cette condition est remplie si toutes les **valeurs propres** de la matrice $\bar{\bar{A}}$ sont des **nombres réels négatifs** ou bien des **nombres complexes dont les parties réelles sont négatives** (voir Figure 2.5). Cette condition de stabilité, due à [Lyapunov \(1892\)](#), est fréquemment d'usage en théorie du contrôle ([Levine, 1996](#)).

Les valeurs propres de la matrice $\bar{\bar{A}}$, notées λ , sont solutions de l'équation

$$\det(\bar{\bar{A}} - \lambda \bar{I}) = 0, \quad (2.28)$$

soit,

$$(\partial_{\dot{m}} \Delta p - \lambda)(\partial_{\mathcal{P}} r - \lambda) - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r = 0. \quad (2.29)$$

Cette dernière équation est équivalente à

$$\left(\lambda - \frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2} \right)^2 - \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p - \partial_{\mathcal{P}} r}{2} \right)^2 + \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r = 0. \quad (2.30)$$

Pour poursuivre la factorisation du polynôme (2.30) deux possibilités sont à envisager.

– **Les valeurs propres sont réelles pures**, si

$$\left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2} \right)^2 - \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r + \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r \geq 0. \quad (2.31)$$

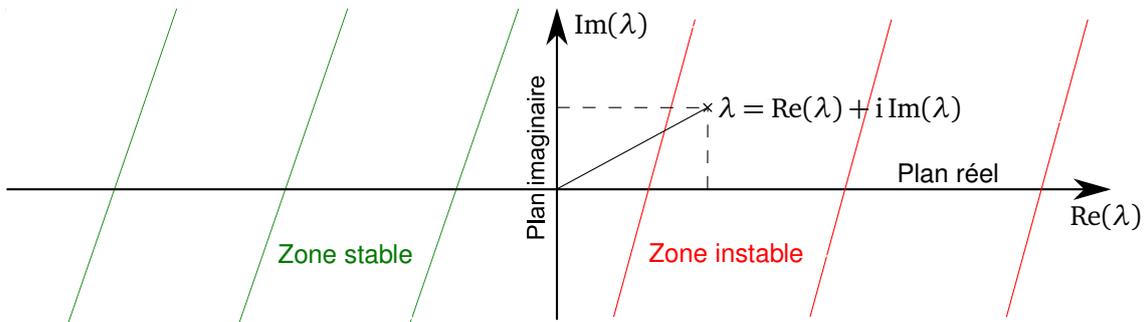


FIGURE 2.5 – Illustration de la zone de stabilité d'une matrice de Hurwitz suivant le signe de la partie réelle de ses valeurs propres complexes λ .

Dans ce cas le polynôme (2.30) se factorise sous la forme :

$$\left(\lambda - \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} - \sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r} \right) \times$$

$$\left(\lambda - \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} + \sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r} \right) = 0. \quad (2.32)$$

– Les valeurs propres sont complexes avec une partie imaginaire non nulle, si

$$\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r < 0. \quad (2.33)$$

Le polynôme (2.30) se réécrit alors, en posant $i^2 = -1$:

$$\left(\lambda - \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} - i\sqrt{\partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r - \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2} \right) \times$$

$$\left(\lambda - \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} + i\sqrt{\partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r - \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2} \right) = 0. \quad (2.34)$$

La suite de la démonstration est effectuée en Section 2.2.3 dans le cas de valeurs propres réelles pures, et en Section 2.2.4 pour des valeurs propres complexes.

2.2.3 Condition de stabilité d'un système matriciel réel

Les valeurs propres, purement réelles, obtenues à partir de l'équation (2.32), s'écrivent :

$$\lambda_1^R = \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} - \sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r}, \quad (2.35)$$

$$\lambda_2^R = \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} + \sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r}. \quad (2.36)$$

Sachant que ces résultats s'obtiennent à la condition que soit respectée l'inégalité

$$\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r \geq 0. \quad (2.37)$$

Le système est stable au sens de Lyapunov (voir Section 2.2.2) si λ_1^R et λ_2^R sont négatives, donc si :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} \leq \sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r}, \end{array} \right. \quad (2.38)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2} \leq -\sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r + \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r}, \end{array} \right. \quad (2.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{D}}r}{2}\right)^2 \geq \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{D}}r - \partial_{\mathcal{D}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r. \end{array} \right. \quad (2.40)$$

2.2 Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique

En sommant (2.38) avec (2.39) il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r \leq 0, \quad (2.41) \\ \frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2} \leq -\sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r + \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r}, \quad (2.42) \\ \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r \leq \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2. \quad (2.43) \end{array} \right.$$

Les termes $\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r$ et $-\sqrt{\left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r + \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r}$ étant négatifs, il est possible d'élever l'inéquation (2.42) au carré en inversant le signe de l'inégalité. D'où

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r \leq 0, \quad (2.44) \\ \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 \geq \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 - \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r + \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r, \quad (2.45) \\ \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r \leq \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2. \quad (2.46) \end{array} \right.$$

Si l'inéquation

$$\left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 \geq \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r, \quad (2.47)$$

qui traduit la condition de valeurs propres réelles, est vérifiée, la stabilité est assurée si et seulement si

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r \leq 0, \quad (2.48) \\ \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r \geq 0. \quad (2.49) \end{array} \right.$$

Avec, pour mémoire,

$$\begin{aligned} \partial_{\dot{m}} \Delta p &= \frac{1}{k} \frac{\partial (\Delta p_{\text{ext}} - \Delta p_{\text{int}})}{\partial \dot{m}} \Big|_{\mathcal{P}_0}, & \partial_{\mathcal{P}} \Delta p &= \frac{1}{k} \frac{\partial (\Delta p_{\text{ext}} - \Delta p_{\text{int}})}{\partial \mathcal{P}} \Big|_{\dot{m}_0}, \\ \partial_{\dot{m}} r &= \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \frac{\partial r}{\partial \dot{m}} \Big|_{\mathcal{P}_0}, & \partial_{\mathcal{P}} r &= \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \frac{\partial r}{\partial \mathcal{P}} \Big|_{\dot{m}_0} - \frac{\beta}{\Lambda}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Ce résultat aurait été obtenu directement en imposant $\det(\bar{A}) > 0$ et $\text{trace}(\bar{A}) < 0$, qui est une condition de négativité des valeurs propres pour une matrice réelle 2×2 .

2.2.4 Condition de stabilité d'un système matriciel complexe

Dans le cas non étudié dans la Section 2.2.3 pour lequel les valeurs propres peuvent être complexes, c'est-à-dire pour lequel la condition

$$\partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2}\right)^2 > 0, \quad (2.51)$$

est satisfaite, les valeurs propres s'écrivent

$$\lambda_1^c = \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r}{2} + i\sqrt{\partial_{\dot{m}}\Delta p\partial_{\mathcal{P}}r - \partial_{\mathcal{P}}\Delta p\partial_{\dot{m}}r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}\Delta p}{2}\right)^2}, \quad (2.52)$$

$$\lambda_2^c = \frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r}{2} - i\sqrt{\partial_{\dot{m}}\Delta p\partial_{\mathcal{P}}r - \partial_{\mathcal{P}}\Delta p\partial_{\dot{m}}r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}\Delta p}{2}\right)^2}. \quad (2.53)$$

Le système est alors stable si la partie réelle des valeurs propres est négative, ce qui, avec la condition de complexité décrite par l'équation (2.51), revient au critère de stabilité

$$\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r \leq 0. \quad (2.54)$$

2.2.5 Présentation des paramètres K-G-H, et adaptation d'une corrélation entre réactivité, variation d'enthalpie et puissance dans un assemblage

Les critères de stabilité établis en Sections 2.2.3 et 2.2.4 sont écrits à partir d'un point de fonctionnement en régime stationnaire, noté 0. Les dérivées partielles présentes dans ces critères doivent être calculées autour de ce point stationnaire.

Cette procédure est classiquement utilisée pour évaluer la stabilité des écoulements à l'aide du critère de Ledinegg. Par exemple, la caractéristique interne présentée en Figure 2.3 dans la Section 2.1.2 est obtenue en calculant la perte de charge interne dans un assemblage à puissance nucléaire constante pour divers débits en régime stationnaire. Dans ce cas-là, la dérivée de la perte de charge en fonction du débit est obtenue à partir des grandeurs calculées en régime stationnaire.

Pour appliquer la même démarche au nouveau critère de stabilité démontré dans les Sections 2.2.3 et 2.2.4, une étape supplémentaire est néanmoins requise. En effet, la réactivité, qui représente une perturbation par rapport à un état initial, est toujours nulle en régime stationnaire. Or, pour calculer les dérivées partielles qui apparaissent dans le critère de stabilité démontré en Sections 2.2.3 et 2.2.4, il faudrait faire varier la puissance indépendamment du débit à partir d'un état initial vers un nouveau niveau de puissance, puis attendre l'établissement d'un régime stationnaire, ce qui mènerait à une réactivité nulle. Pour exprimer les dérivées de la réactivité, il faut donc faire intervenir d'autres paramètres, dont les variations seraient mesurables.

Les variations de réactivité sont fonction des contre-réactions neutroniques, qui représentent l'effet neutronique des variations thermohydrauliques ou géométriques du cœur. Dans le cas d'un RNR-Na au voisinage de son point de fonctionnement normal, il est nécessaire de prendre en compte (Gauthé et Sciora, 2017) les effets neutroniques suivants :

- l'**effet Doppler**, qui représente la réactivité liée à la variation de l'agitation thermique des noyaux fissiles et fertiles du combustible, fonction logarithmique de la température du combustible ;
- l'**effet de dilatation du sodium**, qui représente la réactivité liée aux variations de température du sodium, dont il est une fonction linéaire ;
- l'**effet de dilatation du combustible, des gaines et des tubes hexagonaux**, qui représente la réactivité liée à la variation de la température du combustible, des gaines et des tubes hexagonaux, dont il est une fonction linéaire ;
- l'**effet de dilatation du sommier**, qui représente la réactivité liée à la variation de la température du sommier, dont il est une fonction linéaire ;

2.2 Critère de stabilité d'un écoulement couplant thermohydraulique et neutronique

- l'effet **Cœur-Cuve-Barres**, qui représente la réactivité liée à la dilatation thermique différentielle de la cuve, du cœur et la dilatation axiale des éventuelles barres de contrôle insérées dans le cœur.

Dans l'ensemble, à l'exception de l'effet Doppler, la réactivité peut s'exprimer comme une **fonction linéaire des températures des matériaux**. Dans le cas de la vidange du sodium, il est d'usage de relier linéairement la réactivité à la **masse volumique du sodium**. Ce comportement linéaire des coefficients de contre-réactions neutroniques permet leur agrégation dans des relations analytiques simplifiées, utilisées par le passé lors de l'exploitation de réacteurs. Ainsi le **formalisme des « K-G-H »** (Bergeonneau *et al.*, 1982; Vanier *et al.*, 1990), historiquement développé pour prédire le comportement des réacteurs Phénix puis SuperPhénix en exploitation, permet de relier simplement la réactivité à la variation de température d'entrée du sodium dans le cœur T_e , à la variation de l'élévation de température axiale du sodium lors de sa traversée du cœur ΔT_c , et à la variation de puissance du cœur \mathcal{P}_c (Stauff, 2011). Ces coefficients agrègent les effets des différentes contre-réactions du cœur en **régime monophasique**, effet Doppler compris.

Les coefficients K (en pcm.K⁻¹), G (en pcm.K⁻¹), et H^1 (en pcm.W⁻¹), qui permettent d'exprimer ainsi la réactivité, sont en général obtenus en perturbant un état stationnaire du cœur. Il est possible d'exprimer la réactivité sous la forme

$$\delta r = K\delta T_e + G\delta\Delta T_c + H\delta\mathcal{P}_c + \delta r_{ext} , \quad (2.55)$$

où δr_{ext} est la réactivité extérieure pouvant être imposée au cœur par une insertion ou un retrait de barres d'absorbants. Il paraît très intéressant de s'inspirer du modèle des K-G-H pour exprimer les dérivées du critère de stabilité, car les coefficients K , G et H peuvent être calculées en perturbant un régime stationnaire. Néanmoins, il est à noter que ce formalisme :

- est développé, validé, et appliqué en **régime monophasique** uniquement, alors que l'excursion de débit se produit pour des écoulements diphasiques ;
- concerne l'évolution globale du cœur, les termes de température d'entrée, de puissance, et d'élévation de température du cœur étant des **grandeurs intégrées sur le cœur**, alors que le critère de stabilité ne s'applique qu'à un assemblage.

Il est donc nécessaire, afin d'utiliser une approche du type « K-G-H », de procéder à plusieurs **aménagements** :

- afin de simplifier la démarche, il sera par la suite supposé que l'ULOF résulte du déclenchement des pompes primaires et que l'échangeur de chaleur primaire-secondaire est parfait. La température d'entrée dans le cœur, T_e , est alors constante ;
- afin de prendre en compte l'**effet de vidange en régime diphasique**, la variation de température axiale du sodium dans le cœur ΔT_c est remplacée par une **variation d'enthalpie massique** Δh . L'enthalpie massique contient en effet à la fois la variation de température et le changement de phase via la chaleur latente de vaporisation h_{Na}^{lv} . En effet, dans le cadre du modèle homogène (Ishii et Hibiki, 2011), s'il est considéré que la température du sodium diphasique reste constante (le flux thermique transmis au sodium menant alors à un changement de phase et non à un échauffement), la variation d'enthalpie massique dans une colonne diphasique peut s'écrire

$$\Delta h = c_{pNa}^l (T_{Na}^{sat} - T_e) + h_{Na}^{lv} x_{Na} , \quad (2.56)$$

1. Souvent, H n'est pas exprimé en pcm.W⁻¹ mais en pcm/% \mathcal{P}_{nom} . Dans ce cas, il est requis de remplacer dans l'équation (2.55) la puissance du cœur \mathcal{P}_c par le ratio de la puissance du cœur \mathcal{P}_c sur la puissance nominale \mathcal{P}_{nom} .

où $c_{p,Na}^l$ est la capacité calorifique du sodium liquide, T_{Na}^{sat} la température de saturation du sodium, et x_{Na} le titre thermodynamique en sortie de la colonne. Pour mémoire, le titre thermodynamique en sortie d'une colonne chauffée par une puissance thermique \dot{Q} s'écrit

$$x_{Na} = \frac{\dot{Q} - \dot{m}c_{p,Na}(T_{Na}^{sat} - T_e)}{\dot{m}h_{Na}^{lv}} . \quad (2.57)$$

L'élévation de température du sodium, ainsi que le changement de phase, sont ainsi pris en compte dans la variation d'enthalpie ;

- afin de caractériser l'évolution de la puissance d'un assemblage ou d'un groupe d'assemblages, une hypothèse similaire à celle faite en Section 2.2.2 est réalisée. Dans le cadre de la cinétique point, l'**évolution des puissances des assemblages est proportionnelle à l'évolution de la puissance totale**¹. Il est supposé qu'une relation linéaire similaire à celle des K-G-H puisse s'écrire entre la réactivité, la variation d'enthalpie massique dans un assemblage Δh_{as} et la puissance de l'assemblage \mathcal{P} .

Conformément aux aménagements décrits précédemment afin de se distinguer des coefficients K-G-H traditionnels, de **nouveaux coefficients, notés E (pcm.J⁻¹) et F (pcm.W⁻¹)** sont ainsi définis tels que

$$\delta r = E\delta\Delta h_{as} + F\delta\mathcal{P} + \delta r_{ext} . \quad (2.58)$$

À priori, en régime monophasique, les coefficients E et F devraient être analogues aux coefficients G et H, car les hypothèses requises pour l'écriture des K-G-H sont bien respectées. En régime diphasique, la justification de l'équation (2.58) est moins immédiate, et cette équation tient lieu de corrélation, afin de simplifier l'expression des contre-réactions neutroniques. Les coefficients E et F seront calculés en Section 2.3.5 par perturbation d'un état stationnaire à l'aide de l'outil de calcul MACARENa, présenté en Section 2.3.1.

La dérivation partielle de l'équation (2.58) par rapport au débit dans un assemblage, à puissance nucléaire de l'assemblage constante, donne

$$\left. \frac{\partial r}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} = E \left. \frac{\partial \Delta h_{as}}{\partial \dot{m}} \right|_{\mathcal{P}_0} . \quad (2.59)$$

De même, la dérivée partielle de l'équation (2.58) par rapport à la puissance donne

$$\left. \frac{\partial r}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0} = E \left. \frac{\partial \Delta h_{as}}{\partial \mathcal{P}} \right|_{\dot{m}_0} + F . \quad (2.60)$$

2.2.6 Critère de stabilité analytique couplé final

À partir des Sections 2.2.3, 2.2.4, et du développement neutronique mené en Section 2.2.5, un critère de stabilité de l'écoulement dans un assemblage peut-être obtenu. Celui-ci peut prendre deux formes, suivant la nature réelle ou complexe des valeurs propres de la matrice jacobienne du système d'équations qui décrit l'évolution du cœur. Synthétiquement, les équations du critère de stabilité sont résumées dans le Tableau 2.1.

La combinaison de la cinétique point à la corrélation (2.58), qui permet de relier Δh et \mathcal{P} à r , via les coefficients E et F qui tiennent compte des contre-réactions neutroniques, permet ainsi d'obtenir un critère statique de stabilité. **Tous les paramètres dont ce critère dépend peuvent s'obtenir avec des calculs stationnaires.** À contrario du critère de Ledinegg, ce

1. Cette hypothèse est valide tant que l'ébullition n'a lieu que dans quelques assemblages, ce qui implique une déformation limitée de la nappe de flux. C'est en général le cas lors d'un ULOF d'ASTRID.

TABLEAU 2.1 – Équations du critère de stabilité.

	$\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r \leq 0$	
Solution réelle	$\partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{P}}r - \partial_{\mathcal{P}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r \geq 0$	Condition de stabilité avec valeurs propres réelles
	$\partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{P}}r - \partial_{\mathcal{P}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r \leq \left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r}{2} \right)^2$	
Solution complexe	$\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}r \leq 0$	Condition de stabilité avec valeurs propres complexes
	$\left(\frac{\partial_{\dot{m}}\Delta p + \partial_{\mathcal{P}}\Delta p}{2} \right)^2 < \partial_{\dot{m}}\Delta p \partial_{\mathcal{P}}r - \partial_{\mathcal{P}}\Delta p \partial_{\dot{m}}r$	
Dérivées partielles	$\partial_{\dot{m}}\Delta p = \frac{1}{k} \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \dot{m}} \Big _{\mathcal{P}_0}$	$\partial_{\mathcal{P}}\Delta p = \frac{1}{k} \frac{\partial (\Delta p_{ext} - \Delta p_{int})}{\partial \mathcal{P}} \Big _{\dot{m}_0}$
	$\partial_{\dot{m}}r = \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} E \frac{\partial \Delta h_{as}}{\partial \dot{m}} \Big _{\mathcal{P}_0}$	$\partial_{\mathcal{P}}r = \frac{\mathcal{P}_0}{\Lambda} \left(E \frac{\partial \Delta h_{as}}{\partial \mathcal{P}} \Big _{\dot{m}_0} + F \right) - \frac{\beta}{\Lambda}$

nouveau **critère couplé** prend en compte les variations de puissance liées aux contre-réactions neutroniques. En particulier, il prend en compte les contre-réactions neutroniques en régime diphasique.

Les étapes qui suivent visent à tester ce critère de stabilité via l'utilisation du code de calcul MACARENa. La Section 2.3 décrit la méthodologie à mettre en œuvre pour cela ainsi que les résultats obtenus par cette méthodologie.

2.3 Analyse numérique du critère de stabilité

2.3.1 Présentation succincte de l'outil de calcul MACARENa

Le code de thermohydraulique système CATHARE est l'outil de calcul scientifique du CEA pour les réacteurs à eau pressurisée. Un travail intensif est mené depuis plusieurs années pour adapter les modèles de CATHARE au sodium. La modélisation d'un écoulement de sodium monophasique dans CATHARE est aujourd'hui possible (Geffraye *et al.*, 2011), mais la modélisation d'un écoulement de sodium diphasique par ce code présente pour l'instant des difficultés, malgré des avancées récentes prometteuses (Alpy *et al.*, 2016). MACARENa¹, développé pendant la thèse de Droin (2016), a été validé sur les expériences françaises GR19 et SACARABEE, puis appliqué à des ULOF pour ASTRID (Droin *et al.*, 2017). Ce code, qui couple thermohydraulique et neutronique, modélise avec succès des écoulements de sodium diphasiques dans les assemblages du cœur. MACARENa est donc utilisé pour vérifier le critère de stabilité.

Les pertes de charge des assemblages de MACARENa sont calculées avec le modèle de Lockhart et Martinelli (1949), en géométrie 1-D. Le débit en pied d'assemblage est calculé par une approche 0-D, qui fait intervenir ces pertes de charge, dont les équations sont présentées en Section 2.1.1 et dans l'Annexe A. L'évolution de la puissance du réacteur est modélisée en

1. Modélisation de l'Accident d'Arrêt des pompes d'un Réacteur refroidi au sodium (Na).

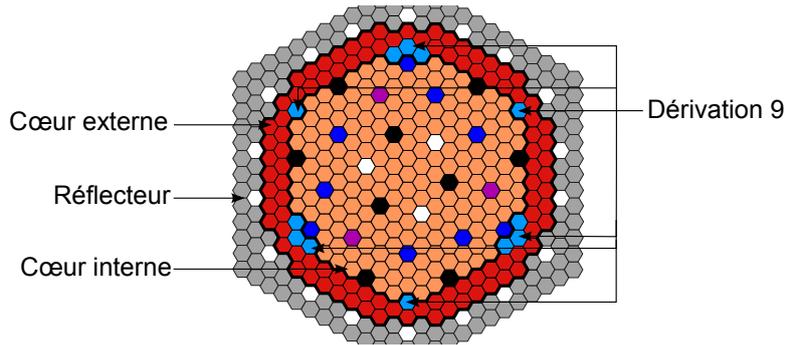


FIGURE 2.6 – Positions (en bleu) en coupe horizontale des assemblages du cœur CFV-V3 d'ASTRID constituant la dérivation 9 modélisée par MACARENa

résolvant l'équation de la cinétique point. Les coefficients de contre-réactions neutroniques utilisés sont issus de l'interface ERANOS-CATHARE (Sciora *et al.*, 2009).

Dans MACARENa, tous les assemblages du cœur ne sont pas calculés indépendamment. En effet, afin de rendre les calculs plus rapides, les assemblages ayant un ratio de puissance sur débit proches sont regroupés en onze **dérivations** dans le cas du cœur CFV-V3 d'ASTRID. Les assemblages d'une dérivation sont calculés de la même manière. La dérivation qui sera considérée dans les prochaines sections est la **dérivation n°9**, qui regroupe les douze assemblages les plus chauds du cœur externe d'ASTRID (voir Figure 2.6). Ayant le rapport puissance/débit par assemblage le plus élevé du cœur, cette dérivation est la première à être affectée par une excursion de débit pendant un ULOF.

2.3.2 ULOF typique du cœur CFV-V3 d'ASTRID

L'évolution de la dérivation n°9 du cœur du CFV-V3 au cours d'un calcul de perte de débit est présenté dans cette section. La perte de débit global est simulée avec MACARENa en imposant une décroissance hyperbolique de la charge hydraulique de la pompe, telle que

$$\Delta p_{pompe}(t) = \frac{\Delta p_{pompe,0}}{\left(1 + \frac{t}{\tau_{1/2}}\right)^2}, \quad (2.61)$$

où $\tau_{1/2}$ est le temps de demi-décroissance du débit. Les données d'entrée du calcul présentées dans cette section sont indiquées dans le Tableau 2.2.

L'évolution du débit et de la puissance dans le cœur pendant l'ULOF est présentée en Figure 2.7. Le calcul est arrêté à la fusion des gaines, qui survient à 46 s. De petites oscillations de débit et d'importantes oscillations de puissance associées, dues à des **oscillations alternant régimes monophasiques et diphasiques**, y sont visibles à partir de 36 s.

De même, les profils temporels du débit et de la puissance d'un assemblage de la dérivation 9 sont présentés en Figure 2.8. Le début de l'ébullition dans la dérivation, qui y initie une excursion de débit, est identifiable vers 37 s. La valeur de débit correspondante est de l'ordre de 20% du débit nominal, la puissance correspondante étant de l'ordre de 80% de la puissance nominale. Cette excursion de débit est marquée par une première rupture de la pente de la courbe représentant l'évolution temporelle du débit. L'excursion de débit génère des oscillations de puissance dues à des cycles de noyage/renoyage de la colonne fissile de la dérivation 9. Le débit est quasiment nul vers 42 s.

Il est à remarquer que le débit du cœur n'oscille que faiblement (Figure 2.7), tandis que le débit de la dérivation 9 est rapidement annulé. En effet, les différentes dérivations du cœur ne se comportent pas de la même manière, car elle ne sont pas toutes le siège d'une excursion

2.3 Analyse numérique du critère de stabilité

TABLEAU 2.2 – État initial d'un assemblage de la dérivation n°9, et options du calcul MACARENA présenté en Section 2.3.2.

Option/donnée initiale	Valeur	Option/donnée initiale	Valeur
Puissance initiale d'un assemblage \mathcal{P}_9	5,59 MW	Temps de demi-débit $\tau_{1/2}$	9 s
Débit initial dans un assemblage \dot{m}_9	32,2 kg.s ⁻¹	Nombre d'assemblages dans la dérivation n°9	12
Température d'entrée dans l'assemblage T_{e9}	673 K	Échangeur de chaleur primaire	Non modélisé
Charge initiale de la pompe $\Delta p_{pompe,0}$	2,32 bar	Effet cœur-cuve-barres	Non modélisé

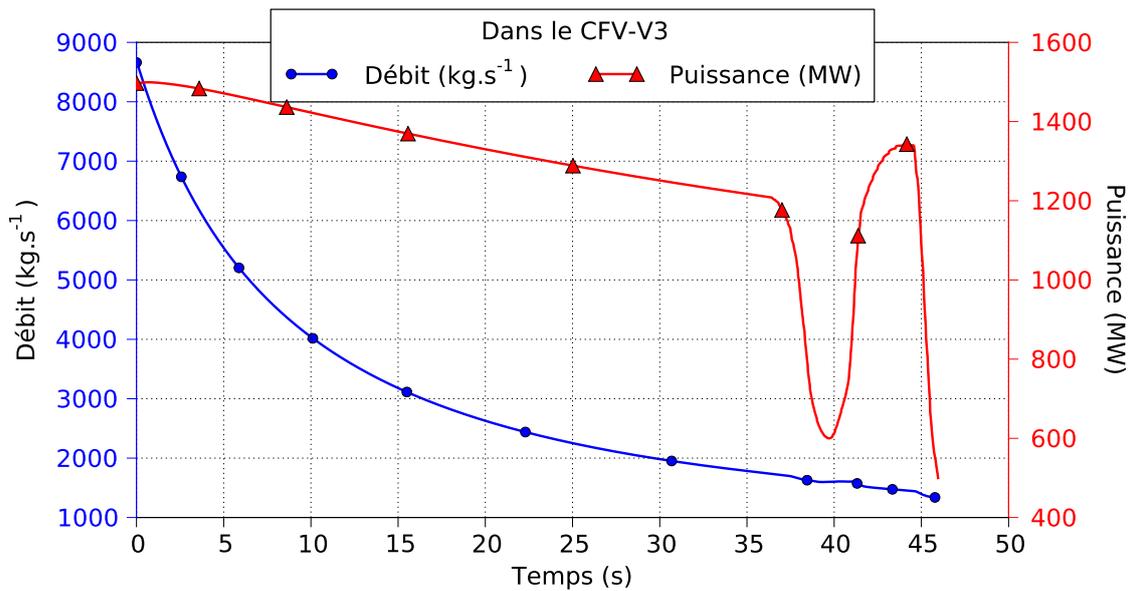


FIGURE 2.7 – Évolution du débit et de la puissance totaux dans le cœur CFV-V3 d'ASTRID pendant un ULOF.

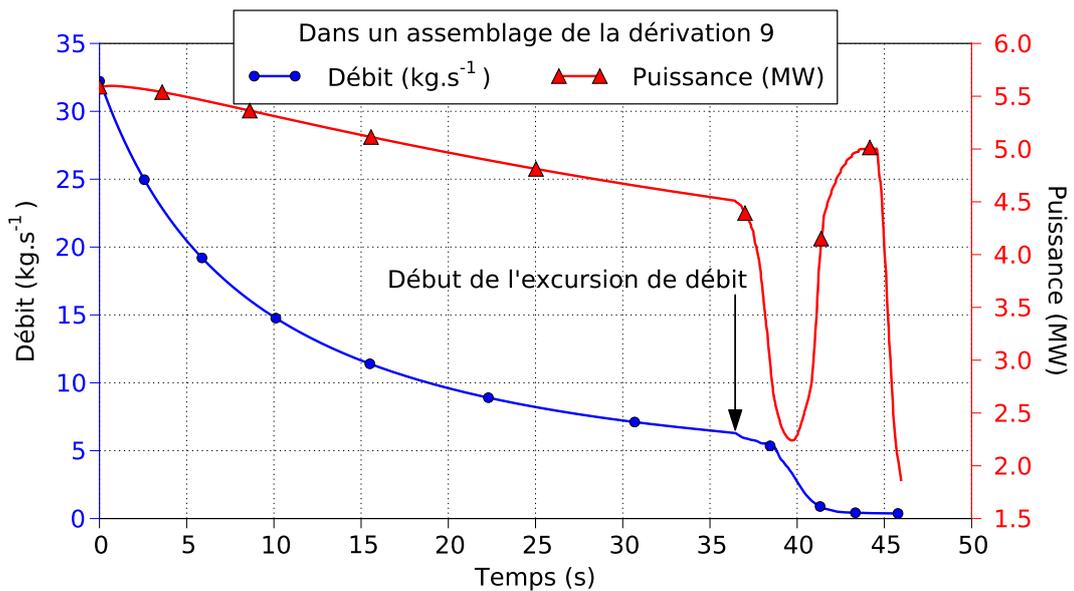


FIGURE 2.8 – Évolution du débit et de la puissance dans un assemblage de la dérivation n°9 du cœur CFV-V3 d'ASTRID pendant un ULOF.

de débit. Le poids relatif de la dérivation 9 par rapport aux autres est par ailleurs relativement faible compte tenu de son faible nombre d'assemblages. C'est pour cela que son excursion de débit n'a qu'un faible impact sur le débit total dans cœur. En revanche, le changement de phase qui a lieu dans la dérivation 9 a un impact très important sur la puissance du cœur, d'où les grandes oscillations de puissance visibles en Figures 2.7 et 2.8. Il est par ailleurs à relever que, comme stipulé en Section 2.2.5, la puissance dans la dérivation 9 est bien proportionnelle à la puissance totale du cœur. Cette proportionnalité est normale, compte tenu qu'elle est sous-jacente au modèle de cinétique point utilisée par MACARENa pour calculer l'évolution de la puissance.

2.3.3 Méthodologie de vérification du critère de stabilité

La méthodologie employée pour vérifier numériquement le critère de stabilité est résumée en Figure 2.9.

- Dans un premier temps, un point de fonctionnement, nommé 0, dont le voisinage est étudié, défini par des valeurs de débit \dot{m} et de puissance \mathcal{P} , est identifié. Le débit et la puissance indiqués ici correspondent à un assemblage de la dérivation 9. Les voisinages de deux points d'intérêt sont étudiés dans le manuscrit, qui sont définis par ¹

$$(\dot{m}_9, \mathcal{P}_9) = (0,1\dot{m}_{nom9}, 0,4\mathcal{P}_{nom9}) = (3,22 \text{ kg.s}^{-1}, 2,24 \text{ MW}), \quad (2.62)$$

$$(\dot{m}_9, \mathcal{P}_9) = (0,2\dot{m}_{nom9}, 0,8\mathcal{P}_{nom9}) = (6,44 \text{ kg.s}^{-1}, 4,47 \text{ MW}). \quad (2.63)$$

Par la suite, la stabilité de points de fonctionnement proches de ces deux points est investiguée. Le voisinage du point de fonctionnement (2.62) est étudié car une diminution de la charge externe de quelques hectoPascals à partir de ce point aboutit à un régime diphasique stable (voir Section 2.3.9). En revanche, une diminution de la charge externe similaire à partir du point de fonctionnement (2.63) mène à une excursion de débit (voir Section 2.3.10).

- Dans un second temps, les coefficients E et F qui interviennent dans le critère de stabilité couplé, introduits en Section 2.2.5, sont évalués autour de ces points de fonctionnement. Ceci est réalisé en Section 2.3.5 suivant la méthodologie décrite en Section 2.3.4.
- Dans un troisième temps, les dérivées partielles de Δp_{int} et Δh par rapport à \dot{m} et \mathcal{P} sont évaluées à partir de ces points de fonctionnement suivant la méthodologie décrite en Section 2.3.6. Ceci est effectué en section 2.3.7.
- Dans un quatrième temps, les éléments $\partial_{\dot{m}}\Delta p$, $\partial_{\mathcal{P}}\Delta p$, $\partial_{\dot{m}}r$, et $\partial_{\mathcal{P}}r$, qui prennent place dans les inéquations du critère de stabilité, sont évalués pour ces points d'intérêt, suivant

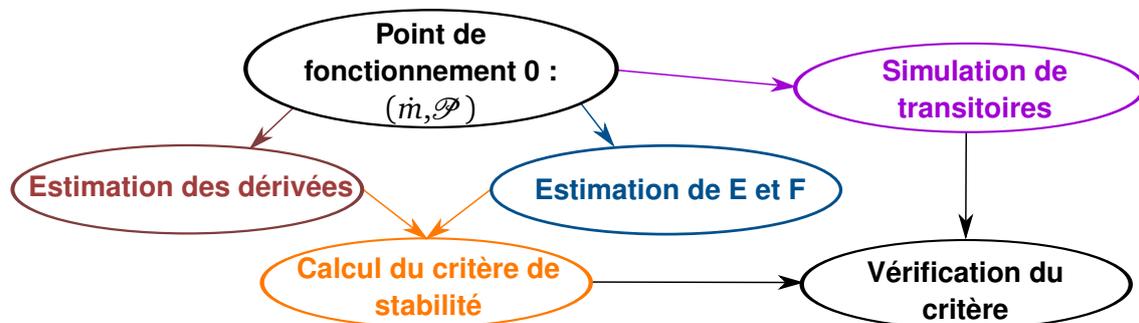


FIGURE 2.9 – Illustration de la méthodologie de vérification du critère de stabilité.

1. Les valeurs indiquées correspondent au débit et à la puissance d'un assemblage de la dérivation 9.

la méthodologie décrite en Section 2.3.8. Ceci permet de calculer la valeur des éléments qui interviennent dans les inéquations du critère de stabilité couplé.

- Dans un cinquième temps, un calcul de transitoire, durant lequel les équations de la quantité de mouvement et de la cinétique point sont résolues, est réalisé à partir de ces points de fonctionnement. Le point de fonctionnement, initialement stable, est perturbé à un instant arbitraire. Ceci permet de vérifier la stabilité du point investigué conformément à la prédiction du critère. Ceci est effectué en Sections 2.3.9 et 2.3.10.

2.3.4 Méthodologie d'estimation des coefficients E et F

La méthode proposée ici pour calculer les coefficients E et F est inspirée de l'approche qui était historiquement employée pour évaluer les coefficients K, G, et H pendant l'exploitation de Phénix (Bergeonneau *et al.*, 1982) et SuperPhénix (Vanier *et al.*, 1990). La méthode d'origine était réalisée expérimentalement, mais elle est applicable à une simulation numérique du réacteur avec MACARENa. Cette méthode est illustrée en Figure 2.10.

Un état initial, nommé 0, de débit \dot{m}_9 et de puissance \mathcal{P}_9 , est simulé par MACARENa. La température du sodium en entrée du cœur est constante. Le débit est assuré par la charge de la boucle externe au cœur. Ce débit est modifié par une petite perturbation de la charge externe. Cette modification doit être petite, car les coefficients E et F caractérisent le comportement local de l'assemblage. Cette modification du débit mène à un changement des températures du cœur, qui est accompagné d'une variation de la puissance sous l'effet des contre-réactions neutroniques. Le réacteur converge alors vers un nouveau point de fonctionnement. La réactivité à l'instant initial et à l'instant final est nulle. La réactivité insérée est nulle. L'équation (2.58), écrite en Section 2.2.5 et appliquée à la dérivation 9, est intégrée sur le transitoire, ce qui donne

$$0 = E\Delta(\Delta h_9) + F\Delta\mathcal{P}_9 . \quad (2.64)$$

L'état initial 0 est à nouveau considéré. Une insertion de réactivité δr_{ext} , de petite amplitude, est réalisée. De même, le cœur converge vers un nouveau point de fonctionnement. L'intégration de l'équation (2.58) donne alors

$$0 = E\Delta'(\Delta h_9) + F\Delta'\mathcal{P}_9 + \delta r_{ext} . \quad (2.65)$$

La combinaison des équations (2.64) et (2.65) permet de déduire les coefficients E et F

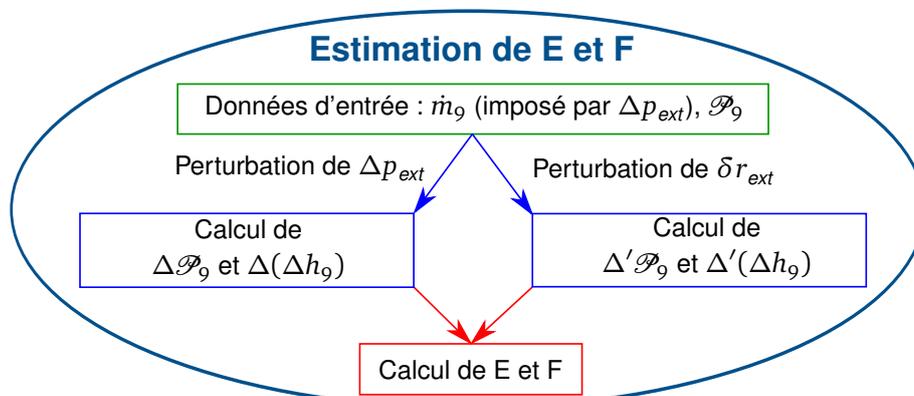


FIGURE 2.10 – Zoom sur l'étape de calcul des coefficients E et F de la Figure 2.9.

tels que

$$\left\{ \begin{array}{l} F = -\frac{\delta r_{ext} \Delta(\Delta h_9)}{\Delta' \mathcal{P}_9 \Delta(\Delta h_9) - \Delta \mathcal{P}_9 \Delta'(\Delta h_9)}, \end{array} \right. \quad (2.66)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \frac{\delta r_{ext} \Delta \mathcal{P}_9}{\Delta' \mathcal{P}_9 \Delta(\Delta h_9) - \Delta \mathcal{P}_9 \Delta'(\Delta h_9)} = -F \frac{\Delta \mathcal{P}_9}{\Delta(\Delta h_9)}. \end{array} \right. \quad (2.67)$$

Le calcul usuel des coefficients K, G et H est délicat, car ceux-ci sont des fonctions du point de fonctionnement. Il sont de ce fait, en particulier, fonction de la puissance (Vanier *et al.*, 1990). De même, les valeurs des coefficients E et F ne sont valables que localement. Néanmoins, le critère de stabilité étant démontré pour un point de fonctionnement particulier, cette restriction n'est pas gênante. Il est en revanche nécessaire de recalculer les coefficients E et F pour chaque point de fonctionnement dont la stabilité est étudiée. Pour cela, la méthodologie utilisée dans MACARENa sera toujours la même (voir Figure 2.10) :

- un point de fonctionnement est considéré ;
- un faible échelon de réactivité, de l'ordre de la dizaine de pcm, est appliqué. Après un temps de convergence de 400 s vers un nouveau régime permanent, les variations $\Delta'(\Delta h_9)$ et $\Delta' \mathcal{P}_9$ sont relevées ;
- un faible échelon de perte de charge de la pompe, de l'ordre de quelques dizaines d'hectopascals, est appliqué. Après un temps de convergence de 400 s vers un nouveau régime permanent, les variations $\Delta(\Delta h_9)$ et $\Delta \mathcal{P}_9$ sont relevées ;
- les coefficients E et F sont calculés avec les équations (2.66) et (2.67).

2.3.5 Calcul des coefficients E et F

Afin de visualiser leurs variations associées à la puissance, les coefficients E et F sont calculés pour des régimes monophasiques stables et pour des régimes diphasiques oscillant autour d'une valeur stable, pour des points d'intérêt décrits en Section 2.3.3.

Le voisinage du point $(0,1\dot{m}_{nom9}, 0,4\mathcal{P}_{nom9})$ est étudié en premier. La Figure 2.11 représente les valeurs de E et F, obtenues par la méthode décrite en Section 2.3.4, pour une puissance de 2,24 MW fixée et pour différentes valeurs de débit. Une transition d'un régime diphasique vers un régime monophasique est mise en évidence pour les valeurs de débit inférieures à $3,5 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$. La Figure 2.12 représente les mêmes coefficients pour différentes valeurs de puissance, avec un débit fixé de $4,1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ à $13\%\dot{m}_{nom9}$. Cette valeur de débit légèrement plus élevée pour cette seconde figure permet de rester en régime monophasique liquide afin d'y visualiser le comportement des coefficients E et F par rapport à la puissance.

Ces deux figures illustrent deux comportements notables : les coefficients E et F dépendent régulièrement du débit et de la puissance en régime monophasique. En revanche, ces coefficients ont un comportement très fortement non-linéaire pendant la transition en régime diphasique. Par ailleurs, le coefficient E devient positif pour les petits débits, comme illustré en Figure 2.11. Ce changement de signe est dû à la pénétration du front d'ébullition dans les zones fissiles du cœur CFV (voir Section 1.1.2), ce qui a un effet positif sur la réactivité. Il est prévisible que ce changement de signe ait un effet défavorable sur la stabilité du réacteur.

En régime monophasique, les coefficients E et F ainsi obtenus sont de l'ordre de

$$E \approx -4.10^{-4} \text{ pcm}\cdot\text{J}^{-1} \text{ et } F \approx -2.10^{-4} \text{ pcm}\cdot\text{W}^{-1}. \quad (2.68)$$

Il est à noter que ces coefficients sont obtenus pour un assemblage de la dérivation 9 uniquement. Leur conversion en $\text{pcm}\cdot\text{K}^{-1}$ et en $\text{pcm}/\%\mathcal{P}_{nom9}$ donne

$$E \approx -0,5 \text{ pcm}\cdot\text{K}^{-1} \text{ et } F \approx -4,5 \text{ pcm}/\%\mathcal{P}_{nom9}. \quad (2.69)$$

2.3 Analyse numérique du critère de stabilité

L'étude du cœur CFV-V3 d'ASTRID effectuée par [Gauthé et Sciora \(2017\)](#) propose des valeurs de l'ordre de

$$G = -0,73 \text{ pcm.K}^{-1} \text{ et } H = -4,29 \text{ pcm}/\% \mathcal{P}_{nom} . \quad (2.70)$$

Les valeurs des coefficients E et F obtenues par MACARENa pour un seul assemblage du cœur CFV-V3 semblent donc cohérentes avec les valeurs de G et H obtenues pour la totalité du cœur en régime monophasique. Un tel résultat est normal, car comme cela était stipulé en Section 2.2.5, une telle analogie est possible pour des petites perturbations en régime monophasique.

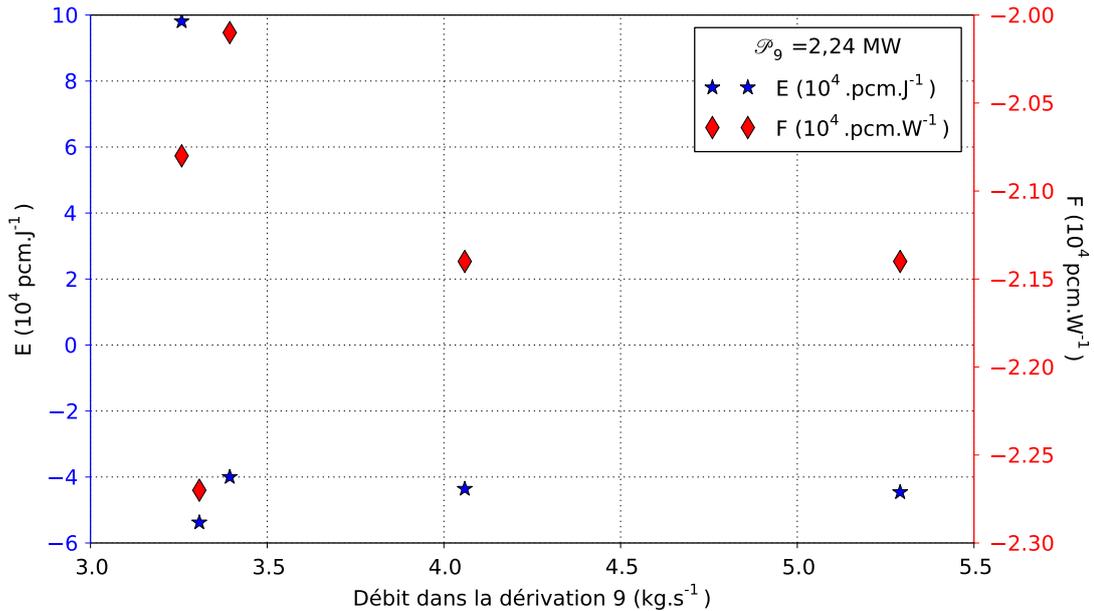


FIGURE 2.11 – Variation des coefficients E et F en fonction du débit à 40% \mathcal{P}_{nom9} .

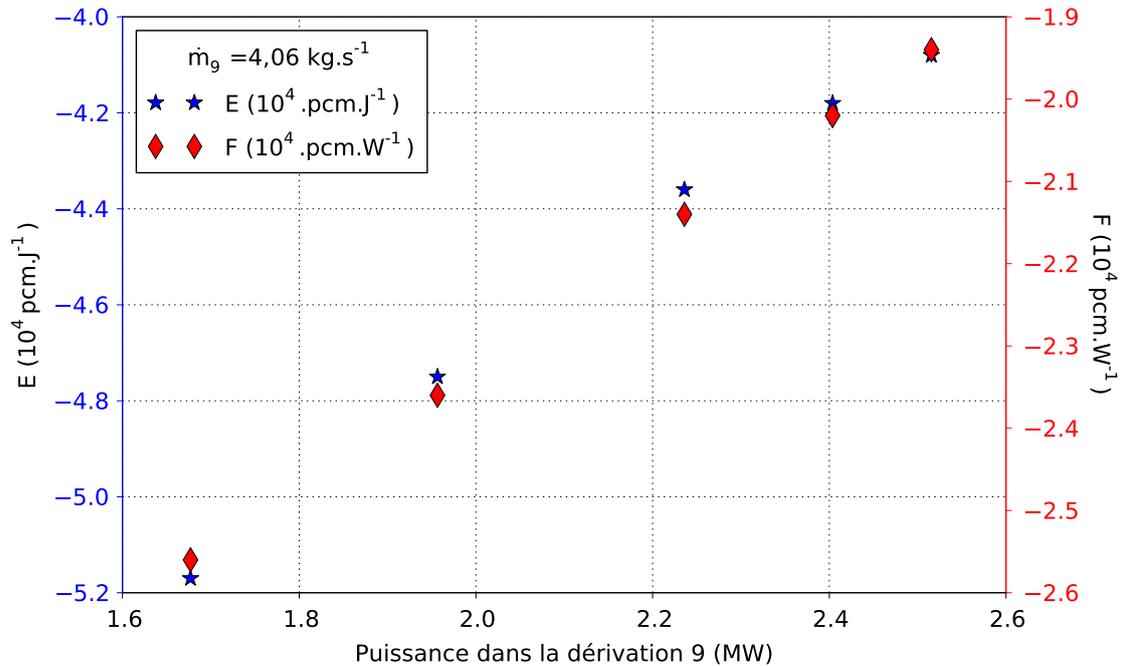


FIGURE 2.12 – Variation des coefficients E et F en fonction de la puissance à 13% \dot{m}_{nom9} . Le débit utilisé pour construire cette figure est volontairement plus élevé que celui utilisé pour la Figure 2.11, afin de rester en régime monophasique liquide.

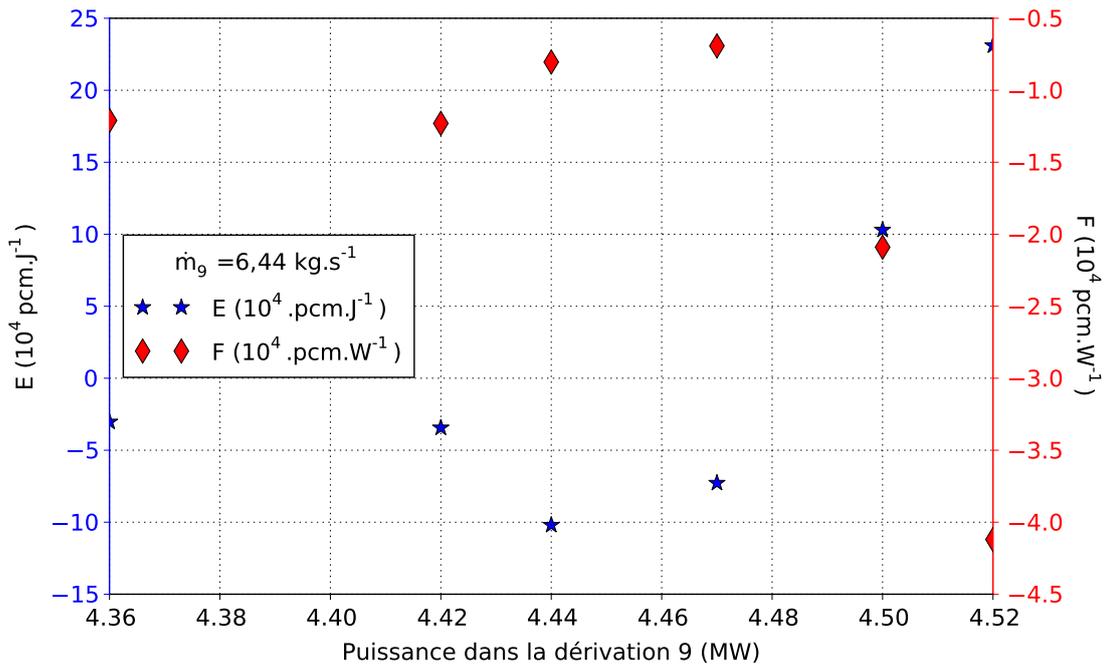


FIGURE 2.13 – Variation des coefficients E et F en fonction de la puissance à $20\% \dot{m}_{nom9}$.

La Figure 2.13 présente les valeurs des coefficients E et F obtenues au voisinage du point de fonctionnement $(0,2\dot{m}_{nom9}, 0,8\mathcal{P}_{nom9})$. Le débit \dot{m} est fixé constant, égal à $6,44 \text{ kg.s}^{-1}$, la puissance étant variable. Contrairement à la Figure 2.12, pour laquelle seule le régime monophasique est étudié, les résultats présentés en Figure 2.13 vont plus loin dans le régime diphasique.

Cette figure illustre bien le comportement non-linéaire des coefficients E et F lors de la transition en régime diphasique, qui commence à partir de $4,44 \text{ MW}$. Elle apporte par ailleurs des informations complémentaires sur le comportement des coefficients E et F , notamment en mettant en évidence des éléments qui ne sont pas visibles sur la Figure 2.12. À ce niveau de puissance, l'augmentation du coefficient E lors du passage en régime diphasique est plus grande qu'à $40\% \mathcal{P}_{nom9}$. Par ailleurs, lorsque la puissance augmente suffisamment, l'augmentation de la valeur du coefficient E est accompagnée d'une chute du coefficient F . Tout comme pour le cas étudié précédemment, il est probable que ce comportement provienne de la pénétration du front d'ébullition dans les zones fissiles.

Les coefficients obtenus dans cette section seront utilisés pour le calcul du critère de stabilité couplé. Pour cela, il est par ailleurs nécessaire d'évaluer les dérivées partielles qui y interviennent, comme cela est proposé dans les Sections 2.3.6 et 2.3.7.

2.3.6 Méthodologie d'estimation des dérivées partielles de la perte de charge et de la variation d'enthalpie

Afin de calculer les dérivées apparaissant dans le critère de stabilité, il est nécessaire de connaître la dépendance de la perte de charge interne et de la variation d'enthalpie dans chaque assemblage de la dérivation 9, Δp_{int9} et Δh_9 , en fonction du débit et de la puissance, \dot{m} et \mathcal{P} . Les dérivées du critère de stabilité étant des dérivées partielles, il est par ailleurs requis d'évaluer leur dépendance en fonction de chaque variable indépendamment de l'autre. Pour cela, une approche similaire à celle utilisée par Seiler *et al.* (2010) est employée.

- Des calculs en régime permanent sont effectués avec MACARENa autour des points de fonctionnement (2.62) et (2.63). Ces calculs consistent à imposer \dot{m} et \mathcal{P} constants

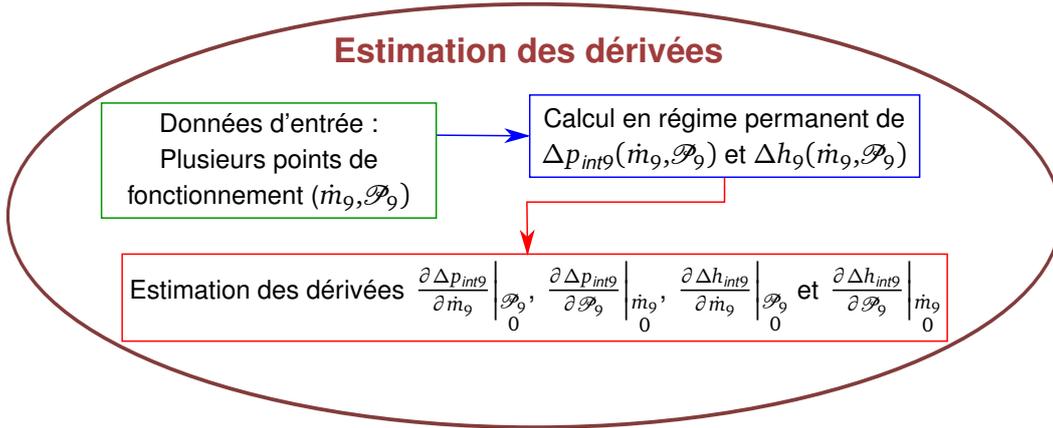


FIGURE 2.14 – Zoom sur l'étape de calcul des dérivées de la Figure 2.9.

puis à en déduire Δp_{int9} et Δh_9 . Le débit et la puissance de chaque point de fonctionnement sont imposés en appliquant des variations de 0,5% de leurs valeurs d'origine. Par exemple, dans le cas du point de fonctionnement (2.62), ces variations de débit et de puissance sont respectivement, pour un assemblage de la dérivation 9, de l'ordre de $0,016 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ et de $11,2 \text{ kW}$. Cette approche permet de déterminer les fonctions $\Delta p_{int9}(\dot{m}, \mathcal{P})$ et $\Delta h_9(\dot{m}, \mathcal{P})$.

- Les calculs menés précédemment permettent d'obtenir les nappes de Δp_{int9} et Δh_9 en fonction de \dot{m} et \mathcal{P} . La distance qui sépare chaque point suivant l'axe des débits \dot{m} est notée $d\dot{m}$. La distance qui sépare chaque point suivant l'axe des puissances \mathcal{P} est notée $d\mathcal{P}$. Les dérivées partielles sont alors évaluées par la méthode de la différence finie centrée. Pour mémoire, les dérivées partielles de Δp_{int9} obtenues au point de fonctionnement $(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0)$ par cette méthode s'écrivent

$$\frac{\partial \Delta p_{int9}}{\partial \dot{m}} \Big|_{\mathcal{P}_0} = \frac{\Delta p_{int9}(\dot{m}_0 + d\dot{m}, \mathcal{P}_0) - \Delta p_{int9}(\dot{m}_0 - d\dot{m}, \mathcal{P}_0)}{2d\dot{m}}, \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial \Delta p_{int9}}{\partial \mathcal{P}} \Big|_{\dot{m}_0} = \frac{\Delta p_{int9}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0 + d\mathcal{P}) - \Delta p_{int9}(\dot{m}_0, \mathcal{P}_0 - d\mathcal{P})}{2d\mathcal{P}}. \quad (2.72)$$

Les dérivées partielles sont ainsi obtenues et combinées aux coefficients E et F pour évaluer la valeurs des grandeurs $\partial_{\dot{m}} \Delta p$, $\partial_{\mathcal{P}} \Delta p$, $\partial_{\dot{m}} r$, et $\partial_{\mathcal{P}} r$, qui interviennent dans le critère de stabilité couplé démontré en Section 2.2.6. Cette démarche est résumée en Figure 2.14. Les surfaces $\Delta p_{int}(\dot{m}, \mathcal{P})$ et $\Delta h(\dot{m}, \mathcal{P})$ obtenues par cette approche sont présentées en Section 2.3.7.

2.3.7 Profil de la perte de charge et de la variation d'enthalpie en fonction de la puissance et du débit

Le point de fonctionnement $(10\% \dot{m}_{nom9}, 40\% \mathcal{P}_{nom9})$ est étudié en premier. Le profil de la perte de charge interne d'un assemblage de la dérivation 9 en fonction de son débit et de sa puissance est visible en Figure 2.15. Le régime monophasique liquide est maintenu dans les zones bleues de la surface présentée en Figure 2.15, correspondant aux pertes de charge internes supérieures à 340 hPa . Un régime diphasique apparaît quand les pertes de charge internes deviennent inférieures à 340 hPa , dans les zones plus claires. Il est à noter que la position des minima de chaque courbe $\Delta p_{int9}(\dot{m})$ (zones rouges) dépend de \mathcal{P} , comme cela était indiqué en Section 2.1.2. Il faut également signaler que la charge gravitaire de la boucle

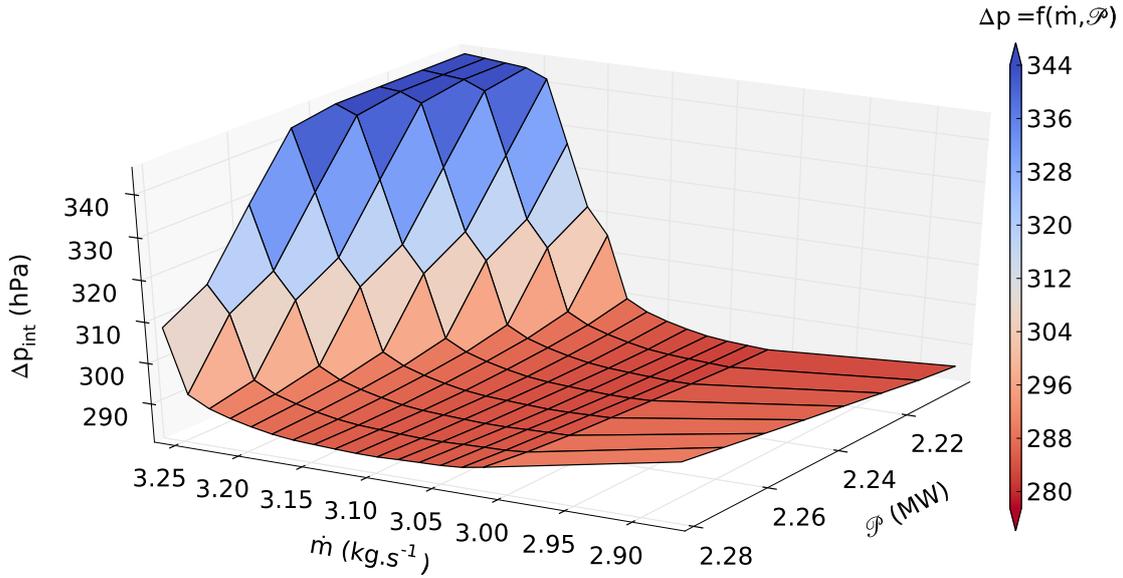


FIGURE 2.15 – Perte de charge dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(10\% \dot{m}_{nom9}, 40\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENA.

externe est de l'ordre de 330 hPa. Les points de fonctionnement dont la perte de charge interne est inférieure à cette valeur devraient correspondre à un écoulement stabilisé par convection naturelle dans le réacteur ASTRID.

Le profil de la variation d'enthalpie Δh_9 en fonction du débit \dot{m}_9 et de la puissance \mathcal{P}_9 est représenté en Figure 2.16. Ce profil, constitué de points stationnaires, met en évidence que la variation d'enthalpie entre la sortie et l'entrée du cœur est proportionnelle à la puissance et inversement proportionnelle au débit. Ce résultat était prévisible : les calculs sont effectués en régime stationnaire, en imposant le débit \dot{m}_9 et la puissance \mathcal{P}_9 . Or, dans un tel cas de figure, la variation d'enthalpie est simplement exprimée par

$$\dot{m} \Delta h_9 = \mathcal{P}_9 . \quad (2.73)$$

Il est donc par la suite possible de simplifier le critère de stabilité décrit en Section 2.2.6, à partir de l'équation (2.73), les dérivées partielles de l'enthalpie s'écrivent alors

$$\left. \frac{\partial \Delta h_9}{\partial \dot{m}_9} \right|_{\mathcal{P}_9} = - \frac{\mathcal{P}_9}{\dot{m}_9^2} , \quad (2.74)$$

$$\left. \frac{\partial \Delta h_9}{\partial \mathcal{P}_9} \right|_{\dot{m}_9} = \frac{1}{\dot{m}_9} . \quad (2.75)$$

Les équations du critère de stabilité, qui étaient résumées dans le Tableau 2.1, peuvent se réécrire suivant les équations (2.74) et (2.75). Les dérivées tenant compte de ces modifications sont résumées dans le Tableau 2.3.

Le même travail est effectué pour le point de fonctionnement $(0,2 \dot{m}_{nom9}, 0,8 \mathcal{P}_{nom9})$. Compte tenu de ce qui a été précédemment montré pour le profil de Δh_9 , seul le profil de Δp_{ext} est présenté ici. La Figure 2.17 présente la nappe de Δp_{ext} en fonction de \dot{m}_9 et \mathcal{P}_9 . De même que pour le cas à $40\% \mathcal{P}_{nom9}$, la diminution de Δp_{ext} est de l'ordre de quelques dizaines de hPa.

Les deux nappes de perte de charge, projetées suivant l'axe des puissances, forment des caractéristiques similaires à celles obtenues pour l'utilisation du critère de Ledinegg, comme

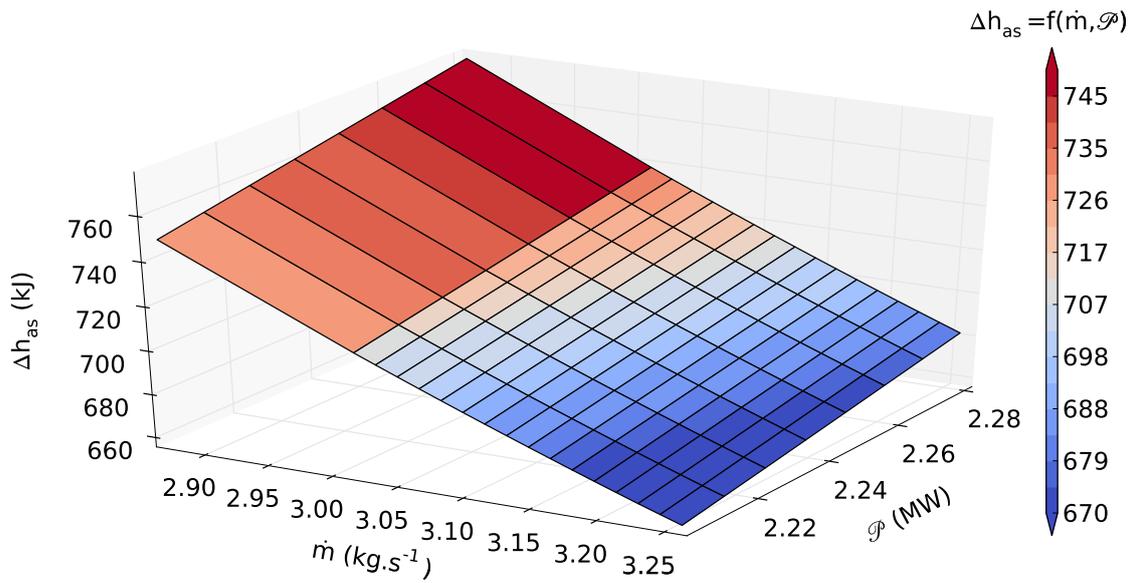


FIGURE 2.16 – Augmentation d’enthalpie dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(10\% \dot{m}_{nom9}, 40\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENA.

TABEAU 2.3 – Équations modifiées du critère de stabilité.

	Dérivées par rapport à \dot{m}_9	Dérivées par rapport à \mathcal{P}_9
Dérivées de Δp_{int9}	$\partial_{\dot{m}} \Delta p = -\frac{1}{k} \frac{\partial \Delta p_{int9}}{\partial \dot{m}_9} \Big _{\mathcal{P}_9}$	$\partial_{\mathcal{P}} \Delta p = -\frac{1}{k} \frac{\partial \Delta p_{int9}}{\partial \mathcal{P}_9} \Big _{\dot{m}_9}$
Dérivées de Δh_9	$\partial_{\dot{m}} r = -\frac{\mathcal{P}_9^2 E}{\Lambda \dot{m}_9^2}$	$\partial_{\mathcal{P}} r = \frac{\mathcal{P}_9}{\Lambda} \left(\frac{E}{\dot{m}_9} + F \right) - \frac{\beta}{\Lambda}$

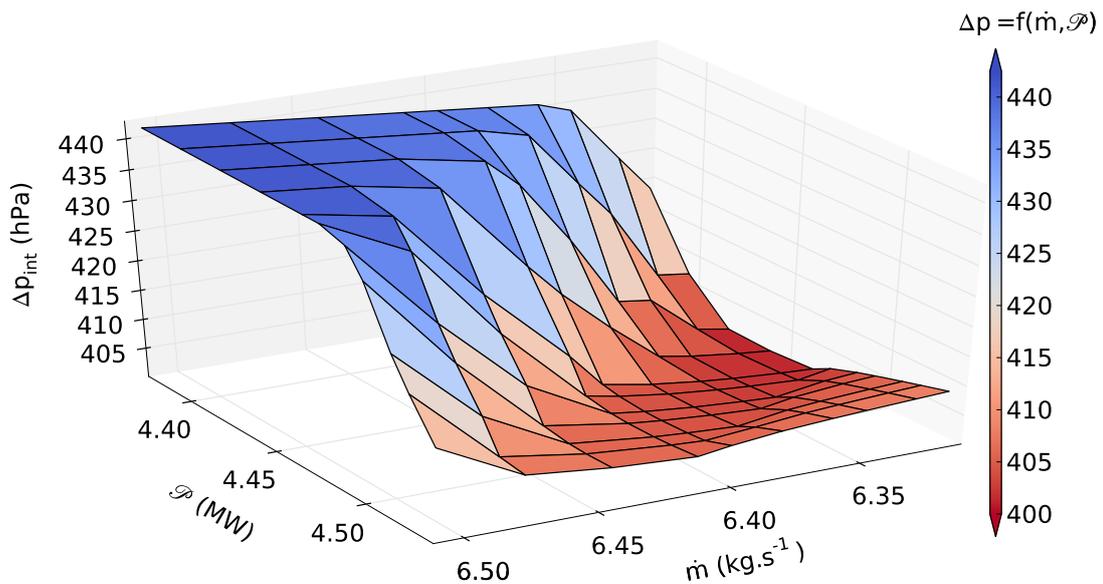


FIGURE 2.17 – Perte de charge dans un assemblage de la dérivation 9 suivant son débit et sa puissance autour du point $(20\% \dot{m}_{nom9}, 80\% \mathcal{P}_{nom9})$, calculée par MACARENA

présenté en Section 2.1.2. Le changement de phase démarre lorsque la courbe subit une rupture de pente, soit par une perturbation du débit, soit par une perturbation de la puissance. Ces nappes représentent la réponse thermohydraulique de l'assemblage à une perturbation. La combinaison de ces nappes et des coefficients E et F , évalués en Section 2.3.5, permet d'établir la stabilité d'un point de fonctionnement.

Une présentation de la méthode employée pour calculer des transitoires à partir des points de fonctionnement analysés par le critère de stabilité est présentée en Section 2.3.8. La stabilité de points de fonctionnement d'intérêt est étudiée en Sections 2.3.9 et 2.3.10. Des transitoires effectués à partir de ces points de fonctionnement sont par ailleurs présentés dans ces sections, et permettent de vérifier le critère.

2.3.8 Méthodologie de calcul de transitoires et de vérification du critère

Afin de simplifier les écritures, les grandeurs C_1 , C_2 et C_3 sont définies par

$$C_1 = \partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r, \quad (2.76)$$

$$C_2 = \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r, \quad (2.77)$$

$$C_3 = \partial_{\dot{m}} \Delta p \partial_{\mathcal{P}} r - \partial_{\mathcal{P}} \Delta p \partial_{\dot{m}} r - \left(\frac{\partial_{\dot{m}} \Delta p + \partial_{\mathcal{P}} r}{2} \right)^2. \quad (2.78)$$

Ces grandeurs sont les éléments du critère de stabilité résumé en Section 2.2.6. Comme démontré en Section 2.2, l'existence d'une solution réelle aux équations perturbées est conditionnée par $C_3 \leq 0$. La condition de stabilité est alors donnée par $C_1 \leq 0$ et $C_2 \geq 0$. Autrement, si $C_3 \geq 0$, les solutions sont imaginaires, et la stabilité est conditionnée seulement par $C_1 \leq 0$. La méthodologie pour finaliser la vérification numérique du critère de stabilité est la suivante :

- identification d'un point de fonctionnement, dont la stabilité doit être étudiée, de coordonnées $\Delta p_{int}(\dot{m}, \mathcal{P})$;
- calcul des grandeurs C_1 , C_2 et C_3 définies par les équations (2.76), (2.77) et (2.78) ;
- évaluation du critère de stabilité à partir des valeurs C_1 , C_2 et C_3 ;

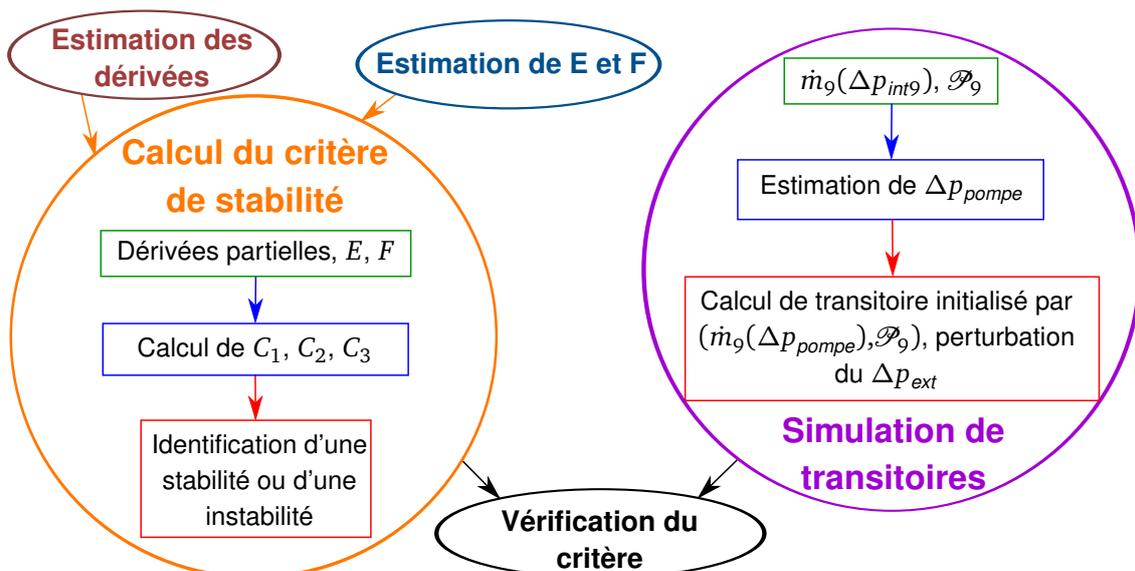


FIGURE 2.18 – Zoom sur les étapes de calcul des conditions de stabilité et de simulation de transitoire de la Figure 2.9.

- initialisation du débit \dot{m} à partir de la charge de la pompe Δp_{pompe} , définie par

$$\Delta p_{pompe} = \Delta p_{int9} - \Delta p_{ext}^{grav}, \quad (2.79)$$

où la perte de charge gravitaire Δp_{ext}^{grav} est définie par l'équation (2.2) ;

- calcul d'un transitoire avec MACARENa à partir du point de fonctionnement identifié. À un instant choisi par l'utilisateur, un échelon de charge externe est appliqué pour perturber le débit. Au bout de 80 s, l'échelon est annulé ;
- comparaison de l'allure du transitoire à la prédiction de stabilité initialement obtenue avec le critère.

Cette méthodologie est résumée en Figure 2.18.

2.3.9 Mise en évidence d'un point monophasique et d'un point diphasique stables

L'analyse de stabilité présentée dans cette section se focalise sur des points de fonctionnement dont le débit est proche de 10% du débit nominal et la puissance proche de 40% de la puissance nominale. Ces deux points de fonctionnement, stables d'après MACARENa, sont définis par

$$\Delta p_{int9}(\dot{m}_9 = 3,25 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 2,21 \text{ MW}) = 344,4 \text{ hPa}, \quad (2.80)$$

$$\Delta p_{int9}(\dot{m}_9 = 3,22 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 2,235 \text{ MW}) = 343,6 \text{ hPa}. \quad (2.81)$$

Bien que l'écart de charge soit faible, ces points sont intéressants à étudier car le premier point (2.80) correspond à un régime monophasique stable tandis que le second point (2.81) correspond à un régime stable légèrement diphasique. Les coefficients C_1 , C_2 et C_3 sont calculés pour ces deux points de fonctionnement. Les coefficients E et F sont calculés avec la méthode présentée en Section 2.3.4 pour les points de fonctionnement (2.80) et (2.81). Le Tableau 2.4 présente les conditions de stabilité C_1 , C_2 et C_3 , les coefficients E et F qui sont utilisés pour leur calcul, ainsi que la conclusion quant à la stabilité des points (2.80) et (2.81). Par ailleurs, la valeur de la dérivée partielle $\partial \Delta p_{int9} / \partial \dot{m}_9$, utilisée pour prédire la stabilité par le critère de Ledinegg, y est également indiquée.

Compte tenu des valeurs de C_1 , C_2 et C_3 obtenues, le critère de stabilité couplé stipule que ces points de fonctionnement sont stables. Le critère de stabilité couplé est alors cohérent avec la prédiction du critère de Ledinegg, qui prévoit lui aussi la stabilité de chaque point de fonctionnement. Des profils de transitoires calculés avec MACARENa à partir de ces points de fonctionnement sont présentés en Figures 2.19 et 2.20. Un temps de convergence respectivement de 20 s et 40 s est respecté afin d'initialiser les températures du cœur¹. À 20 s, un échelon de perte de charge externe de -1 hPa est ajouté au Δp_{ext} . Au bout de 80 s, un second échelon de $+1$ hPa est appliqué. Dans les deux cas, monophasique comme diphasique, les transitoires se déroulent sans excursion de débit, et le point de fonctionnement du réacteur retourne à son état d'origine à l'issue du second échelon de perte de charge.

Ces résultats sont conformes à la prédiction des critères de stabilité couplé et de Ledinegg.

2.3.10 Mise en évidence d'un second point diphasique stable et d'un point diphasique instable

Des points de fonctionnement dont le débit est proche de 20% du débit nominal et la puissance proche de 80% de la puissance nominale sont étudiés dans cette section. Un point

1. Ces temps courts sont suffisants car les températures sont déjà initialisés dans un calcul précédent.

TABLEAU 2.4 – Conditions de stabilité aux points de fonctionnements (2.80) et (2.81)

Condition	$\dot{m}_9 = 3,25 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 2,21 \text{ MW}$		$\dot{m}_9 = 3,22 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 2,235 \text{ MW}$	
	Valeur	Stabilité	Valeur	Stabilité
$\frac{\partial \Delta p_{m9}}{\partial \dot{m}} > 0$	3000	Solution stable d'après le critère de Ledinegg	139	Solution stable d'après le critère de Ledinegg
$C_1 \leq 0$	$-2,33.10^4$	Solution	$-2,94.10^3$	Solution diphasique
$C_2 \geq 0$	$1,34.10^5$	monophasique stable,	$2,13.10^6$	stable, valeurs propres
$C_3 \leq 0$	$-1,36.10^8$	valeurs propres réelles	$-3,57.10^4$	réelles

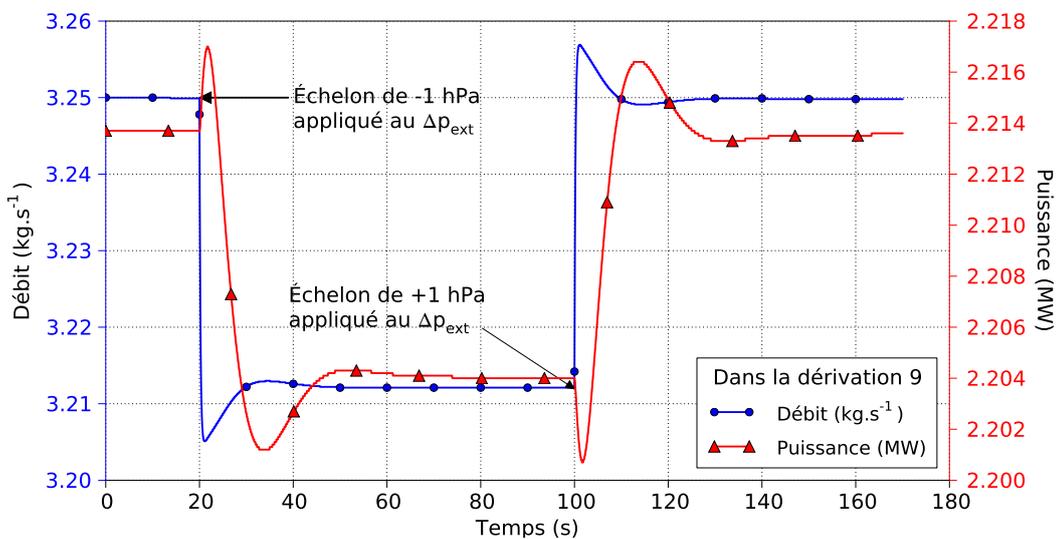


FIGURE 2.19 – Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.80), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s.

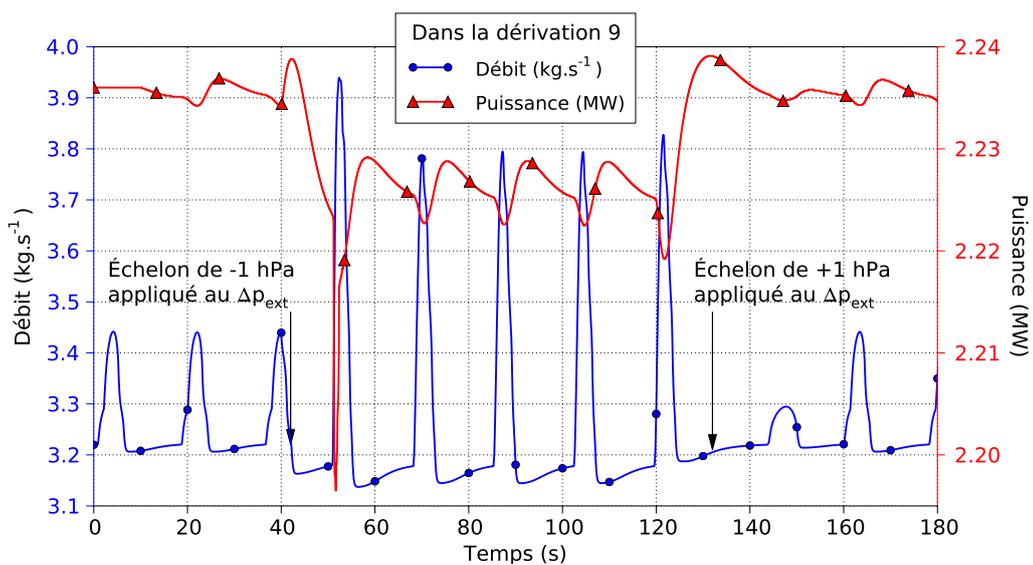


FIGURE 2.20 – Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.81), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s.

2.3 Analyse numérique du critère de stabilité

TABLEAU 2.5 – Conditions de stabilité aux points de fonctionnements (2.82) et (2.83)

Condition	$\dot{m}_9 = 6,44 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 4,44 \text{ MW}$		$\dot{m}_9 = 6,38 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 4,50 \text{ MW}$	
	Valeur	Stabilité	Valeur	Stabilité
$\frac{\partial \Delta p_{int9}}{\partial \dot{m}} > 0$	57,3	Solution stable d'après le critère de Ledinegg	5,86	Solution stable d'après le critère de Ledinegg
$C_1 \leq 0$	$-2,70.10^4$	Solution	$-1,14.10^4$	Solution diphasique
$C_2 \geq 0$	$8,94.10^5$	monophasique stable,	$-4,37.10^4$	instable, valeurs
$C_3 \leq 0$	$-1,81.10^8$	valeurs propres réelles	$-3,23.10^7$	propres réelles

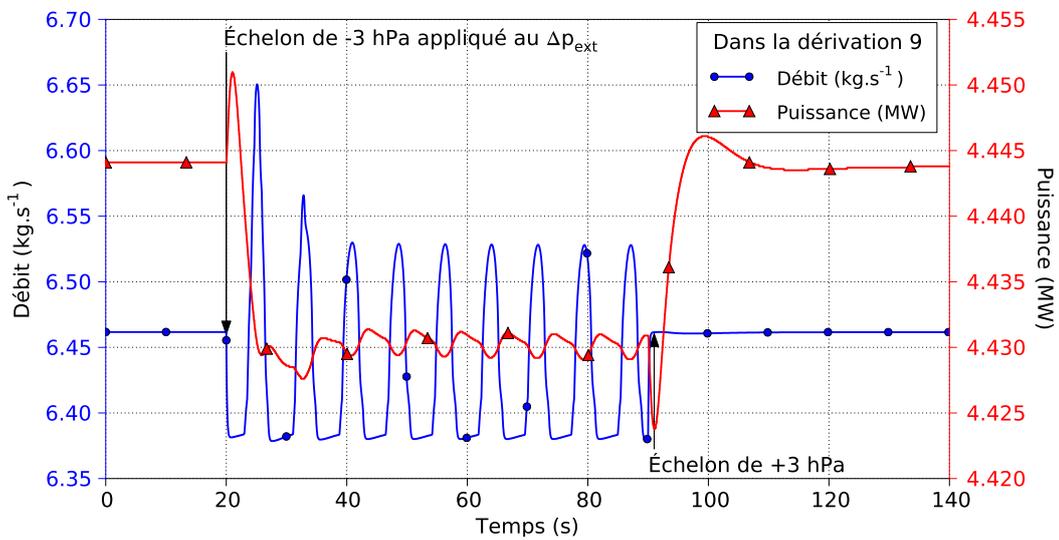


FIGURE 2.21 – Évolutions temporelles du débit et de la puissance dans la dérivation 9 à partir du point (2.82), après un échelon de charge externe appliqué pendant 80 s.

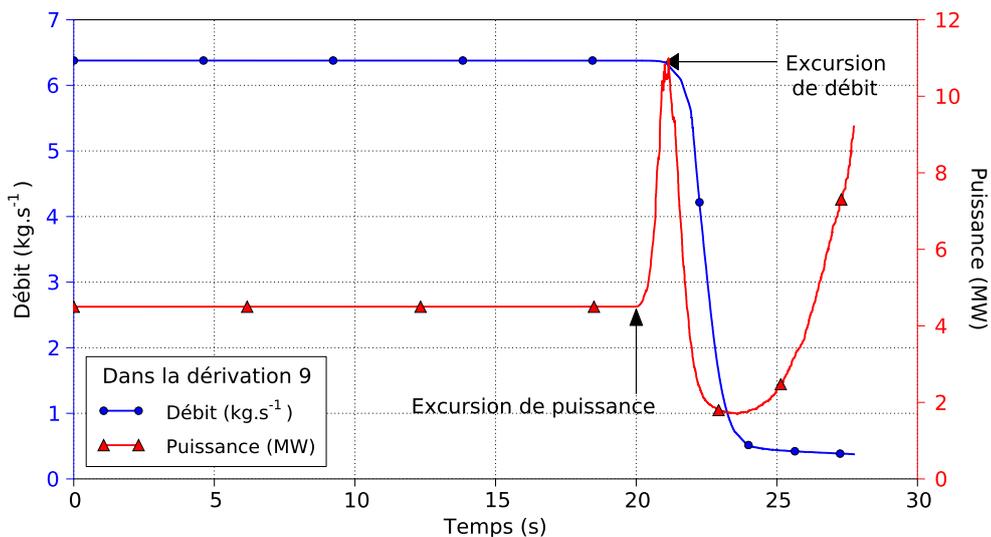


FIGURE 2.22 – Évolutions instables du débit et de la puissance en fonction du temps dans la dérivation 9 à partir du point (2.83), sans perturbation imposée.

monophasique stable et un point diphasique instable y sont présentés. De même qu'en Section 2.3.9, le critère de Ledinegg usuel est également comparé au critère de stabilité couplé démontré dans ce manuscrit.

Le premier point de fonctionnement étudié, qui est monophasique et stable d'après MACARENa, est défini par

$$\Delta p_{int9}(\dot{m}_9 = 6,44 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 4,44 \text{ MW}) = 437,7 \text{ hPa} . \quad (2.82)$$

Les éléments du critère calculés pour ce point de fonctionnement, ainsi que les coefficients E et F employés pour le calcul, sont présentés dans le Tableau 2.5. D'après le critère de stabilité couplé, le point de fonctionnement (2.82) est stable. Un calcul de transitoire mené à partir du point de fonctionnement (2.82) est présenté en Figure 2.21. Ce calcul de transitoire confirme la bonne prédiction du critère.

Le second point de fonctionnement diphasique étudié est défini par

$$\Delta p_{int9}(\dot{m}_9 = 6,38 \text{ kg.s}^{-1}, \mathcal{P}_9 = 4,50 \text{ MW}) = 403,82 \text{ hPa} . \quad (2.83)$$

D'après MACARENa, ce point est instable. Les valeurs des coefficients E et F sont extrapolées pour étudier la stabilité de ce point. Le calcul des conditions de stabilité, résumé dans le Tableau 2.5, stipule que ce point de fonctionnement est instable au sens du critère de stabilité couplé. En revanche, la valeur de la dérivée partielle de Δp_{int9} par rapport à \dot{m}_9 , indiquée dans le Tableau 2.5, implique que le point de fonctionnement est stable au sens du critère de Ledinegg usuel. Il y a donc ici conflit entre la prédiction des deux critères. Un transitoire calculé avec MACARENa à partir du point de fonctionnement (2.83), présenté en Figure 2.22, montre que le point de fonctionnement est instable. En effet, après un temps de convergence de 20 s pendant lequel le débit est imposé, qui permet d'initialiser les températures et titres, une excursion de puissance a lieu instantanément. Une excursion de débit a lieu dans la seconde qui suit l'excursion de puissance, à cause de la vaporisation massive de sodium. Ces excursions ont lieu sans qu'il y ait besoin d'imposer une perturbation de la charge de la pompe par ailleurs. Le calcul s'arrête à la fusion des gaines, atteinte 17 s après le début de l'excursion de puissance.

Le critère de stabilité couplé, pour ces points de fonctionnement, prédit à nouveau correctement la stabilité des écoulements. Par ailleurs, il se révèle être plus réaliste que le critère de Ledinegg dans l'un des cas analysés, pour lequel le critère de Ledinegg est hors de son domaine de validité.

2.3.11 Conclusion quant au critère de stabilité couplé

La stabilité prédite par le critère s'est révélée cohérente vis-à-vis des transitoires considérés. Les transitoires calculés autour de points instables ont en effet mis en évidence une stabilisation de l'écoulement prédite par le critère, en régime monophasique comme diphasique, ainsi qu'une excursion de débit et de puissance prédite par le critère. Par ailleurs, le critère couplé semble, dans le cas du point de fonctionnement instable, prédire la stabilité dans des situations où le critère de Ledinegg est mis en défaut. En effet, un point de fonctionnement, identifié par le critère de Ledinegg comme stable, mais prédit comme instable par le critère couplé, s'est révélé être instable. En revanche, au vu des cas traités, ce critère semble n'apporter aucune précision quant au caractère oscillant ou non d'un régime de fonctionnement. Dans ASTRID, les oscillations de débit et de puissance sont dues à l'inertie thermique des structures. Il faudrait probablement faire intervenir une équation de transfert de chaleur dans le critère de stabilité pour prédire ces oscillations. Il est également à noter que les équations à partir desquelles le critère de stabilité est démontré (équations (2.1) et (2.12)) ne prennent pas

en compte l'inertie thermique des structures, qui a pourtant un effet sur la chaleur transférée vers le sodium. Toutes les instabilités thermohydrauliques, telles que le choucage, ne pourront donc pas être prévues par le critère de stabilité couplé, bien qu'il apporte une amélioration par rapport au critère de Ledinegg sur la stabilité globale de l'écoulement.

2.4 Conclusion du Chapitre 2

Dans ce chapitre, un critère de stabilité d'un écoulement dans ASTRID, couplant thermohydraulique et neutronique, est établi. Ce critère se base sur un système de deux équations relativement simples, ce qui permet d'obtenir leurs conditions de stabilité via une approche analytique basée sur le critère de stabilité asymptotique de Lyapunov. L'équation 0-D de conservation de la quantité de mouvement (2.1), qui permet de déterminer le débit entrant dans le pied d'un assemblage d'ASTRID, est ainsi couplée à l'équation de la cinétique point (2.12), qui permet de prédire l'évolution de la puissance du cœur, qui est supposée être proportionnelle à la puissance d'un assemblage. Ces équations sont appliquées à la modélisation de l'évolution d'un assemblage de la dérivation 9 d'ASTRID.

La stabilité du système d'équations ainsi formé est étudiée avec le théorème de stabilité asymptotique de Lyapunov, ce qui permet d'aboutir à un critère de stabilité faisant intervenir les dérivées partielles de la perte de charge interne de l'assemblage Δp_{int9} et de la réactivité du cœur r par rapport à \dot{m}_9 et à \mathcal{P}_9 . Afin d'exprimer les dérivées partielles faisant intervenir r , une corrélation, qui permet d'exprimer la réactivité en fonction de la variation d'enthalpie dans l'assemblage Δh_9 et de la puissance de l'assemblage \mathcal{P}_9 , est proposée sous la forme de l'équation (2.58). Cette corrélation, qui s'inspire du formalisme des K-G-H, valable en régime monophasique, fait intervenir deux coefficients, nommés E et F, qui représentent l'effet des contre-réactions neutroniques.

Il est ainsi possible de mettre en place un critère de stabilité basé sur les variations de la perte de charge interne Δp_{int9} et de l'augmentation d'enthalpie Δh_9 par rapport au débit \dot{m}_9 et à la puissance \mathcal{P}_9 , couplées aux coefficients E et F. Les éléments Δp_{int9} et Δh_9 permettent de tenir compte des phénomènes thermohydrauliques, alors que les coefficients E et F tiennent compte des contre-réactions neutroniques. Ce critère de stabilité est résumé dans le Tableau 2.1 de la Section 2.2, dans laquelle sa démonstration est effectuée.

En Section 2.3, une méthodologie numérique, qui permet de déterminer les dérivées partielles de Δp_{int9} et Δh_9 par rapport à \dot{m}_9 et \mathcal{P}_9 , ainsi que les coefficients E et F, est présentée. Les éléments du critère de stabilité couplant neutronique et thermohydraulique sont ainsi calculés avec l'outil de calcul MACARENa. Cette méthodologie est employée pour prédire la stabilité de différents points de fonctionnement à différents niveaux de puissance et de débit. Le critère prévoit deux points de fonctionnement monophasiques stables, un point de fonctionnement diphasique stable, et un point de fonctionnement diphasique instable. Des calculs de transitoires effectués avec MACARENa à partir des points de fonctionnement testés montrent que la prédiction du critère est juste. De plus, le critère couplé est comparé au critère de Ledinegg, qui est un critère de stabilité valide à puissance constante. Le critère de stabilité couplé se révèle plus complet que le critère de Ledinegg, qui n'est valable qu'à puissance constante. En effet, le point instable étudié dans le présent chapitre est prédit comme stable par le critère de Ledinegg, mais est prédit comme instable par le critère de stabilité couplé.

Néanmoins, le critère de stabilité couplé montre quelques limitations à résoudre :

- au vu des cas traités, il ne fait aucune distinction entre un régime stable non-oscillant et un régime stable impliquant des oscillations ;

- il repose sur une évaluation des coefficients E et F, qui est délicate. Ces coefficients varient avec le point de fonctionnement étudié et varient très fortement, de manière non-linéaire, lors de la vaporisation du sodium. La bonne évaluation des coefficients E et F est donc critique pour utiliser correctement le critère de stabilité couplé ;
- étant établi à l'aide de calculs de régimes permanents, il ne prend pas en compte l'effet de l'inertie thermique des structures. Or l'inertie thermique des structures, lors d'un transitoire, peut modifier le flux de chaleur correspondant à un point de fonctionnement $(\dot{m}_9, \mathcal{P}_9)$. Cette modification du flux de chaleur serait due au déstockage d'énergie thermique accumulée dans les structures. Cet effet est dû à l'historique du transitoire et n'est pas prédictible par le critère de stabilité présenté dans le présent chapitre. Néanmoins, il devrait être théoriquement possible de prendre en compte cette inertie thermique tenant compte des transferts thermiques entre le combustible et le sodium.

Toutefois, malgré ces limitations identifiées, le critère de stabilité couplé présenté dans ce manuscrit s'étant montré plus complet que le critère de Ledinegg sur un des cas étudiés, il constitue donc une amélioration.

L'application de ce critère de stabilité à tous les points de fonctionnement possibles d'ASTRID serait prometteuse. En effet, le critère n'a été vérifié dans ce chapitre que pour quelques points de fonctionnement du réacteur. L'étape suivante serait de généraliser toute l'approche à ASTRID. À cette fin, le calcul des coefficients E et F pourrait être effectué à l'aide d'un outil de calcul neutronique avec davantage de précision et de fiabilité qu'avec la méthode employée dans ce manuscrit. Il devrait ainsi être possible de construire une bibliothèque de coefficients E et F, paramétrée en fonction des conditions de fonctionnement \dot{m}_9 et \mathcal{P}_9 , dans laquelle les valeurs requises pour assurer la stabilité d'un point pourraient être identifiées. Il devrait être possible, dans ce cas, de mettre en place une « carte de stabilité », qui donnerait la stabilité de l'écoulement dans les assemblages d'ASTRID en fonction du débit de sodium qui le traverse et de sa puissance. Une autre possibilité seraient de retravailler les inéquations du critère de stabilité afin d'aboutir à une condition de stabilité incluant les coefficients de contre-réactions neutroniques E et F, respectivement liés à l'effet de vidange du sodium et à l'effet Doppler.

De tels résultats seraient d'une grande aide à la conception et à la sûreté du réacteur.

Chapitre 3

Processus prépondérants lors d'une vaporisation de combustible suivie d'une détente de sa vapeur

Ce chapitre présente une méthodologie dont l'objectif est d'identifier les phénomènes physiques prépondérants pour la construction d'un Arbre de Déroulement de scénarios d'Accidents Graves (ADAG, voir Chapitre 1). En effet, de par la complexité d'un scénario accidentel, un ADAG peut atteindre une grande taille. Les temps de calcul associés à l'étude complète d'un ADAG peuvent alors être très élevés. La méthodologie présentée ici vise à réduire le nombre de phénomènes à modéliser dans les ADAG en éliminant ceux qui n'y interviennent qu'au second ordre. Ce travail vient en soutien au développement d'outils physico-statistiques, dont les temps de calcul doivent être courts, mais dont les modèles doivent également simuler fidèlement la physique qui pilote les accidents graves.

La méthodologie développée dans ce chapitre repose sur une combinaison de l'**Analyse Dimensionnelle (AD)** et de la **Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI)**. Les notions propres à la TPI (production d'entropie, lois phénoménologiques, coefficients de couplages, relations d'Onsager) sont présentées en Section 3.1. L'application de la méthodologie à un transitoire accidentel est la suivante :

- écriture des équations de conservation générales qui régissent le transitoire ;
- simplification des équations de conservation par analyse dimensionnelle, via la comparaison d'ordres de grandeur, de dimensions ou de temps caractéristiques ;
- utilisation des équations de conservation simplifiées afin d'obtenir la **production d'entropie** dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles.

La production d'entropie permet d'obtenir les lois phénoménologiques qui régissent les processus et couplages physiques intervenant dans le transitoire, la simplification par analyse dimensionnelle ayant éliminé les phénomènes négligeables.

La méthodologie ainsi mise en place est appliquée à un transitoire de **vaporisation de combustible** nucléaire liquéfié suivi de la **détente de sa vapeur**, qui peut intervenir dans la phase secondaire d'un accident grave d'ASTRID. Ce transitoire est intéressant pour tester cette méthodologie car il fait appel à des sciences physiques variées (mécanique des fluides, transfert de chaleur, changement de phase) dans une géométrie simple.

Ce chapitre contient donc plusieurs sections :

- une étude bibliographique portant sur la thermodynamique des processus irréversibles est réalisée en Section 3.1 (complétée en Annexe B) ;
- le transitoire de vaporisation de combustible suivie de la détente de sa vapeur est présenté en Section 3.2 ;
- la méthodologie est appliquée au transitoire de vaporisation et de détente de combustible en Sections 3.3 et 3.4.

Les conclusions déduites de ce chapitre sur les phénomènes prépondérants du transitoire sont considérées dans le Chapitre 4 pour l'écriture d'un outil de calcul dédié à la modélisa-

tion d'une vaporisation et d'une détente de combustible. Une partie du travail décrit dans ce chapitre a été présentée en conférence (Manchon *et al.*, 2016).

3.1 Présentation de la Thermodynamique des Processus Irréversibles

La Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI), ou Thermodynamique du Non-Équilibre (*Non-Equilibrium Thermodynamics, NET*), repose sur une combinaison entre la thermodynamique classique et la mécanique des fluides. Comme le résume Callen (1985), la thermodynamique classique est l'étude de l'équilibre d'un système thermodynamique (thermostatique), alors que la TPI est l'étude des processus qui ont lieu entre deux états d'équilibre, et en particulier de la vitesse à laquelle ils se déroulent.

Cette section présente les notions fondamentales pour comprendre les tenants et aboutissants de la TPI. Afin de rester général, les équations sont décrites à l'échelle macroscopique. Des éléments d'approfondissement à l'échelle locale sont présentés en Annexe C.

3.1.1 Équation de Gibbs

Un système d'étude est considéré (voir Figure 3.1). Ce système est ouvert, c'est à dire qu'il peut échanger de la masse ou de l'énergie avec son environnement. À l'équilibre, ce système est défini par un ensemble de variables d'état, qui sont l'énergie interne du système U , son volume V , et les masses m_i de chaque espèce chimique i qu'il contient (Callen, 1985). Il existe par ailleurs une fonction des variables d'état S appelée entropie, maximale à l'équilibre. La relation $S(U, V, m_i)$ est dite *relation fondamentale de la thermodynamique*. Les équations de la TPI sont obtenues à partir de l'équation de Gibbs (1873) (voir la compilation des ouvrages de Gibbs (2005)). Valable à l'équilibre, l'équation de Gibbs donne la différentielle de la relation fondamentale de la thermodynamique, $dS(dU, dV, dm_i)$. Une démonstration de l'équation de Gibbs est donnée en Annexe B.1. Cette relation, dérivée par rapport au temps, s'écrit

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T} \frac{dU}{dt} + \frac{p}{T} \frac{dV}{dt} - \sum_i \frac{\mu_i}{T} \frac{dm_i}{dt}, \quad (3.1)$$

où T est la température du système, p sa pression hydrostatique et μ_i le potentiel chimique de l'espèce i , définis par

$$\frac{1}{T} = \left. \frac{\partial S}{\partial U} \right|_{V, m_i}, \quad \frac{p}{T} = \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{U, m_i}, \quad \frac{\mu_i}{T} = - \left. \frac{\partial S}{\partial m_i} \right|_{U, V, m_{j \neq i}}. \quad (3.2)$$

L'un des postulats fondamentaux de la TPI est de considérer l'équation de Gibbs vraie également hors-équilibre (de Groot et Mazur, 1984). Ce postulat repose sur l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, c'est-à-dire que le système étudié est suffisamment petit pour avoir des propriétés uniformes, mais est également suffisamment grand par rapport au libre parcours moyen des particules qui le composent (Woods, 1975).

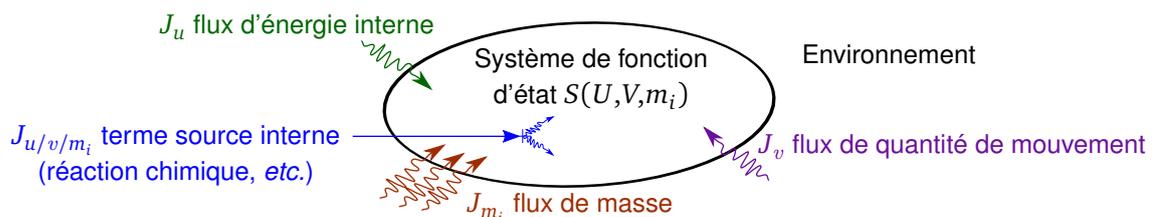


FIGURE 3.1 – Système thermodynamique ouvert quelconque

Les équations de conservation des variables d'état du système, issues de la mécanique des fluides, sont substituées dans l'équation (3.1). Cette substitution permet d'aboutir à l'expression du terme source d'entropie associé aux processus irréversibles et appelé *production d'entropie*, qui joue un rôle central dans la TPI.

3.1.2 Flux thermodynamiques

L'équation (3.1) fait appel aux dérivées temporelles des variables d'état U , V et m_i , qui définissent les **flux thermodynamiques** (Prigogine, 1968), notés J_i . En toute généralité, si Y_i est une variable d'état, J_i est défini par (Callen, 1985)

$$\frac{dY_i}{dt} = J_i(t), \quad (3.3)$$

Les équations du type de l'équation (3.3) sont usuellement obtenues à partir des **équations de conservation**, issues de la mécanique des fluides. Les flux thermodynamiques sont soit des termes sources générés au sein du système étudié (réaction chimique ou nucléaire, source interne de chaleur ou de masse), soit des quantités échangées avec l'extérieur du système (flux de chaleur, de masse, d'énergie, de quantité de mouvement, de charge électrique). Ces flux peuvent être réversibles ou irréversibles. Par définition, un processus est réversible si l'équation de conservation correspondante est une fonction paire du temps, autrement, il est irréversible¹.

3.1.3 Production d'entropie

Il est possible d'écrire l'entropie sous la forme (Prigogine, 1968)

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS_{rev}}{dt} + \frac{dS_{irr}}{dt}. \quad (3.4)$$

Le terme dS_{rev}/dt est l'entropie échangée entre le système et l'extérieur. Le terme dS_{irr}/dt est la **production d'entropie** du système. Il s'agit de la contribution des phénomènes irréversibles à l'entropie. La production d'entropie est soumise à plusieurs contraintes, notamment de s'annuler à l'équilibre thermodynamique et d'être une invariante galiléenne². Par ailleurs, le second principe de la thermodynamique stipule que

$$\frac{dS_{irr}}{dt} \geq 0. \quad (3.5)$$

La combinaison de l'équation de Gibbs (3.1) avec l'équation (3.4) ainsi qu'avec les équations de conservation écrites sous la forme (3.3), permet d'obtenir l'expression de la production d'entropie dans le système (de Groot et Mazur, 1984). Dans le cadre de *l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local*, celle-ci s'exprime sous la forme

$$\frac{dS_{irr}}{dt} = \dot{S}_{irr} = \sum_i J_i X_i, \quad (3.6)$$

où J_i est un **flux thermodynamique** et X_i est une **force thermodynamique**. Les forces thermodynamiques X_i représentent généralement des déséquilibres qui s'écrivent sous la forme de **gradients** (par exemple de concentration, de vitesse, de température, de potentiel électrique). Les flux et les forces s'annulent à l'équilibre thermodynamique. Un état pour lequel les flux s'annulent mais où les forces sont non-nulles est dit *état stationnaire*.

1. En d'autres termes, la transformation $t \rightarrow -t$ de l'équation (3.3) doit s'écrire $dY_i/dt = J_i(t)$ si elle est réversible. Autrement, elle est irréversible (Prigogine, 1968).

2. La production d'entropie doit donc être inchangée pour une transformation de la vitesse $v \rightarrow v + v_0$, avec v_0 constante et v définie dans un référentiel galiléen.

3.1.4 Relations phénoménologiques

Il est possible de montrer que, dans le cadre de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique locale, les flux thermodynamiques sont des combinaisons linéaires des forces thermodynamiques (Callen, 1985). En effet, l'équation de la production d'entropie (3.6) implique que la production d'entropie est une fonction à la fois des flux J_i et des forces X_i . Or, la relation de Gibbs (3.1) ainsi que la définition des flux thermodynamiques (3.3) impliquent également que la production d'entropie peut se réduire à une fonction des flux J_i . Cette condition, qui s'écrit $\dot{S}_{irr}(X_i, J_i) = \dot{S}_{irr}(J_i)$, implique que les flux J_i sont fonctions des forces X_i . Par ailleurs, comme stipulé en Section 3.1.3, les flux et les forces sont nulles à l'équilibre. Sous ces conditions, un développement limité au premier ordre des flux $J_i(X_i)$ à proximité de l'équilibre thermodynamique donne les **relations phénoménologiques**,

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j, \quad (3.7)$$

où les paramètres L_{ij} , dits **coefficients phénoménologiques**, sont définis par

$$L_{ij} = \left. \frac{\partial J_i}{\partial X_j} \right|_{\substack{X_{j,j \neq i} \\ X_j=0}}. \quad (3.8)$$

Les lois phénoménologiques peuvent être empiriquement déduites des lois de physique usuelles : par exemple, dans le cas d'un transfert de chaleur conductif, il est possible d'identifier l'équation (3.7) à la loi de Fourier, connue expérimentalement. Le flux J est alors le flux de chaleur, la force X est l'opposée du gradient de température, et le coefficient L est la conductivité thermique.

3.1.5 Relations de réciprocité d'Onsager

Le premier développement « historique » de la TPI est attribué à Onsager (1931a,b), qui s'est inspiré des résultats de Thomson (1854) sur les couplages thermoélectriques. En exprimant l'entropie d'un système à partir de sa définition en physique statistique (Boltzmann, 1877; Planck, 1901), et en y injectant les équations phénoménologiques de la forme de l'équation (3.7), Onsager (1931a,b) a démontré les **relations de réciprocité d'Onsager**, qui stipulent que

$$L_{ij} = L_{ji}. \quad (3.9)$$

Ce résultat fondamental de la TPI est particulièrement important. Les coefficients phénoménologiques L_{ij} , qui correspondent à des coefficients de transport, doivent être évalués expérimentalement. Les relations de réciprocité d'Onsager permettent de réduire le nombre de corrélations requises pour modéliser un phénomène physique, ce qui réduit le nombre d'expériences nécessaires et réduit les incertitudes associées. En effet, si une corrélation est requise pour déterminer l'expression du coefficient phénoménologique L_{ij} , il n'est pas nécessaire d'en avoir une pour le coefficient L_{ji} , déduit directement par symétrie. La TPI facilite ainsi l'analyse de phénomènes couplant différentes physiques. La propriété de **non-négativité** de la production d'entropie impose par ailleurs (Prigogine, 1968)

$$L_{ij} \geq 0. \quad (3.10)$$

La TPI fournit ainsi des outils supplémentaires à la thermodynamique classique et à la mécanique des fluides pour la modélisation des systèmes. Plus de détails sont donnés sur les relations d'Onsager en Annexe C.

3.1.6 Références remarquables

Si les premières applications de la TPI sont dues à Thomson (1854) ou à Onsager (1931a), sa théorie a été mise en place de manière cohérente par Eckart (1940a,b,c), Meixner (1943), Prigogine (1947), et de Groot (1951). Parmi les ouvrages de référence dédiés à la TPI se trouvent notamment le livre de Prigogine (1968), ainsi que les manuels de de Groot et Mazur (1984) et de Woods (1975). Ces ouvrages décrivent la TPI « classique », c'est-à-dire la TPI fondée par Onsager.

La TPI « classique », repose sur une linéarisation des équations à proximité d'un équilibre, et requiert de ce fait une **hypothèse de quasi-équilibre**. Cette approche de la TPI est donc inapte à traiter les phénomènes rapides (ultrasons en milieu gazeux, diffusion lumineuse, onde de chocs), ainsi que les phénomènes fortement non-linéaires (turbulence). Lorsqu'un système situé loin de l'équilibre est étudié, des adaptations doivent être faites. Bien que cette question soit actuellement encore ouverte, trois possibilités d'extension de la TPI sont proposées :

- la **Thermodynamique Irréversible Étendue** (Jou *et al.*, 1996), qui vise à modéliser les phénomènes rapides en considérant des équations phénoménologiques supplémentaires portant sur les dérivées des flux thermodynamiques ;
- l'**approche Hamiltonienne GENERIC**¹ (Grmela et Öttinger, 1997; Öttinger et Grmela, 1997), qui décrit l'évolution des variables d'état d'un système comme une combinaison linéaire des dérivées fonctionnelles par rapport aux variables d'état de l'énergie (phénomènes réversibles) et de l'entropie (phénomènes irréversibles) ;
- une approche proposée par Lhuillier (2001), dite **méthode des variables internes**, qui consiste à enrichir la description du système étudié par les équations phénoménologiques en y incorporant des variables additionnelles, qui rendent compte des propriétés internes des matériaux (moment magnétique, interactions chimiques ou anisotropie moléculaire par exemple).

Trois articles écrits conjointement (Lebon *et al.*, 2003; Grmela *et al.*, 2003; Lhuillier *et al.*, 2003) décrivent ces trois formalismes. Un résumé des approches de la TPI et de leurs applications est présenté dans le Tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Présentations des quatre différentes approches de la TPI

Formalisme	Auteurs de référence	Applications
TPI classique	Onsager (1931a); Prigogine (1968); de Groot et Mazur (1984)	Phénomène « lents » : chimie, thermodiffusion, électrochimie, thermo-électricité, rhéologie
TPI étendue	Jou <i>et al.</i> (1996)	Phénomènes très rapides : ultrasons, diffusion lumineuse, ondes de chocs, superfluides et supraconducteurs
GENERIC	Grmela et Öttinger (1997)	Phénomènes réversibles, phénomènes non-linéaires (équation de Boltzmann), hydrodynamique, polymères (thermique, rhéologie)
Variables internes	Lhuillier (2001)	Mélanges moléculaires, suspension de particules, colloïdes

1. General Equations for the Non-Equilibrium Irreversible Coupling.

Si la TPI est généralement appliquée à des systèmes ouverts continus, [Bedeaux \(1986\)](#) a amélioré la théorie en l'adaptant aux surfaces de discontinuités. De même, un papier de [Bilicki et al. \(2002\)](#) propose une application de la TPI classique et de la TPI étendue à des systèmes diphasiques, qui impliquent des discontinuités.

Néanmoins, la **TPI classique** est suffisante pour traiter les phénomènes analysés dans ce chapitre¹, et les formalismes présentés ci-dessus ne seront pas abordés plus en détail dans le manuscrit.

3.1.7 Domaines d'application de la Thermodynamique des Processus Irréversibles

Au niveau applicatif, [Kjelstrup et al. \(2010\)](#) proposent un ensemble d'exemples où la TPI joue un rôle important, essentiellement pour la conception de **machines électrochimiques**. La TPI est alors utilisée pour exprimer le **couplage entre les transports de chaleur, de matière, et de charges électriques**.

Dans le domaine du nucléaire, [Schneider \(2005\)](#) a appliqué le formalisme de la TPI aux corrélations thermohydrauliques utilisées par le code de calcul RELAP. Son analyse, utilisant les **relations de réciprocités d'Onsager**, lui a permis de trouver une relation entre les corrélations utilisées par RELAP pour évaluer le flux thermique et le flux de masse dans un système diphasique. Ce travail l'a mené à **une réduction du nombre de corrélations** employées par RELAP, ce qui en simplifie le fonctionnement tout en respectant la description physique des phénomènes ainsi que le second principe de la thermodynamique. Les lois phénoménologiques (3.7), obtenues par la TPI, sont par ailleurs employées pour expliquer et modéliser la **thermodiffusion**² qui a lieu dans les crayons et les aiguilles de combustible ([Aitken, 1969](#)). En effet, les porosités des combustibles oxydes, ainsi que leurs atomes de plutonium et d'uranium, ont tendance à migrer vers les extrémités des pastilles de combustible (Figure 3.2a). Cette migration est favorisée par le fort gradient de température présent dans les pastilles ainsi que par des vaporisations/condensations de gaz riches en uranium ([Guidez et Bonin, 2014](#)). La **migration de porosités** vers le centre crée un trou central dans les pastilles pleines ([Nichols, 1979](#)), ou agrandit le trou central des pastilles initialement percées (voir Figure 3.2a),

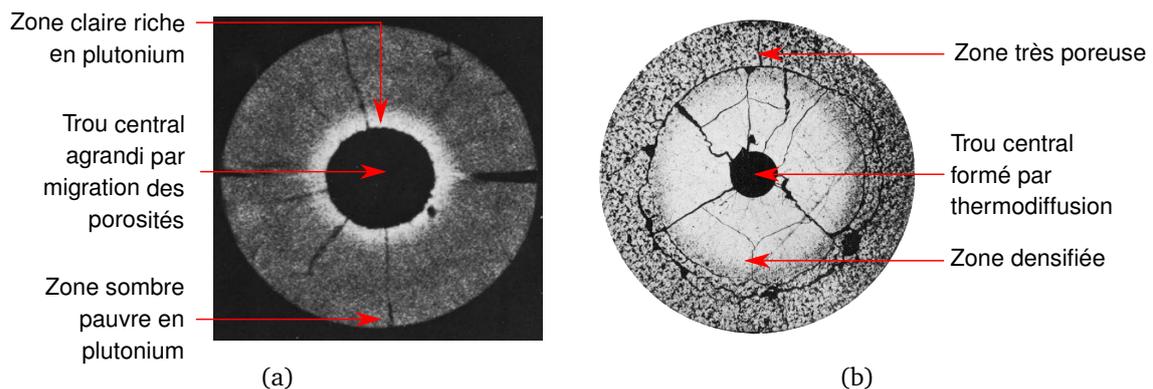


FIGURE 3.2 – Sections droites de combustibles oxydes irradiés. (3.2a) : Radiographie de la section droite d'une pastille d'oxydes mixtes irradiée dans le réacteur Rapsodie ([Bober et al., 1973](#)), initialement creuse, illustrant la redistribution du plutonium prêt du trou central par thermodiffusion. (3.2b) : Pastille d'oxyde de thorium irradiée ([Nichols, 1979](#)), initialement pleine, illustrant la migration des porosités par thermodiffusion.

1. Les phénomènes rapides pouvant survenir au début de la phase d'expansion (ondes acoustiques, de constante de temps inférieure à la milliseconde) ne sont pas modélisés dans ce manuscrit.

2. Phénomène de diffusion de matière sous l'effet d'un gradient élevé de température, qui n'est pas régi par la seule loi de Fick.

tout en modifiant la porosité du combustible (Figure 3.2b).

Par ailleurs, la migration d'uranium vers les extrémités froides de la pastille entraîne un **enrichissement en plutonium** au centre (Bober *et al.*, 1973). La résultante de ces phénomènes, qui peuvent être expliqués par la TPI, modifie la distribution radiale de température dans les aiguilles, les propriétés thermophysiques des matériaux, ainsi que le profil de puissance des assemblages.

La thermodiffusion joue également un rôle dans le confinement de radionucléides. Fargue *et al.* (1990) ont employé les équations de la TPI pour étudier la rétention des radionucléides dans un stockage géologique. Bucci (2009) a proposé, à partir de la TPI, un modèle de condensation pour un mélange multi-composants faisant intervenir des phénomènes thermodiffusifs. Ce modèle a été appliqué à l'étude de la recondensation de vapeurs au sein du confinement d'un réacteur à eau pressurisée. De même, Introïni (2010) a utilisé des équations déduites de la TPI pour modéliser les phénomènes thermodiffusifs et thermohydrauliques ayant lieu pendant une interaction corium-béton.

Les applications de la TPI sont ainsi très variées et se sont imposées dans des domaines très différents. L'application de la TPI à la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves reste en revanche limitée. Les prochaines sections décrivent le transitoire de vaporisation de combustible, ainsi que l'application de l'analyse dimensionnelle et de la TPI, qui aboutit à l'écriture des lois phénoménologiques et couplages physiques y intervenant.

3.2 Vaporisation et détente de combustible

3.2.1 Présentation du transitoire de vaporisation et de détente de combustible

Usuellement (Marchaterre, 1977), le transitoire de vaporisation et de détente de combustible fait partie de la phase dite « énergétique » d'un **Accident de Dimensionnement du Confinement (ADC, ou Core Disruptive Accident, CDA)**. Si plusieurs scénarios peuvent aboutir à un ADC (voir Figure 3.3), leur phase énergétique a pour résultat commun un **dégage-ment d'énergie mécanique** qui peut endommager le confinement du réacteur, voire le rompre (Tentner *et al.*, 2010).

Comme présenté dans le Chapitre 1, le premier ADC de RNR-Na étudié impliquait une vaporisation rapide de matériaux du cœur d'un réacteur suivie d'une détente de vapeurs pressurisées (Bethé et Tait, 1956). Cette vaporisation peut avoir lieu à l'issue par exemple d'une

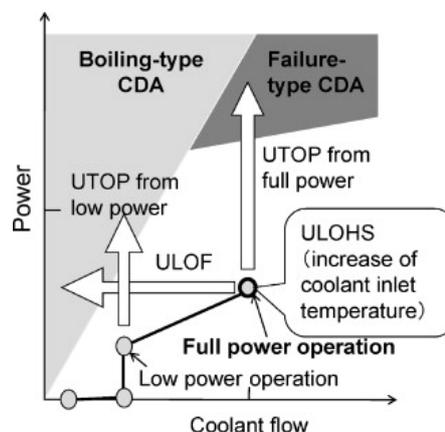


FIGURE 3.3 – Illustration de la possibilité d'aboutir à un ADC (ou CDA) via un ULOF (*Unprotected Loss of Flow*) ou un UTOP (*Unprotected Transient OverPower*). Image extraite de Yamano *et al.* (2012).

excursion de puissance suffisamment intense pour fondre une partie du combustible et le porter au delà de sa température de saturation. Cette excursion de puissance peut avoir lieu par exemple en cas de compaction du cœur. La détente des vapeurs de combustible résultantes peut induire un chargement mécanique de la cuve et des structures du réacteur, ce qui peut potentiellement mener à leur rupture. Le calcul de l'énergie mécanique relâchée par la détente est important pour la démonstration de sûreté du réacteur. Dans le cas d'ASTRID, un tel transitoire devrait intervenir pendant la phase secondaire d'un scénario accidentel (Bertrand *et al.*, 2016).

La plupart des modèles utilisés pour décrire une vaporisation et détente de combustible supposent que le combustible vaporisé est injecté dans une grande « bulle » de vapeur unique, dont le diamètre peut atteindre plusieurs mètres (Epstein *et al.*, 2001). Généralement, le transfert de chaleur entre le combustible vaporisé et le sodium du réacteur est négligé. Cette hypothèse est utilisée par la plupart des codes employés pour calculer les conséquences mécaniques des ADC, comme COMBUS (Bertrand *et al.*, 2016) et EUROPLEXUS (Robbe et Casadei, 2004) en France, ou FUSTIN (Chellapandi *et al.*, 2013) en Inde. Néanmoins, cette hypothèse d'absence d'échange thermique est régulièrement remise en question. Notamment, Cho et Epstein (1974) ont fait remarquer que l'échange thermique avec le sodium peut mener à une vaporisation du sodium impliquant une augmentation de pression dans la bulle de vapeur. En revanche, la condensation de vapeur de combustible associée mène à une diminution de la pression. Cette compétition entre vaporisation du sodium et condensation du combustible peut, dans certains cas, augmenter l'énergie mécanique d'une détente de combustible, et a fait l'objet de plusieurs études ultérieures (Corradini, 1978; Reynolds et Berthoud, 1981; Berthoud *et al.*, 1984; Epstein *et al.*, 2001).

Dans ce Chapitre 3, un modèle simplifié décrivant une vaporisation de combustible suivie de sa détente, sans chaleur transmise au sodium, est décrit en Section 3.2.2. Les hypothèses du modèle sont justifiées par analyse dimensionnelle en Section 3.3. La TPI est appliquée au modèle en Section 3.4, afin d'en déterminer la production d'entropie. Les lois phénoménologiques et les processus prépondérants sont ainsi identifiés en Section 3.4.3. En Section 3.4.4, la contribution du transfert de chaleur à la production d'entropie est considérée, sans présumer des mécanismes menant à ce transfert de chaleur, qui sont traités dans le Chapitre 4.

3.2.2 Modèle de vaporisation et de détente de combustible sans transfert de chaleur

Le combustible étudié est constitué d'oxydes d'uranium et de plutonium. Une excursion de puissance non modélisée est supposée avoir porté du combustible au-dessus de sa température de saturation à 1 bar, qui est de l'ordre de 3600 K. La masse de combustible ainsi chauffée est de l'ordre de plusieurs tonnes. Sa température se situe entre 4000 K et 5000 K. Ces valeurs sont couramment admises pour de tels scénarios (Bertrand *et al.*, 2016).

Le système utilisé pour décrire le transitoire est idéalisé sous la forme d'une géométrie sphérique multi-0-D¹, schématisée en Figure 3.4. Le système est composé de cinq phases :

- la cuve du réacteur, postulée rigide et indéformable. La mécanique complexe menant à sa rupture n'est pas considérée ici. La cuve est également supposée être thermiquement isolée. Elle ne reçoit donc ni chaleur, ni travail. Cette hypothèse isole le système de l'extérieur ;
- le ciel de pile du réacteur, constitué d'argon. Ce gaz, dont la fonction est de séparer la dalle du réacteur du sodium primaire, tout en permettant la dilatation thermique de ce

1. C'est à dire que la description de la géométrie est subdivisée en sous-systèmes 0-D.

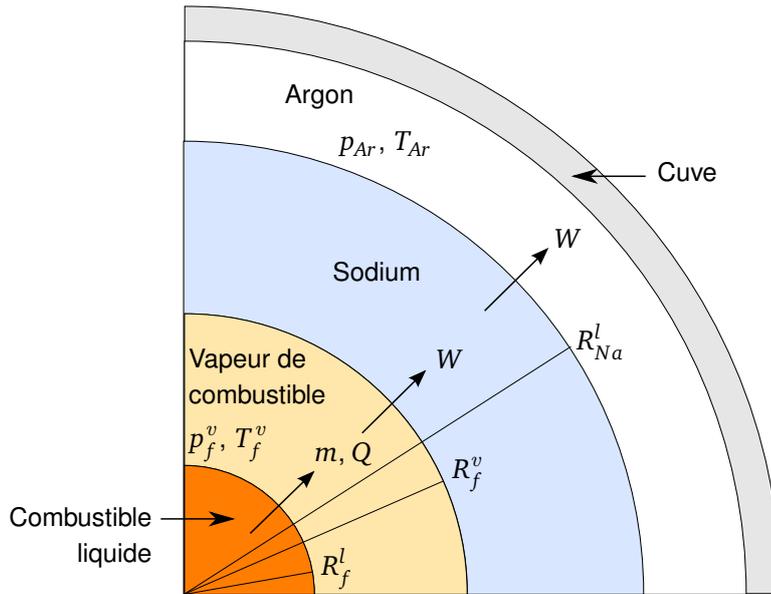


FIGURE 3.4 – Quart supérieur droit du système considéré pour modéliser la vaporisation de combustible et la détente de sa vapeur. Les températures et pressions sont uniformes dans chaque phase (justification en Section 3.3)

dernier, est à la pression de 1,2 bar ;

- une « goutte » de combustible nucléaire liquéfié $(U/Pu)O_2$, chaude, située au centre du système. Ce combustible, dont la température est supérieure à 4000 K, est supposé proche de la saturation, sa pression étant de plusieurs dizaines de bars. Sa température de saturation à 1 bar est de l'ordre de 3600 K ;
- une bulle de vapeur de combustible, proche de la saturation, en contact avec la goutte liquide. Sa pression de saturation est de l'ordre de plusieurs dizaines de bars. La différence de pression entre le combustible et l'argon impose la détente de la vapeur de combustible. La diminution de pression associée à cette détente conduit à la vaporisation d'une partie du combustible liquide. La température du combustible, qui dépend de sa pression de saturation, diminue par ailleurs avec la pression. Un flux de masse et de chaleur couplées est ainsi échangé entre les phases de combustible liquide et vapeur ;
- le sodium liquide primaire du réacteur, qui forme un piston liquide entre la vapeur de combustible et l'argon. La détente de la vapeur déplace le sodium qui vient comprimer le ciel de pile d'argon, qui le sépare de la cuve. La pression augmente alors dans l'argon, et oppose une résistance à la détente. La vapeur de combustible transmet donc un travail au sodium et au ciel de pile. La compression de l'argon est supposée isentropique, ce qui est une hypothèse courante pour un tel transitoire (Hall, 1988).

En Section 3.3, plusieurs simplifications sont justifiées par analyse dimensionnelle. En Section 3.4, les équations de conservations simplifiées ainsi que les équations de la TPI sont écrites.

3.3 Analyse dimensionnelle

L'analyse de dimensions, d'ordres de grandeur et de temps caractéristiques effectuée dans cette section vise à éliminer les phénomènes négligeables pendant le transitoire. Cette analyse permet d'écrire des équations de conservation simplifiées dans la Section 3.4, qui seront par

la suite injectées dans les équations de la TPI. Il est requis de connaître un grand nombre de grandeurs physiques pour réaliser cette analyse dimensionnelle. Elles sont évaluées à l'aide des corrélations indiquées dans l'Annexe D.

Afin de conserver les masses présentes dans le cœur dans la géométrie sphérique, les rayons sont modifiés par rapport aux dimensions réelles d'ASTRID. Le rayon de la cuve sphérisée est de l'ordre de ¹ 7 m. La masse de combustible fondue est de l'ordre de 1000 kg. La masse vaporisée est de l'ordre de 100 kg (voir Chapitre 4). La température initiale du combustible est de l'ordre de 4500 K. Sa température de saturation à 1 bar est de l'ordre de 3600 K, ce qui implique une surchauffe par rapport à la saturation initiale de l'ordre de 900 K. Les propriétés thermophysiques employées pour décrire le combustible dans l'analyse dimensionnelle sont calculées à 4500 K. Les grandeurs utilisées pour l'analyse dimensionnelle sont résumées dans le Tableau 3.2. Les phases de combustible, de sodium et d'argon sont respectivement notées f , Na et Ar . L'état physique de chaque matériau, liquide ou vapeur, est respectivement noté v et l .

3.3.1 Variations du volume de combustible liquide

Dans ce paragraphe, le combustible liquide est supposé être surchauffé par rapport à 1 bar. En supposant que toute sa surchauffe initiale est convertie en chaleur latente, un bilan enthalpique permet d'évaluer la variation de volume du combustible liquide sous la forme

$$\rho_f^l V_f^l c_{p_f}^l \Delta T_f^l = h_f^{lv} \Delta m_f^l = h_f^{lv} \rho_f^l \Delta V_f^l, \quad (3.11)$$

où ρ est une masse volumique, V un volume, c_p une capacité thermique spécifique et h^{lv} une enthalpie de changement de phase. Les termes ΔT et Δm sont les variations de la température et de la masse du combustible pendant le transitoire. D'où la variation relative de volume maximale,

$$\frac{\Delta V_f^l}{V_f^l} = \frac{c_{p_f}^l \Delta T_f^l}{h_f^{lv}}. \quad (3.12)$$

Ce nombre est classiquement utilisé pour évaluer le ratio de masse vaporisée par une grande surchauffe via le phénomène d'auto-vaporisation (ou *flashing*) (Risse, 2012). Sachant que, sous l'hypothèse de la géométrie sphérique, $V_f^l = 4\pi(R_f^l)^3/3$, l'équation (3.12) devient

$$\frac{\Delta R_f^l}{R_f^l} = \left(\frac{c_{p_f}^l \Delta T_f^l}{h_f^{lv}} + 1 \right)^{\frac{1}{3}} - 1. \quad (3.13)$$

Si le combustible est supposé être surchauffé par rapport à sa température de saturation à la pression atmosphérique, la variation de température est de l'ordre de 900 K (voir Tableau 3.2). La variation relative de volume liquide correspondante est de l'ordre de 11 %, ce qui correspond à une variation relative du rayon de la phase liquide de l'ordre de 4 %. Les variations de géométrie de la phase liquide peuvent ainsi être négligées pour ce domaine de température.

3.3.2 Comparaison des effets de la viscosité, de la gravité et de la tension de surface à ceux de la pression

Cette section est dédiée à l'étude des effets mécaniques qui ont lieu dans le sodium. En particulier, les effets de la viscosité η , de la gravité g et de la tension de surface σ sont

1. La valeur du « rayon » du réacteur a été adaptée en géométrie sphérique afin de conserver la masse de sodium présente dans la géométrie réelle du réacteur ainsi que le volume d'argon disponible pour détendre.

TABLEAU 3.2 – Ordres de grandeur utilisés pour l'analyse dimensionnelle de la Section 3.3.
Les corrélations utilisées sont retranscrites en Annexe D.

Paramètre	Symbole	Ordre de grandeur	Référence
Capacité calorifique du combustible liquide	$c_{P_f}^l$	380 J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	IAEA (2008)
Capacité calorifique du sodium	$c_{P_{Na}}^l$	1300 J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	IAEA (2008)
Viscosité dynamique du combustible liquide	η_f^l	3.10 ⁻³ Pa.s	IAEA (2008)
Viscosité dynamique du sodium	η_{Na}^l	2.10 ⁻⁴ Pa.s	IAEA (2008)
Enthalpie de changement de phase liquide-vapeur du combustible	h_f^{lv}	2.10 ⁶ J.kg ⁻³	Morita et Fischer (1998)
Conductivité thermique de la vapeur de combustible	k_f^v	0,3 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	Morita <i>et al.</i> (1999)
Conductivité thermique du combustible liquide	k_f^l	20 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	IAEA (2008)
Conductivité thermique du sodium	k_{Na}^l	70 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	IAEA (2008)
Masse de combustible initialement fondue	m_f^l	1000 kg	Voir Chapitre 4
Masse de combustible vaporisée au cours du transitoire	Δm_f^v	100 kg	Voir Chapitre 4
Pression de saturation du combustible au début du transitoire	P_f^{sat}	2 MPa	Bertrand <i>et al.</i> (2016)
Pression de l'argon au début du transitoire	P_{Ar}	0,12 MPa	Donnée réacteur
Rayon de la cuve sphérisée	L	7 m	Donnée réacteur
Rayon de la bulle de vapeur	R	De 1 m à 4 m	Voir Chapitre 4
Masse volumique du combustible liquide	ρ_f^l	7500 kg.m ³	IAEA (2008).
Masse volumique du combustible vapeur au début du transitoire	ρ_f^v	6 kg.m ⁻³	Morita et Fischer (1998)
Masse volumique du sodium	ρ_{Na}^l	820 kg.m ⁻³	IAEA (2008)
Tension superficielle du sodium	σ_{Na}	0,15 J.m ⁻²	IAEA (2008)
Tension superficielle du combustible	σ_f	0,25 J.m ⁻²	IAEA (2008)
Température de la vapeur de combustible au début du transitoire	T_f^v	4500 K	Bertrand <i>et al.</i> (2016)
Température moyenne du sodium	T_{Na}^l	830 K	Donnée réacteur
Variation de température du combustible liquide entre le début et la fin du transitoire	ΔT_f^l	900 K	Bertrand <i>et al.</i> (2016)

comparés à ceux de la différence de pression entre le combustible et l'argon $p_f^v - p_{Ar}$. Les nombres adimensionnels utilisés pour caractériser ces phénomènes dans un écoulement sont le nombre d'Euler (Eu), de Reynolds (Re), de Froude (Fr) et de Weber (We), qui s'écrivent

$$\text{Eu} = \frac{p_f^v - p_{Ar}}{\rho_{Na}^l (\dot{R}_f^v)^2}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_{Na}^l \dot{R}_f^v L_{\text{Re}}}{\eta_{Na}^l}, \quad \text{Fr} = \frac{\dot{R}_f^v}{\sqrt{g L_{\text{Fr}}}}, \quad \text{We} = \frac{\rho_{Na}^l (\dot{R}_f^v)^2 L_{\text{We}}}{\sigma_{Na}}, \quad (3.14)$$

où \dot{R}_f^v est la vitesse de l'interface vapeur/sodium, qui sera par la suite nommée **vitesse d'expansion**, et L une longueur caractéristique dépendant du phénomène étudié.

À l'exception de la vitesse d'expansion, toutes les grandeurs apparaissant dans les nombres adimensionnels du groupe d'équations (3.14) peuvent être évaluées avec les corrélations indiquées dans l'Annexe D. Il est donc requis de modifier ces groupements afin de faire disparaître \dot{R}_f^v . De même, il serait approprié de comparer les différents phénomènes physiques à la différence de pression entre la vapeur de combustible et l'argon. Ces deux nécessités sont résolues en combinant les groupements adimensionnels du groupe d'équations (3.14) de manière à faire disparaître \dot{R}_f^v .

En multipliant le nombre d'Euler par le carré du nombre de Reynolds, il vient

$$\text{Eu.Re}^2 = \frac{p_f^v - p_{Ar}}{(\eta_{Na}^l)^2 / (\rho_{Na}^l L_{\text{Re}}^2)}. \quad (3.15)$$

Ce dernier nombre est parfois nommé nombre de Bejan dans la littérature ([Bhattacharjee et Grosshandler, 1988](#); [Petrescu, 1994](#)). Ce nombre ne dépend que des propriétés physiques du fluide considéré et des caractéristiques du réacteur. La longueur caractéristique L_{Re} est l'épaisseur de la calotte de sodium liquide sur lequel s'applique le gradient de pression, qui est proche de la taille du réacteur, c'est à dire 7 m. Il prend ici une valeur de l'ordre de 10^{18} . Ce résultat permet de déduire que les pertes de charges visqueuses dans le sodium sont négligeables par rapport à la différence de pression entre la vapeur de combustible et l'argon.

De même que précédemment, le nombre d'Euler est multiplié par le carré du nombre de Froude, ce qui donne

$$\text{Eu.Fr}^2 = \frac{p_f^v - p_{Ar}}{\rho_{Na}^l g L_{\text{Fr}}}. \quad (3.16)$$

Ce nombre adimensionnel compare la différence de pression à la perte de charge gravitaire. La longueur caractéristique prise est celle du rayon du sodium, de l'ordre de 7 m. La valeur du nombre adimensionnel ainsi obtenu est de l'ordre de 30, ce qui permet de négliger la gravité par rapport à la différence de pression.

Le produit des nombres de Reynolds et de Weber s'écrit

$$\text{Eu.We} = \frac{(p_f^v - p_{Ar}) L_{\text{We}}}{\sigma_{Na}}. \quad (3.17)$$

Ce dernier nombre concerne la stabilité d'une interface. La dimension caractéristique L_{We} d'un tel phénomène n'est pas le rayon du sodium, mais plutôt le rayon de courbure de l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium liquide, qui est de l'ordre d'un mètre. Ce nombre est de l'ordre de 10^7 . Le phénomène de tension superficielle est donc négligeable par rapport à la différence de pression.

Le raisonnement présenté dans cette section prouve ainsi que seule la pression joue un rôle important dans les équations mécaniques à résoudre pour traiter le mouvement du sodium.

3.3.3 Temps caractéristiques de la vaporisation et de la détente

Dans cette section, les temps caractéristiques de la vaporisation et de la détente sont comparés. L'intérêt de cette comparaison est d'évaluer si l'un des deux processus considérés, qui dépend de l'autre, peut imposer sa cinétique au transitoire. Afin de procéder à cette comparaison, deux systèmes fictifs sont considérés :

- le premier implique uniquement des phénomènes mécaniques en considérant la détente de la vapeur de combustible à laquelle s'oppose l'inertie du sodium et la pression de l'argon ;
- le second implique uniquement des phénomènes thermiques en considérant la vaporisation du liquide surchauffé et soumis à la pression atmosphérique, qui correspond à la vaporisation maximale possible.

Afin de déterminer le temps caractéristique de la détente, un bilan mécanique est effectué sur le sodium. D'après les simplifications justifiées en Section 3.3.2, l'équation de conservation de la quantité de mouvement du sodium s'écrit

$$\rho_{Na}^l \frac{d\vec{v}_{Na}}{dt} = -\vec{\nabla} p, \quad (3.18)$$

où \vec{v}_{Na} est la vitesse de l'écoulement dans le sodium. Les vecteurs $d\vec{v}_{Na}/dt$ et $\vec{\nabla} p$ sont approximés en R/t_{exp}^2 et $(p_f^v - p_{Ar})/R$, où t_{exp} est le temps caractéristique de la détente et R la distance caractéristique de la détente. Ainsi, t_{exp} s'écrit

$$t_{exp} = R \sqrt{\frac{\rho_{Na}^l}{p_f^v - p_{Ar}}}. \quad (3.19)$$

La distance caractéristique de la détente est de l'ordre de quelques mètres. Une valeur représentative de 4 m est considérée. Ceci permet d'évaluer le temps caractéristique de la détente $t_{exp} \approx 0,1$ s.

Pour évaluer le temps caractéristique de vaporisation t_{vap} , un système de combustible liquide surchauffé de 900 K, comme en Section 3.3.1, est à nouveau considéré. Un bilan thermique sur ce système s'écrit

$$\kappa A \Delta T_f^l t_{vap} = h_f^{lv} \Delta m_f^v, \quad (3.20)$$

où Δm_f^v est la masse de combustible vaporisée, A est une surface d'échange thermique, ΔT_f^l est la surchauffe du liquide et κ correspond à un coefficient de transfert de chaleur entre le combustible liquide et sa vapeur.

Afin d'évaluer A , la vaporisation est supposée avoir lieu sous la forme d'ébullition nucléée. Cette hypothèse est justifiée par la grande surchauffe, un tel système étant similaire à celui d'une vaporisation explosive, ou BLEVE (en anglais *Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion*, voir [Pinhasi et al. \(2005, 2007\)](#)). La vaporisation est alors modélisée sous la forme d'une ébullition dans le combustible, menant à la formation de bulles de vapeur. La surface d'échange thermique A correspond alors à la somme de l'aire de ces bulles. Le nombre de bulle est égal à $\Delta V_f^v / V_b$ où V_b est le volume d'une bulle. En notant respectivement A_b et d_b l'aire moyenne et le diamètre moyen des bulles, il vient

$$A = \frac{\Delta V_f^v}{V_b} A_b = \frac{6 \Delta V_f^v}{d_b}. \quad (3.21)$$

Il est donc nécessaire de connaître le diamètre moyen des petites bulles d_b . Une limite supérieure de d_b est obtenue par une analyse de stabilité hydrodynamique (Zuber, 1959), qui permet d'écrire

$$d_b = \pi \sqrt{\frac{3\sigma_f}{g(\rho_f^l - \rho_f^v)}}, \quad (3.22)$$

ce qui donne $d_b \approx 1$ cm.

Il est également nécessaire de connaître l'ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur κ . Ce dernier est évalué à l'aide d'une corrélation obtenue par Labuntzov *et al.* (1964) pour l'ébullition nucléée. En exprimant le nombre de Nusselt $\text{Nu} = \kappa d_b / k_f^l$, ainsi que le nombre de Jakob $\text{Ja} = (\rho_f^l c_{p,f}^l \Delta T_f^l) / (\rho_f^v h_f^{lv})$, cette corrélation s'écrit

$$\text{Nu} = \frac{12\text{Ja}}{\pi} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6\text{Ja}} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\pi}{6\text{Ja}} \right) \approx \frac{12\text{Ja}}{\pi}. \quad (3.23)$$

Le nombre de Jakob est de l'ordre de 200, ce qui justifie l'approximation effectuée pour écrire l'équation (3.23). En combinant les équations (3.21), (3.23) et (3.20), le temps caractéristique de la vaporisation s'écrit

$$t_{\text{vap}} = \frac{\pi d_b^2 (\rho_f^v)^2 (h_f^{lv})^2}{72 (\Delta T_f^l)^2 \rho_f^l c_{p,f}^l k_f^l}. \quad (3.24)$$

Le temps caractéristique de la vaporisation t_{vap} est ainsi de l'ordre de 10^{-5} s.

Comme montré en Section 3.3.2, le seul paramètre mécanique à prendre en compte pour analyser la détente est la différence de pression entre la vapeur de combustible et l'argon. Par ailleurs, la vaporisation du combustible est fonction de la pression de sa vapeur, qui dépend elle-même de la détente. Les analyses de temps caractéristiques effectuées ci-dessus montrent que l'équilibre thermodynamique liquide/vapeur est atteint beaucoup plus vite que l'équilibre mécanique entre la pression de la vapeur et la pression de l'argon.

Ainsi, la conclusion de cette section est que le combustible peut être considéré comme saturé pendant toute la détente.

3.3.4 Analyse du champ de pression et de la compressibilité pour la vapeur, le sodium et l'argon

L'étude effectuée dans cette section vise à justifier des approximations quant aux champs de pression dans les phases constituant le système. La compressibilité d'un écoulement et le comportement des champs de pression s'évaluent à partir du nombre de Mach,

$$M = \frac{v}{c}, \quad (3.25)$$

où c est la célérité du son dans le milieu étudié et v est la vitesse de l'écoulement dans le milieu étudié. Les nombres de Mach du sodium, de la vapeur puis de l'argon sont calculés.

Dans cette partie, il n'est plus possible de raisonner sans connaître la vitesse d'expansion de la bulle comme c'était le cas en partie 3.3.2. En considérant le temps caractéristique de la détente t_{exp} de 100 ms calculé en Section 3.3.3 et en supposant que la bulle se détend sur la moitié de la cuve, c'est à dire sur un rayon de 4 m, l'ordre de grandeur de la vitesse d'expansion de la bulle \dot{R}_f^v est estimé égal¹ à 40 m.s^{-1} . La célérité du son dans le sodium est

1. Il est montré dans le Chapitre 4 que cet ordre de grandeur est correct.

de l'ordre de 2000 m.s^{-1} (Leibowitz *et al.*, 1971). Le nombre de Mach du sodium ainsi évalué vaut alors $M_{\text{Na}}^l = 0,02$. Cette faible valeur implique qu'en dehors d'une éventuelle couche limite, le fluide est incompressible, et il n'y a alors pas d'onde de choc¹. L'épaisseur de la couche limite est à relier au nombre de Reynolds², qui est de l'ordre de 10^9 pour le sodium avec une vitesse de 40 m.s^{-1} . Avec une valeur aussi élevée, la couche limite sera très fine. Considérer l'écoulement du sodium comme incompressible semble donc raisonnable.

Une analyse similaire est effectuée pour la vapeur de combustible. La célérité du son dans la vapeur d'uranium à très haute température étant peu connue, son ordre de grandeur est évalué avec la formule démontrée pour les gaz parfaits (Landau et Lifshitz, 1987),

$$c_f^v = \sqrt{\frac{\gamma_f^v p_f^v}{\rho_f^v}} . \quad (3.26)$$

Le ratio des capacités calorifiques γ_f^v est considéré égal à celui d'un gaz parfait diatomique, soit $\gamma_f^v = 7/5 = 1,4$. En évaluant les propriétés thermophysiques du combustible à l'aide des corrélations indiquées en Annexe D, il vient $c_f^v \approx 500 \text{ m.s}^{-1}$. La vitesse de l'écoulement dans la vapeur de combustible est prise égale à la vitesse d'expansion de la vapeur de combustible, soit 40 m.s^{-1} . Le nombre de Mach pour la vapeur M_f^v est alors de l'ordre de 0,1, ce qui correspond au domaine des écoulements incompressibles. Il n'y a donc pas d'onde de choc dans la vapeur de combustible, et sa pression peut ainsi être considérée comme uniforme. De même que précédemment, le nombre de Reynolds de la vapeur est assez élevé (10^7) pour négliger les couches limites.

Un raisonnement similaire appliqué à l'argon montre de même qu'aucune onde de pression n'intervient dans l'argon, et que sa pression peut être considérée comme uniforme. Il est ainsi possible d'aboutir à deux conclusions :

- le sodium est incompressible pendant la détente de combustible ;
- les pressions des phases de vapeur de combustible et d'argon peuvent être exprimées sous la forme d'uniques valeurs p_f^v et p_{Ar} , sans qu'il soit nécessaire d'exprimer des termes de gradient de pression internes.

3.3.5 Analyse du champ de température dans la vapeur de combustible et le sodium

Cette section est consacrée à l'étude des profils de température des phases de vapeur de combustible et de sodium. En convection forcée, les champs de température sont fonction du nombre de Péclet thermique, produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl,

$$\text{Pe} = \frac{vR}{\alpha_{th}} , \quad (3.27)$$

où α_{th} est la diffusivité thermique définie par

$$\alpha_{th} = \frac{k}{\rho c_p} . \quad (3.28)$$

Le nombre de Péclet compare les temps caractéristiques de transport d'énergie par convection forcée et par diffusion. Un nombre de Péclet très élevé implique que la turbulence homogénéise le fluide et ainsi que la couche limite thermique est très fine. La vitesse utilisée est la

1. Cette analyse ignore le démarrage de la phase d'expansion, durant laquelle une onde acoustique est émise.
 2. Par exemple, l'épaisseur de la couche limite visqueuse d'un écoulement laminaire le long d'une plaque est proportionnelle à $\text{Re}^{-0,5}$ (Bergman *et al.*, 2012).

même que dans la section 3.3.4, soit $v = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Le nombre de Péclet est de l'ordre de 10^6 pour la vapeur et pour le sodium. De même que pour les champs de pression en Section 3.3.4, ces valeurs sont assez élevées pour considérer une uniformité thermique au sein de chacune de ces phases.

3.3.6 Analyse du transfert de chaleur au travers d'une interface indéformable entre la vapeur de combustible et le sodium

Dans cette section, la possibilité de négliger le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium liquide est étudiée. L'interface entre ces deux phases est considérée comme indéformable et imperméable à la matière. Cette hypothèse sur l'interface sera maintenue dans le manuscrit pour l'étude de la détente sans transfert de chaleur, mais elle sera modifiée dans le Chapitre 4 lorsque le transfert de chaleur entre le combustible et le sodium sera étudié plus en détail.

Dans l'hypothèse d'une vitesse tangentielle nulle, il n'y a pas de phénomène convectif à l'interface vapeur de combustible/sodium. Le transfert thermique est donc ici purement conductif. Il serait intéressant de calculer ce transfert de chaleur pour vérifier son importance. Le raisonnement effectué avec le nombre de Péclet en Section 3.3.5 a montré que les températures sont homogènes, sauf dans une fine couche limite thermique dans laquelle existe un gradient de température. Le transfert thermique conductif est généré par ce gradient de température.

Le système est modélisé par une sphère de gaz plongée dans un liquide (voir Figure 3.5). Les deux phases sont de températures constantes, sauf dans la fine couche limite thermique. Pour tenir compte du fait que la vapeur est un meilleur isolant thermique que le sodium, donc que la vapeur va limiter le transfert thermique, le calcul est effectué dans la couche limite thermique de la vapeur. En effet, la conductivité thermique de la vapeur de combustible est mille fois inférieure à celle du sodium. Le transfert de chaleur conductif de la vapeur de combustible vers le sodium \dot{Q} est obtenu par résolution de l'équation de la chaleur instationnaire dans la couche limite thermique. Cette résolution donne l'expression du gradient de température dans la couche limite, dont la démonstration est trouvable dans l'ouvrage de [Bergman et al. \(2012\)](#). Le transfert thermique conductif s'exprime donc, en fonction du temps t ,

$$\dot{Q}(t) = 4\pi(R_f^v)^2 k_f^v \sqrt{3} \frac{T_f^v - T_{Na,i}^l}{\sqrt{\pi \alpha_{th,f}^v t}}, \quad (3.29)$$

où $T_{Na,i}$ est la température de l'interface vapeur/sodium et où le terme $\sqrt{3}$ est un facteur correctif qui prend en compte la géométrie sphérique du système ([Zuber, 1959](#)). En définissant l'effusivité thermique par $eff = (k\rho c_p)^{1/2}$ ([Sacadura, 1993](#)), la température de l'interface s'écrit

$$T_{Na,i} = \frac{eff_{Na} T_{Na}^l + eff_f^v T_f^v}{eff_{Na} + eff_f^v}. \quad (3.30)$$

L'application numérique donne $T_{Na,i}^l \approx 840 \text{ K}$, soit une valeur très proche de la température du sodium, ce qui est en accord avec l'hypothèse que le transfert thermique est limité par la vapeur de combustible. La durée du transitoire est supposée égale à la durée de la détente $t_{exp} = 0,1 \text{ s}$. L'expression (3.29) est intégrée par rapport au temps jusqu'à t_{exp} . Afin de réaliser simplement cette intégrale pour l'analyse dimensionnelle, le rayon de la vapeur de combustible R_f^v est approximée égale à une valeur moyenne $R_f^{v*} = 4 \text{ m}$. Il est à noter que le rayon de la bulle est variable au cours du temps et que ce rayon approximé R_f^{v*} est très élevé, ce qui

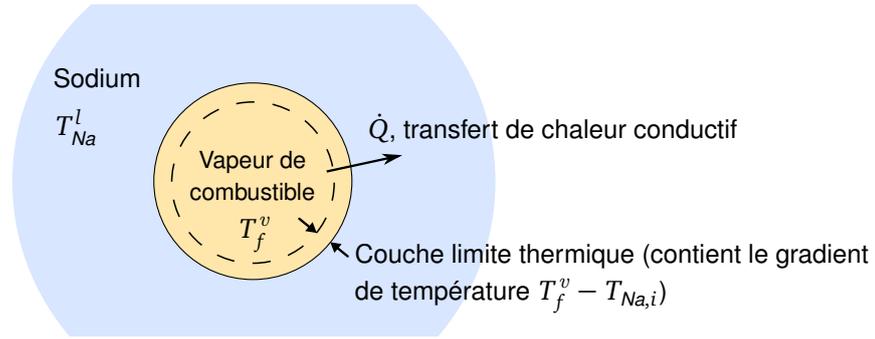


FIGURE 3.5 – Modélisation du transfert de chaleur conductif entre la bulle de vapeur de combustible et le sodium liquide dans l'hypothèse d'une interface vapeur/sodium indéformable et imperméable à la matière.

a pour effet de surestimer le transfert de chaleur. Le transfert de chaleur reçu par le sodium pendant t_{exp} s'écrit donc

$$Q(t_{exp}) = 8\pi(R_f^{v*})^2 k_f^v (T_f^v - T_{Na}^l) \sqrt{\frac{3t_{exp}}{\pi\alpha_f^v}}. \quad (3.31)$$

Ainsi, même pour un rayon de bulle approximé à une valeur excessivement élevée, le transfert de chaleur reçu par le sodium est de l'ordre de 10 MJ. Ce transfert est faible comparé à l'énergie requise pour vaporiser 100 kg de combustible (voir Tableau 3.2), de l'ordre de 200 MJ, et correspond à la condensation de 5 kg de combustible. Il représente par ailleurs une augmentation de température négligeable de 0,01 K des mille tonnes de sodium présentes dans le circuit primaire. Le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium est ainsi négligeable, tant que l'interface est indéformable et *imperméable* aux transferts de masse.

3.4 Application de la Thermodynamique des Processus Irréversibles

3.4.1 Équations de Gibbs phasiques

Compte tenu des simplifications apportées par l'analyse dimensionnelle en Section 3.3, le raisonnement effectué dans cette section porte sur les phases macroscopiques constituant le système présenté en Section 3.2.2. Les équations de Gibbs des phases de combustible liquide, de vapeur de combustible, de sodium et d'argon, s'écrivent (voir Section 3.1.1)

$$\frac{dS_f^l}{dt} = -\frac{\mu_f^l}{T_f^l} \frac{dm_f^l}{dt} + \frac{p_f^l}{T_f^l} \frac{dV_f^l}{dt} + \frac{1}{T_f^l} \frac{dU_f^l}{dt}, \quad (3.32a)$$

$$\frac{dS_f^v}{dt} = -\frac{\mu_f^v}{T_f^v} \frac{dm_f^v}{dt} + \frac{p_f^v}{T_f^v} \frac{dV_f^v}{dt} + \frac{1}{T_f^v} \frac{dU_f^v}{dt}, \quad (3.32b)$$

$$\frac{dS_{Na}^l}{dt} = -\frac{\mu_{Na}^l}{T_{Na}^l} \frac{dm_{Na}^l}{dt} + \frac{p_{Na}^l}{T_{Na}^l} \frac{dV_{Na}^l}{dt} + \frac{1}{T_{Na}^l} \frac{dU_{Na}^l}{dt}, \quad (3.32c)$$

$$\frac{dS_{Ar}}{dt} = -\frac{\mu_{Ar}}{T_{Ar}} \frac{dm_{Ar}}{dt} + \frac{p_{Ar}}{T_{Ar}} \frac{dV_{Ar}}{dt} + \frac{1}{T_{Ar}} \frac{dU_{Ar}}{dt}. \quad (3.32d)$$

L'étape suivante nécessaire pour exprimer la variation d'entropie de chaque phase est d'exprimer la variation temporelle des masses m , des volumes V , et des énergies internes U . Ceci est effectué dans la Section 3.4.2.

3.4.2 Équations de conservation

Les équations de conservation indiquées dans cette section sont des corollaires des équations écrites en Annexe B.1, qui sont ici simplifiées grâce à la précédente analyse dimensionnelle.

Le système étant fermé, la conservation de la masse totale du système s'écrit

$$\frac{dm_f^l}{dt} + \frac{dm_f^v}{dt} + \frac{dm_{Na}}{dt} + \frac{dm_{Ar}}{dt} = 0 . \quad (3.33)$$

Par définition du système, et d'après les simplifications démontrées en Section 3.3, les équations de conservation de la masse des phases s'écrivent

$$\frac{dm_f^v}{dt} = -\frac{dm_f^l}{dt} , \quad (3.34)$$

$$\frac{dm_{Na}}{dt} = \frac{dm_{Ar}}{dt} = 0 . \quad (3.35)$$

La conservation du volume des phases du système s'écrit

$$\frac{dV_f^l}{dt} + \frac{dV_f^v}{dt} + \frac{dV_{Na}}{dt} + \frac{dV_{Ar}}{dt} = 0 . \quad (3.36)$$

De même, le sodium étant incompressible et les variations de volume du combustible étant négligeables, les équations de conservation du volume des phases s'écrivent, sous l'hypothèse de la variation négligeable du volume de combustible liquide,

$$\frac{dV_f^v}{dt} = -\frac{dV_{Ar}}{dt} , \quad (3.37)$$

$$\frac{dV_{Na}^v}{dt} = \frac{dV_f^l}{dt} = 0 . \quad (3.38)$$

Si l'équation intégrée de l'énergie cinétique (B.20), indiquée en Annexe B.1, est combinée aux hypothèses simplificatrices démontrées précédemment pour la vapeur de combustible et l'argon (champ de pression uniforme, viscosité et gravité négligeables, volume des liquides constant), il est possible de montrer que les variations des énergies cinétiques du combustible et de l'argon sont nulles. Alors la conservation de l'énergie totale du système s'écrit

$$\frac{dU_f^l}{dt} + \frac{dU_f^v}{dt} + \frac{dU_{Na}}{dt} + \frac{dU_{Ar}}{dt} + \frac{dK_{Na}}{dt} = 0 , \quad (3.39)$$

où K_{Na} est l'énergie cinétique du sodium.

En employant les équations de conservation de la masse et du volume dans l'équation de conservation intégrée de l'énergie interne (B.42) indiquée dans l'Annexe B.1, les équations de conservation de l'énergie interne du sodium et de l'argon s'écrivent

$$\frac{dU_{Na}}{dt} = 0 , \quad (3.40)$$

$$\frac{dU_{Ar}}{dt} = -p_{Ar} \frac{dV_{Ar}}{dt} . \quad (3.41)$$

L'énergie cinétique du sodium s'écrit (voir équation (B.59) en Annexe B.2)

$$\frac{dK_{Na}}{dt} = (p_f^v - p_{Ar}) \frac{dV_f^v}{dt} . \quad (3.42)$$

Il vient alors, d'après les équations (3.39), (3.40) et (3.41),

$$\frac{dU_f^l}{dt} + \frac{dU_f^v}{dt} = -p_f^v \frac{dV}{dt} . \quad (3.43)$$

Le transfert de chaleur entre les phases de combustible liquide et vapeur est négligé. L'énergie transférée sous forme de transport de masse à la vapeur de combustible s'écrit $h_f^v dm_f^v/dt$, où h_f^v est l'enthalpie massique de la vapeur de combustible. La variation de volume du combustible liquide étant négligée et le combustible étant à la saturation, il vient nécessairement

$$\frac{dU_f^l}{dt} = h_f^l \frac{dm_f^l}{dt} + h_f^{lv} \frac{dm_f^l}{dt} = -h_f^v \frac{dm_f^v}{dt} , \quad (3.44)$$

$$\frac{dU_f^v}{dt} = h_f^v \frac{dm_f^v}{dt} - p_f^v \frac{dV}{dt} . \quad (3.45)$$

Comme indiqué, l'écriture des équations (3.44) et (3.45) suppose que le transfert de chaleur entre les phases liquide et vapeur est négligé. Cela revient également à supposer que la totalité de la surchauffe du combustible liquide est utilisée pour le vaporiser. Le liquide transfère alors une énergie par transport de masse, qui s'écrit $h_f^l dm_f^l/dt$, et reçoit une énergie de vaporisation, qui est égale à la chaleur latente $h_f^{lv} dm_f^l/dt$. La résultante de ces deux énergies est égale à $h_f^v dm_f^l/dt$, ce qui permet d'obtenir l'équation (3.44) grâce à la relation de conservation de la masse (3.34).

3.4.3 Production d'entropie, lois phénoménologiques

La combinaison des équations de conservation (3.34), (3.35), (3.37), (3.38), (3.44) et (3.45), avec le groupe d'équations (3.32), permet de simplifier les équations de Gibbs phasiques,

$$\frac{dS_f^l}{dt} = \frac{\mu_f^l - h_f^v}{T_f^l} \frac{dm_f^v}{dt} , \quad (3.46a)$$

$$\frac{dS_f^v}{dt} = - \frac{\mu_f^v - h_f^v}{T_f^v} \frac{dm_f^v}{dt} , \quad (3.46b)$$

$$\frac{dS_{Na}}{dt} = 0 , \quad (3.46c)$$

$$\frac{dS_{Ar}}{dt} = 0 . \quad (3.46d)$$

Ces équations montrent que les irréversibilités sont réduites au sous-système du combustible diphasique. En l'absence de transfert de chaleur et de viscosité, les seules irréversibilités sont causées par le changement de phase et les transferts de masse.

Le système étant isolé, sa production d'entropie est obtenue en sommant les équations du groupe (3.46), ce qui donne

$$\frac{dS_{\text{irr}}}{dt} = \left(\frac{\mu_f^l - h_f^v}{T_f^l} - \frac{\mu_f^v - h_f^v}{T_f^v} \right) \frac{dm_f^v}{dt}. \quad (3.47)$$

La production d'entropie est ainsi obtenue. Son expression est cohérente avec des résultats qui peuvent se trouver par ailleurs dans la littérature. En effet, pour des systèmes relativement similaires, [de Groot et Mazur \(1984\)](#) ou [Ward et Fang \(1999\)](#) trouvent des expressions analogues.

Comme indiqué en Annexe D, les propriétés thermophysiques du combustible nucléaire sont difficiles à trouver en phases vapeur et liquide. En particulier, les potentiels chimiques sont des grandeurs peu adaptées pour analyser ce problème de vaporisation de combustible. Il est donc proposé par la suite de transformer ces potentiels chimiques afin d'aboutir à des grandeurs plus faciles à calculer.

Par la suite, trois différentes approches sont proposées. Le combustible est supposé être à la saturation (hypothèse démontrée en Section 3.3.3), puis sa température ou sa pression est légèrement perturbée à partir de la saturation.

- Le système de combustible diphasique est à la pression de saturation p_f^{sat} , mais un petit déséquilibre de la température de chaque phase à proximité de la saturation est postulé. Dans ce cas, les températures s'écrivent

$$T_f^l = T_f^{\text{sat}} + dT_f^l, \quad (3.48)$$

$$T_f^v = T_f^{\text{sat}} + dT_f^v. \quad (3.49)$$

Un développement limité au premier ordre permet alors d'écrire

$$\frac{h_f^v}{T_f^l} \approx h_f^v \left(\frac{1}{T_f^{\text{sat}}} - \frac{dT_f^l}{(T_f^{\text{sat}})^2} \right), \quad (3.50)$$

$$\frac{h_f^v}{T_f^v} \approx h_f^v \left(\frac{1}{T_f^{\text{sat}}} - \frac{dT_f^v}{(T_f^{\text{sat}})^2} \right). \quad (3.51)$$

Par ailleurs, la relation de Gibbs-Helmholtz s'écrit ([O'Connell et Haile, 2005](#))

$$\left. \frac{\partial \left(\frac{\mu}{T} \right)}{\partial T} \right|_p = -\frac{h}{T^2}, \quad (3.52)$$

d'où, par développement limité au premier ordre,

$$\frac{\mu_f^l}{T_f^l} \approx \frac{\mu_f^{\text{sat}}}{T_f^{\text{sat}}} - \frac{h_f^l dT_f^l}{(T_f^{\text{sat}})^2}, \quad (3.53)$$

$$\frac{\mu_f^v}{T_f^v} \approx \frac{\mu_f^{\text{sat}}}{T_f^{\text{sat}}} - \frac{h_f^v dT_f^v}{(T_f^{\text{sat}})^2}. \quad (3.54)$$

Alors la production d'entropie (3.47) peut se réduire à

$$\frac{dS_{\text{irr}}}{dt} = \frac{h_f^{lv} dT_f^l}{(T_f^{\text{sat}})^2} \frac{dm_f^v}{dt}. \quad (3.55)$$

Dans l'équation (3.55), le terme dm_f^v/dt , qui correspond à l'évolution d'une variable d'état, est identifié comme un flux thermodynamique, et le terme $h_f^{lv}dT_f^l/(T_f^{sat})^2$ est identifié comme la force thermodynamique. En supposant qu'il soit possible d'écrire les lois phénoménologiques, dont les hypothèses ont été discutées en Section 3.1.4, il vient

$$\frac{dm_f^v}{dt} = L_{dT} \frac{h_f^{lv}}{(T_f^{sat})^2} dT_f^l, \quad (3.56)$$

où L_{dT} , est le coefficient phénoménologique (voir Section 3.1.4). La substitution de l'équation (3.56) dans l'équation (3.55) permet d'écrire

$$\frac{dS_{irr}}{dt} = L_{dT} \left(\frac{h_f^{lv} dT_f^l}{(T_f^{sat})^2} \right)^2, \quad (3.57)$$

ce qui impose $L_{dT} > 0$ d'après le second principe de la thermodynamique.

Ce résultat est d'importance, car le signe de dm_f^v/dt est donc fonction du signe de dT_f^l (équation (3.56)). En d'autres termes, si la surchauffe du liquide par rapport à la saturation est positive, la vaporisation a lieu. Sous ces hypothèses, la modélisation de la vaporisation ne requiert que de connaître la surchauffe du liquide dT_f^l et le coefficient phénoménologique L_{dT} . Ce dernier peut être évalué à l'aide de corrélations. Par exemple, en modélisant le transfert d'énergie associé à la vaporisation selon un coefficient de transfert de chaleur κ , il vient

$$h_f^{lv} \frac{dm_f^v}{dt} = \kappa A dT_f^l. \quad (3.58)$$

Dans ce cas, par identification des équations (3.56) et (3.58), le coefficient phénoménologique L_{dT} vaut

$$L_{dT} = \frac{\kappa A (T_f^{sat})^2}{(h_f^{lv})^2}. \quad (3.59)$$

La connaissance du coefficient de transfert de chaleur κ et de la surface d'échange A est alors suffisante pour modéliser la vaporisation. Il est à noter que comme prévu par la TPI, tous les termes qui interviennent dans l'équation (3.59), qui définit un coefficient phénoménologique, sont bien positifs. Cette méthode donne une expression du coefficient phénoménologique. Une autre approche est proposée par la suite, en raisonnant sur la pression.

- Une seconde manière d'aborder la production d'entropie consiste à considérer que la température du combustible diphasique est uniforme et égale à T_f^{sat} . Les pressions des deux phases sont supposées égales. Si, de plus, une petite perturbation de la pression de chaque phase par rapport à la saturation est considérée, sous la forme,

$$p_f^l = p_f^v = p_f^{sat} + dp_f, \quad (3.60)$$

alors, sachant que

$$\left. \frac{\partial \mu}{\partial p} \right|_T = \left. \frac{\partial h}{\partial p} \right|_T = \frac{1}{\rho}, \quad (3.61)$$

un développement limité au premier ordre permet alors d'écrire

$$\mu_f^l - h_f^v \approx \mu_f^{sat} + \frac{dp_f}{\rho_f^l} - h_f^{v,sat} - \frac{dp_f}{\rho_f^v} = \mu_f^{sat} - h_f^{v,sat} + dp_f \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right), \quad (3.62)$$

$$\mu_f^v - h_f^v \approx \mu_f^{sat} + \frac{dp_f}{\rho_f^v} - h_f^{v,sat} - \frac{dp_f}{\rho_f^v} = \mu_f^{sat} - h_f^{v,sat} . \quad (3.63)$$

La production d'entropie s'écrit alors, à partir de l'équation (3.47),

$$\frac{dS_{irr}}{dt} = \frac{dp_f}{T_f^{sat}} \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right) \frac{dm_f^v}{dt} . \quad (3.64)$$

De même, que précédemment, une relation phénoménologique est obtenue, sous la forme

$$\frac{dm_f^v}{dt} = L_{dp} \frac{dp_f}{T_f^{sat}} \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right) , \quad (3.65)$$

où L_{dp} est strictement positif. Sachant que la vapeur de combustible sera toujours moins dense que le combustible liquide, il est ainsi montré que le débit de masse vaporisé est du même signe que $-dp_f$. Sous ces hypothèses, il est alors requis de connaître la variation de pression pour pouvoir modéliser la vaporisation du combustible : si la pression diminue, alors le combustible se vaporise davantage.

- Il est enfin possible de postuler une perturbation à la fois de la température et de la pression. Dans ce cas, la production d'entropie, approximée au premier ordre, devient

$$\frac{dS_{irr}}{dt} \approx \left(\frac{h_f^{lv} dT_f^l}{(T_f^{sat})^2} + \frac{dp_f}{T_f^{sat}} \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right) \right) \frac{dm_f^v}{dt} , \quad (3.66)$$

et la loi phénoménologique correspondante est

$$\frac{dm_f^v}{dt} = L_{dp,dT} \left(\frac{h_f^{lv} dT_f^l}{(T_f^{sat})^2} + \frac{dp_f}{T_f^{sat}} \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right) \right) , \quad (3.67)$$

avec $L_{dp,dT} > 0$. La vaporisation est alors dépendante de la compétition entre les termes liés à la surchauffe du liquide et à la baisse de la pression. Typiquement, si la baisse de la pression, contrôlée par la détente de la vapeur de combustible, est trop faible par rapport à la surchauffe du liquide, la vaporisation n'a pas lieu.

Il est à noter que les productions d'entropie exprimées par les équations (3.55), (3.64) et (3.66) sont toutes nulles à l'équilibre. Dans les deux premiers cas, l'équilibre se manifeste par $dT_f^l = 0$ ou $dp_f^l = 0$. Dans le dernier cas, l'équilibre peut se manifester de la même manière. Par ailleurs, si les perturbations dp_f et dT_f^l sont telles que le combustible reste sur sa courbe de saturation, il est possible d'écrire la relation de Clapeyron

$$\frac{dp_f}{dT_f} = \frac{h_f^{lv}}{T_f^{sat} \left(\frac{1}{\rho_f^v} - \frac{1}{\rho_f^l} \right)} , \quad (3.68)$$

qui, injectée dans l'équation (3.66), aboutit bien à

$$\frac{dS_{irr}}{dt} = 0 . \quad (3.69)$$

Un tel résultat était prévisible, la relation de Clapeyron est en effet établie à la saturation, c'est à dire à l'équilibre. Par définition, un état d'équilibre ne produit pas d'entropie. La forme de la

production d'entropie obtenue pour la vaporisation de combustible suivie de la détente de sa vapeur obéit donc bien aux lois de l'entropie usuelle, même avec les différentes simplifications proposées ci-dessus.

Une conclusion peut être extraite de l'équation (3.66). En effet, cette équation met en évidence que la vaporisation de combustible est fonction de la variation de sa température et de sa pression à proximité de la saturation. Or, l'analyse dimensionnelle a montré que l'équilibre thermique est atteint plus rapidement que l'équilibre mécanique. Il est donc raisonnable de statuer que dT_f^l peut être approchée par zéro. La production d'entropie obtenue dans ce chapitre montre que la vaporisation peut être modélisée si les variations de température et de pression du combustible sont connues, ainsi que les coefficients de transfert correspondants. Un modèle est proposé dans le Chapitre 4 afin de calculer l'évolution des paramètres ainsi identifiés dans ce Chapitre 3. L'analyse dimensionnelle a permis d'éliminer les phénomènes négligeables pour la modélisation du déroulement d'un transitoire accidentel. L'application subséquente de la TPI a mis en évidence une loi phénoménologique permettant d'exprimer les phénomènes irréversibles ayant lieu dans le système. La conclusion quant à cette méthodologie est donc assez positive.

Les propriétés de la TPI quant à la symétrie des couplages dues aux relations d'Onsager ne peuvent en revanche pas être exploitées ici, car le système est trop simple pour que plusieurs flux et plusieurs forces puissent s'appliquer. La TPI devient plus intéressante si certaines hypothèses simplificatrices sont invalidées, par exemple si le transfert de masse et de chaleur couplé à l'interface liquide/vapeur du combustible est considéré. Les flux correspondraient alors à la diffusion de matière et de chaleur au travers d'une couche limite. Un système de deux flux et de deux forces apparaîtrait, couplant un gradient de température et un gradient de potentiel chimique. Une deuxième possibilité serait de considérer la condensation du combustible à l'interface vapeur/sodium. Il y aurait alors un flux de masse et de chaleur à analyser à chaque interface de la vapeur de combustible, un flux de vaporisation du côté du combustible liquide et un flux de condensation du combustible du côté du sodium. Il faudrait alors un modèle de transfert de chaleur entre le combustible et le sodium. Une expression de la production d'entropie dans ce cas est proposée en Section 3.4.4.

3.4.4 Production d'entropie en cas d'échange thermique avec le sodium

Dans la précédente Section 3.4, le transfert de chaleur avec le sodium liquide était négligé. Le travail présenté dans cette section s'affranchit de cette hypothèse.

Le sodium étant plus dense que la vapeur de combustible, il est supposé dans cette section que des fragments de sodium y sont entraînés par effet inertiel pendant son expansion. Le mécanisme de cet entraînement n'est pas détaillé dans cette section, car il est traité plus en détail dans le Chapitre 4. La plupart des hypothèses et des modèles présentés ici sont justifiés dans le chapitre 4. La masse et le volume des fragments de sodium entraînés étant petits par rapport à ceux du sodium primaire, il est supposé que ceux-ci sont échauffés puis vaporisés via un échange thermique avec la vapeur de combustible. Le combustible étant proche de la saturation, il est par ailleurs supposé que ce mécanisme induit une condensation du combustible. Par ailleurs, le sodium devrait se vaporiser à une température largement inférieure à celle du combustible. En effet, sa température de saturation à 20 bar, qui est la pression de saturation du combustible à 4500 K, est de l'ordre de 1620 K. Un processus de mélange thermique et diffusif de ces gaz a donc également lieu.

Afin de décrire la production d'entropie du transfert thermique et de la vaporisation du sodium, ce processus est décomposé en sous-processus analysés séparément. La production d'entropie est déterminée pour chaque processus, puis la production d'entropie totale est obtenue en sommant toutes ces productions (équation (3.81)).

L'entraînement de fragments de sodium dans la vapeur de combustible, comme décrit dans le Chapitre 4, provient d'un effet de tension superficielle. La tension superficielle correspondant à l'énergie de déformation élastique requise pour créer une aire interfaciale, elle est réversible (Adamson et Gast, 1997). Ce mécanisme d'entraînement de sodium ne produit donc pas d'entropie.

A chaque pas de temps, un transfert de chaleur δQ_{Na}^j est transmis à chaque j -ème fragment de sodium, qui est à la température T_{Na}^j . Le terme de variation d'entropie de la vapeur de combustible correspondant à la chaleur transférée au j -ème fragment de sodium s'écrit (loi de Gibbs)

$$T_f^v dS_f^j = -\delta Q_{Na}^j . \quad (3.70)$$

De même, le terme d'entropie reçu par les gouttelettes de sodium de température T_{Na}^j s'écrit

$$T_{Na}^j dS_{Na}^j = \delta Q_{Na}^j . \quad (3.71)$$

Le terme de production d'entropie résultant dS_{irr}^j , qui est associé à l'échauffement du j -ème fragment de sodium, s'écrit alors

$$dS_{irr}^j = \delta Q_{Na}^j \left(\frac{1}{T_{Na}^j} - \frac{1}{T_f^v} \right) . \quad (3.72)$$

Ce terme d'entropie correspond au transfert thermique entre le combustible et le sodium, mais il ne tient pas encore compte de sa vaporisation, qui a lieu quand la température du fragment de sodium T_{Na}^j atteint sa valeur de saturation T_{Na}^{sat} .

Lorsqu'un fragment de sodium atteint la température de saturation du sodium T_{Na}^{sat} , une partie de ce fragment est vaporisée. Si la masse de sodium vaporisée au cours d'un pas de temps est notée dm_{Na}^v , le transfert thermique correspondant s'écrit $h_{Na}^{lv} dm_{Na}^v$. Dans ce cas, la production d'entropie correspondante s'écrit

$$dS_{irr}^{vap} = h_{Na}^{lv} dm_{Na}^v \left(\frac{1}{T_{Na}^{sat}} - \frac{1}{T_f^v} \right) . \quad (3.73)$$

La température de saturation T_{Na}^{sat} est évaluée à partir de la pression de la bulle de combustible.

Enfin, l'entropie du mélange de la vapeur de combustible et de la vapeur de sodium doit être calculée. Le déroulement de ce mélange, supposé instantané, est découpé en deux étapes afin d'en faciliter l'écriture. Il est supposé d'abord que les températures (*mélange thermique*) des deux gaz s'uniformisent, puis que les deux gaz se mélangent matériellement (*mélange diffusif*).

Le mélange des gaz au sens *thermique* implique le passage des gouttelettes de sodium de la température T_{Na}^{sat} à la température T_f^v . Dans ce cas, le transfert thermique correspondant δQ^{mel} s'écrit

$$\delta Q^{mel} = dm_{Na}^v \int_{T_{Na}^{sat}}^{T_f^v} c_{p,Na}^v dT . \quad (3.74)$$

Comme ce mélange est considéré instantané, la température de référence pour calculer l'entropie est T_{Na}^{sat} . De même que précédemment, la production d'entropie correspondante est

$$dS_{th}^{mel} = \delta Q^{mel} \left(\frac{1}{T_{Na}^{sat}} - \frac{1}{T_f^v} \right) . \quad (3.75)$$

3.4 Application de la Thermodynamique des Processus Irréversibles

La seconde étape du mélange au sens de la *diffusion de matière* qui implique l'homogénéisation de la concentration de vapeur de sodium, qui est maintenant à la température du combustible T_f^v , dans la vapeur de combustible. Étant causé par la diffusion de matière, ce processus doit être étudié à l'échelle locale avant de l'intégrer sur tout le volume de la vapeur. En supposant la masse volumique et l'énergie interne des composants constantes, la variation d'entropie massique d'un élément de volume par diffusion s'écrit (voir Annexe C)

$$T_f^v ds_{diff}^{mel} = -\mu_{Na}^v d\omega_{Na} - \mu_f^v d\omega_f, \quad (3.76)$$

où ω représente la concentration massique de chaque composant, définie par $\omega_{Na} = m_{Na}^v / (m_f^v + m_{Na}^v)$, où m_{Na}^v est la masse de vapeur de sodium présente dans le mélange. Sachant que, par définition $\omega_{Na} + \omega_f = 1$, il vient $d\omega_f = -d\omega_{Na}$, d'où

$$T_f^v ds_{diff}^{mel} = -(\mu_{Na}^v - \mu_f^v) d\omega_{Na}. \quad (3.77)$$

La variation d'entropie de tout le volume est ainsi obtenue sous la forme

$$T_f^v dS_{diff}^{mel} = -(m_f^v + m_{Na}^v) (\mu_{Na}^v - \mu_f^v) d\omega_{Na}. \quad (3.78)$$

Sachant que, au premier ordre

$$d\omega_{Na} \approx \frac{dm_{Na}^v}{m_f^v + m_{Na}^v}, \quad (3.79)$$

il vient

$$T_f^v dS_{diff}^{mel} = -(\mu_{Na}^v - \mu_f^v) dm_{Na}^v. \quad (3.80)$$

La production d'entropie du système est alors obtenue en sommant les équations (3.66), (3.72), (3.73), (3.75) et (3.80). Elle s'écrit ainsi

$$\begin{aligned} \frac{dS_{irr}}{dt} = & \left(\frac{h_f^{lv} dT_f^l}{(T_f^{sat})^2} + \frac{dp_f^l}{T_f^{sat}} \left(\frac{1}{\rho_f^l} - \frac{1}{\rho_f^v} \right) \right) \frac{dm_f^v}{dt} + \sum_j \left(\frac{1}{T_j} - \frac{1}{T_f} \right) \frac{\delta Q_{Na}^j}{dt} \\ & + \left\{ h_{Na}^{lv} \left(\frac{1}{T_{Na}^{sat}} - \frac{1}{T_f} \right) + \left(\frac{1}{T_{Na}^{sat}} - \frac{1}{T_f} \right) \int_{T_{Na}^{sat}}^{T_f^v} c_{p,Na}^v dT - \frac{\mu_{Na}^v - \mu_f^v}{T_f^v} \right\} \frac{dm_{Na}^v}{dt}. \quad (3.81) \end{aligned}$$

Cette production d'entropie fait intervenir davantage de paramètres que la production d'entropie obtenue en Section 3.4.3. Les flux qui apparaîtraient dans les lois phénoménologiques qui découlent de l'équation (3.81) sont dans ce cas le débit de masse de combustible, déjà présent dans l'équation (3.66) en Section 3.4.3, le transfert thermique du combustible vers le sodium, et le débit de masse de sodium vaporisée. Les paramètres qu'il est nécessaire de connaître sont alors, en plus de ceux identifiés en Section 3.4.3, les température des fragments de sodium entraînés, qui jouent sur le transfert thermique vers le sodium, la température de saturation du sodium, qui joue sur sa vaporisation, ainsi que les potentiels chimiques du sodium et du combustible, qui jouent sur la diffusion du sodium dans la vapeur de combustible. La modélisation de la vaporisation de combustible présentée dans le Chapitre 4 prend donc en compte tous ces phénomènes, à l'exception des potentiels chimiques. Les potentiels chimiques sont en effet associés à la diffusion de matière, pour laquelle les modèles développés dans le Chapitre 4 ne sont pas adaptés. Les phénomènes irréversibles qui ont lieu dans le système sont alors plus nombreux, et l'utilisation des propriétés de la TPI apporterait plus d'informations afin de modéliser un tel système.

3.5 Conclusion du Chapitre 3

Dans ce chapitre, une méthodologie, dont l'objet est d'identifier les phénomènes moteurs d'un transitoire accidentel, est présentée. Cette méthodologie est basée sur une combinaison de l'analyse dimensionnelle et de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI).

Les bases de la TPI sont présentées en Section 3.1. La TPI est une discipline scientifique qui offre plusieurs outils théoriques : couplages entre flux et forces thermodynamiques par des coefficients phénoménologiques, symétrie des couplages (relations d'Onsager), propriété de positivité de l'entropie et des coefficients phénoménologiques. La TPI a été appliquée avec succès à de nombreux domaines.

En Section 3.2, le transitoire de vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur est présenté. Un modèle en géométrie sphérique 1-D est proposé pour modéliser ce transitoire. La vaporisation et la détente de combustible liquide, chauffé par une excursion de puissance, mettent le sodium primaire en mouvement, qui vient comprimer un volume d'argon représentant le ciel de pile du réacteur.

Les simplifications de ce modèle sont par la suite justifiées par analyse dimensionnelle en Section 3.3. Cette analyse permet de conclure que les variations de volume du combustible liquide sont négligeables. De plus, il est montré que le seul paramètre mécanique important pour modéliser la détente est la différence de pression entre la vapeur de combustible et l'argon. Il est prouvé que la vaporisation du combustible est limitée par la détente de sa vapeur, ce qui permet de considérer le combustible comme proche de la saturation pendant le transitoire. Il est montré que les champs de température et de pression peuvent être considérés comme uniformes dans la vapeur de combustible. Enfin, il est montré que si l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium est indéformable et imperméable, alors le transfert thermique au travers de cette interface peut être négligé.

Les équations de conservation simplifiées par l'analyse dimensionnelle sont par la suite utilisées pour exprimer la production d'entropie du système (Section 3.4). À partir de cette production d'entropie, des lois phénoménologiques linéaires sont déduites. Ces lois couplent des flux thermodynamiques, qui représentent l'évolution temporelle des grandeurs à calculer, ainsi que les forces thermodynamiques, qui sont les forces motrices de ces flux. L'application de la TPI au modèle ainsi simplifié met en évidence un lien entre la variation de la pression et de la température du combustible liquide (forces thermodynamiques), ainsi que du débit de masse de combustible vaporisée (flux thermodynamiques).

L'hypothèse de transfert de chaleur négligeable entre le combustible et le sodium étant peu satisfaisante, elle est par la suite levée. La production d'entropie déterminée fait alors intervenir, en plus des paramètres identifiés précédemment, la masse de sodium vaporisée, le transfert thermique entre le sodium et la vapeur de combustible (flux), la température du sodium liquide, la température de saturation du sodium, ainsi que les potentiels chimiques du sodium et de la vapeur de combustible (forces). Les lois phénoménologiques qui pourraient en être déduites apporteraient a priori davantage d'information pour modéliser l'évolution du système, bien que ce travail n'ait pas été effectué.

L'objectif de cette méthodologie couplant TPI et analyse dimensionnelle étant de prédire les paramètres requis pour la modélisation de transitoires accidentels, le bilan de cette méthodologie est positif. L'analyse dimensionnelle a en effet permis d'éliminer les phénomènes négligeables pour la modélisation du transitoire. L'application de la TPI a permis de mettre en évidence le lien entre les phénomènes irréversibles qui ont lieu dans le système, via l'expression de lois phénoménologiques linéaires. Les paramètres requis pour modéliser le transitoire auquel la méthodologie a été appliquée sont ainsi identifiés. Il est démontré que la modélisation de la vaporisation d'un combustible liquide chaud requiert de connaître la température

et la pression de ce fluide.

Toutes les potentialités de la TPI n'ont par ailleurs pas été exploitées dans ce chapitre. L'application des relations d'Onsager à la production d'entropie (3.81) obtenue en Section 3.4.4, par exemple, permettrait de diminuer le nombre de corrélations à utiliser pour résoudre le système. Néanmoins, ceci n'est pas mis en œuvre dans ce manuscrit, dont l'objet est de contribuer à identifier les paramètres permettant de prédire le déroulement de scénarios d'accidents graves. Ces paramètres ayant été identifiés pour le transitoire présenté dans ce chapitre, il est proposé de les employer pour le modéliser numériquement.

La modélisation du transitoire de vaporisation de combustible est donc effectuée dans le Chapitre 4. L'analyse dimensionnelle réalisée dans ce Chapitre 3 ayant justifié un certain nombre d'hypothèses, ces hypothèses sont considérées à nouveau dans le Chapitre 4. L'hypothèse négligeant le transfert de chaleur entre le combustible et le sodium étant assez peu satisfaisante, car elle repose sur une hypothèse d'absence de déformation de l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium liquide, une attention particulière y est accordée.

Chapitre 4

Modélisation d'une vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur

Dans le précédent Chapitre 3, un modèle décrivant une vaporisation de combustible liquide suivie de la détente de sa vapeur est présenté. Plusieurs simplifications possibles de ce modèle sont démontrées par analyse dimensionnelle. L'étude de la production d'entropie du système décrit par ce modèle a également permis l'écriture de lois phénoménologiques liant les déséquilibres de pression et de température du combustible. Néanmoins, dans ce présent chapitre, ces lois phénoménologiques ne sont pas utilisées.

Le travail décrit dans le présent Chapitre 4 poursuit celui du Chapitre 3. Actuellement, s'il existe au CEA des outils numériques capables de calculer une vaporisation de combustible ([Bertrand et al., 2016](#)), ils ne sont pas adaptés pour la réalisation d'études physico-statistiques. Un modèle de vaporisation et de détente de combustible, dont les hypothèses sont justifiées par l'analyse dimensionnelle du Chapitre 3, est employé pour construire un tel outil de calcul, qui est nommé DETONa (DÉTente de cOmbustible dans un RNR-Na). L'objectif de DETONa est de calculer rapidement l'énergie mécanique et l'impulsion qui seraient transmises à la cuve principale d'ASTRID dans le cas d'une détente de vapeur de combustible, les structures internes n'étant pas modélisées. Pour cela, DETONa modélise la vaporisation de combustible ainsi que la détente de sa vapeur, en rassemblant plusieurs modèles permettant la réalisation d'études paramétriques.

Le transitoire de vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur est présenté dans la Section 3.2 du Chapitre 3. La question du transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium, impliquant une vaporisation du sodium, y est soulevée, mais les mécanismes qui aboutissent à ce transfert de chaleur ne sont pas explicités. Dans ce présent chapitre, ces mécanismes sont davantage détaillés. Historiquement, il est supposé ([Corradini, 1978](#)) que le transfert de chaleur est favorisé par une instabilité de Rayleigh-Taylor ([Taylor, 1950](#)) à l'interface de la vapeur de combustible et du sodium liquide. Des jets et des gouttelettes de sodium liquide sont ainsi entraînés au sein de la vapeur de combustible, ce qui facilite le transfert de chaleur en mélangeant les matériaux, et accentue la vaporisation du sodium. Les mécanismes impliqués (instabilité de Rayleigh-Taylor, transfert de chaleur, mélange de gaz et de liquide) induisent un assez grand nombre d'incertitudes, d'où la nécessité de pouvoir réaliser des calculs rapides, permettant d'analyser l'effet de la variabilité des données d'entrée.

Les modèles proposés dans ce Chapitre 4 présentent différents niveaux de complexité. Dans la Section 4.1, un premier modèle sans transfert de chaleur entre le combustible et le sodium, mis en place dans l'outil de calcul DETONa, est décrit. Dans la Section 4.2, un second modèle, inclus également dans DETONa, prenant en compte le transfert de chaleur entre le sodium liquide et la vapeur de combustible, est présenté. Ce modèle traite aussi la vaporisation du sodium consécutive à ce transfert de chaleur. Des résultats de calculs DETONa sont comparés à des résultats de calculs effectués avec un autre outil de calcul numérique dans la Section 4.4, puis sont validés sur des essais expérimentaux dans la Section 4.5. Enfin, dans la Section 4.6, des études paramétriques du transitoire sont effectuées avec DETONa afin de vérifier la variabilité des résultats de DETONa en fonction de ses données d'entrée.

Le travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans un journal scientifique ([Manchon et al., 2017](#)).

4.1 Modèle de DETONa Sans Transfert de Chaleur (DETONa-STC) entre la vapeur de combustible et le sodium liquide

Le système en géométrie sphérique multi-0-D, défini dans la Section 3.2.2 du Chapitre 3, est à nouveau considéré. Les données géométriques employées pour décrire ce système sont indiquées dans la Figure 4.1. D'après l'analyse dimensionnelle réalisée en Section 3.3, il est possible de supposer que :

- les variations de volume du combustible liquide sont négligeables (Section 3.3.1) ;
- le combustible (U/PuO₂) est à la saturation (Section 3.3.3). La pression dans la bulle de vapeur de combustible est donc égale à sa pression de saturation, qui dépend de sa température. La vaporisation du combustible liquide est alors consécutive à la baisse de pression de sa vapeur, qui a lieu au cours de sa détente ;
- l'écoulement du sodium est non visqueux, incompressible, les phénomènes de tension de surface et gravitaires sont négligeables (Section 3.3.2) ;
- les températures et les pressions dans chacune des phases sont uniformes (Sections 3.3.4 et 3.3.5).

Afin de calculer simplement la pression du ciel de pile d'argon, il est par ailleurs supposé que la compression de ce dernier est isentropique. Cette dernière hypothèse, couramment réalisée dans de telles études (Bertrand *et al.*, 2016), paraît réaliste car le transfert de chaleur entre le sodium et l'argon ainsi que les phénomènes d'ondes de chocs sont négligés (Section 3.3.4).

Le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium liquide n'est pas modélisé dans cette section. Cette modélisation est effectuée en Section 4.2.

L'analyse de production d'entropie effectuée en Section 3.4.3 montre par ailleurs que les paramètres qui doivent être modélisés dans un tel cas de figure sont l'évolution de la pression, de la température du combustible, et de la masse de combustible vaporisée. La pression du combustible étant dépendante de la détente, il faut donc pour cela évaluer l'évolution du rayon R_f^v de la bulle de vapeur de combustible. Ces variables sont obtenues en résolvant l'équation

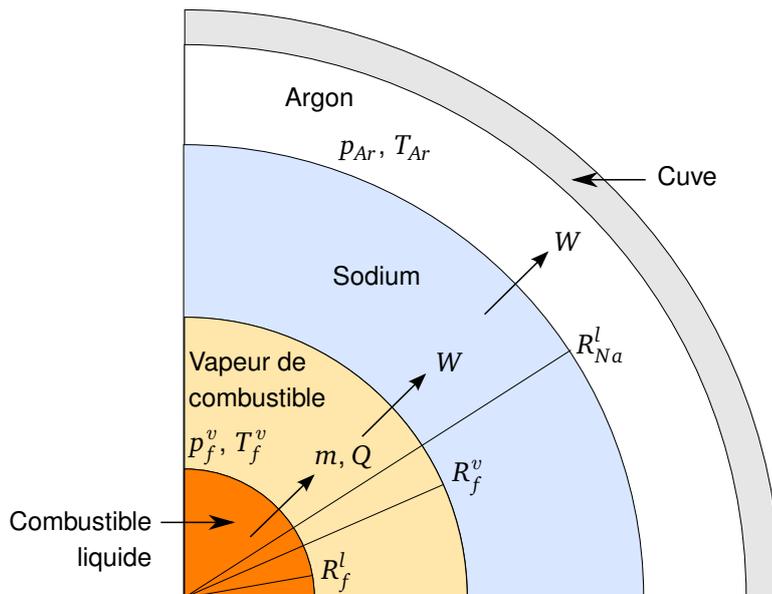


FIGURE 4.1 – Quart supérieur droit du système considéré pour modéliser une vaporisation de combustible et la détente de sa vapeur.

de conservation de la quantité de mouvement du sodium, présentée en Section 4.1.1, ainsi que les équations de conservation de la masse et de l'enthalpie du combustible, présentées en Section 4.1.2.

Les propriétés thermophysiques du combustible et du sodium sont indiquées en Annexe D. Une démonstration complète des équations est disponible en Annexe B.2.

4.1.1 Bilan de quantité de mouvement du sodium liquide

L'équation de Rayleigh (1917) décrit usuellement le mouvement d'une bulle de gaz immergée dans un liquide incompressible semi-infini. Elle est généralement obtenue en intégrant l'équation de conservation locale de la quantité de mouvement en négligeant les effets de la viscosité et de la tension de surface à l'interface vapeur/liquide (Brennen, 1995).

La variante de l'équation de Rayleigh employée par DETONa diffère de celle usuellement trouvée dans la littérature car le volume du sodium est fini dans le cas présent. L'équation de Rayleigh du sodium est obtenue en intégrant radialement l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur le volume du sodium, entre le rayon de la phase de vapeur de combustible R_f^v et le rayon externe de la phase de sodium R_{Na}^l . Après quelques calculs (détaillés en Annexe B.2.1), l'accélération de l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium est obtenue,

$$\frac{d\dot{R}_f^v}{dt} = \frac{\frac{p_f^{sat} - p_{Ar}}{\rho_{Na}^l} - \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_f^v}{R_{Na}^l} \right)^4 - \frac{2R_f^v}{R_{Na}^l} \right) (\dot{R}_f^v)^2}{R_f^v - \frac{(R_f^v)^2}{R_{Na}^l}}, \quad (4.1)$$

où \dot{R}_f^v est la vitesse de l'interface, reliée à l'évolution du volume de vapeur de combustible V_f^v par

$$\frac{dV_f^v}{dt} = 4\pi(R_f^v)^2 \frac{dR_f^v}{dt} = 4\pi(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v. \quad (4.2)$$

Dans l'équation (4.1), la pression de l'argon est évaluée à partir de sa pression initiale p_{Ar_0} et de son volume initial V_{Ar_0} avec la loi de compression isentropique

$$p_{Ar} = p_{Ar_0} \left(\frac{V_{Ar_0}}{V_{Ar}} \right)^{\gamma_{Ar}}, \quad (4.3)$$

où le coefficient isentropique γ_{Ar} vaut 1,66.

4.1.2 Évolutions de la température du combustible et de sa masse vaporisée

La dérivée temporelle de la température du combustible est obtenue à partir d'un bilan d'enthalpie effectué sur le combustible diphasique. L'approche décrite ici est similaire à celle de Cho *et al.* (1972), utilisée pour modéliser les transitoires d'explosion-vapeur.

Le titre de vapeur de combustible est défini (Delhaye, 2008) par

$$x = \frac{m_f^v}{m_f^{l+v}}, \quad (4.4)$$

ce qui permet de définir l'enthalpie locale du combustible diphasique h_f^{l+v} , en fonction des enthalpies de son liquide h_f^l et de sa vapeur h_f^v , par

$$h_f^{l+v} = xh_f^v + (1-x)h_f^l. \quad (4.5)$$

Après un développement, détaillé dans l'annexe B.2.4, l'équation de conservation de l'enthalpie s'écrit ainsi

$$m_f^{l+v} \left\{ \left(x \frac{dh_f^v}{dT_f^{sat}} + (1-x) \frac{dh_f^l}{dT_f^{sat}} - \frac{V_f^{l+v}}{m_f^{l+v}} \frac{dp_f^{sat}}{dT_f^{sat}} \right) \frac{dT_f^{sat}}{dt} + h_f^{lv} \frac{dx}{dt} \right\} = 0. \quad (4.6)$$

Dans l'équation (4.6), la dérivée de la pression de saturation de la vapeur de combustible est évaluée à partir de la corrélation (Bertrand *et al.*, 2016)

$$p_f^{sat}(T_f^{sat}) [\text{MPa}] = 210 \exp \left(6,4 \left(1 - \frac{7800}{T_f^{sat} [\text{K}]} \right) \right), \quad (4.7)$$

ce qui donne

$$\frac{dp_f^{sat}}{dT_f^{sat}} [\text{MPa.K}^{-1}] = \frac{49920}{(T_f^{sat})^2 [\text{K}^2]} p_f^{sat}. \quad (4.8)$$

Par ailleurs, l'équation (4.6) est fonction de la dérivée temporelle du titre de vapeur x . Cette dérivée est exprimée à partir de la masse et du volume du combustible diphasique, ainsi que des masses volumiques respectives du combustible liquide et de sa vapeur,

$$m_f^{l+v} \left(\frac{x}{\rho_f^v} + \frac{1-x}{\rho_f^l} \right) = V_f^{l+v}. \quad (4.9)$$

La dérivation de l'équation (4.9) permet d'aboutir à

$$\left(x \frac{d(1/\rho_f^v)}{dT_f^{sat}} + (1-x) \frac{d(1/\rho_f^l)}{dT_f^{sat}} \right) \frac{dT_f^{sat}}{dt} + \left(\frac{1}{\rho_f^v} - \frac{1}{\rho_f^l} \right) \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m_f^{l+v}} \frac{dV_f^v}{dt}. \quad (4.10)$$

Les équations (4.1), (4.2), (4.6) et (4.9) forment un système de quatre équations différentielles à quatre inconnues (rayon du combustible R_f^v , vitesse d'expansion \dot{R}_f^v , température du combustible T_f^{sat} et titre de masse vaporisée x). Ces équations sont codées dans DETONa. Leur résolution permet de calculer le déroulement du transitoire de vaporisation de combustible et de détente de sa vapeur, en négligeant l'échange de chaleur entre le sodium et la vapeur de combustible. Ce modèle est nommé **DETONa-STC**¹. Un second modèle, éliminant cette dernière hypothèse, est décrit dans la Section 4.2 suivante.

4.2 Modèle de DETONa Avec Transfert de Chaleur (DETONa-ATC) entre la vapeur de combustible et le sodium liquide

Les modèles négligeant le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium sont généralement utilisés sous l'hypothèse qu'une détente sans transfert de chaleur génère plus de travail mécanique qu'une détente avec transfert de chaleur, dans l'optique de simuler des scénarios pénalisants en terme de sûreté. Comme indiqué dans le Chapitre 3, cette hypothèse n'est pas forcément vérifiée si le sodium se vaporise sous l'effet de ce transfert de chaleur. En effet, ce transfert de chaleur a deux conséquences :

1. DETONa Sans Transfert de Chaleur.

- le combustible, à saturation, se condense, ce qui induit une diminution de sa pression partielle dans la bulle de vapeur ;
- les gouttelettes de sodium entraînées chauffent puis se vaporisent, ce qui induit une augmentation de sa pression partielle dans la bulle de vapeur.

L'impact de ces échanges thermiques sur la pression de la bulle, et des changements de phase résultants, dépend de la compétition entre la condensation de la vapeur de combustible et la vaporisation du sodium. Le sodium étant plus volatil que le combustible, il est à attendre que la masse de sodium vaporisée soit supérieure à la masse de combustible condensée. Ceci impliquerait que la pression diminue pendant l'échauffement du sodium liquide, sous l'effet de la condensation du combustible, puis qu'elle augmente à nouveau avec la vaporisation du sodium.

Un modèle Avec Transfert de Chaleur, nommé DETONa-ATC, est donc proposé dans les sections suivantes pour modéliser ce transfert de chaleur. La première hypothèse est que le sodium est entraîné dans la vapeur de combustible par des instabilités de Rayleigh-Taylor, décrites en Section 4.2.1.

4.2.1 Modélisation de l'entraînement du sodium par instabilités de Rayleigh-Taylor

Il est supposé que du sodium liquide est entraîné dans la vapeur de combustible sous la forme de gouttelettes sphériques. Afin de modéliser le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium liquide, il est requis de connaître deux paramètres géométriques :

- la surface d'échange thermique A entre la vapeur de combustible et la totalité des gouttelettes de sodium, qui, multipliée par un coefficient de transfert de chaleur κ qui est évalué avec la méthode présentée en Section 4.2.2, conditionne la puissance thermique transférée ;
- le diamètre caractéristique des gouttelettes de sodium entraînées, d , qui définit la taille de chaque gouttelette et conditionne donc la vaporisation du sodium.

Pour obtenir ces deux paramètres, il est postulé que l'entraînement du sodium est causé par des instabilités de Rayleigh-Taylor, dont une description peut-être trouvée dans le manuel de thermohydraulique d'Ishii et Hibiki (2011). Cette hypothèse a été formulée initialement par Corradini (1978) ainsi que par Berthoud *et al.* (1984). Pour modéliser ces instabilités, l'interface sphérique entre la vapeur de combustible et le sodium est approximée comme plane (voir Figure 4.2). Un telle approximation est justifiée par la suite. Le sodium, plus dense que la vapeur de combustible, subit une accélération \ddot{R}_f^v imposée par cette dernière.

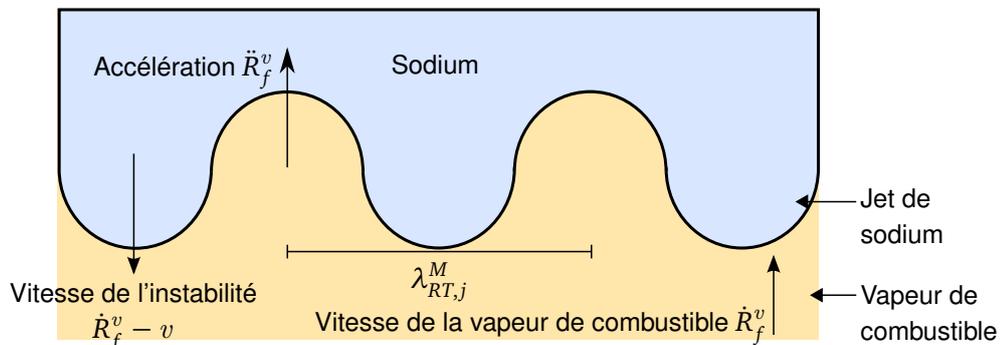


FIGURE 4.2 – Modélisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium en géométrie plane à deux dimensions.

Plus de détails sont données sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor en Annexe B.3. Sous l'effet de l'accélération de la vapeur, l'interface subit une perturbation de longueur d'onde λ . La longueur d'onde critique, qui est la longueur d'onde minimale à partir de laquelle la perturbation croît de manière instable, s'écrit (voir Annexe B.3)

$$\lambda_{RT}^C = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma_{Na}}{(\rho_{Na}^l - \rho_f^v)\ddot{R}_f^v}} \quad (4.11)$$

Les perturbations croissent le plus rapidement possible pour la longueur d'onde la plus instable λ_{RT}^M , qui s'écrit (voir Annexe B.3)

$$\lambda_{RT}^M = \sqrt{3}\lambda_{RT}^C \quad (4.12)$$

Il est supposé que l'entraînement du sodium dans la vapeur de combustible ne résulte que du développement des perturbations les plus instables. Les jets de sodium formés à l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium liquide sont donc supposés être distants de λ_{RT}^M . La vitesse de croissance des jets est par ailleurs nécessaire afin d'évaluer la masse de sodium entraînée dans le combustible. Cette dernière est évaluée à l'aide d'une corrélation expérimentale établie par Lewis (1950), qui donne la vitesse asymptotique de pénétration d'un jet formé par une instabilité de Rayleigh-Taylor, v , telle que

$$v = \mathcal{K} \sqrt{\lambda_{RT}^C \ddot{R}_f^v}, \quad (4.13)$$

où \mathcal{K} , évalué expérimentalement par Corradini (1978), s'écrit $\mathcal{K} = 4,65$.

Grâce aux équations (4.12) et (4.13), l'espacement entre les jets de sodium liquide formés ainsi que leur vitesse de pénétration dans la vapeur de combustible peuvent être établis. Néanmoins, il faut rappeler que la détente de la bulle de vapeur a lieu dans le réacteur dans une géométrie en trois dimensions, et non en deux dimensions comme présenté sur la Figure 4.2. Il a été théoriquement démontré par Jacobs et Catton (1988), puis expérimentalement montré par Fermigier *et al.* (1992), qu'en géométrie 3-D, des jets formés par instabilité de Rayleigh-Taylor se positionnent préférentiellement suivant un motif hexagonal (voir Figure 4.3a). Il est donc supposé que les jets à l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium se positionnent suivant un motif hexagonal régulier, de côté λ_{RT}^M (voir Figure 4.3b). Il

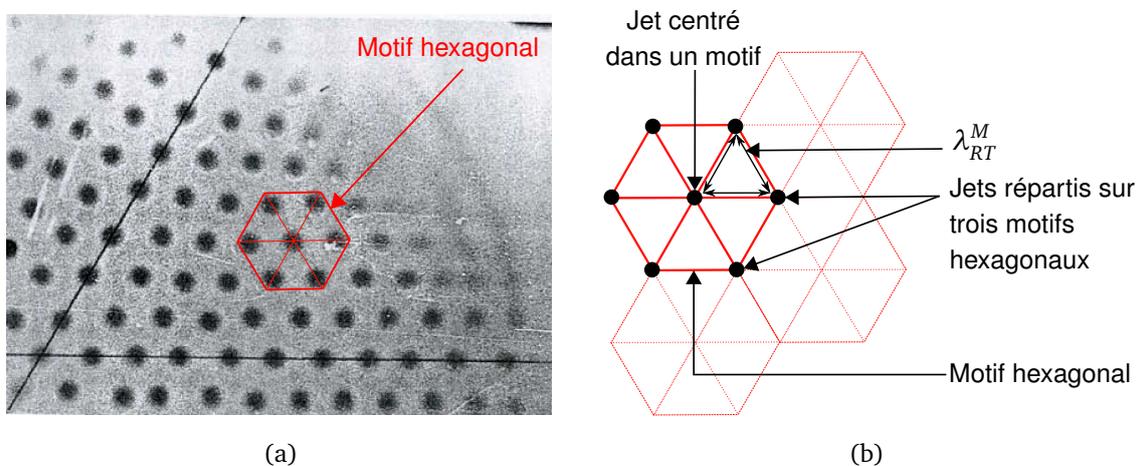


FIGURE 4.3 – Positionnement des jets formés par instabilité de Rayleigh-Taylor suivant un motif hexagonal. (4.3a) : Image extraite de l'expérience de Fermigier *et al.* (1992). (4.3b) : Modélisation des jets de sodium pendant la détente de combustible.

est nécessaire de préciser qu'une telle représentation est idéalisée, le motif d'une instabilité de Rayleigh-Taylor étant dépendante de plusieurs autres facteurs qui ne sont pas pris en compte ici (présence d'impuretés ou irrégularités de géométrie). L'hypothèse d'un motif hexagonal est néanmoins employée pour évaluer le nombre de jets entraînés de manière simple.

Le nombre de jets à l'interface entre vapeur de combustible et sodium liquide est évalué comme suit. Chaque motif hexagonal est défini par sept jets (Figure 4.3). Le jet au centre n'appartient qu'à ce motif. Chacun des six jets à la périphérie du motif est partagé par trois motifs hexagonaux. Le nombre moyen de jets par motif hexagonal vaut donc $n_{hex} = 3$. La surface d'un hexagone de côté λ_{RT}^M est égale à $A_{hex} = 3\sqrt{3}(\lambda_{RT}^M)^2/2$. La densité de jet de sodium par unité de surface n_A est donc

$$n_A = \frac{n_{hex}}{A_{hex}} = \frac{2}{\sqrt{3}(\lambda_{RT}^M)^2}, \quad (4.14)$$

d'où le nombre total de jet à l'interface liquide/vapeur,

$$n_{jet} = 4\pi(R_f^v)^2 n_A = \frac{8\pi(R_f^v)^2}{\sqrt{3}(\lambda_{RT}^M)^2}. \quad (4.15)$$

Lorsque le jet devient suffisamment long, il peut se fragmenter. La fragmentation de jets est un domaine physique très complexe qui fait l'objet d'une recherche intensive (voir par exemple [Pilch *et al.* \(1981\)](#), [Pilch et Erdman \(1987\)](#), [Faeth \(1990\)](#) ou [Villiermaux \(2007\)](#)). Elle induit de nombreuses incertitudes, notamment sur la longueur du jet avant sa fragmentation, sur les possibilités de collision entre gouttelettes menant soit à leur coalescence, soit à leur fragmentation, ainsi que sur la potentielle fragmentation secondaire¹ des gouttelettes sous l'effet de l'écoulement de vapeur de combustible. Afin de prendre en compte ces incertitudes, il est choisi de modéliser la fragmentation des jets dans DETONa d'une façon générique, qui pourra par la suite être paramétrée. La taille des gouttelettes de sodium ainsi générées sera par la suite considérée comme un paramètre incertain dans les études de sensibilité.

Comme observé expérimentalement ([Sharp, 1984](#)), les phénomènes qui fragmentent un jet généré par une instabilité de Rayleigh-Taylor ont lieu quand la longueur du jet atteint la longueur d'onde la plus instable. Dans le modèle de DETONa-ATC, il est donc supposé (voir Figure 4.4) que les jets de sodium se fragmentent au bout d'une durée égale à λ_{RT}^M/v , où v est évaluée avec l'équation (4.13). La fragmentation de chaque jet permet la création de gouttelettes dont le diamètre d est supposé être égal à

$$d = \frac{\lambda_{RT}^M}{2}. \quad (4.16)$$

Il est supposé que les gouttelettes de sodium ainsi générées se déplacent dans la vapeur de combustible à la vitesse v évaluée avec la corrélation (4.13). Néanmoins, il est possible qu'une gouttelette de sodium de ce diamètre soit instable dans un tel écoulement de vapeur de combustible. Afin de prendre en compte cette potentielle fragmentation secondaire, la stabilité des gouttelettes de sodium ainsi entraînées est évaluée à partir de leur nombre de Weber, qui compare la force de traînée de la vapeur de combustible sur la gouttelette de sodium à la tension superficielle de la gouttelette,

$$We = \frac{\rho_f^v v^2 d}{\sigma_{Na}}. \quad (4.17)$$

1. Une gouttelette générée par une fragmentation peut être instable, et subir une fragmentation secondaire.

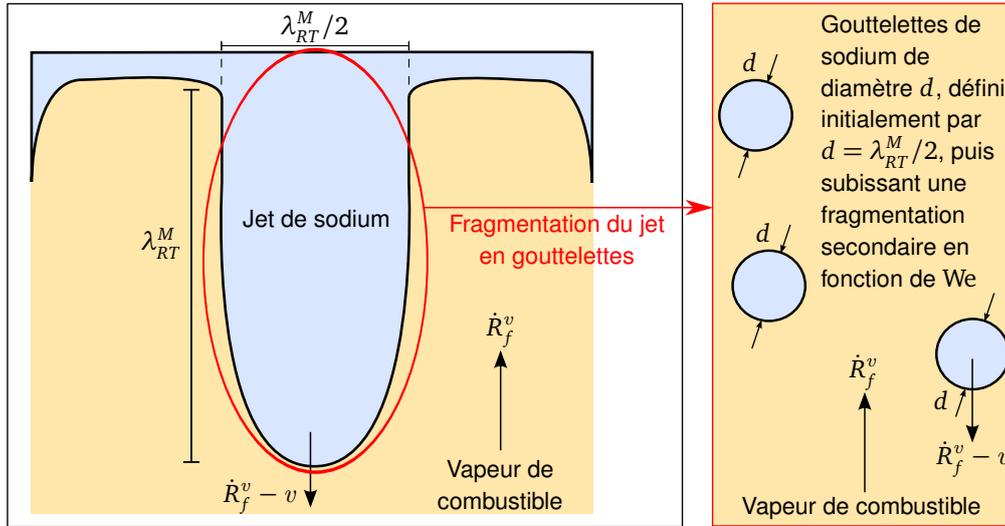


FIGURE 4.4 – Fragmentation d'un jet généré par une instabilité de Rayleigh-Taylor.

Usuellement, il est supposé que la fragmentation a lieu si le nombre de Weber dépasse une valeur critique We^C , généralement estimée à 12 (Kolev, 2012). Ainsi, dans DETONa, si le nombre de Weber d'une gouttelette (4.17) est supérieur à We^C , cette gouttelette est fragmentée en nouvelles gouttelettes de diamètre d redéfini par

$$d = \frac{\sigma_{Na} We^C}{\rho_f^v v^2}. \quad (4.18)$$

Cette approche par nombre de Weber permet de définir une limite supérieure à la taille des gouttelettes de sodium liquide entraînées dans la vapeur de combustible.

Il est à noter que toutes les équations utilisées pour décrire l'entraînement du sodium sont dépendantes de l'accélération de la vapeur de combustible, ainsi que des propriétés thermophysiques des matériaux. Or, la température du combustible varie de 1000 K au cours de la détente, ce qui implique de fortes variations de ses propriétés thermophysiques. Par ailleurs, la pression initiale étant de l'ordre de 20 bar, l'accélération initiale est très élevée. Celle-ci peut en effet être évaluée approximativement telle que $\ddot{R}_f^v(0) \approx (p_f^v - p_{Ar})/(\rho_{Na}^l R_f^v) \approx 2500 \text{ m.s}^{-2}$. Elle s'annule ensuite rapidement pendant la détente, dont la durée est de l'ordre de 0,1 s (voir Section 3.3.3). Les gouttelettes entraînées par instabilité de Rayleigh-Taylor devraient donc être de diamètres et de vitesses fortement variables au cours du transitoire. Afin de prendre cela en compte, les jets et les gouttelettes de sodium sont regroupés en familles formées simultanément, de propriétés équivalentes, notées j . Le cycle de l'entraînement est alors le suivant :

- à un instant t_j , tous les jets de la famille j sont générés simultanément. La longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor de cette famille j , $\lambda_{RT,j}^M$, est évaluée avec l'équation (4.12), où l'accélération et les propriétés thermophysiques sont évaluées à l'instant t_j . La longueur des jets s'accroît à une vitesse v_j , évaluée de même avec la corrélation (4.13). Le nombre de jets de la famille j , $n_{jets,j}$, est estimé avec l'équation (4.15) ;
- à l'instant $t_{j+1} = t_j + \lambda_{RT,j}^M/v_j$, qui correspond à l'instant où la longueur des jets atteint la longueur d'onde de Rayleigh-Taylor la plus instable $\lambda_{RT,j}^M$, tous les jets de la famille j se fragmentent simultanément. Les gouttelettes ainsi générées sont toutes de diamètre

$$d_j = \frac{\lambda_{RT,j}^M}{2}, \quad (4.19)$$

qui est éventuellement modifié suivant la possible fragmentation secondaire dépendante du critère de Weber (4.17) et (4.18). Le volume total de sodium V_j ainsi entraîné, correspondant à la famille j , est calculé en approximant chaque jet comme un cylindre, dont la base est de diamètre $\lambda_{RT,j}^M/2$, et dont la hauteur est de $\lambda_{RT,j}^M$, soit

$$V_j = n_{\text{jet},j} \pi \frac{\left(\lambda_{RT,j}^M\right)^3}{16} . \quad (4.20)$$

Le nombre de gouttelettes contenues par la famille j s'écrit

$$n_{g,j} = \frac{V_j}{4\pi(d_j/2)^3/3} . \quad (4.21)$$

La somme de la surface de toutes les gouttelettes ainsi formées est calculée par

$$A_j = 4\pi \left(\frac{d_j}{2}\right)^2 n_{g,j} = \frac{6V_j}{d_j} ; \quad (4.22)$$

- à partir de l'instant t_{j+1} , une nouvelle famille de jets, notée $j + 1$, commence à croître. Le cycle se répète jusqu'à ce que l'accélération de l'interface \ddot{R}_f^v devienne négative, ce qui supprime l'instabilité.

La surface et le diamètre associés à chaque famille de gouttelettes sont par la suite utilisés pour calculer la chaleur transférée de la vapeur de combustible aux gouttelettes de sodium, ainsi que la masse de sodium vaporisée. La méthode employée pour calculer ces grandeurs est présentée dans la Section 4.2.2.

4.2.2 Modèle de transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium et de vaporisation du sodium

Afin de calculer la chaleur transférée de la vapeur de combustible au sodium liquide, il est supposé qu'un nombre de familles n_{fam} a été entraîné dans la vapeur suivant les mécanismes décrits en Section 4.2.1. Une de ces familles de gouttelettes, numérotée j , est considérée. Le diamètre et la vitesse des gouttelettes de cette famille relativement à la vapeur sont calculés par les équations (4.13), (4.16) et (4.18). Le transfert de chaleur peut être modélisé sous forme convective ou radiative.

Le coefficient de transfert de chaleur convectif associé à la famille j , κ_j , est évalué avec la corrélation de [Lee et Riley \(1966\)](#), établie expérimentalement pour la condensation d'un fluide autour d'une sphère, qui relie les nombres de Nussel Nu , de Reynolds Re et de Prandtl Pr , tels que

$$Nu = \frac{\kappa_j d_j}{k_f^v} = 2 + 0,74 Re^{0,5} Pr^{0,33} , \quad (4.23a)$$

$$Re = \frac{\rho_f^v v_j d_j}{\eta_f^v} , \quad (4.23b)$$

$$Pr = \frac{c_{p_f}^v \eta_f^v}{k_f^v} . \quad (4.23c)$$

L'énergie transférée par convection à toutes les gouttelettes de sodium de la famille j pendant un pas de temps dt s'écrit δQ_j^{conv} , positive quand le sodium reçoit de l'énergie. La puissance échangée correspondante s'écrit

$$\frac{\delta Q_j^{conv}}{dt} = \kappa_j A_j (T_f^v - T_j), \quad (4.24)$$

où A_j est définie par l'équation (4.22), et T_j est la température des gouttelettes de sodium de la famille j .

Pour modéliser le transfert de chaleur radiatif, une simple loi de rayonnement du corps gris (Bergman *et al.*, 2012) est employée. Le sodium est supposé être un corps gris. La vapeur de combustible est supposée se comporter comme un corps noir, et transfère donc la totalité du rayonnement au sodium. Afin de prendre en compte les incertitudes associées à ce transfert de chaleur, l'effet de l'émissivité radiative du sodium est étudié en Section 4.6.2. Le transfert radiatif ainsi calculé s'écrit

$$\frac{\delta Q_j^{rad}}{dt} = A_j \nu \varepsilon_{Na} \left((T_f^l)^4 - T_j^4 \right), \quad (4.25)$$

où ν et ε_{Na} sont respectivement la constante de Stefan-Boltzmann et l'émissivité du sodium.

Afin de calculer l'échauffement du sodium, il est possible de montrer que la température du sodium peut-être approximée comme uniforme dans une gouttelette. Pour ne pas alourdir la présente Section 4.2.2, la justification de cette approximation est réalisée en Section 4.2.3. La masse de sodium contenue par toutes les gouttelettes de la famille j est définie par

$$m_j = n_{g,j} \rho_{Na} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{d_j}{2} \right)^3 = n_{g,j} \rho_{Na} \frac{\pi}{6} d_j^3, \quad (4.26)$$

où $n_{g,j}$ est le nombre de gouttelettes défini par l'équation (4.21). La variation de température de chaque famille de gouttelettes est ainsi calculée par

$$\frac{dT_j}{dt} = \frac{1}{m_j c_{pNa}^l} \left(\frac{\delta Q_j^{conv}}{dt} + \frac{\delta Q_j^{rad}}{dt} \right). \quad (4.27)$$

Si, à l'issue d'un pas de temps dt , il s'avère que la température $T_j(t + dt)$ est supérieure à la température de saturation du sodium T_{Na}^{sat} (évaluée à la pression de la bulle de vapeur la corrélation indiquée en Annexe D), une partie des gouttelettes correspondantes se vaporise. La masse de sodium ainsi vaporisée à partir d'une famille j pendant un pas de temps dt , δm_j^{vap} , s'écrit

$$\delta m_j^{vap} = \sum_j \frac{\delta Q_j^{conv} + \delta Q_j^{rad} - m_j c_{pNa}^l (T_{Na}^{sat} - T_j(t))}{h_{Na}^{lv}}, \quad (4.28)$$

puis la température $T_j(t + dt)$ est redéfinie comme égale à T_{Na}^{sat} . Il est supposé que les vapeurs de sodium et de combustible se mélangent instantanément. En supposant que la masse de sodium vaporisée reste faible par rapport à la masse de vapeur de combustible, la température finale du sodium après le mélange correspond à la température du combustible T_f^v . Le transfert thermique associé au mélange de ces deux gaz δQ_j^{mel} , supposé se réaliser complètement pendant le pas de temps dt , est évalué par

$$\frac{\delta Q_j^{mel}}{dt} = \frac{\delta m_j^{vap}}{dt} \int_{T=T_{Na}^{sat}}^{T=T_f^v} c_{pNa}^v dT. \quad (4.29)$$

Le transfert thermique total associé au réchauffement et à la vaporisation des gouttelettes de la famille j s'écrit ainsi

$$\frac{\delta Q_j^{tot}}{dt} = \frac{\delta Q_j^{conv}}{dt} + \frac{\delta Q_j^{mel}}{dt} + \frac{\delta Q_j^{rad}}{dt} . \quad (4.30)$$

Enfin, l'énergie transférée à toutes les familles de gouttelettes de sodium s'écrit

$$\frac{\delta Q^{tot}}{dt} = \sum_j^{n_{fam}} \frac{\delta Q_j^{tot}}{dt} . \quad (4.31)$$

Les étapes décrites dans la présente Section 4.2.2 permettent ainsi d'obtenir l'énergie thermique transférée de la vapeur de combustible vers le sodium, ainsi que la masse de sodium vaporisée suite à ce transfert.

4.2.3 Justification du profil de température dans la gouttelette de sodium liquide

Pour pouvoir écrire l'équation (4.27), il faut supposer que le profil de température dans une gouttelette de sodium est uniforme. Cette condition est remplie si le transfert thermique dans la gouttelette est plus rapide que le transfert thermique avec l'extérieur. Pour vérifier cela, les coefficients de transfert de chaleur interne et externe sont comparés. Le profil de température dans une sphère dans laquelle une conduction thermique a lieu, soumise à un transfert thermique externe, est généralement vérifié à l'aide de son nombre de Biot, qui représente le ratio des temps caractéristiques des transferts de chaleur interne et externe (Bergman *et al.*, 2012). Un nombre de Biot effectif est ainsi calculé pour une gouttelette de sodium,

$$Bi^{eff} = \frac{\kappa_j d_j}{k_{Na}^{eff}} , \quad (4.32)$$

où κ_j est le coefficient de transfert thermique externe et k_{Na}^{eff} est la conductivité thermique effective interne, qui prend en compte les éventuels mouvements internes à la sphère.

Un écoulement autour d'une gouttelette de liquide y génère des mouvements de convection internes nommés vortex de Hill, tels que présentés en Figure 4.5. La conductivité ther-

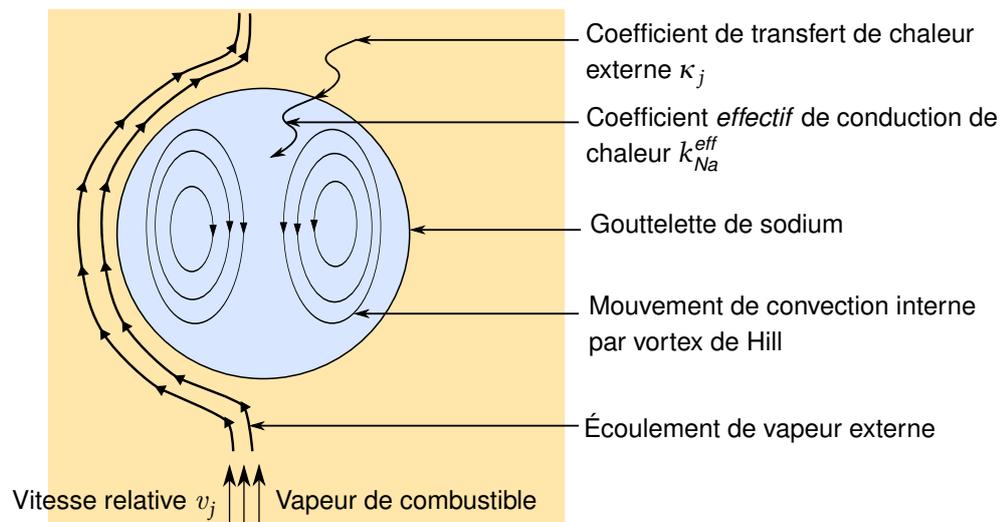


FIGURE 4.5 – Mouvements sphériques de convection interne par vortex de Hill dans une gouttelette de sodium entraînée dans la vapeur de combustible.

mique dans une telle gouttelette est usuellement modifiée afin de tenir compte de ce mouvement interne. La conductivité thermique *effective* correspondante, k_{Na}^{eff} , est obtenue à l'aide d'une corrélation établie par Abramzon et Sirignano (1989) pour des sprays d'hydrocarbures, soit

$$\frac{k_{Na}^{eff}}{k_{Na}^l} = 1,86 + 0,86 \tanh \left(2,245 \log_{10} \left(\frac{Pe}{30} \right) \right), \quad (4.33a)$$

$$Pe = \frac{0,397 v_j d_j}{k_{Na}^l / (\rho_{Na}^l c_{p,Na}^l)} \frac{\eta_f^v}{\eta_{Na}^l} (Re_f^v)^{1/3}, \quad (4.33b)$$

$$Re_f^v = \frac{\rho_f^v v_j d_j}{\eta_f^v}. \quad (4.33c)$$

Les coefficients κ_j et k_{Na}^{eff} sont respectivement évalués avec les équations (4.23) et (4.33). La valeur du nombre de Biot effectif ainsi obtenue est inférieure à 0,1. Usuellement, cet ordre de grandeur permet de conclure que le transfert conductif dans la sphère est instantané, et ainsi de conclure que le profil de température dans la sphère est uniforme. Ceci permet de valider l'hypothèse nécessaire à l'écriture de l'équation (4.6), et permet de modéliser les gouttelettes de sodium avec une géométrie 0-D.

4.2.4 Modification des équations de l'outil de calcul

Le modèle décrit dans les Sections 4.2.1 et 4.2.2 est ajouté au modèle de DETONa-STC. Le nouvel outil de calcul ainsi obtenu est nommé DETONa-ATC.

À quelques différences près, les équations résolues par DETONa-ATC sont similaires à celles de DETONa-STC (décrites en Section 4.1). Les nouveautés sont les suivantes :

- le combustible étant supposé rester à saturation, la pression de la bulle de vapeur s'écrit

$$p_b = p_f^{sat} + p_{Na}, \quad (4.34)$$

où p_f^{sat} est la pression de saturation du combustible et p_{Na} est la pression partielle du sodium vaporisé, calculée avec une équation de Redlich-Kwong détaillée dans l'Annexe D, utilisée par ailleurs dans le code de calcul SIMMER (Morita *et al.*, 1998). La masse de sodium entraînée dans la vapeur de combustible étant petite, la variation de la quantité de mouvement du sodium causée par cet entraînement n'est pas prise en compte par les nouvelles équations. L'équation de Rayleigh (4.1), qui donne l'accélération du sodium, est ainsi modifiée pour tenir compte de cette nouvelle pression,

$$\frac{d\dot{R}_f^v}{dt} = \frac{\frac{p_b - p_{Ar}}{\rho_{Na}^l} - \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_f^v}{R_{Na}^l} \right)^4 - \frac{2R_f^v}{R_{Na}^l} \right) (\dot{R}_f^v)^2}{R_f^v - \frac{(R_f^v)^2}{R_{Na}^l}}; \quad (4.35)$$

- le terme de droite de l'équation de l'enthalpie du combustible diphasique (4.6), utilisée dans DETONa-STC, est modifiée dans DETONa-ATC sous la forme

$$m_f^{l+v} \left\{ \left(x \frac{dh_f^v}{dT_f^{sat}} + (1-x) \frac{dh_f^l}{dT_f^{sat}} - \frac{V_f^{l+v}}{m_f^{l+v}} \frac{dp_f^{sat}}{dT_f^{sat}} \right) \frac{dT_f^{sat}}{dt} + h_f^{lv} \frac{dx}{dt} \right\} = - \frac{\delta Q^{tot}}{dt}, \quad (4.36)$$

où δQ^{tot} , défini par l'équation (4.31), est positif quand l'énergie est cédée par le combustible. L'équation de conservation de la masse du combustible (4.10) ne change pas.

4.3 Structure de l'outil de calcul DETONa

Les modèles Avec Transfert de Chaleur au sodium (DETONa-ATC) et Sans Transfert de Chaleur au sodium (DETONa-STC), développés dans les sections 4.1 et 4.2, forment les deux briques principales de l'outil de calcul DETONa. Afin de pouvoir facilement réaliser des études paramétriques et de sensibilité, DETONa intègre également plusieurs options. Il est ainsi possible de faire varier un paramètre au début du calcul, ce qui permet d'investiguer facilement l'effet d'un paramètre ou d'un modèle sur un résultat de calcul. La structure de DETONa, résumée dans le logigramme visible en Figure 4.6, est la suivante :

- le calcul est initialisé avec la masse et la température de combustible fondu, ainsi que le volume d'argon présent dans le réacteur ;
- à partir des éléments précédents, la géométrie (rayons et épaisseurs des phases) ainsi que les propriétés thermophysiques des fluides sont générés ;
- les choix des modèles physiques utilisés pendant le calcul (modèle DETONa-STC, modèle DETONa-ATC, prise en compte de la limitation du diamètre par un nombre de Weber critique, prise en compte du rayonnement), ainsi que de différents facteurs correctifs permettant de modifier la valeur de grandeurs physiques d'intérêt (nombre de Weber critique, émissivité radiative du sodium liquide, longueur d'onde instable de Rayleigh-Taylor) afin de réaliser des études paramétriques, sont renseignés ;
- en fonction de l'option choisie, les équations du module DETONa-STC ou de DETONa-ATC sont résolues. Les équations différentielles du module choisi sont résolues par itérations en pas de temps suivant un schéma d'Euler explicite (Quarteroni *et al.*, 2000).

Dans le cas de DETONa-STC, pendant une itération, les équations (4.1), (4.2) et (4.6) et (4.10) sont résolues simultanément. Les propriétés thermophysiques des matériaux sont ensuite remises à jour suivant leurs nouvelles températures à l'issue du pas de temps.

Dans le cas de DETONa-ATC, pendant une itération, l'accélération est calculée en premier. Le transfert thermique aux gouttelettes ayant déjà été entraînées pendant les pas de temps précédents est ensuite évalué. Ceci permet d'évaluer l'évolution de la température des gouttelettes de sodium, ainsi que la masse de sodium éventuellement vaporisée pendant le pas de temps. Si aucune famille de jet ne croît et si l'accélération de l'interface de la bulle de vapeur de combustible est positive, une nouvelle famille de jet commence sa croissance. Les propriétés de ces jets, dépendantes des instabilités de Rayleigh-Taylor, sont calculées avec l'accélération évaluée au début du pas de temps. Si une famille de jet j est déjà en train de croître depuis une durée au moins égale à λ_{RT}^M / v_j , cette famille de jet est fractionnée en la j -ième famille de gouttelettes. Si ces gouttelettes sont instables au sens de Weber, leur diamètre est recalculé en conséquence. Ensuite, l'évolution de la température du combustible et de la masse de combustible vaporisée est calculée. Enfin, les propriétés thermophysiques des matériaux sont réévaluées à l'issue de l'itération.

Les itérations se poursuivent tant que la vitesse d'expansion de la bulle de vapeur \dot{R}_f^v est positive ;

- si $\dot{R}_f^v < 0$, le calcul s'interrompt. Les variables de sortie sont le travail de détente de la bulle W_f^v , l'énergie cinétique du sodium K_{Na} , et le travail de compression de l'argon W_{Ar} .

Ces grandeurs s'écrivent, en fonction du temps t (démonstration de K_{Na} en Annexe B),

$$W_f^v(t) = \int_t p_f^v \frac{dV_f^v}{dt} dt = \int_{t=0}^t p_f^v 4\pi(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v dt , \quad (4.37)$$

$$K_{Na}(t) = 2\rho_{Na} \pi (R_f^v)^4 (\dot{R}_f^v)^2 \left(\frac{1}{R_f^v} - \frac{1}{R_{Na}^l} \right) , \quad (4.38)$$

$$W_{Ar}(t) = \int_t p_{Ar} \frac{dV_{Ar}}{dt} dt = \int_{t=0}^t p_{Ar} 4\pi(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v dt . \quad (4.39)$$

Le travail de la vapeur W_f^v devrait rigoureusement s'écrire $-\int_V p_f^v dV$, mais afin de comparer des valeurs positives, c'est la valeur absolue de ce dernier qui est utilisée pour écrire l'équation (4.37). Normalement, la conservation de l'énergie impose, à tout instant,

$$W_f^v(t) = K_{Na}(t) + W_{Ar}(t) . \quad (4.40)$$

DETONa présente ainsi différents modules et options, qui permettent facilement de réaliser les différentes études paramétriques de la Section 4.6. Avant de réaliser ces études, une validation et une vérification des résultats de calcul de DETONa sont effectuées en Sections 4.4 et 4.5.

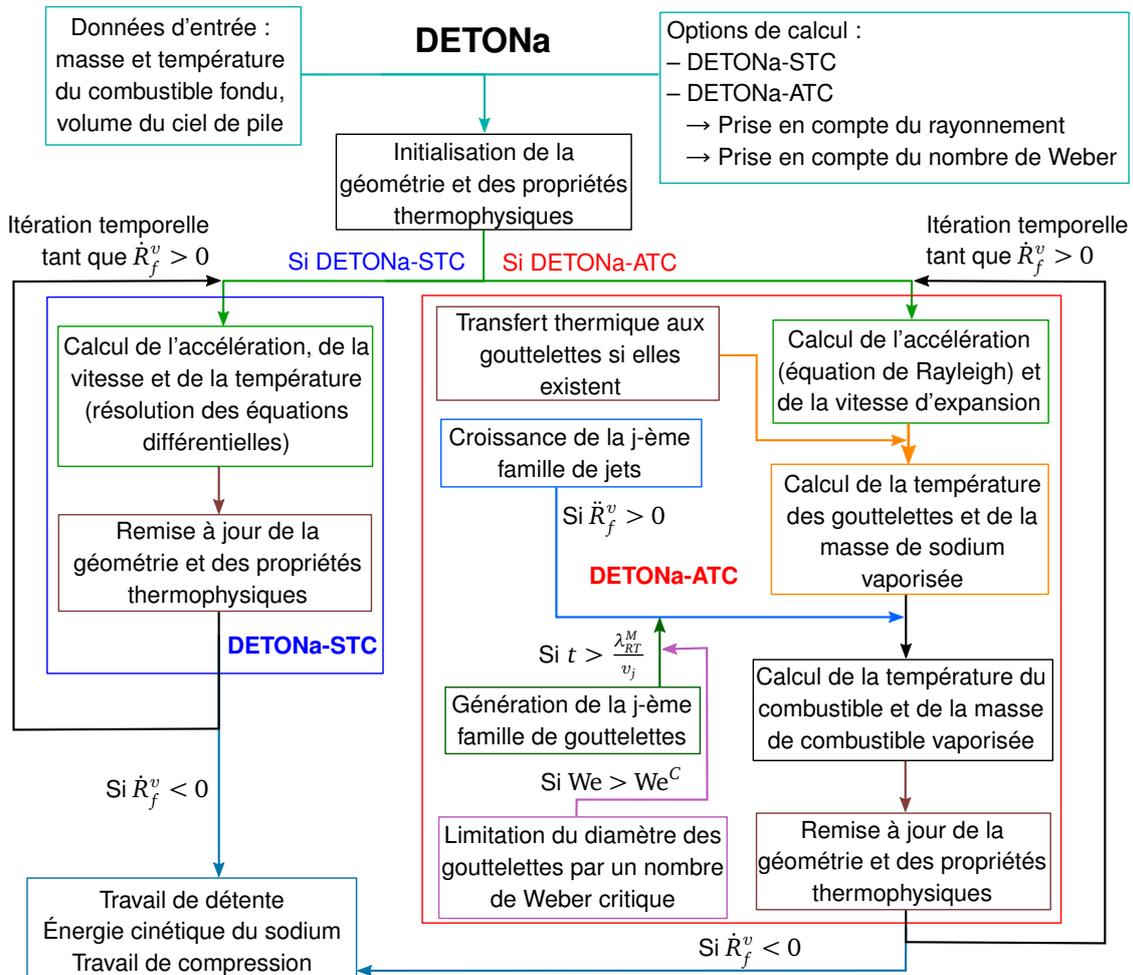


FIGURE 4.6 – Structure et options de l'outil de calcul DETONa.

4.4 Comparaison des résultats du module DETONa-STC à ceux du code FUSTIN

L'objet de la présente section est de valider DETONa sur une expérience et de vérifier ses résultats en les comparant à ceux d'un autre code. Le module DETONa-STC est comparé à FUSTIN, un code de calcul indien (Chellapandi *et al.*, 2013), dans la Section 4.4.3. FUSTIN ne modélisant pas de transfert de chaleur, cette comparaison permet de valider le **modèle de mécanique** mis en place dans **DETONa-STC**. En Section 4.5, le module DETONa-ATC est comparé aux essais EXCOBULLE II, qui ont été effectués avec de l'eau au CEA-Grenoble par Berthoud *et al.* (1984). Cette seconde comparaison permet d'étudier **les modèles d'entraînement et de transfert thermique** développés pour **DETONa-ATC**.

4.4.1 Présentation du code FUSTIN

Le code de calcul FUSTIN (Chellapandi *et al.*, 2010a,b), développé par l'IGCAR (Indira Gandhi Center for Atomic Research), y est utilisé pour le calcul des conséquences d'un accident de dimensionnement de confinement. D'autres outils existent au CEA pour calculer de tels transitoires, comme par exemple EUROPLEXUS, qui a été validé sur les essais MARA (Robbe et Casadei, 2004). Néanmoins, la méthodologie d'utilisation d'EUROPLEXUS pour simuler des transitoires accidentels sur ASTRID est actuellement en cours de réalisation. Par ailleurs, les publications de Chellapandi *et al.* (2010a,b) contiennent suffisamment d'informations (géométrie d'un réacteur et calcul du travail de détente au cours du temps) pour pouvoir les reproduire. Ainsi, ce sont ces éléments qui sont utilisés pour vérifier le bon fonctionnement de DETONa.

Les modèles de FUSTIN tiennent compte des interactions fluide-structure et des phénomènes mécaniques complexes, notamment des ondes de choc et de la déformation des structures. En revanche, FUSTIN ne prend pas en compte les transferts thermiques. La masse de combustible vaporisée n'est pas calculée, sa variation de température n'est pas évaluée, et les transferts de chaleur entre le combustible et le sodium ne sont pas pris en compte. À la place, FUSTIN modélise la vaporisation du combustible sous la forme d'une loi de bulle polytropique, qui relie la pression de la bulle en expansion à son volume. Cette loi de bulle, évaluée à partir de la loi de pression de saturation du combustible utilisée à l'IGCAR, s'écrit

$$p \text{ [MPa]} = 4 \left(\frac{2,56}{V \text{ [m}^3\text{]}} \right)^{0,72} . \quad (4.41)$$

Cette loi de bulle utilise une pression initiale de 4 MPa et un volume initial de 2,56 m³. D'après la loi de pression de saturation (4.7) utilisée par DETONa, une pression de 4 MPa correspond à une température initiale de 4800 K. De même, d'après la loi de masse volumique utilisée par DETONa (voir Annexe D), un volume initial de combustible liquide de 2,56 m³ correspond à une masse initiale de 20000 kg. FUSTIN est utilisé pour réaliser des études de sûreté en soutien au Prototype Fast Breeder Reactor (PBFR), projet de RNR-Na indien. Dans ce cadre, il a été validé sur une expérience, qui consistait en la mesure de la déformation des structures d'une maquette réduite du PFBR à l'échelle 1/13 après la détonation d'un explosif de faible densité.

Il est intéressant de comparer DETONa-STC à FUSTIN. En effet, DETONa ne prenant pas en compte les interactions fluide-structure ni les ondes de chocs dans ses modèles, la comparaison de DETONa et FUSTIN permet de déterminer les erreurs commises en négligeant ces phénomènes.

Deux comparaisons sont donc effectuées dans cette section :

- la première consiste à calculer une détente dans le PFBR avec DETONa en résolvant toutes les équations de DETONa-STC. À l'issue du calcul, une corrélation est recherchée entre la pression de la bulle p et son volume V au cours du calcul. Cette corrélation est par la suite comparée à l'équation (4.41), afin de vérifier si les exposants polytropiques coïncident. Ceci permet de vérifier si le modèle thermodynamique de la vaporisation dans DETONa est cohérent avec la loi de bulle utilisée par FUSTIN ;
- la seconde consiste à comparer l'énergie mécanique totale générée lors d'une détente de vapeur. Cette comparaison est effectuée en résolvant une détente dans le PFBR avec DETONa-STC en utilisant la loi de bulle de FUSTIN (4.41). Ceci permet de vérifier la précision des résultats obtenus sous forme de grandeurs intégrales.

4.4.2 Comparaison de la loi de bulle obtenue par DETONa-STC à celle de FUSTIN

Dans cette section, le modèle de vaporisation de combustible de DETONa-STC, basé sur la loi de pression de saturation (4.7), est comparé à celui développé au préalable pour FUSTIN. Si FUSTIN ne modélise pas directement la vaporisation du combustible, cette dernière est tout de même prise en compte dans la loi de bulle (4.41), qui est obtenue par un calcul thermodynamique (Chellapandi *et al.*, 2010b). Afin de vérifier le modèle de vaporisation de DETONa-STC, il est proposé de chercher à retrouver la loi de bulle de FUSTIN à partir d'un calcul de détente de DETONa-STC. Une telle loi de bulle est de la forme

$$pV^\Gamma = \text{constante} , \quad (4.42)$$

où Γ est l'exposant polytropique, différent de l'exposant isentropique γ qui est usuellement défini par le rapport des capacités calorifiques d'un gaz parfait.

L'écriture d'une telle loi polytropique requiert plusieurs hypothèses, notamment que le gaz considéré soit parfait, et que le rapport entre le transfert de chaleur reçu par le gaz \dot{Q}_f^v et le travail qu'il reçoit \dot{W}_f^v soit constant. Ce dernier ratio est défini par

$$\frac{\dot{Q}_f^v}{\dot{W}_f^v} = C , \quad (4.43)$$

où C est une constante. Dans ce cas, l'exposant polytropique Γ est défini par

$$\Gamma = (C + 1)\gamma - C . \quad (4.44)$$

La démonstration de ce résultat, ainsi que plus de détails sur les lois polytropiques, sont donnés en Annexe B.4.

À priori, il semble peu probable de retrouver une loi de bulle polytropique avec DETONa. En effet, la capacité calorifique d'une vapeur saturée étant fonction de la température, cette dernière ne peut pas se comporter comme un gaz parfait¹. Dans DETONa, la détente de la vapeur de combustible dépend de sa température et de sa pression de saturation associée. Comme indiqué dans l'Annexe D, la capacité calorifique du combustible est fonction de la température, ce qui est contradictoire avec l'hypothèse de gaz parfait. Une comparaison des deux outils de calcul est néanmoins réalisée.

Un calcul est effectué avec DETONa-STC pour une masse de combustible fondu initiale de 20000 kg et une température de 4800 K (voir Section 4.4.1). Ces valeurs correspondent respectivement au volume de 4 m³ et à la pression initiale de 4 MPa utilisés dans la loi de bulle (4.7) de FUSTIN. La détente est calculée dans la géométrie du PFBR, jusqu'à ce que la

1. Pour mémoire, la capacité calorifique d'un gaz parfait est par définition indépendante de sa température.

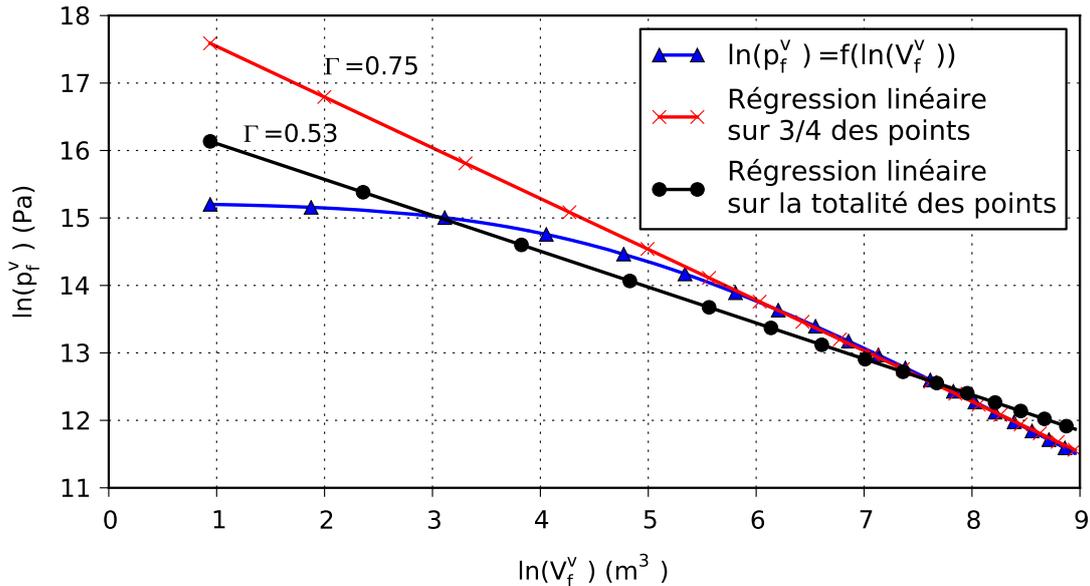


FIGURE 4.7 – Logarithme de la pression de la bulle de combustible en fonction du logarithme de son volume lors d'une détente calculée dans le PFBR par DETONa. Identification du coefficient polytropique Γ correspondant.

pression de la bulle de vapeur atteint 1 bar. Ce choix de détendre jusqu'à 1 bar provient de la démarche de [Chellapandi et al. \(2010b\)](#) pour obtenir la loi de bulle de FUSTIN. Le logarithme népérien de la pression de la bulle de combustible en fonction du logarithme népérien du volume ainsi calculés est reporté en Figure 4.7. Le coefficient isentropique Γ est obtenu par régression linéaire de cette courbe.

Une régression linéaire est réalisée sur la totalité des points de la Figure 4.7. La droite obtenue par cette régression linéaire est la courbe noire de la Figure 4.7, distinguée par des marqueurs sphériques. Cette régression linéaire donne un coefficient polytropique de l'ordre de 0,53, qui ne correspond pas à celui utilisé dans FUSTIN. Néanmoins, ce coefficient correspond à la *loi de bulle de consensus* qui avait été identifiée pour l'EFR¹, pour lequel ([EFR, 1999](#)) un coefficient de 0,53 avait été évalué. La loi de pression de saturation gouvernant la vaporisation utilisée par DETONa étant similaire à celles qui ont pu être utilisées pour le projet EFR, il est normal de retrouver le même exposant polytropique.

Compte tenu du profil des courbes obtenues en Figure 4.7, il semble que l'exposant polytropique ne soit pas constant dans DETONa tout au long de la détente, et en particulier à son début. Ceci provient de deux causes :

- comme indiqué à la page 88, l'hypothèse de gaz parfait, requise pour l'applicabilité de la loi polytropique, n'est en effet pas respectée. Par ailleurs, la température, qui est dépendante de la pression de saturation du combustible, varie très fortement en début de vaporisation (voir Figure 4.8). L'accélération du sodium au début du transitoire étant importante, la température du combustible varie beaucoup en début de vaporisation, ce qui induit des variations importantes de la capacité calorifique du combustible dans cette zone. Comme cela peut être observé en Figure 4.8, la pression du combustible varie relativement peu à partir de 0,1 s, ce qui implique que la température varie également peu à partir de cet instant. Par ailleurs, le logarithme de la pression à 0,1 s en Figure 4.8 correspond au point de la Figure 4.7 à partir duquel la courbe logarithmique commence

1. European Fast Reactor, projet de RNR-Na français, allemand, italien et anglais développé pendant les années 80 et 90 ([Lefèvre et al., 1996](#)).

à avoir un comportement linéaire ;

- pour écrire une loi polytropique, il faut que le ratio du transfert de chaleur \dot{Q}_f^v reçu par la vapeur sur le travail \dot{W}_f^v fourni par cette dernière soit constant, comme indiqué dans l'équation (4.43). Dans DETONa, le travail \dot{W}_f^v correspond à $-p_f^{sat} \dot{V}_f^v$. Le transfert de chaleur \dot{Q}_f^v reçu par la vapeur de combustible correspond au débit d'enthalpie de vapeur, $h_f^v \dot{m}$. Le tracé du ratio $\dot{Q}_f^v / \dot{W}_f^v$, présenté en Figure 4.9, illustre qu'il varie fortement pendant la détente. Tout comme pour la température, ce ratio se stabilise relativement à partir de 0,1 s, c'est-à-dire quand la courbe en Figure 4.7 commence à avoir un comportement linéaire.

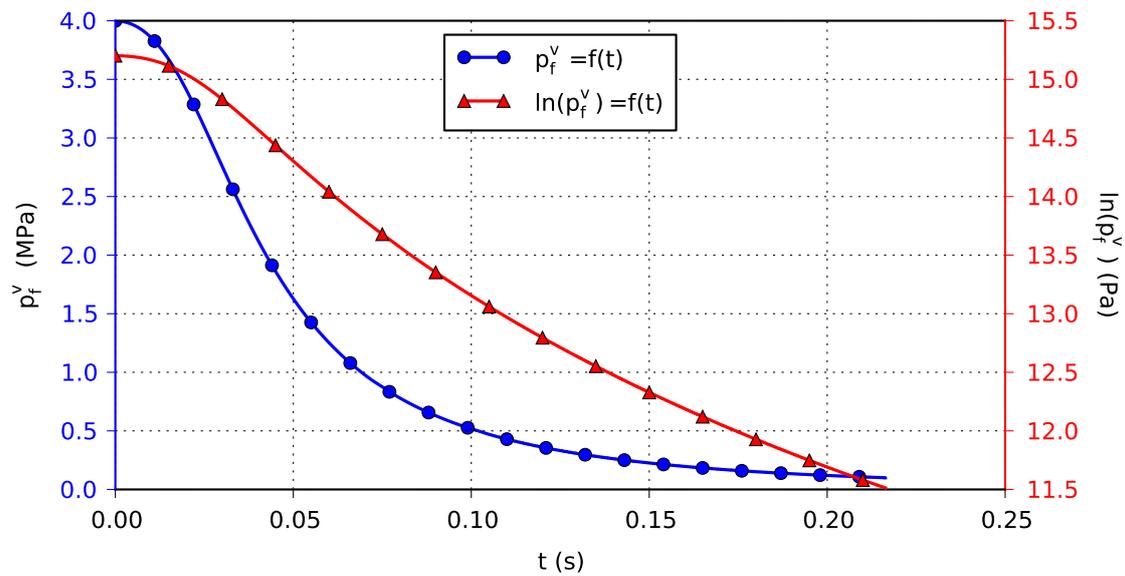


FIGURE 4.8 – Évolutions temporelles de la pression de saturation de la bulle de vapeur de combustible et de son logarithme pendant la détente de combustible dans le PFBR.

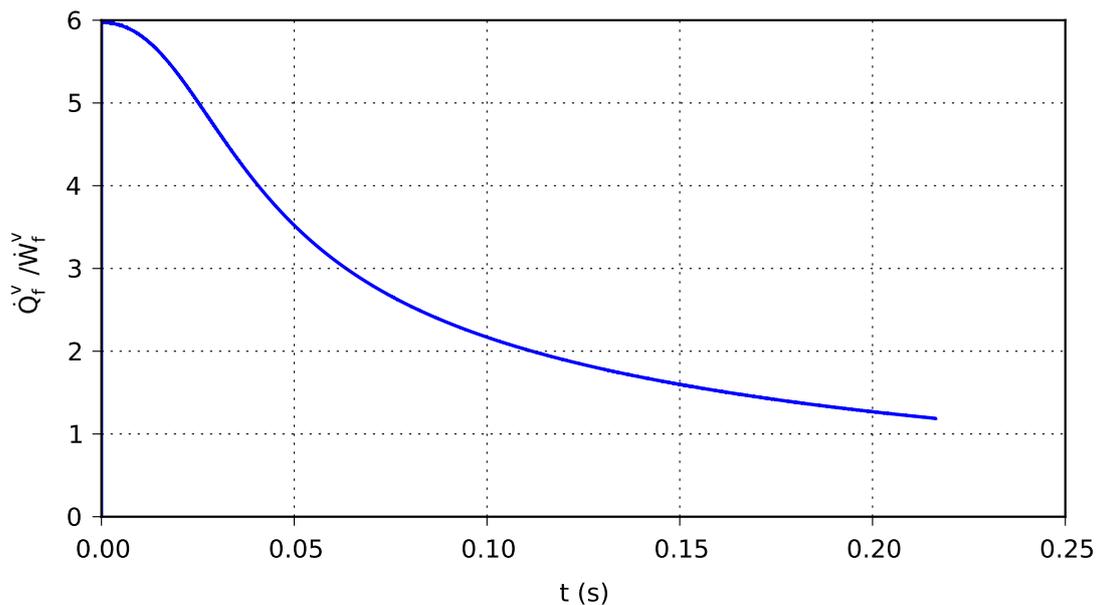


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle du ratio $\dot{Q}_f^v / \dot{W}_f^v$ pendant la détente de combustible dans le PFBR.

4.4 Comparaison des résultats du module DETONa-STC à ceux du code FUSTIN

Les hypothèses requises pour écrire une loi polytropique n'étant pas respectées par DETONa, il paraît normal que cette loi ne soit pas respectée au cours du transitoire. DETONa tenant compte des échanges thermiques et de la variation de température du combustible, les calculs effectués par ce dernier font donc intervenir un Γ variable, ce qui paraît réaliste au sens de la physique du transitoire accidentel. Il est à remarquer que, quand les hypothèses requises pour l'écriture d'une loi polytropique commencent à être respectées, en fin de détente, la courbe tracée en Figure 4.7 présente un comportement linéaire.

Afin de visualiser cet effet linéaire, une seconde régression linéaire est effectuée en éliminant les premiers points de la courbe, seuls 75% des points étant considérés. Le coefficient polytropique ainsi déterminé (courbe rouge, marqueurs en croix) vaut 0,75, ce qui est une valeur assez proche de la loi de bulle de FUSTIN (de 0,72). Sachant que la méthode employée pour obtenir la loi polytropique de FUSTIN est différente de celle de DETONa, ce résultat est satisfaisant.

L'étape de comparaison suivante consiste à comparer les énergies de détente maximales calculées par DETONa-STC et FUSTIN.

4.4.3 Comparaison des énergies obtenues par DETONa-STC et par le code FUSTIN sur le PFBR

Le résultat d'un calcul de détente effectué avec FUSTIN pour le PFBR par l'IGCAR ([Chellapandi et al., 2010b](#)), sans prise en compte de la déformation des structures internes, est visible en Figure 4.10. Cette figure montre les profils de l'énergie cinétique du caloporteur, de l'énergie de compression du ciel de pile et l'énergie de déformation des structures. Le travail de détente (« *Core energy* ») correspond à l'énergie mécanique totale (somme des trois énergies citées précédemment). Le maximum d'énergie mécanique, de 61 MJ, est atteint vers 120 s. La cuve se déforme peu jusqu'à ce maximum. Le maximum d'énergie mécanique correspondant à la compression maximale du ciel de pile, c'est à partir de cet instant que la cuve se déforme davantage. Pendant cette déformation de la cuve, la bulle de vapeur se rétracte et l'argon se détend, jusqu'à 200 s.

Comme DETONa ne calcule pas la déformation de la cuve, il n'est pas nécessaire d'effectuer un calcul pendant un temps aussi long que celui de FUSTIN. Le calcul est interrompu

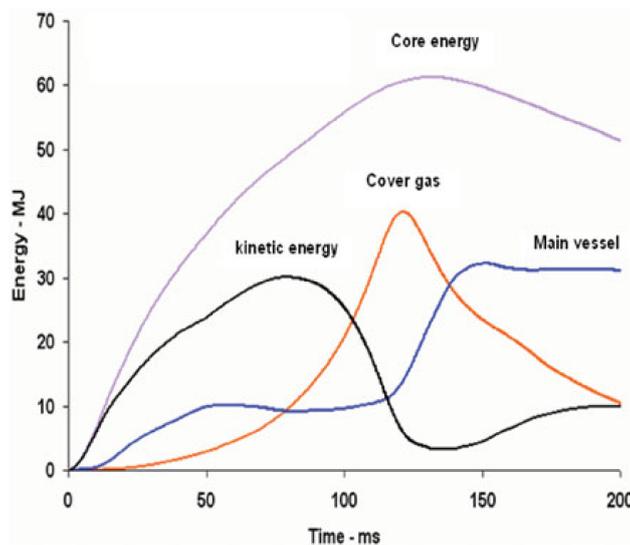


FIGURE 4.10 – Énergies générées par une détente dans le PFBR calculée par FUSTIN, extrait de [Chellapandi et al. \(2010b\)](#).

quand le pic d'énergie mécanique est atteint, alors que la déformation de la cuve est encore faible dans le calcul FUSTIN. Les énergies mécaniques de détente sont comparées à cet instant.

Dans ce paragraphe, DETONa est modifié, la pression de la bulle de combustible y étant renseignée par la loi de bulle de FUSTIN (4.7). Une détente est calculée dans le PFBR avec DETONa, les données géométriques utilisées provenant de [Chellapandi et al. \(2010b\)](#). Les profils des énergies ainsi obtenues, comparées à celles calculées par FUSTIN, sont visibles en Figure 4.11.

L'énergie cinétique du sodium est nulle en fin de détente, ce qui est normal compte tenu de l'annulation des vitesses dans DETONa quand le maximum d'énergie mécanique est atteint. L'énergie cinétique maximale du sodium est atteinte vers 36 s, sa valeur étant de 35 MJ. Dans FUSTIN, cette grandeur est atteinte vers 80 s, pour une valeur de 30 MJ. Le travail maximum de détente obtenue par le calcul DETONa est de 59 MJ, atteint en 72 s. Ce travail maximum, qui correspond à l'énergie totale générée par la détente du combustible, est ainsi très proche de celui obtenu par FUSTIN, le temps requis pour atteindre ce maximum n'étant en revanche pas le même pour les deux outils de calcul.

Ainsi, les énergies calculées par DETONa sont très proches de celles de FUSTIN. En revanche, la prise en compte de la déformation de la cuve ralentit fortement la détente en augmentant le volume disponible pour le ciel de pile. Le ciel de pile est ainsi comprimé plus lentement, car il reçoit une énergie moindre, ce qui fait qu'il oppose une résistance moindre à la pression du combustible. La durée de la détente est ainsi plus longue dans FUSTIN.

Le fait que l'énergie finale obtenue par DETONa est la même que celle obtenue par FUSTIN prouve que les équations mécaniques (4.1) et (4.2) du module DETONa-STC sont résolues correctement. Les durées des détentes étant différentes, il est difficile de conclure davantage avec cette analyse.

En conclusion de cette Section 4.4, la résolution d'équations thermodynamiques permet à DETONa de calculer l'évolution de la pression au cours d'une détente de combustible avec davantage de précision qu'un code utilisant une loi de bulle polytropique d'exposant constant. L'utilisation d'une telle loi de bulle semble peu physique compte tenu de la nature de la vapeur de combustible, et un outil de calcul utilisant une loi polytropique devrait adapter la vapeur de l'exposant polytropique au cours du calcul de la détente afin de gagner en réalisme. Si le calcul

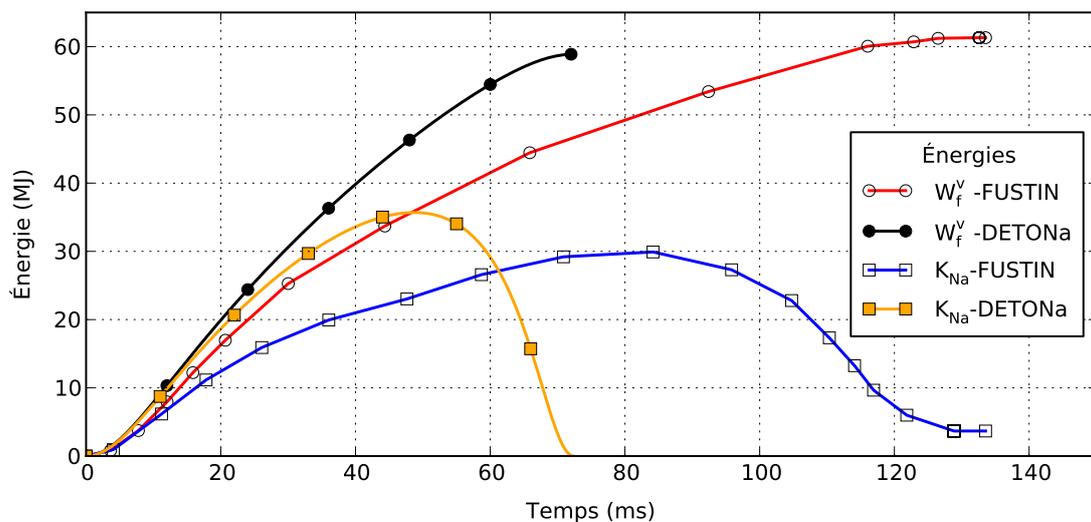


FIGURE 4.11 – Énergies générées par une détente dans le PFBR calculées par DETONa-STC et par FUSTIN (d'après [Chellapandi et al. \(2010b\)](#)). W_f^v , et K_{Na} sont respectivement définis par les équations (4.37) et (4.38).

de l'énergie mécanique réalisé par DETONa semble juste comparé à FUSTIN, la cinétique du transitoire paraît être peu respectée. Pour améliorer les prédictions de DETONa, il faudrait développer un modèle de déformation de la cuve, ce qui devrait rapprocher des résultats de FUSTIN les durées de détente calculées par DETONa.

4.5 Validation de DETONa-ATC avec les essais EXCOBULLE II

4.5.1 Présentation des essais EXCOBULLE II

Les essais EXCOBULLE II, réalisés au CEA-Grenoble par [Berthoud et al. \(1984\)](#), sont un ensemble d'expériences venant en soutien au développement d'outils adaptés à la modélisation de la vaporisation de combustible et de l'explosion-vapeur. La comparaison de DETONa-ATC avec les essais EXCOBULLE II permet de valider le modèle d'entraînement de sodium dans la vapeur de combustible et le modèle de transfert thermique.

L'objectif des essais EXCOBULLE était d'étudier la croissance et l'effondrement d'une bulle d'eau diphasique saturée dans de l'eau liquide sous-refroidie. Pour cela, de l'eau était injectée sous pression dans une sphère de verre de plusieurs centaines de millilitres, puis chauffée à des températures variant entre 160 °C et 280 °C. Les pressions de saturation associées vont de 1,2 MPa à 6,4 MPa, ce qui correspond au domaine de modélisation de DETONa. La sphère était immergée dans une piscine d'eau froide (20 °C), dont la surface libre était laissée à la pression atmosphérique. La sphère était alors brisée par l'impact de deux pistons, et relâchait une bulle de vapeur d'eau qui se détendait en se mélangeant avec l'eau de la piscine. Le rayon de la bulle était ainsi enregistré au cours de la détente par une caméra à haute fréquence. L'incertitude sur le rayon était de l'ordre de 15 %.

Compte tenu de leur géométrie, ces essais sont très proches de la géométrie modélisée par DETONa-ATC. Par ailleurs, les essais EXCOBULLE II font intervenir plusieurs mécanismes physiques intervenant dans les modèles développés pour DETONa-ATC, qui concernent notamment le mélange d'un liquide sous-refroidi avec une vapeur saturée, ainsi que l'interaction thermique qui en résulte. Ces essais sont donc bien adaptés à DETONa-ATC, dont les résultats de calcul sont comparés aux mesures d'EXCOBULLE II en Section 4.5.2.

En revanche, des adaptations doivent être effectuées pour procéder à une telle comparaison. En effet, les essais EXCOBULLE II faisaient intervenir une bulle de vapeur d'eau immergée dans de l'eau liquide, et non une bulle de vapeur de combustible immergée dans du sodium liquide. Les propriétés thermophysiques de l'eau sont donc introduites dans DETONa, afin de réaliser des calculs avec les mêmes fluides que ceux d'EXCOBULLE II. Les propriétés thermophysiques de l'eau utilisées sont celles de l'*International Association for the Properties of Water and Steam* de 1995, référencées par [Wagner et Pruß \(2002\)](#). Afin de correspondre aux essais EXCOBULLE II, les dimensions de la géométrie calculée par DETONa sont adaptées. De même, la pression de l'air ambiant est maintenue constante et égale à 1,01 bar afin de correspondre à la pression atmosphérique de l'expérience, et n'est plus évaluée par l'équation (4.3).

4.5.2 Comparaison des rayons maximaux calculés par DETONa-ATC à ceux mesurés pendant les essais EXCOBULLE II

Deux séries d'essais effectués dans EXCOBULLE II sont considérés. Ceux-ci employaient respectivement des sphères de 250 cm³ et de 500 cm³, contenant de l'eau diphasique saturée de 160 °C à 280 °C. Les températures impliquées dans les essais EXCOBULLE II étant bien plus basses que les températures intervenant dans un RNR-Na, le transfert thermique radiatif est négligeable. De même, les conditions requises pour déclencher une fragmentation secondaire ne sont pas remplies ici. Des gouttelettes dont le diamètre est de la taille de la moitié de

la longueur d'onde de Rayleigh-Taylor, comme présenté en Section 4.2, sont en effet stables d'après leur nombre de Weber (4.17).

Les essais considérés sont comparés à des calculs DETONa-ATC. Ces calculs sont arrêtés quand la vitesse d'expansion de la bulle de vapeur devient négative, c'est à dire quand le rayon de la bulle est maximal. La comparaison des rayons maximaux calculés par DETONa avec ceux relevés pendant les essais EXCOBULLE II sont présentées dans les Figures 4.12 et 4.13. À l'exception d'un point, correspondant à une température initiale de 463 K et à un volume initial de 500 cm³, tous les résultats des calculs sont compris dans les barres d'incertitudes expérimentales. Il est à noter que des calculs sans transfert de chaleur dans des géométries similaires, avec DETONa-STC, donnent des rayons maximaux de l'ordre de 60 cm, ce qui est deux à trois fois trop élevé comparé aux résultats d'EXCOBULLE II. Ceci est normal, car la bulle de vapeur et le réfrigérant étant constitués ici du même fluide, le transfert de chaleur ne peut qu'abaisser l'énergie de détente, ce qui conduit à des rayons maximaux plus faibles.

Il semble donc que le module DETONa-ATC soit plus adapté que le module DETONa-STC pour reproduire les essais EXCOBULLE. Ce résultat tend à valider les équations résolues par DETONa-ATC. En revanche, comme aucune expérience en sodium équivalente n'a été trouvée, il est difficile de conclure davantage quant à la résolution de ces équations lorsque les propriétés thermophysiques employées sont celles du combustible et du sodium. Une telle expérience serait très utile pour valider davantage DETONa.

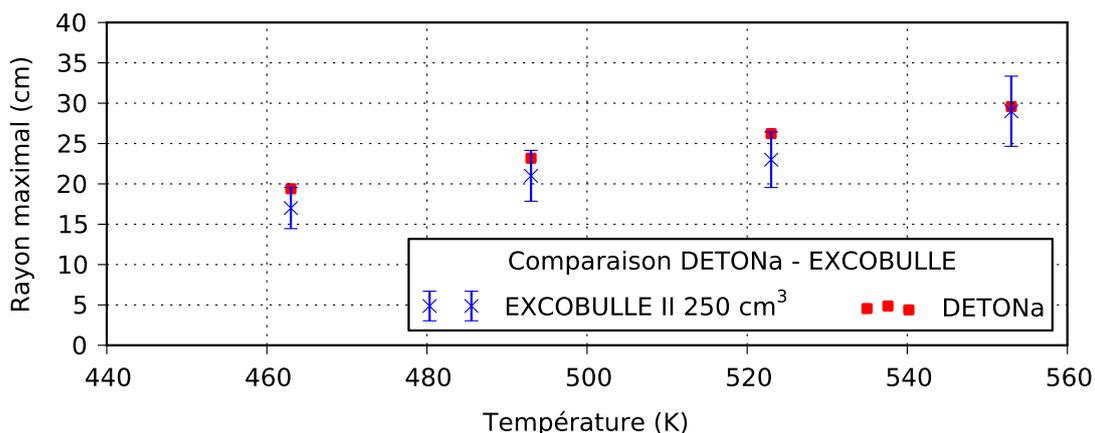


FIGURE 4.12 – Comparaisons des rayons de bulles maximaux calculés par DETONa-ATC avec ceux relevés pendant EXCOBULLE II (sphères de 250 cm³) suivant la température initiale.

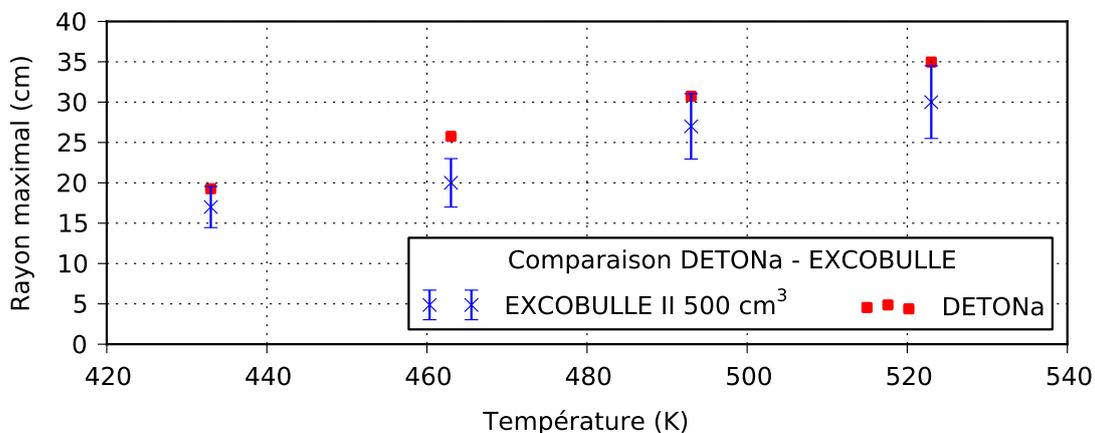


FIGURE 4.13 – Comparaisons des rayons de bulles maximaux calculés par DETONa-ATC avec ceux relevés pendant EXCOBULLE II (sphères de 500 cm³) suivant la température initiale.

4.6 Études paramétriques réalisées avec DETONa

Dans les Sections 4.4 et 4.5, les résultats calculés par les modules DETONa-STC et DETONa-ATC ont été comparés à un code de calcul et validés avec des résultats expérimentaux. Dans la présente section, plusieurs études paramétriques sont réalisées, afin d'étudier la sensibilité de l'énergie de détente calculée par DETONa à la variation de ses paramètres d'entrée ainsi que de ses modèles. En particulier, les effets sur l'énergie mécanique de la température initiale du combustible fondu, de sa masse, de l'émissivité radiative du sodium, du nombre de Weber critique et de la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor générant les jets de sodium sont étudiés. De plus, les effets de l'entraînement de sodium dans la vapeur de combustible (DETONa-STC, DETONa-ATC sans nombre de Weber, DETONa-ATC avec nombre de Weber) et du transfert thermique sont étudiés. À l'exception de la Section 4.6.2 où son effet est étudié en détail, le transfert de chaleur radiatif n'est pas considéré dans cette section.

4.6.1 Effet de la température et de la masse du combustible fondu, effet des modèles d'entraînement

Dans la présente section, les effets de la température et de la masse initiales du combustible fondu sur l'énergie de détente sont évalués, ainsi que l'effet du modèle d'entraînement. Dans les calculs présentés par la suite, les masses initiales du combustible fondu sont de 1000 kg ou de 5000 kg. Ces valeurs sont typiques de telles études ([Bertrand et al., 2016](#)). Trois températures initiales du combustible sont considérées : un cas « froid » à 3800 K (relativement à la température de saturation à pression atmosphérique, 3600 K), un cas « chaud » à 4000 K, et un cas « très chaud » à 4500 K. Les conditions initiales des calculs sont résumées dans le Tableau 4.1. Trois cas d'entraînement sont par ailleurs comparés :

- le modèle sans entraînement et sans transfert de chaleur, DETONa-STC ;
- le modèle avec entraînement et avec transfert de chaleur, mais pour lequel les gouttelettes issues de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ne sont pas fragmentées une seconde fois, nommé DETONa-ATC-RT dans cette section ;
- le modèle avec entraînement et avec transfert de chaleur, où les diamètres des gouttelettes sont réévalués si elles sont instables d'après le critère du nombre de Weber, nommé DETONa-ATC-We.

Les résultats du calcul pour le cas d'une masse de 5000 kg de combustible liquide à 3800 K sont intéressants à analyser, car il s'agit du seul cas présenté dans ce manuscrit où le travail de la détente calculé par le module sans transfert de chaleur DETONa-STC est supérieur à celui calculé par le module avec transfert de chaleur DETONa-ATC. Le profil de l'énergie mécanique générée lors de cette détente, pour les trois modèles d'entraînement, est visible en Figure 4.14. L'énergie d'une détente impliquant un échange thermique est en effet inférieure de 4 MJ

TABLEAU 4.1 – Géométrie et propriétés thermiques initiales des calculs de la Section 4.6.1

Température du combustible [K]	3800	4000	4500
Rayon de la cuve [m]	7	7	7
Volume de l'argon [m ³]	196	196	196
Pression de l'argon [MPa]	0,11	0,11	0,11
Température du sodium liquide [K]	830	830	830
Masse de sodium liquide [kg]	1.10 ⁶	1.10 ⁶	1.10 ⁶
Pression de saturation du combustible [MPa]	0,2	0,5	3,1
Masse volumique de la vapeur de combustible [kg.m ⁻³]	0,8	1,6	5,7

à l'énergie de détente obtenue par DETONa-STC, qui est de l'ordre de 24 MJ. L'explication est qu'ici, la température du combustible n'est pas suffisamment élevée pour vaporiser le sodium. Le sodium liquide entraîné joue alors un rôle de puits d'énergie uniquement. Une partie de l'énergie thermique de la vapeur de combustible étant transmise au sodium, l'énergie mécanique générée est moindre, ce qui réduit le travail de la détente. Par ailleurs, il est à noter que la prise en compte du nombre de Weber des gouttelettes ne change pas les résultats, sa valeur critique n'étant pas atteinte dans cette situation.

Les énergies mécaniques générées à l'issue d'une détente induite par une masse de combustible liquide de 1000 kg à 4000 K et 4500 K sont présentées en Figure 4.15.

À 4000 K, les différents modèles calculent tous une même énergie de détente, de l'ordre de 30 MJ. Pour cette température, la compétition entre l'augmentation de la pression partielle du sodium et la diminution de la pression partielles du combustible a une résultante nulle sur la pression totale. À 4500 K, les modélisations simulant un échange thermique avec le sodium calculent une énergie de 25% supérieure à celles qui négligent ce transfert de chaleur. Cette augmentation de l'énergie de détente est due à la surpression engendrée par la vaporisation du sodium quand le transfert thermique est calculé. Il est à noter que la durée de la détente à 4500 K est de l'ordre de 120 ms. Ceci confirme l'analyse dimensionnelle réalisée en Section 3.3.3, qui avait estimé que la durée de la détente était de l'ordre de 0,1 s. De même que pour le cas à 3800 K, la considération d'un nombre de Weber critique ne change rien aux résultats.

Les énergies mécaniques générées lors d'une détente induite par une masse de combustible liquide de 5000 kg à 4000 K et 4500 K sont présentées en Figure 4.16. De même que dans le cas à 1000 kg, les énergies calculées par DETONa-ATC-RT et DETONa-ATC-We sont plus élevées de 15% à 4500 K que celle calculées avec DETONa-STC. Les énergies sont similaires à 4000 K quel que soit le modèle employé. De même, les gouttelettes entraînées sont stables au sens de Weber, et la considération d'un nombre de Weber critique ne change pas les résultats.

La comparaison des Figures 4.15 et 4.16 montre par ailleurs que l'accroissement de la masse de combustible liquide tend à augmenter l'énergie de détente et à réduire la durée de la détente. Cette réduction de la durée de la détente avec l'augmentation de la masse peut être analysée comme suit :

- si la masse initiale est plus élevée, le combustible liquide dispose d'une inertie thermique supérieure. Il faut donc s'attendre à ce que la pression de saturation diminue plus lentement, car la température du combustible reste élevée plus longtemps ;
- si la pression de la vapeur de combustible diminue plus lentement, le ciel de pile d'argon est comprimé plus rapidement. La pression du ciel de pile augmente alors davantage ;
- l'accélération initiale plus élevée du sodium, due à la pression initiale supérieure du combustible, implique une pressurisation plus rapide du ciel de pile. La pression du ciel de pile augmentant plus vite, elle s'oppose plus rapidement au mouvement du sodium, ce qui réduit la durée de la détente. De même, les pressions étant supérieures, le travail mécanique généré est plus important, et les énergies présentées dans la Figure 4.16 sont donc supérieures à celles de la Figure 4.15.

La réduction de la durée de la détente s'observe également avec l'augmentation de la température du combustible liquide, et s'explique pour les mêmes raisons, c'est à dire l'augmentation de la pression initiale qui implique une accélération initiale plus élevée, ce qui induit un accroissement plus rapide de la pression du ciel de pile. Le Tableau 4.2, qui présente les variables d'intérêt à l'issue d'un calcul de détente, met également en évidence une augmentation importante de l'énergie de la détente ainsi qu'une diminution de sa durée quand le transfert de chaleur entre la vapeur de combustible et le sodium est considéré. Ces variations sont associées à une pressurisation plus importante du ciel de pile. Néanmoins, cette diminution de la

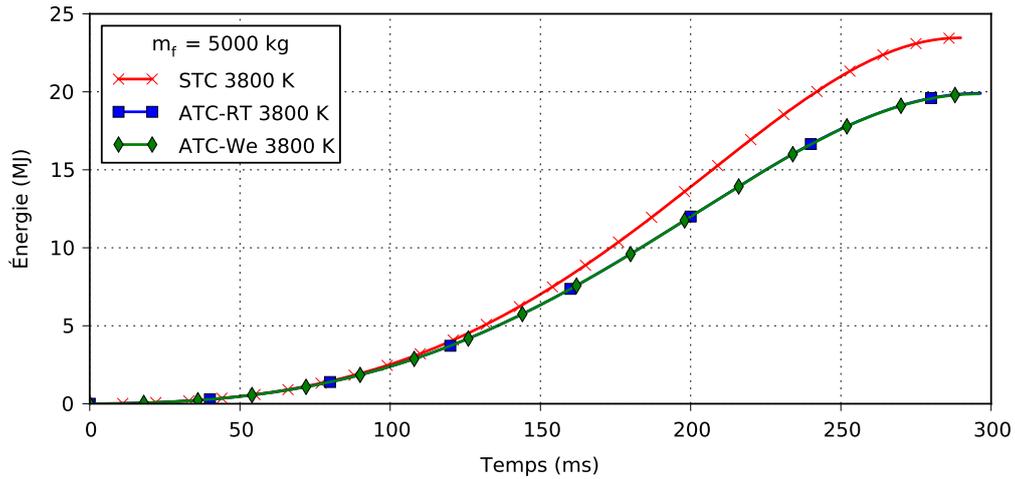


FIGURE 4.14 – Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d'entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 5000 kg à une température de 3800 K.

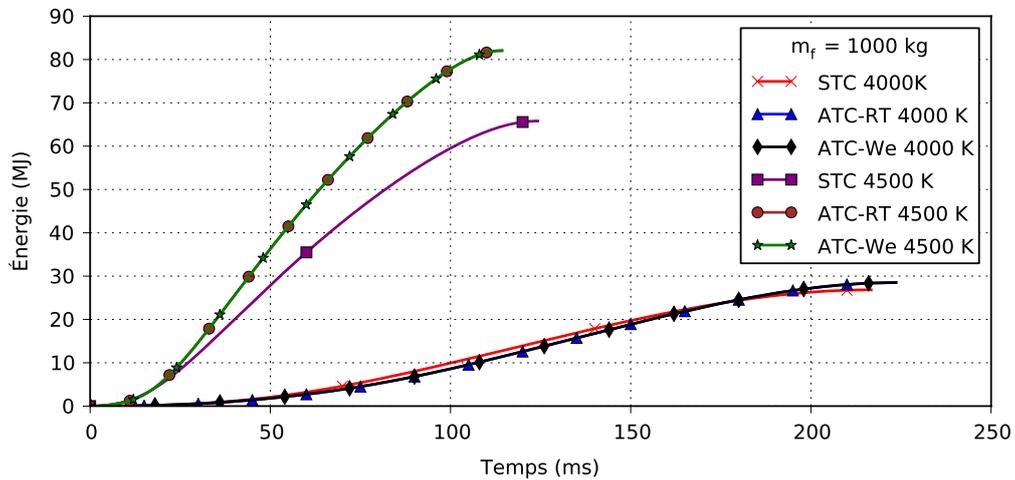


FIGURE 4.15 – Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d'entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 1000 kg à une température de 4000 K et de 4500 K.

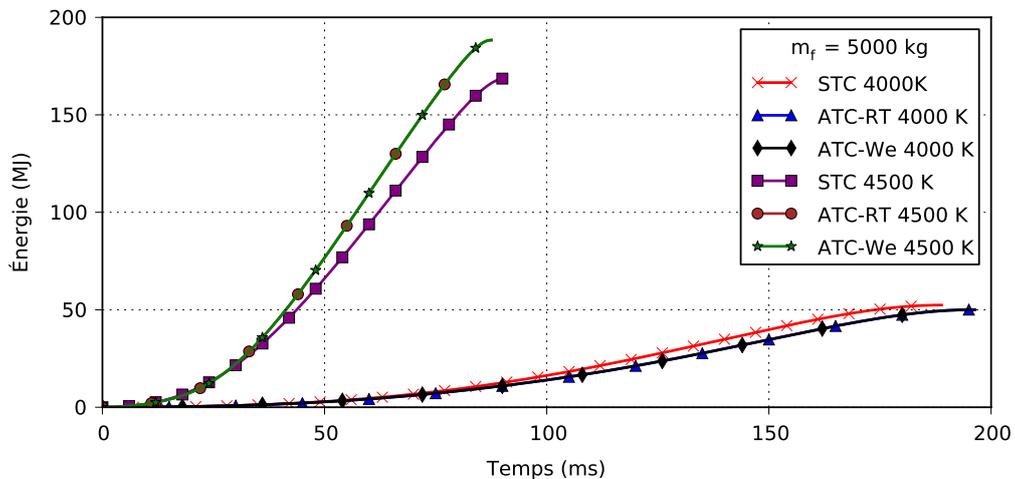


FIGURE 4.16 – Énergies de détente calculées par chacun des trois modèles d'entraînement de DETONa décrits en Section 4.6.1, pour une masse de combustible liquide de 5000 kg à une température de 4000 K et de 4500 K.

TABLEAU 4.2 – Grandeurs d'intérêt finales calculées par DETONa pour une masse initiale de combustible liquide de 5000 kg à 4500 K, avec et sans entraînement de sodium.

Modélisation	Sans entraînement ni transfert de chaleur	Avec entraînement et transfert de chaleur
Durée de la détente (ms)	93	88
Rayon final de la bulle de vapeur (m)	3,5	3,6
Travail final de la détente (MJ)	160	190
Masse finale de combustible vaporisée (kg)	300	170
Température finale du combustible (K)	4000	3800
Pression finale de l'argon (MPa)	9	27
Pression finale de la bulle de vapeur (MPa)	0,5	0,6
Masse finale de sodium vaporisée (kg)	–	42
Temps CPU du calcul (s)	32	100

durée de la détente devrait probablement être moins importante si la déformation de la cuve était prise en compte. En effet, comme illustré lors de la comparaison des résultats de DETONa et de FUSTIN en Section 4.4, la prise en compte de la déformation de la cuve augmente le volume disponible pour la détente, ce qui limite la pressurisation du ciel de pile, et augmente la durée de la détente.

Dans le cas présenté dans le Tableau 4.2, la masse de sodium vaporisée lorsque le transfert de chaleur est considéré reste inférieure à la masse de combustible vaporisée. Ce résultat est important, car il est nécessaire que la masse de vapeur de sodium soit plus faible que la masse de vapeur de combustible pour que les hypothèses sous-jacentes au module DETONa-ATC soient valides¹ (voir Section 4.2). Il est à noter que cette vaporisation de sodium implique une limitation assez forte de la vaporisation du combustible. Il y a en effet un facteur deux entre les masses de combustible vaporisées calculées par DETONa-STC et DETONa-ATC. Il est donc à prévoir qu'au delà de 4500 K, la masse de sodium vaporisée devienne trop importante par rapport à la masse de vapeur de combustible. Pour traiter un tel cas, il faudrait donc adapter les équations de DETONa-ATC afin qu'elles puissent modéliser le comportement d'un mélange de vapeurs. Par ailleurs, pour des températures de ce niveau, il faut s'attendre à ce que le bain de combustible se disperse en se vaporisant, en projetant des gouttelettes de combustible dans le sodium liquide. L'interaction thermique du sodium avec le combustible liquide ainsi projeté favoriserait la vaporisation du sodium, ce qui mènerait à un scénario accidentel assez différent de celui traité dans ce manuscrit. Introduire des équations supplémentaires afin de modéliser un telle vaporisation explosive serait un apport très enrichissant pour DETONa.

Il faut noter que les temps de calcul CPU des détentes sont de l'ordre de la minute², ce qui est très satisfaisant pour un outil destiné à réaliser des études paramétriques ou statistiques.

Compte tenu des effets de la masse et de la température du combustible liquide sur l'énergie de détente, il est intéressant d'évaluer le ratio de conversion énergétique (RC). Ce ratio correspond au rapport entre le travail de détente et l'énergie thermique stockée dans le combustible pendant l'excursion de puissance précédant sa vaporisation, soit,

$$RC = \frac{W_f^v}{m_f^l(t=0) \left(c_{pf}^l (T_f^l - T_f^{fus}) + h_f^{sl} + c_{pf}^s (T_f^{fus} - T_f^s) \right)}, \quad (4.45)$$

1. Les hypothèses en question portent sur le mélange thermique de la vapeur de combustible et du sodium, supposé se faire instantanément à T_f^v , ainsi que sur le bilan enthalpique du combustible, qui ne prend plus en compte la contribution du sodium une fois qu'il est vaporisé, sa capacité thermique n'y intervenant pas.

2. Les calculs ont été effectués avec le logiciel MATLAB sur un ordinateur de bureau équipé d'un processeur octo-cœur Intel® Xeon® E3-1240 de 3.40 GHz et de 32 Go de RAM.

4.6 Études paramétriques réalisées avec DETONa

TABLEAU 4.3 – Ratios de conversion (RC) de l'énergie calorifique en travail à l'issue des calculs DETONa-STC.

Masse (kg)	Température (K)	Énergie calorifique (MJ)	Travail de détente (MJ)	RC (%)
1000	4000	1342	25	1,9
1000	4500	1532	65	4,2
5000	4000	6710	50	0,7
5000	4500	7660	160	2,1

TABLEAU 4.4 – Ratios de conversion (RC) de l'énergie calorifique en travail à l'issue des calculs DETONa-ATC

Masse (kg)	Température (K)	Énergie calorifique (MJ)	Travail de détente (MJ)	RC (%)
1000	4000	1342	30	2,2
1000	4500	1532	85	5,5
5000	4000	6710	55	0,8
5000	4500	7660	190	2,5

où $c_{p_f}^l$ est la capacité calorifique du combustible liquide, environ de $380 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, T_f^{fus} est la température de fusion du combustible, de l'ordre de 3100 K , h_f^{sl} est le changement d'enthalpie du combustible lors de sa fusion, de l'ordre de 200 kJ.kg^{-1} , $c_{p_f}^s$ est la capacité calorifique du combustible solide avant l'accident grave, de l'ordre de $500 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, et T_f^s est la température moyenne du combustible solide avant l'accident grave, de l'ordre de 2000 K . Les ratios de conversion énergétique sont estimés à partir des résultats des modèles DETONa-STC et DETONa-ATC dans les Tableaux 4.3 et 4.4. Ces ratios de conversion ainsi estimés varient entre 0,7% et 6%, ce qui correspond aux gammes de résultats obtenues dans d'autres études similaires, pour lesquelles les ratios étaient évalués entre 0,5% et 3% (Flad *et al.*, 2017).

Les ratios de conversion énergétiques obtenus mettent en évidence que l'accroissement de la température du combustible liquide implique une augmentation de travail plus importante que celle due à l'augmentation de masse de combustible fondu. En effet, la température a un effet exponentiel sur la pression de saturation, et a donc un effet important sur l'énergie de la détente. En revanche, la masse de combustible a un effet linéaire sur l'inertie calorifique du combustible. Elle va donc contribuer à maintenir la température du combustible élevée plus longtemps, mais son effet reste moindre. En revanche, l'augmentation de la masse fondue à température constante a tendance à diminuer le ratio de conversion, l'augmentation de l'énergie mécanique consécutive étant plus faible que l'augmentation de l'énergie thermique stockée dans le combustible. Par ailleurs, la prise en compte du transfert thermique entre la vapeur de combustible et le sodium induit une augmentation du ratio de conversion.

4.6.2 Effet du transfert de chaleur radiatif

Les études effectuées dans la précédente Section 4.6.1 ne tenaient pas compte du transfert de chaleur radiatif entre le sodium et la vapeur de combustible ; seul le transfert de chaleur convectif était considéré. Ici, l'effet du transfert de chaleur radiatif dans le module DETONa-ATC est étudié. Le nombre de Weber critique des gouttelettes de sodium ne changeant pas les résultats obtenus en section 4.6.1, les calculs présentés ici ne le prennent pas en compte.

Le transfert de chaleur radiatif entre un gaz et un ensemble de gouttelettes est difficile à calculer avec précision. Les gouttelettes peuvent en effet se masquer les unes les autres, ce qui peut limiter le transfert de chaleur reçu par certaines d'entre elles. De plus, si de nombreuses corrélations existent pour exprimer l'émissivité radiative du sodium ϵ_{Na} , comme celle indiquée

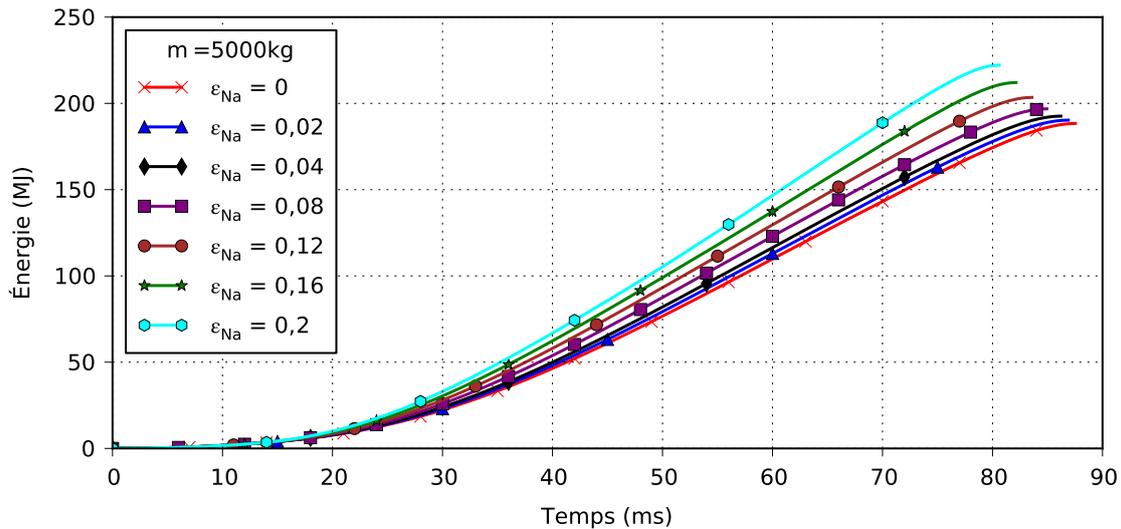


FIGURE 4.17 – Énergies de détente obtenues pour différentes valeurs de ϵ_{Na} par DETONa-ATC pour 5000 kg de combustible initialement à 4500 K.

en Annexe D, elles donnent des résultats assez disparates (le Belguet, 2013). À titre d'exemple, SIMMER, code de référence pour la modélisation des accidents graves au CEA, utilise une valeur fixe et élevée de 0,2 pour ϵ_{Na} , alors que la corrélation de Barnett *et al.* (1985) indiquée en Annexe D donne 0,05 à 830 K. Enfin, assimiler la vapeur de combustible à un corps noir est approximatif.

Afin de considérer la variabilité des résultats liée au transfert de chaleur radiatif, il est donc proposé ici de faire varier la valeur de ϵ_{Na} dans des calculs DETONa-ATC et d'en étudier l'impact sur le travail de détente. Les valeurs de ϵ_{Na} sont prises entre 0 et 0,2. L'ensemble des énergies de détente ainsi calculées, pour une masse initiale de combustible liquide de 5000 kg à 4500 K, sont présentées en Figure 4.17. Dans le cas où le transfert de chaleur est le plus élevé ($\epsilon_{Na} = 0,2$), le travail est ainsi plus élevé de 20% que dans le cas où le transfert de chaleur radiatif est inexistant ($\epsilon_{Na} = 0$). Ici, comme en Section 4.6.1, la compétition entre la diminution de la pression partielle de la vapeur de combustible, causée par sa condensation, et l'augmentation de la pression partielle du sodium, due à sa détente, a pour effet une augmentation de la pression de la bulle de vapeur, ce qui augmente le travail de la détente. L'augmentation du transfert thermique consécutif à une augmentation de l'émissivité radiative du sodium a ainsi pour effet d'augmenter le travail mécanique, en facilitant la vaporisation du sodium.

4.6.3 Effet du nombre de Weber critique

Dans les sections précédentes, la prise en compte d'une limitation du diamètre des gouttelettes en fonction d'un nombre de Weber critique ne change pas les résultats des calculs. Le nombre de Weber critique utilisé dans ces calculs est fixé égal à 12. En pratique, la fragmentation d'une gouttelette est plus complexe que cela car le nombre de Weber critique est une fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement autour de la gouttelette considérée. Généralement, plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le nombre de Weber critique est petit. Des corrélations existent pour modéliser cet effet (Kolev, 2012). L'expérience tend à montrer que le nombre de Weber critique minimal d'une gouttelette est de 5, pour des nombres de Reynolds supérieurs à 2000, bien que des valeurs inférieures aient pu être mesurées. Afin de tenir compte de cette possible variabilité, des calculs sont effectués avec DETONa-ATC-We pour différents nombres de Weber critiques. Les valeurs employées vont de 3 à 12. Les valeurs

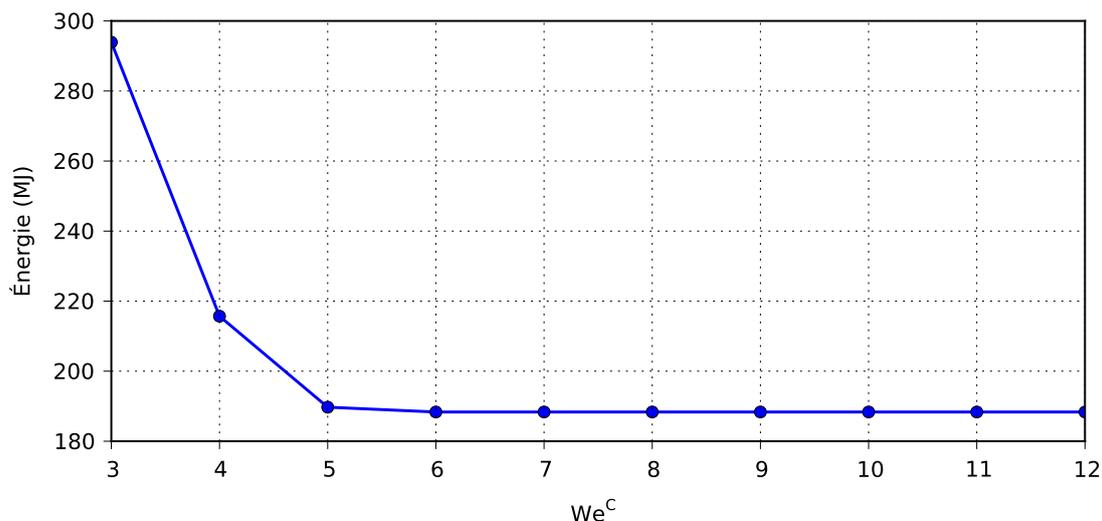


FIGURE 4.18 – Travail calculé par DETONa-ATC-We en fonction du nombre de Weber critique.

inférieures à 5 sont physiquement assez peu probables, mais elles sont tout de même testées afin d'étudier le comportement du code pour ces cas extrêmes.

La Figure 4.18 présente le travail mécanique final des détenteurs ainsi calculées en fonction du nombre de Weber critique. Tant que le nombre de Weber critique est supérieur à 5, les gouttelettes de sodium sont stables. En revanche, pour les très bas nombres de Weber critique inférieurs à 5, le travail de détente augmente très rapidement. Néanmoins, il est important de préciser que ces valeurs sont peu susceptibles d'être rencontrées en réalité. DETONa semble donc être assez peu sensible au nombre de Weber critique, à l'exception des très peu probables valeurs basses.

Quand le nombre de Weber critique est très bas, le diamètre des gouttelettes est réduit. Les gouttelettes, plus petites, se vaporisent alors plus facilement, ce qui induit une surpression dans la bulle de vapeurs due à la vapeur de sodium. Cette réduction du diamètre des gouttelettes augmente ainsi fortement le travail mécanique de la détente. Donc, si DETONa est peu sensible au nombre de Weber critique, il est très sensible au diamètre des gouttelettes de sodium. Le diamètre des gouttelettes étant défini par la longueur d'onde la plus instable de Rayleigh-Taylor, il paraît donc naturel d'analyser l'effet de cette longueur d'onde, comme présenté dans la suivante Section 4.6.4.

4.6.4 Effet de la longueur d'onde de Rayleigh-Taylor

La longueur d'onde critique de Rayleigh-Taylor évaluée par les équations de la Section 4.2 intervient dans le modèle d'entraînement de DETONa-ATC. Le nombre de gouttelettes de sodium entraînées, leur diamètre, leur vitesse d'entraînement dans la vapeur de combustible, leur aire interfaciale avec la vapeur, et donc l'énergie qu'elles reçoivent, en sont fonction. Dans cette section, l'effet de la longueur d'onde critique la plus instable de Rayleigh-Taylor sur l'énergie de détente est étudié.

Il peut paraître trop restrictif de supposer que les instabilités ont lieu uniquement pour la longueur d'onde la plus instable de Rayleigh-Taylor λ_{RT}^M . Plusieurs calculs sont donc effectués, pour lesquels un biais est systématiquement introduit lors du calcul de λ_{RT}^M . Ces calculs sont effectués pour des longueurs d'onde allant de $0,85\lambda_{RT}^M$ à $1,15\lambda_{RT}^M$.

Les énergies de détente ainsi calculées, présentées en Figure 4.19, montrent une variabilité de 11%, le travail le plus élevé correspondant à la longueur d'onde la plus petite. Un tel résultat est normal, puisqu'une longueur d'onde plus petite implique qu'un plus grand nombre

de gouttelettes de plus petites tailles sont entraînées. Leur plus petite taille facilitant leur vaporisation, elle facilite ainsi l'augmentation de la pression partielle du sodium. Cela a pour effet d'augmenter le travail de la détente.

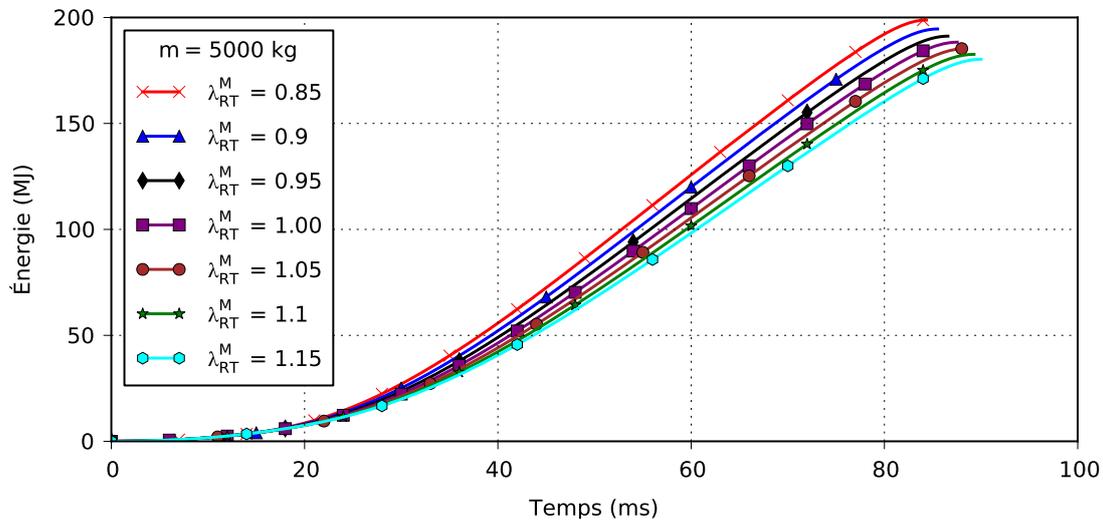


FIGURE 4.19 – Énergies de détente obtenues pour différentes valeurs de λ_{RT}^M par DETONa-ATC pour 5000 kg de combustible initialement à 4500 K.

4.7 Conclusion du Chapitre 4

Dans ce chapitre, les équations modélisant une vaporisation de combustible liquide suivie d'une détente rapide de la bulle de vapeur résultante dans un RNR-Na sont présentées. Ces équations sont justifiées dans le Chapitre 3. Elles sont introduites dans un outil de calcul destiné à réaliser des études paramétriques et physico-statistiques, nommé DETONa.

DETONa dispose de deux modules distincts. Le premier, DETONa-STC, modélise la détente de la vapeur de combustible en négligeant la chaleur qu'elle peut transmettre à une partie du sodium liquide contenu dans le circuit primaire du réacteur (voir Section 4.1). Le second, DETONa-ATC, modélise un entraînement de sodium liquide sous forme de jet dans la vapeur de combustible par instabilité de Rayleigh-Taylor, suivi d'une fragmentation de ces jets en gouttelettes (voir Section 4.2). Ces mécanismes facilitent l'échauffement et la vaporisation du sodium ainsi qu'une limitation subséquente de la vaporisation du combustible, ce qui modifie la pression de la bulle de vapeur et modifie l'énergie mécanique générée par la détente. La taille des gouttelettes de sodium entraînées est également limitée par un critère portant sur un nombre de Weber critique.

DETONa est vérifié en Section 4.4 par une comparaison de ses résultats à ceux de FUSTIN, un code de calcul indien dédié à la modélisation d'un accident de détente de vapeur dans un cœur de RNR-Na. La comparaison à FUSTIN met en évidence que DETONa-STC calcule correctement l'énergie mécanique d'une détente. Par ailleurs, le modèle de vaporisation de combustible de DETONa-STC est employé pour retrouver la loi de bulle utilisée par FUSTIN. Cette comparaison met en évidence par ailleurs que l'utilisation d'un coefficient polytropique constant dans une loi de bulle est insuffisante. En effet, les conditions requises pour l'application d'une telle loi (gaz parfait et ratio du transfert thermique reçu sur le travail généré par la bulle constant) ne s'appliquent pas au cours de la détente de combustible.

DETONa est également validé dans la Section 4.5 par la comparaison de ses résultats de calcul à ceux mesurés pendant les essais EXCOBULLE II, qui ont été effectués avec de

l'eau au CEA dans les années 80. Cette comparaison est réalisée en remplaçant les propriétés thermophysiques utilisées dans DETONa par celles de l'eau. La comparaison des rayons de bulle maximum calculés par DETONa-ATC à ceux mesurés pendant les essais EXCOBULLE II indiquent que DETONa modélise correctement le transfert de chaleur entre la vapeur en détente et le caloporteur qui l'entoure. Une expérience employant du sodium serait néanmoins très appréciable pour valider DETONa avec davantage de représentativité.

Les études paramétriques effectuées dans la Section 4.6 mettent en évidence l'effet sur l'énergie de détente de divers paramètres et modèles employés par DETONa. Le temps de calcul de DETONa est très faible, ce qui constitue une réussite compte tenu des objectifs qui ont motivé l'écriture de cet outil de calcul.

Ces études mettent en évidence que les grandeurs qui ont l'impact le plus important sur les conséquences d'une vaporisation de combustible sont la température et la masse initiales du combustible. Un tel résultat est normal, car la température du combustible a un effet exponentiel sur la pression, et donc sur le travail mécanique résultant. De même, une masse de combustible plus importante implique une inertie thermique plus élevée, ce qui fait que la température reste élevée plus longtemps pendant la détente du combustible. Si un accroissement de la température du combustible augmente le ratio de conversion énergétique de la détente, une augmentation de sa masse induit une diminution de ce ratio.

La prise en compte de la potentielle vaporisation du sodium joue également un rôle important sur l'énergie de détente, car le sodium est plus volatil que le combustible. La prise en compte de ce mécanisme tend à augmenter les énergies des détentes calculées de 20%, à l'exception des configurations avec des températures initiales basses pour lesquelles sa prise en compte diminue l'énergie de détente. Dans ce dernier cas, la vaporisation du combustible est limitée via son échange thermique avec le sodium. Cet échange thermique n'étant pas suffisant pour vaporiser le sodium, la pression totale de la bulle est réduite, ce qui diminue le travail de la détente.

De même, il apparaît qu'une modification du transfert de chaleur, en particulier du transfert de chaleur radiatif, induit des variations importantes des résultats. En effet, la variation de l'émissivité radiative du sodium implique une variabilité de l'ordre de 20% du travail de la détente.

Enfin, une variation de 15% de la longueur d'onde des instabilités de Rayleigh-Taylor, qui définit le diamètre des gouttelettes de sodium entraînées dans la vapeur de combustible, provoque une variation de 10% de l'énergie de détente calculée par DETONa. L'évaluation du diamètre de ces gouttelettes, qui dépend du processus de fragmentation des jets de sodium entraînés dans la vapeur de combustible, est donc importante. Le critère de stabilité des gouttelettes, basé sur un nombre de Weber critique, n'apporte au final que peu de différence par rapport à la modélisation de l'entraînement par instabilité de Rayleigh-Taylor, tant que le nombre de Weber critique reste supérieur à 5. En dessous de 5, ce qui est physiquement peu probable, l'énergie mécanique augmente fortement.

Compte tenu de l'importance du processus de transfert de chaleur, il pourrait être également intéressant à l'avenir de s'intéresser à la température du sodium liquide au début du scénario accidentel. Le sodium était toujours à 830 K pour les calculs présentés dans ce chapitre, ce qui correspond à sa température en fonctionnement normal, mais il est à prévoir que davantage de sodium pourrait se vaporiser si sa température initiale était plus élevée dans les phases avancées de l'accident.

Les paramètres dont l'effet a été analysé dans le présent chapitre, ainsi que d'autres qui restent à évaluer, pourront ainsi être utilisés lors de futures études de propagations d'incertitudes, afin d'évaluer les incertitudes introduites par les modèles développés pour DETONa.

Plusieurs améliorations pourraient être apportées à DETONa. Les masses de sodium vaporisées sont restées globalement faibles pour des températures de combustible initiales inférieures à 4500 K. Au-delà de cette température, il se peut que trop de sodium se vaporise et que les équations employées par DETONa ne soient plus justifiées. Il faudrait donc adapter ces équations afin de traiter tels cas. Par ailleurs, la modélisation d'une vaporisation explosive du combustible, causant sa dispersion dans le sodium liquide suivie d'une vaporisation de ce sodium, serait intéressante à traiter.

Une autre piste d'amélioration de DETONa serait d'y ajouter un modèle simplifié de déformation des structures du réacteur. La comparaison des résultats de DETONa à ceux de FUSTIN a en effet mis en évidence l'importance de cette déformation quant à la durée du transitoire.

La modélisation du relâchement de gaz de fission issus du combustible irradié devrait également être réalisée, car ce phénomène devrait induire une augmentation de la pression de la bulle de vapeur. Ceci pourrait être effectué en ajoutant un terme source de pression, dont la valeur reste à définir.

Considérer un puits d'énergie, qui simulerait la condensation de la vapeur de combustible sur les structures du réacteur, serait également intéressant. Ce phénomène pourrait en effet contribuer à diminuer les conséquences d'une détente de vapeur de combustible.

En outre, la modélisation d'un transitoire où une masse de sodium traverserait le ciel de pile pour impacter la cuve du réacteur, agissant ainsi comme un marteau hydraulique, serait un ajout intéressant à l'outil de calcul.

Enfin, le couplage de DETONa à un code de dynamique rapide, tel qu'EUROPLEXUS, pourrait être une plus-value intéressante pour l'outil. DETONa pourrait ainsi fournir une loi de bulle, issue de la thermodynamique, à EUROPLEXUS (Robbe et Casadei, 2004), qui modéliserait finement la mécanique des fluides et des structures du réacteur.

Chapitre 5

Conclusion générale et perspectives

Le projet de réacteur ASTRID est un démonstrateur technologique de Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au sodium (RNR-Na), qui doit faire l'objet d'une sûreté améliorée par rapport aux précédents RNR-Na. Le concept proposé pour répondre à ce besoin inclut des dispositions qui visent à limiter les conséquences des accidents graves. Ces accidents graves, qui causent par définition une fusion du cœur du réacteur, font intervenir de nombreux phénomènes physiques. Afin de les traiter, des outils physico-statistiques sont développés au CEA. Ils visent à simuler des transitoires accidentels avec des temps de calcul réduits, ce qui permet d'étudier la variabilité du déroulement de scénarios d'accidents graves via un grand nombre de simulations. Ces outils, qui se basent sur des modélisations qui optimisent le temps de calcul tout en étant physiquement réalistes, peuvent être combinés à des techniques d'analyse statistique, qui sont employées pour réaliser des études de variabilité.

Le travail présenté dans ce manuscrit vise à soutenir le développement des outils physico-statistiques en identifiant les phénomènes principaux permettant de prédire le déroulement d'un scénario accidentel. À cette fin, le présent manuscrit de thèse présente les trois contributions suivantes :

- Chapitre 2 : élaboration d'un critère de stabilité de l'écoulement du sodium dans un RNR-Na. Ce critère de stabilité, qui couple la neutronique et la thermohydraulique d'un assemblage du cœur du réacteur, complète le critère de stabilité de Ledinegg déjà existant, mais valable uniquement à puissance constante ;
- Chapitre 3 : application d'une méthodologie couplant l'analyse dimensionnelle et la thermodynamique des processus irréversibles à une vaporisation de combustible suivie de la détente de sa vapeur. Cette méthodologie vise à distinguer les phénomènes négligeables de ceux qu'il faut impérativement modéliser pour décrire le transitoire ;
- Chapitre 4 : développement d'un outil de calcul dédié à la modélisation de la vaporisation de combustible suivie de la détente de sa vapeur. Cet outil permet la réalisation d'études paramétriques préalablement aux études statistiques qui seront menées ultérieurement à la thèse.

Dans le Chapitre 2, un critère de stabilité d'un écoulement de sodium dans un RNR-Na, couplant neutronique et thermohydraulique, est présenté. Ce critère complète le critère de stabilité de Ledinegg, qui permet de déterminer l'instabilité d'un écoulement dans un assemblage de RNR-Na à puissance constante. L'instabilité prédite par le critère de Ledinegg est nommée excursion de débit, et correspond à une réduction rapide et soudaine du débit dans un assemblage du cœur. La puissance d'un RNR-Na étant variable pendant un transitoire accidentel non protégé (sans arrêt automatique du réacteur), notamment du fait de l'ébullition du sodium consécutive à une diminution du débit, il est important de développer un critère de stabilité tenant compte de ces variations de puissance.

Le nouveau critère développé dans le Chapitre 2 est valable à puissance variable. Pour cela, un système couplant les deux équations suivantes est considéré :

- l'équation de conservation de la quantité de mouvement (mécanique des fluides), intégrée sur la hauteur d'un assemblage, qui permet d'exprimer le débit \dot{m} qui traverse cet

assemblage en fonction de la perte de charge hydraulique dans l'assemblage Δp_{int} et de la charge imposée par la boucle externe Δp_{ext} ;

- l'équation de la cinétique point (neutronique), qui lie la puissance d'un assemblage \mathcal{P} à la réactivité du cœur r , dans laquelle l'effet des neutrons retardés est négligé.

Le fonctionnement de l'assemblage est alors caractérisé par un système vectoriel exprimant l'évolution de sa puissance \mathcal{P} et de son débit \dot{m} en fonction de la perte de charge interne Δp_{int} et de la réactivité r . La réactivité r est par la suite exprimée en fonction des contre-réactions neutroniques, qui sont agrégées dans des coefficients nommés E et F, et en fonction de la variation d'enthalpie du sodium dans l'assemblage Δh et de sa puissance \mathcal{P} . Il est supposé que des coefficients E et F puissent être écrits à partir de la puissance et du débit d'un assemblage uniquement. La stabilité de l'écoulement dans l'assemblage du RNR-Na est alors conditionnée par deux inéquations faisant intervenir les dérivées partielles de Δp_{int} et Δh en fonction de \dot{m} , \mathcal{P} , E et F. Cette condition est nommée « critère de stabilité couplé ».

Les coefficients E et F sont calculés avec l'outil de calcul MACARENa, dédié à la simulation d'un accident de perte de débit primaire dans un RNR-Na. Pour cela, un point de fonctionnement, dont la stabilité est étudiée, subit une perturbation dans MACARENa. Les coefficients E et F sont par la suite déduits à partir de l'évolution de la puissance et de l'enthalpie de l'assemblage considéré.

Des calculs transitoires effectués à partir des points de fonctionnement, dont la stabilité est étudiée, durant lesquels le débit de l'écoulement est perturbé, permettent de vérifier le caractère prédictif du critère. Les points de fonctionnement analysés dans ce manuscrit, dont l'un est instable et les trois autres sont stables, et qui correspondent à des régimes monophasiques et diphasiques, confirment les prédictions du critère de stabilité couplé. En revanche, le critère de Ledinegg ne prédit pas correctement la stabilité du point de fonctionnement instable, car il est employé en dehors de son domaine de validité, c'est-à-dire dans une situation où la puissance varie fortement. Le critère de stabilité couplé semble ainsi avoir une gamme de validité plus étendue que celle du critère de Ledinegg, et constitue une amélioration pour la prédiction de la stabilité d'un écoulement de sodium diphasique dans un RNR-Na.

Si le critère de stabilité a correctement prédit le comportement des points de fonctionnement d'un assemblage sur lesquels il a été testé, plusieurs améliorations restent requises avant de le rendre opérationnel pour un cœur entier :

- l'inertie thermique des structures du réacteur n'étant pas prise en compte pour l'instant, il pourrait être enrichissant de la simuler dans les équations utilisées pour établir le critère ;
- le critère de stabilité n'a été mis en œuvre que sur un assemblage ou un groupe d'assemblages. Il serait intéressant de le généraliser pour tous les assemblages du cœur, en calculant les coefficients E et F adaptés à chaque groupe d'assemblages ;
- le calcul des coefficients E et F, devrait être effectué avec une méthode plus adaptée que celle employée dans cette thèse, qui repose sur la perturbation d'un point de fonctionnement simulée par MACARENa. Il serait plus adapté de calculer ces coefficients directement à partir des coefficients de contre-réactions neutroniques à l'aide d'un outil de calcul neutronique dédié, et d'en tabuler les valeurs en fonction de la température du sodium et du taux de vide. Les coefficients E et F seraient ainsi estimés avec davantage de précision et de facilité, ce qui simplifierait l'usage du critère de stabilité couplé. Par ailleurs, le calcul de ces coefficients permettrait de s'affranchir des simulations MACARENa, et d'évaluer a priori la stabilité du réacteur.
- il serait intéressant de retravailler les inéquations qui constituent le critère de stabilité couplé, afin d'y faire apparaître une condition plus explicite sur les coefficients E et F.

Le coefficient E étant lié au coefficient de vidange du sodium et le coefficient F étant associé à l'effet Doppler, il serait possible éventuellement, à terme, de faire apparaître une condition entre ces deux grandeurs.

La mise en œuvre de ces dispositions permettrait de mettre en place une « carte de stabilité », qui donnerait la stabilité du RNR-Na en fonction du débit et de la puissance, ou bien en fonction de la température du cœur et du taux de vide. Une telle méthodologie serait très utile pour la conception et la sûreté d'ASTRID.

Dans le Chapitre 3, une modélisation est proposée pour décrire une vaporisation de combustible dans un RNR-Na suivie de sa détente. Un tel transitoire peut survenir, dans le cas d'ASTRID, pendant la phase secondaire d'un scénario accidentel. Une méthodologie, élaborée pendant la thèse, est appliquée au système ainsi modélisé. Cette méthodologie, dont l'objet est d'identifier les processus prépondérants à modéliser pour décrire un transitoire, est la suivante :

- dans un premier temps, les équations de conservation, qui décrivent le système étudié, sont simplifiées par analyse dimensionnelle. La comparaison de temps caractéristiques et de grandeurs adimensionnelles permet ainsi d'éliminer les phénomènes négligeables ;
- dans un second temps, les équations de conservation ainsi simplifiées sont introduites dans l'équation de Gibbs du système, ce qui permet de déterminer sa production d'entropie. L'écriture des lois phénoménologiques linéaires qui découlent de cette production d'entropie permet de mettre en évidence des relations entre les phénomènes irréversibles qui ont lieu dans le système.

L'application de l'analyse dimensionnelle à la vaporisation de combustible et à la détente de sa vapeur montre en particulier que le volume du combustible liquide peut être considéré comme constant pendant le transitoire, que le combustible peut être considéré à la saturation, que la pression de saturation du combustible est le seul paramètre ayant un effet significatif sur le déplacement du sodium, et que les champs de température et de pression peuvent être considérés comme uniformes dans les phases du système. L'expression de la production d'entropie du système met en évidence une relation entre le débit de masse de combustible liquide vaporisé et le déséquilibre à la saturation du combustible.

Par ailleurs, la méthodologie est appliquée à un système plus réaliste, qui prend en compte également la vaporisation du sodium sous l'effet d'un échange thermique avec la vapeur de combustible. Dans ce cas, il est mis en évidence qu'il faut également calculer le transfert thermique entre le sodium et le combustible, l'évolution de la température du sodium, la masse de sodium vaporisée, ainsi que les potentiels chimiques du sodium et du combustible vaporisés.

Si la méthodologie a atteint son objectif initial, qui était de déterminer les processus prépondérants lors d'une vaporisation de combustible, plusieurs études restent à faire. En particulier, les propriétés de la TPI, propres aux couplages physiques et aux lois phénoménologiques, n'ont été que très peu exploitées. L'utilisation des relations d'Onsager, qui permettent de réduire le nombre de corrélations nécessaires à la résolution des équations d'un système physique, pourraient être exploitées. Pour cela, les expressions de la production d'entropie obtenues pourraient être améliorées. La condensation du combustible au contact du sodium et des structures pourrait être étudiée avec davantage de précision. Cette condensation serait à priori contrôlée par un transfert thermique et par la diffusion de matière à l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium. Un modèle de thermodiffusion locale pourrait être

mis en œuvre pour analyser cette condensation. L'identification des coefficients L_{ij} correspondants permettrait de mettre en évidence une relation entre transfert thermique et transfert de masse. Les lois phénoménologiques ainsi obtenues pourraient être introduites dans l'outil de calcul développé dans le Chapitre 4.

Enfin, la méthodologie couplant analyse thermodynamique et analyse dimensionnelle ayant permis de simplifier un système physique et d'identifier ses processus prépondérants, elle a naturellement conduit à l'écriture d'un outil de calcul, présenté dans le Chapitre 4.

Le Chapitre 4 présente un outil de calcul qui modélise une vaporisation de combustible dans un RNR-Na suivie d'une détente de la vapeur ainsi formée. Cet outil, nommé DETONa, s'appuie sur deux modules distincts :

- DETONa-STC, qui modélise la vaporisation et la détente de combustible sans tenir compte du transfert de chaleur pouvant avoir lieu entre la vapeur de combustible et le sodium ;
- DETONa-ATC, qui modélise en plus un entraînement de sodium liquide dans la vapeur de combustible pendant sa détente, ainsi que l'échange thermique entre ces deux fluides.

La motivation du développement de DETONa est de permettre la réalisation d'études physico-statistiques, afin d'évaluer l'effet des incertitudes sur les modèles et les grandeurs physiques utilisées, grâce à des temps de calcul courts.

Les équations résolues par DETONa-STC sont justifiées par l'étude réalisée dans le Chapitre 3. Les équations résolues par DETONa-ATC font intervenir la modélisation d'une instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface entre la vapeur de combustible et le sodium liquide. Cette instabilité entraîne des gouttelettes de sodium dans la vapeur de combustible, où elles sont chauffées et éventuellement vaporisées. DETONa calcule ainsi le travail généré par la détente de la vapeur de combustible et éventuellement de sodium. En revanche, DETONa ne modélise pas la déformation mécanique des structures de la cuve.

Afin de le vérifier, DETONa est validé avec des résultats expérimentaux issus d'EXCOBULLE II, et est comparé à FUSTIN, un autre outil de calcul. La comparaison des résultats calculés par DETONa-STC à ceux de FUSTIN, un code indien dédié au calcul de la déformation de la cuve d'un RNR-Na à l'issue d'une détente de vapeur, montre que DETONa-STC calcule correctement l'énergie mécanique. En revanche, DETONa ne modélisant pas la déformation des structures, la durée des transitoires calculés par DETONa est différente de celle des calculs FUSTIN. FUSTIN modélisant la vaporisation du combustible sous la forme d'une loi de bulle polytropique donnant la pression de la vapeur en fonction de son volume et d'un coefficient polytropique, cette loi de bulle est recalculée par DETONa-STC. La loi de bulle de FUSTIN est retrouvée en fin de détente. En revanche, le coefficient polytropique utilisé par la loi de bulle de FUSTIN ne peut pas être considéré comme constant pendant la totalité de la détente, les hypothèses requises pour cela n'étant pas respectées.

La comparaison de DETONa aux essais EXCOBULLE II, réalisés avec de l'eau, montre une bonne cohérence entre les rayons maximum de la bulle de vapeur calculés par DETONa-ATC et ceux mesurés pendant EXCOBULLE II. Cette comparaison permet de valider le modèle de DETONa-ATC décrivant l'entraînement de sodium liquide dans la vapeur de combustible. En revanche, les essais EXCOBULLE II ayant été réalisés avec de l'eau, bien plus froide que le cœur fondu d'un RNR-Na, des expériences supplémentaires seraient requises pour évaluer l'effet du rayonnement thermique et de la fragmentation du sodium dans les conditions de température d'un RNR-Na. La comparaison des résultats calculés par DETONa aux résultats mesurés dans EXCOBULLE II a par ailleurs montré que les résultats de DETONa-ATC sont bien plus réalistes que ceux de DETONa-STC, qui prévoit des rayons de bulle trop grands. Un tel

résultat est d'importance, car les outils physico-statistiques, en plus de leur temps de calcul courts, doivent être aussi fidèles que possible à la physique des accidents graves. Le module DETONa-ATC devrait donc être préférentiellement utilisé pour réaliser des études physico-statistiques pour la conception et la sûreté d'ASTRID.

Afin d'étudier la variabilité des résultats de calcul de DETONa, une étude paramétrique a été réalisée sur divers paramètres :

- la température initiale du combustible fondu ;
- la masse initiale de combustible fondu ;
- les modèles d'instabilité et de transfert thermique choisis ;
- le transfert thermique radiatif entre la vapeur de combustible et le sodium liquide ;
- le nombre de Weber critique, qui joue sur la fragmentation secondaire des gouttelettes de sodium entraînées et donc sur leur diamètre ;
- la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui joue sur les caractéristiques des gouttelettes de sodium entraînées.

Le travail généré par une détente de combustible est ainsi calculé en faisant varier ces paramètres. Il est mis en évidence que la température du combustible fondu, qui joue sur la pression de saturation du combustible, est le paramètre le plus important. Deuxièmement, la masse initiale de combustible fondu a un effet important sur le travail de la détente. À l'exception du cas particulier où la température du combustible est trop basse pour vaporiser du sodium, la prise en compte du transfert thermique entre la vapeur de combustible et le sodium liquide augmente le travail de la détente. Le transfert thermique radiatif et la longueur d'onde de Rayleigh-Taylor ont également un impact important sur l'énergie mécanique. Le nombre de Weber critique ne change pas les résultats des calculs, sauf pour des valeurs extrêmement basses de ce nombre, pour lesquelles les gouttelettes générées par instabilité de Rayleigh-Taylor sont instables.

En perspective, DETONa pourrait être amélioré sous plusieurs angles :

- l'amélioration du modèle de mélange des vapeurs de combustible et de sodium permettrait de modéliser des vaporisations de combustible à des températures de combustible plus élevées que celles traitées dans ce manuscrit ;
- afin de modéliser de manière combinée la vaporisation de combustible et l'interaction réfrigérant-combustible (ou explosion-vapeur), il serait nécessaire d'adapter les équations de DETONa pour modéliser l'atomisation de la goutte de combustible liquide à très haute température, qui projetterait des gouttelettes de combustible fondu dans le sodium liquide. Un tel modèle permettrait de définir la masse de combustible liquide interagissant avec le sodium liquide. Pour traiter l'interaction réfrigérant-combustible qui s'ensuivrait, d'autres modèles ont déjà été développés par ailleurs (outil de calcul ICONa). Une thèse, proposée au CEA pour 2018, vise à fusionner l'outil de calcul DETONa avec ICONa. Ceci permettrait de traiter à la fois des vaporisations de combustible, de sodium et d'acier avec le même outil de calcul ;
- la prise en compte du possible relâchement de gaz de fissions du combustible irradié, qui induirait une augmentation de la pression et donc de l'énergie mécanique, doit être réalisée ;
- il serait utile pour les futures études de sûreté d'ASTRID d'estimer l'impact qu'aurait une masse de sodium qui percuterait la cuve du réacteur à l'issue d'une détente de combustible ;

- comme montré lors de la comparaison avec FUSTIN, il serait appréciable de modéliser la déformation des structures du réacteur, soit en incorporant des modèles mécaniques simples dans DETONa, soit en employant un autre code spécialisé, tel qu'EUROPLEXUS ;
- le couplage de DETONa avec un code de dynamique rapide, tel qu'EUROPLEXUS, pourrait être effectué. Ainsi, EUROPLEXUS pourrait calculer des détente de gaz en caractérisant le gaz par une loi de bulle (pression en fonction du volume), qui serait obtenue avec DETONa.

Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent trois contributions distinctes. Ces trois contributions ont ouvert un certain nombre de questions, qui sont énumérées dans la présente conclusion, et qui mériteraient d'être investiguées par la suite. En définitive, les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse contribuent de manière significative à l'amélioration de la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves dans un RNR-Na

Annexe A

Modélisations 1-D et 0-D d'un écoulement de sodium diphasique

Toutes les notations sont résumées dans la **Nomenclature** placée au début du manuscrit.

A.1 Rappel sur les grandeurs employées

Une conduite verticale de section A et de hauteur Z , similaire au canal chauffant présenté en section 2.1.1, dans lequel du sodium s'écoule par un mouvement ascendant, est considéré. En régime diphasique, le fluide est décrit suivant le modèle homogène mono-dimensionnel (Wallis, 1969).

Le taux de vide, qui donne la fraction volumique de vapeur de sodium, est localement défini par (Delhay, 2008)

$$\alpha(z,t) = \frac{V_{Na}^v(z,t)}{V(z)}, \quad (\text{A.1})$$

où $V(z)$ est un volume de contrôle centré sur un point z et V_{Na}^v est le volume de vapeur de sodium contenu dans le volume de contrôle. Le taux de vide permet de définir la masse volumique diphasique telle que

$$\rho(z,t) = \alpha(z,t)\rho_{Na}^v(z,t) + (1 - \alpha(z,t))\rho_{Na}^l(z,t), \quad (\text{A.2})$$

où ρ_{Na}^v et ρ_{Na}^l sont les masses volumiques du sodium en phases vapeur et liquide dans le volume de contrôle. Dans le cadre du modèle homogène, les vitesses d'écoulement de la phase vapeur et de la phase liquide sont identiques. Il est ainsi possible, en notant cette vitesse v , de définir un débit pour chacune de ces deux phases, soit

$$\dot{m}_{Na}^l(z,t) = \rho_{Na}^l(z,t)A(z,t)v(z,t), \quad (\text{A.3})$$

$$\dot{m}_{Na}^v(z,t) = \rho_{Na}^v(z,t)A(z,t)v(z,t), \quad (\text{A.4})$$

où A est la section de passage de l'écoulement. Il est ainsi possible d'écrire le débit de masse de sodium qui traverse un section droite de la conduite sous la forme

$$\dot{m}(t) = \dot{m}_{Na}^l(z,t) + \dot{m}_{Na}^v(z,t) = \rho(z,t)v(z,t)A(z). \quad (\text{A.5})$$

Le titre est défini tel que

$$x(z,t) = \frac{\dot{m}_{Na}^v}{\dot{m}} = \frac{\alpha\rho_v}{\alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l}. \quad (\text{A.6})$$

A.2 Équation utilisée par MACARENa pour le calcul du débit en 0-D

La modélisation 0-D utilisée pour calculer l'écoulement du sodium dans MACARENa est démontrée à partir du modèle homogène 1-D. L'équation de Navier-Stokes du sodium, qui

décrit la conservation de quantité de mouvement locale (Landau et Lifshitz, 1987), projetée suivant l'axe Oz , permet d'écrire l'évolution de la vitesse de l'écoulement v sous la forme

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{f \rho v^2}{2D_h} - \rho g, \quad (\text{A.7})$$

où f est un coefficient de frottement et D_g est le diamètre hydraulique de l'écoulement. En intégrant le long de l'axe Oz , il vient :

$$\int_0^Z \frac{\partial \rho v}{\partial t} dz = -\int_0^Z \frac{\partial p}{\partial z} dz - \int_0^Z \frac{f \rho v^2}{2D_h} dz - \int_0^Z \frac{\partial \rho v^2}{\partial z} dz - \int_0^Z \rho g dz. \quad (\text{A.8})$$

Sachant que

$$\int_0^Z \frac{\partial \rho v}{\partial t} dz = \frac{d}{dt} \int_0^Z \rho v dz = \frac{dm}{dt} \int_0^Z \frac{1}{A(z,t)} dz. \quad (\text{A.9})$$

Et en définissant les pertes de charges externe et interne telles que

$$\Delta p_{ext} = -\int_0^Z \frac{\partial p}{\partial z} dz, \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta p_{int} = \int_0^Z \frac{f \rho v^2}{2D_h} dz + \int_0^Z \frac{\partial \rho v^2}{\partial z} dz + \int_0^Z \rho g dz, \quad (\text{A.11})$$

il vient

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\Delta p_{ext} - \Delta p_{int}}{\int_0^Z \frac{1}{A(z,t)} dz}. \quad (\text{A.12})$$

La constante k est définie telle que $k = \int_0^Z \frac{1}{A} dz$. Alors :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\Delta p_{ext} - \Delta p_{int}}{k}. \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Démonstration des équations utilisées dans le manuscrit

B.1 Équations de conservation

B.1.1 Règles d'analyse intégrro-différentielle

Les règles énoncées ici proviennent du manuel de thermohydraulique de [Delhaye \(2008\)](#). La description du volume de contrôle employée, schématisé en Figure B.1, est celle du *volume de contrôle géométrique mobile non matériel* définie par [Delhaye \(2008\)](#), qui est un système ouvert aux échanges de matière et d'énergie, et dont les contours sont en mouvement.

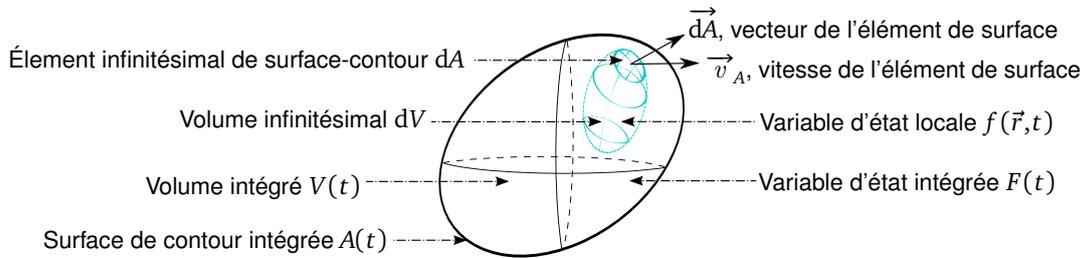


FIGURE B.1 – Volumes de contrôle élémentaire et macroscopique.

Soit une variable d'état F définissant un volume de contrôle V , et $f(\vec{r}, t)$ sa distribution locale en description eulérienne¹,

$$F(t) = \int_{V(t)} f(\vec{r}, t) dV . \quad (\text{B.1})$$

En description eulérienne, la **dérivée temporelle totale** de $f(\vec{r}, t)$ s'écrit, en posant \vec{v} la vitesse de l'écoulement au point \vec{r} et à l'instant t ,

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f . \quad (\text{B.2})$$

La **règle de dérivation intégrale de Leibniz** donne la dérivée totale de F par rapport au temps, soit,

$$\frac{dF}{dt} = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_A f \vec{v}_A \cdot \vec{dA} , \quad (\text{B.3})$$

où \vec{dA} est un élément de la surface de contour du système orienté vers l'extérieur. Soit $\vec{\varphi}$ et $\vec{\phi}$ des vecteurs quelconques. Le **théorème de Green-Ostrogradski** stipule que

$$\int_A \vec{\varphi} \cdot \vec{dA} = \int_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{\varphi}) dV , \quad (\text{B.4a})$$

1. La description eulérienne décrit la vitesse d'un point du système par sa position r et un instant t , à la différence de la description lagrangienne qui décrit la vitesse d'un point du système par le temps t uniquement.

$$\int_A \vec{\phi} \vec{\varphi} \cdot \vec{dA} = \int_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{\phi} \otimes \vec{\varphi}) dV, \quad (\text{B.4b})$$

où \otimes est l'opérateur produit tensoriel.

B.1.2 Bilan de masse

La masse totale du système s'écrit

$$m = \int \rho dV. \quad (\text{B.5})$$

D'après l'équation (B.3), la dérivée temporelle de m s'écrit

$$\frac{dm}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_A \rho \vec{v}_A \cdot \vec{dA}. \quad (\text{B.6})$$

Par ailleurs, si les frontières du système sont perméables à la matière, il faut comptabiliser qu'un flux de masse $\rho(\vec{v}_A - \vec{v})$ pénètre via la surface-contour du système. Dans ce cas, la dérivée temporelle de m s'écrit également

$$\frac{dm}{dt} = \int_A (\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot \vec{dA}. \quad (\text{B.7})$$

Les équations (B.6) et (B.7), combinées avec le théorème de Green-Ostrogradski (B.4), permettent d'obtenir l'équation dite de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (\text{B.8})$$

ainsi que son écriture en dérivée totale, obtenue en combinant l'équation (B.8) avec l'équation (B.2), sachant que $\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho$,

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0. \quad (\text{B.9})$$

Cette équation est utilisée pour obtenir la production d'entropie en annexe C.

B.1.3 Bilan de quantité de mouvement

Soit \vec{P} la quantité de mouvement du système. \vec{P} s'écrit

$$\vec{P} = \int_V \rho \vec{v} dV. \quad (\text{B.10})$$

D'après l'équation (B.3), la dérivée de P devient

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} dV + \int_A (\rho \vec{v}) \vec{v}_A \cdot \vec{dA}. \quad (\text{B.11})$$

Le flux de quantité de mouvement transportée dans le système s'écrit $\rho \vec{v} (\vec{v}_A - \vec{v})$. La force de gravité, qui exerce une force à distance est notée $\rho \vec{g}$. Les actions de contacts sont

décrites par un tenseur d'ordre 2¹ noté $\bar{\bar{T}}$. Ces actions de contact s'appliquent sur la surface-contour du système. La seconde loi de Newton permet d'écrire

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \int_A \rho \vec{v} (\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot d\vec{A} + \int_A \bar{\bar{T}} \cdot d\vec{A} + \int_V \rho \vec{g} dV . \quad (\text{B.12})$$

La combinaison des équations (B.11) et (B.12), associées au théorème de Green-Ostrogradski (B.4), donne

$$\int_V \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} = - \int_V \bar{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) dV + \int_V \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{T}} dV + \int_V \rho \vec{g} dV . \quad (\text{B.13})$$

Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{T}}$ peut être décomposé comme la somme d'un tenseur diagonal correspondant à la pression hydrostatique p et d'un tenseur symétrique correspondant au tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\bar{\Pi}}$, soit $\bar{\bar{T}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\Pi}}$. Ceci permet d'écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement, également appelée équation de Navier-Stokes,

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\bar{\nabla} p + \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{\Pi}} + \rho \vec{g} . \quad (\text{B.14})$$

En faisant intervenir la relation $\bar{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \vec{v} \bar{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) + \rho \vec{v} \cdot \bar{\nabla}(\vec{v})$ ainsi que la relation de conservation de la masse, il vient une version alternative de l'équation de Navier-Stokes

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \bar{\nabla}(\vec{v}) = -\bar{\nabla} p + \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{\Pi}} + \rho \vec{g} . \quad (\text{B.15})$$

B.1.4 Bilan d'énergie cinétique

L'énergie cinétique intégrée du système est définie par

$$K = \int_V \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 dV . \quad (\text{B.16})$$

L'équation de conservation locale de l'énergie cinétique est obtenue à partir de l'équation de conservation locale de la quantité de mouvement (B.15), qui est préalablement multipliée par \vec{v} . Si le tenseur des actions de contact $\bar{\bar{T}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\Pi}}$ n'est pas développé, elle s'écrit

$$\rho \frac{\partial \frac{1}{2} \vec{v}^2}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \bar{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) = \vec{v} \cdot \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{T}} + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} . \quad (\text{B.17})$$

En modifiant l'équation (B.17) avec l'équation de conservation de la masse (B.8), est obtenue l'équation de conservation locale de l'énergie cinétique,

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 \vec{v} \right) = \vec{v} \cdot \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{T}} + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} . \quad (\text{B.18})$$

Par ailleurs, en développant le tenseur des contraintes $\bar{\bar{T}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\Pi}}$, il vient

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 \vec{v} \right) = -\vec{v} \cdot \bar{\nabla} p + \vec{v} \cdot \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{\Pi}} + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} . \quad (\text{B.19})$$

L'intégration de l'équation (B.18), ainsi que l'utilisation des équations (B.16), (B.3) et (B.4), permet ainsi d'obtenir l'équation de conservation intégrée de l'énergie cinétique

$$\frac{dK}{dt} = \int_V \bar{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 (\vec{v}_A - \vec{v}) \right) dV + \int_V \vec{v} \cdot \bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{T}} dV + \int_V \rho \vec{g} \cdot \vec{v} dV . \quad (\text{B.20})$$

1. C'est à dire une matrice 3 × 3

B.1.5 Bilan d'énergie totale

L'énergie totale intégrée du système E est définie à partir de l'énergie totale locale e , telles que

$$E = \int_V \rho e dV . \quad (\text{B.21})$$

La dérivée de E s'écrit

$$\frac{dE}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \int_A \rho e \vec{v} \cdot \vec{dA} . \quad (\text{B.22})$$

De l'énergie peut entrer ou sortir de la phase pendant la durée dt sous la forme de flux d'énergie convectif, dont le bilan local s'écrit $\rho e(\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot \vec{dA}$, sous la forme de puissance mécanique aux interfaces $\vec{T} \cdot \vec{v}$, de puissance mécanique des forces de gravité $\rho \vec{g} \cdot \vec{v}$ et de flux thermique aux interfaces $-\vec{q}$ (Delhaye, 2008). L'équation de conservation intégrée de l'énergie totale s'écrit donc

$$\frac{dE}{dt} = \int_A \rho e(\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot \vec{dA} + \int_A (\vec{T} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{dA} + \int_V \rho \vec{g} \cdot \vec{v} dV - \int_A \vec{q} \cdot \vec{dA} , \quad (\text{B.23})$$

qui, en utilisant le théorème de Green-Ostrogradski, peut se réécrire

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = \int_V \vec{\nabla} \cdot (\rho e(\vec{v}_A - \vec{v})) dV + \int_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{T} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{dA} + \int_V \rho \vec{g} \cdot \vec{v} dV \\ - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \vec{dA} . \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

En identifiant l'équation (B.24) à l'équation (B.22) et en employant l'équation (B.4), l'équation de conservation locale de l'énergie totale est obtenue,

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho e \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{T} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} , \quad (\text{B.25})$$

ainsi que son expression en dérivée totale, obtenue en combinant les équations (B.25), (B.2) et (B.8),

$$\rho \frac{de}{dt} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{T} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} . \quad (\text{B.26})$$

B.1.6 Bilan d'énergie interne et bilan d'enthalpie

L'énergie interne locale u est définie à partir de l'énergie totale locale e et de l'énergie cinétique locale $\vec{v}^2/2$, telles que

$$e = u + \frac{\vec{v}^2}{2} . \quad (\text{B.27})$$

L'équation de conservation de l'énergie totale (B.25) se réécrit alors en fonction de u et $\vec{v}^2/2$,

$$\frac{\partial \rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \vec{v} \right) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{T} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} . \quad (\text{B.28})$$

Par ailleurs, la relation tensorielle $\vec{\nabla} \cdot (\vec{T} \cdot \vec{v}) = \vec{T} : \vec{\nabla} \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{T}$ permet, en soustrayant l'équation (B.18) à l'équation (B.28), d'écrire l'équation de conservation locale de l'énergie interne

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho u \vec{v}) = \vec{T} : \vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} . \quad (\text{B.29})$$

En développant le tenseur des contraintes $\bar{\bar{T}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\Pi}}$, il vient

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho u \vec{v}) = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} , \quad (\text{B.30})$$

ainsi que la version en dérivée totale de l'équation de conservation locale de l'énergie interne

$$\rho \frac{du}{dt} = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} , \quad (\text{B.31})$$

Sachant que l'énergie interne intégrée U est définie par

$$U = \int_V \rho u dV , \quad (\text{B.32})$$

il est possible, en considérant les équations (B.3), (B.4) et (B.29), d'aboutir à l'équation de conservation intégrée de l'énergie interne

$$\frac{dU}{dt} = \int_V \vec{\nabla} \cdot (\rho u (\vec{v}_A - \vec{v})) dV + \int_V \bar{\bar{T}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} dV . \quad (\text{B.33})$$

L'énergie interne locale u est exprimée en fonction de l'enthalpie locale h telle que $u = h - p/\rho$. Par ailleurs $\bar{\bar{T}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\Pi}}$. Il vient, après simplification :

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} = \int_V \vec{\nabla} \cdot (\rho h (\vec{v}_A - \vec{v})) dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot (p \vec{v}_A) dV + \int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV \\ + \int_V \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} dV . \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

En transformant les intégrales de divergence en intégrales de flux avec le théorème de Green-Ostrogradski (B.4), il vient :

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} = \int_A \rho h (\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot d\vec{A} - \int_A p \vec{v}_A \cdot d\vec{A} + \int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV \\ + \int_V \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} dV . \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

Dans l'équation (B.35), plusieurs termes sont identifiables :

- si l'enthalpie locale h est constante le long de la surface-contour du volume de contrôle, un flux d'enthalpie associé au transport de masse est reconnaissable,

$$- \int_A \rho h (\vec{v} - \vec{v}_A) \cdot d\vec{A} = h \frac{dm}{dt} ; \quad (\text{B.36})$$

- avec la même hypothèse pour la pression, la puissance mécanique des forces de pression est identifiée,

$$- \int_A p \vec{v}_A \cdot d\vec{A} = -p \frac{dV}{dt} ; \quad (\text{B.37})$$

- la puissance dissipée par les actions visqueuses est le terme strictement positif

$$\int_V \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV ; \quad (\text{B.38})$$

– le transfert de chaleur aux interfaces est identifié comme

$$\frac{\delta Q}{dt} = - \int_A \vec{q} \cdot \vec{dA}; \quad (\text{B.39})$$

– enfin, le terme

$$\int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV, \quad (\text{B.40})$$

correspond à l'opposé de la contribution à l'énergie cinétique des forces de pression (voir équation (B.20)). Ce terme apparaît artificiellement via la transformation de l'énergie interne massique u en enthalpie massique h pour passer de l'équation (B.34) à l'équation (B.35). Une autre manière de considérer ce dernier terme (B.40) est de le sommer avec le terme (B.37). Soit :

$$- \int_A p \vec{v}_A \cdot \vec{dA} + \int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV = \int_A p (\vec{v} - \vec{v}_A) \cdot \vec{dA} - \int_V p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} dV. \quad (\text{B.41})$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la *puissance de pompage* qui est l'énergie nécessaire pour assurer la circulation du fluide (Delhay, 2008). Le second terme du membre de droite correspond à la variation d'énergie liée à la compressibilité du fluide. Le terme (B.40) est nul si la pression est uniforme dans le fluide.

L'équation de conservation globale de l'énergie interne qui est utilisée dans le manuscrit est ainsi

$$\frac{dU}{dt} = h \frac{dm}{dt} - p \frac{dV}{dt} + \int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV + \int_V \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV + \frac{\delta Q}{dt}. \quad (\text{B.42})$$

En général, c'est plutôt l'équation de l'enthalpie qui est utilisée pour les systèmes ouverts. Il est possible de passer de l'équation de conservation de l'énergie interne à l'équation de conservation de l'enthalpie en écrivant

$$H = \int_V \rho h dV = \int_V \left(\rho \left(u + \frac{p}{\rho} \right) \right) dV. \quad (\text{B.43})$$

Alors l'équation de conservation intégrée de l'enthalpie s'écrit

$$\frac{dH}{dt} = \int_A \rho h (\vec{v}_A - \vec{v}) \cdot \vec{dA} + \int_V \frac{\partial p}{\partial t} dV + \int_V \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p dV + \int_V \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} dV + \frac{\delta Q}{dt} \quad (\text{B.44})$$

et l'équation de conservation locale de l'enthalpie s'écrit

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{v}) = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p + \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}. \quad (\text{B.45})$$

B.1.7 Bilan d'entropie

L'évolution de l'entropie du système s'écrit, d'après le second principe de la thermodynamique,

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS_e}{dt} + \frac{dS_i}{dt}, \quad \text{avec } \frac{dS_i}{dt} \geq 0. \quad (\text{B.46})$$

Où dS_e et dS_i sont respectivement l'entropie échangée avec l'extérieur et l'entropie créée par les processus irréversibles du système. L'entropie intégrée S est définie à partir de sa variable locale s telle que

$$S = \int_V \rho s dV, \quad (\text{B.47})$$

les termes d'entropie échangée et d'entropie créée étant définis par

$$\frac{dS_e}{dt} = -\oint_A (\rho \vec{v}_s + \vec{J}_s) \cdot \vec{dA}, \quad (\text{B.48})$$

$$\frac{dS_i}{dt} = \int_V \tau dV, \quad (\text{B.49})$$

où τ est la production volumique d'entropie et $\rho s \vec{v} + \vec{J}_s$ est le flux d'entropie échangé, qui est décomposé en un flux convectif $\rho s \vec{v}$ et un flux conductif \vec{J}_s . L'équation d'évolution locale de l'entropie peut alors se réécrire, en utilisant le théorème de Green-Ostrogradski (B.4),

$$\frac{\partial \rho s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho s \vec{v} + \vec{J}_s) = \tau, \quad (\text{B.50})$$

ou encore,

$$\rho \frac{ds}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = \tau. \quad (\text{B.51})$$

B.2 Équations pour modéliser la vaporisation et la détente de combustible

B.2.1 Bilan de quantité de mouvement du sodium : équation de Rayleigh

La démonstration de l'équation de Rayleigh décrite ici est légèrement différente de celle qui est usuellement trouvée dans la littérature (Brennen, 1995), car le liquide inertiel considéré (sodium liquide) a un volume fini. En négligeant la gravité, la viscosité et la tension de surface, la conservation de la quantité de mouvement du sodium s'écrit

$$\rho_{Na}^l \frac{d\vec{v}}{dt} + \rho_{Na}^l \vec{v} \cdot \vec{\nabla} [\vec{v}] = -\vec{\nabla} [p]. \quad (\text{B.52})$$

En supposant un mouvement purement radial, la conservation de la masse du sodium, supposé incompressible, impose $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$. La vitesse v de son écoulement s'écrit donc $v = f(t)/r^2$, où $f(t)$ est une fonction du temps. En comparant cette dernière expression aux vitesses aux interfaces, il vient $f(t) = (R_f^v)^2 \dot{R}_f^v = (R_{Na}^l)^2 \dot{R}_{Na}^l$. L'intégration de l'équation (B.52) sur la couronne de sodium permet alors d'aboutir à l'équation de Rayleigh,

$$R_f^v \ddot{R}_f^v - R_{Na}^l \ddot{R}_{Na}^l + \frac{3}{2} (\dot{R}_f^v)^2 - \frac{3}{2} (\dot{R}_{Na}^l)^2 = \frac{p_f^v - p_{Ar}}{\rho_{Na}^l}, \quad (\text{B.53})$$

qui permet d'écrire l'équation (4.1).

B.2.2 Énergie cinétique instantanée du sodium pendant la détente du combustible

L'énergie cinétique du sodium s'écrit sous la forme intégrale

$$K_{Na} = \int_{V_{Na}} \frac{\rho_{Na}^l v_{Na}^2}{2} dV = \int_{r=R_f^v}^{r=R_{Na}^l} \frac{\rho_{Na}^l (v_{Na}(r))^2}{2} 4\pi r^2 dr. \quad (\text{B.54})$$

Si le sodium est incompressible, sa vitesse locale s'écrit $v_{Na}(r) = f(t)/r^2$ (Section B.2.1). L'expression intégrale (B.54) s'écrit alors

$$K_{Na} = 2\pi\rho_{Na}^l(f(t))^2 \int_{r=R_f^v}^{r=R_{Na}^l} \frac{dr}{r^2} = 2\pi\rho_{Na}^l(f(t))^2 \left(\frac{1}{R_f^v} - \frac{1}{R_{Na}^l} \right). \quad (B.55)$$

En utilisant l'expression $f(t) = (R_f^v)^2 \dot{R}_f^v$ obtenue en Section B.2.1, cette dernière s'écrit

$$K_{Na} = 2\pi\rho_{Na}^l(R_f^v)^4(\dot{R}_f^v)^2 \left(\frac{1}{R_f^v} - \frac{1}{R_{Na}^l} \right). \quad (B.56)$$

B.2.3 Dérivée temporelle de l'énergie cinétique du sodium pendant la détente du combustible

Sachant que le sodium est incompressible et imperméable à la matière, le bilan d'énergie cinétique (B.20) s'écrit simplement

$$\frac{dK_{Na}}{dt} = \int_{V_{Na}} \vec{v}_{Na} \cdot \vec{\nabla} p dV. \quad (B.57)$$

De même, en écrivant $v_{Na} = f(t)/r^2 = (R_f^v)^2 \dot{R}_f^v / r^2$, et en écrivant $dV = 4\pi r^2 dr$, il vient

$$\frac{dK_{Na}}{dt} = \int_{V_{Na}} \frac{(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v}{r^2} \frac{\partial p}{\partial r} 4\pi r^2 dr = 4\pi(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v \int_{V_{Na}} \frac{\partial p}{\partial r} dr. \quad (B.58)$$

En identifiant la variation du volume de vapeur de combustible, qui s'écrit $4\pi(R_f^v)^2 \dot{R}_f^v$, et la différence de pression entre le combustible et l'argon, il vient

$$\frac{dK_{Na}}{dt} = (p_f^v - p_{Ar}) \frac{dV_f^v}{dt}. \quad (B.59)$$

B.2.4 Bilan d'enthalpie du combustible

En supposant la pression du combustible en phase vapeur et liquide uniforme, l'équation de conservation de l'enthalpie (B.44) permet d'écrire

$$\frac{dH_f^{l+v}}{dt} = \frac{\delta W}{dt} - \frac{\delta Q^{tot}}{dt} + \frac{d(p_f^v V_f^{l+v})}{dt}, \quad (B.60)$$

où δQ^{tot} est la chaleur totale transférée au sodium, qui est nulle si l'entraînement du sodium n'est pas modélisé, et qui est autrement définie par l'équation (4.30). Le travail de la vapeur de combustible s'écrit $\delta W = -p_f^v dV_f^v$. L'équation (B.60) devient alors

$$\frac{dH_f^{l+v}}{dt} = V_f^{l+v} \frac{dp_f^v}{dt} - \frac{\delta Q^{tot}}{dt}. \quad (B.61)$$

Par ailleurs, l'enthalpie du combustible est exprimée comme une combinaison de ses enthalpies spécifiques en phase liquide et vapeur,

$$H_f^{l+v} = m_f^{l+v} \left(x h_f^v + (1-x) h_f^l \right), \quad (B.62)$$

où $x = m_f^v / m_f^{l+v}$ est le titre de vapeur. Ceci permet d'écrire

$$\frac{dH_f^{l+v}}{dt} = m_f^{l+v} \left(x \frac{dh_f^v}{dt} + (1-x) \frac{dh_f^l}{dt} + h_f^{l+v} \frac{dx}{dt} \right). \quad (\text{B.63})$$

À la saturation, les enthalpies spécifiques ne sont fonction que d'une variable. Les exprimer en fonction de la température du combustible permet ainsi d'écrire

$$\frac{dH_f^{l+v}}{dt} = m_f^{l+v} \left\{ \left(x \frac{dh_f^v}{dT} + (1-x) \frac{dh_f^l}{dT} \right) \frac{dT}{dt} + h_f^{l+v} \frac{dx}{dt} \right\}. \quad (\text{B.64})$$

La combinaison des équations (B.61) et (B.64) permet d'obtenir les équations (4.6) si le transfert de chaleur n'est pas simulé et (4.36) si le transfert de chaleur est simulé.

B.2.5 Bilan de masse du combustible

Tout comme dans la Section B.2.4, la masse du combustible liquide et vapeur s'exprime comme la combinaison (Delhaye, 2008)

$$V_f^{l+v} = m_f^{l+v} \left(\frac{x}{\rho_f^v} + \frac{1-x}{\rho_f^l} \right). \quad (\text{B.65})$$

La dérivation de cette expression par rapport au temps donne

$$\frac{dV_f^{l+v}}{dt} = m_f^{l+v} \left\{ \left(\frac{1}{\rho_f^v} - \frac{1}{\rho_f^l} \right) \frac{dx}{dt} + \left(x \frac{d(1/\rho_f^v)}{dt} + (1-x) \frac{d(1/\rho_f^l)}{dt} \right) \right\}. \quad (\text{B.66})$$

À la saturation, les masses volumiques ne sont fonction que de la température. Les dérivées temporelles des masses volumiques présentes dans l'équation (B.66) sont ainsi exprimées en fonction de la dérivée temporelle de la température, ce qui permet d'écrire l'équation (4.10).

B.3 Instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface de la vapeur de combustible et du sodium

La description de la stabilité est ici la même que celle présentée dans le manuel de thermo-hydraulique diphasique d'Ishii et Hibiki (2011). L'interface entre le sodium liquide *lourd* et la vapeur de combustible *léger* est considérée et simplifiée en géométrie plane dont la coordonnée s'écrit x . Cette interface est déplacée dans la direction normale par la bulle de vapeur de combustible, d'accélération \ddot{R}_f^v . Elle est aussi cisailée par une vitesse tangentielle v , qui peut être nulle ou non nulle suivant la géométrie. Dans le document, v sera assimilée à la vitesse relative entre les deux milieux de part et d'autre de l'interface. L'interface est perturbée par une onde de longueur λ , dont l'amplitude ζ s'écrit en fonction de l'abscisse curviligne x et du temps t ,

$$\zeta(x,t) = \zeta_0 \sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right\}. \quad (\text{B.67})$$

L'équation de perturbation (B.67) est injectée dans les équations de la conservation de la quantité de mouvement de chaque milieu. Les équations perturbées obtenues mènent à la

relation de dispersion de la perturbation, qui donne le lien entre la célérité de l'onde c et la longueur d'onde λ ,

$$c = \frac{\rho_f^v v_f^v + \rho_{Na}^l v_{Na}}{\rho_f^v + \rho_{Na}^l} + \sqrt{\frac{\sigma_{Na} 2\pi}{\lambda(\rho_{Na}^l + \rho_f^v)} + \frac{\ddot{R}_f^v \lambda (\rho_f^v - \rho_{Na}^l)}{2\pi(\rho_{Na}^l + \rho_f^v)} - \frac{\rho_f^v \rho_{Na}^l v^2}{(\rho_f^v + \rho_{Na}^l)^2}}, \quad (\text{B.68})$$

où v_f et v_{Na} sont les vitesses absolues de chaque milieu à l'interface, et $v = v_{Na} - v_f^v$ est la vitesse relative entre les deux milieux. Ces vitesses sont usuellement les vitesses tangentielles aux interfaces. v_f et v_{Na} ne seront pas utilisées par la suite car elles n'ont pas d'importance pour l'analyse de stabilité.

L'instabilité de l'interface est obtenue quand la racine carrée de l'équation (B.68) devient imaginaire, d'où la condition d'instabilité,

$$\frac{\ddot{R}_f^v \lambda \rho_f^v - \rho_{Na}^l}{2\pi \rho_f^v + \rho_{Na}^l} + \frac{2\pi \sigma_{Na}}{\lambda(\rho_f^v + \rho_{Na}^l)} < \rho_{Na}^l \rho_f^v \left(\frac{v}{\rho_f^v + \rho_{Na}^l} \right)^2. \quad (\text{B.69})$$

Le respect de la condition (B.69) implique une croissance exponentielle de l'interface, et correspond donc à une transition vers un régime instable.

Un cas instable pour lequel $v = 0$, c'est à dire qui n'est perturbé que radialement, est une instabilité de Rayleigh-Taylor. Un cas instable pour lequel $\ddot{R}_f^v = 0$, c'est à dire qui n'est perturbé que tangentiellement, est une instabilité de Kelvin-Helmholtz, qui n'est pas traitée dans le présent manuscrit.

La longueur d'onde critique de Rayleigh-Taylor λ_{RT}^C , à partir de laquelle les instabilités se déclenchent, est obtenue en résolvant l'équation (B.69) en y considérant $v_{Na} = v_f^v = \dot{R}_f^v$ et donc $v = 0$. Il vient

$$\lambda_{RT}^C = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma_{Na}}{\ddot{R}_f^v (\rho_{Na}^l - \rho_f^v)}} \quad (\text{B.70})$$

D'après l'équation (B.67), le temps caractéristique de croissance de la perturbation est inversement proportionnel à la partie imaginaire de $2\pi c/\lambda$. La longueur d'onde la plus instable de Rayleigh-Taylor λ_{RT}^M est la longueur telle que la grandeur $2\pi c/\lambda$ soit maximale. Elle s'obtient donc en résolvant

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma_{Na} 2\pi}{\lambda(\rho_{Na}^l + \rho_f^v)} + \frac{\ddot{R}_f^v \lambda (\rho_f^v - \rho_{Na}^l)}{2\pi(\rho_{Na}^l + \rho_f^v)}} \right) \Bigg|_{\lambda=\lambda_{RT}^M} = 0, \quad (\text{B.71})$$

ce qui permet d'obtenir la longueur d'onde la plus instable,

$$\lambda_{RT}^M = \sqrt{3} \lambda_C. \quad (\text{B.72})$$

B.4 Rappel sur les lois de bulle polytropiques

Cette section fait un court rappel sur les hypothèses énoncées en Section 4.4.2, qui stipulent que l'écriture de la loi de bulle (4.42) requiert que

- le gaz est parfait ;
- le rapport de la chaleur reçue par le gaz sur le travail qu'il fournit est constant.

B.4 Rappel sur les lois de bulle polytropiques

Les bilans d'énergie interne et d'enthalpie d'un gaz parfait qui se détend en échangeant une chaleur δQ et un travail δW s'écrivent, d'après le premier principe de la thermodynamique,

$$c_v dT = -pdV + \delta Q, \quad (\text{B.73})$$

$$c_p dT = Vdp + \delta Q. \quad (\text{B.74})$$

Le gaz étant parfait, le rapport de sa capacité calorifique à pression constante et de sa capacité calorifique à volume constant est constant, puisque ses deux capacités calorifique sont constantes. Ce rapport constant, nommé exposant isentropique, est noté γ . Dans ce cas, le rapport de l'équation (B.74) sur l'équation (B.73), qui est constant, s'écrit

$$\gamma = \frac{Vdp + \delta Q}{-pdV + \delta Q}. \quad (\text{B.75})$$

Un telle équation fait intervenir trois inconnues (p , V et Q), et est donc insoluble. Si une hypothèse de proportionnalité entre le travail fourni par le gaz et le transfert de chaleur qu'il reçoit est considérée, alors il est possible d'écrire

$$\frac{\delta Q}{-pdV} = C, \quad (\text{B.76})$$

où C est une constante. Alors l'équation (B.75) se réécrit

$$\gamma = \frac{Vdp - Cp dV}{-(C+1)pdV}. \quad (\text{B.77})$$

d'où

$$(C - (C+1)\gamma) \frac{dV}{V} = \frac{dp}{p}. \quad (\text{B.78})$$

En définissant le coefficient polytropique Γ ,

$$\Gamma = (C+1)\gamma - C, \quad (\text{B.79})$$

l'intégration de l'équation (B.78) donne

$$pV^\Gamma = \text{constante}. \quad (\text{B.80})$$

L'hypothèse des gaz parfaits et l'hypothèse de proportionnalité entre le travail et le transfert de chaleur sont ainsi requises pour pouvoir réaliser l'intégration de l'équation (B.78), sans quoi les coefficients γ et C ne sont pas constants. Ainsi, si ces hypothèses ne sont pas respectées, le coefficient polytropique Γ n'est pas constant, ce qui justifie l'argumentaire développé en Section 4.4.2. À noter que si le transfert thermique est nul, le processus est isentropique, et le coefficient Γ est simplement égal à γ .

Annexe C

Thermodynamique des Processus Irréversibles à l'échelle locale

C.1 Équation de Gibbs

L'équation de Gibbs explicitée dans cette partie permet d'exprimer la variation d'entropie lors d'une évolution d'un système physique. Son expression provient du premier principe de la thermodynamique et de l'exploitation de la définition de l'entropie. Les développements présentés dans cette annexe sont inspirés de la monographie de [de Groot et Mazur \(1984\)](#) dédiée à la TPI.

C.1.1 Premier principe de la thermodynamique à masse constante

Dans un premier temps un système de masse constante, chimiquement inerte, est considéré. L'énergie interne U de ce système n'est alors fonction que de son volume V et de sa température T ([Callen, 1985](#)). L'énergie interne s'écrit, suivant le premier principe de la thermodynamique,

$$dU = \delta W + \delta Q, \quad (\text{C.1})$$

où δW et δQ sont respectivement le travail et la chaleur échangés entre le système et l'extérieur. Si le système considéré est un système fluide en quasi-équilibre de pression p , son travail δW peut s'écrire simplement $-pdV$. Dans le cas d'un processus hors équilibre, cette expression pour le travail n'est plus suffisante pour décrire parfaitement l'évolution du système. Il faut alors considérer un travail δW_{irr} dit irréversible, toujours positif ou nul, traduisant le déséquilibre du système ([Woods, 1975](#)). Alors

$$\delta W = -pdV + \delta W_{\text{irr}}. \quad (\text{C.2})$$

Le premier principe se réécrit alors

$$dU = -pdV + \delta Q + \delta W_{\text{irr}}. \quad (\text{C.3})$$

C.1.2 Entropie et équation de Gibbs à masse constante

L'entropie $S(U, V)$ du système à masse constante est définie par

$$TdS = \delta Q + \delta W_{\text{irr}}. \quad (\text{C.4})$$

En utilisant les expressions (C.4) et (C.3), l'écriture du premier principe (C.1) peut se reformuler

$$TdS = dU + pdV. \quad (\text{C.5})$$

L'équation (C.5) est l'expression de l'équation de Gibbs à masse constante.

C.1.3 Équation de Gibbs généralisée

Dans un système composé de constituants i dont les masses m_i varient, l'entropie est également fonction de ces masses. La différentiation de $S(U, V, m_i)$ donne

$$dS = \left. \frac{\partial S}{\partial U} \right|_{V, m_i} dU + \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{U, m_i} dV + \sum_i \left. \frac{\partial S}{\partial m_i} \right|_{U, V, m_{j, j \neq i}} dm_i . \quad (C.6)$$

L'équation (C.5) permet de déterminer les dérivées partielles à masse constante

$$\left. \frac{\partial S}{\partial U} \right|_{V, m_i} = \frac{1}{T} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{U, m_i} = \frac{p}{T} . \quad (C.7)$$

Le potentiel chimique μ_i de chaque espèce est défini par

$$\left. \frac{\partial S}{\partial m_i} \right|_{U, V, m_{j, j \neq i}} = -\frac{\mu_i}{T} . \quad (C.8)$$

Ces identifications permettent d'écrire l'équation de Gibbs à masse variable

$$\frac{dS}{dt} = \frac{p}{T} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{T} \frac{dU}{dt} - \sum_i \frac{\mu_i}{T} \frac{dm_i}{dt} . \quad (C.9)$$

Il est parfois requis d'écrire l'équation de Gibbs par rapport aux paramètres locaux, en utilisant des variables d'état massiques. En notant l'entropie locale s , la masse volumique ρ , l'énergie interne locale u , et la concentration massique ω_i telles que

$$S = sm , \quad V = \frac{m}{\rho} , \quad U = um , \quad m_i = \omega_i m , \quad (C.10)$$

l'équation de Gibbs locale s'écrit

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{dp}{dT} \frac{\rho}{\rho^2} \frac{\rho}{t} + \frac{1}{T} \frac{du}{dt} - \sum_i \frac{\mu_i}{T} \frac{d\omega_i}{dt} . \quad (C.11)$$

C.2 Équations de Conservation

Afin de déterminer l'expression de la production d'entropie, il faut exprimer $\frac{d\rho}{dt}$, $\frac{du}{dt}$ et $\frac{d\omega_i}{dt}$ dans l'équation de Gibbs locale (C.11). L'évolution temporelle de ρ et u sont obtenues à partir des équations de conservation locales obtenues en Annexe B.1, et s'écrivent

$$\rho \frac{du}{dt} = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} , \quad (C.12)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} . \quad (C.13)$$

L'équation de conservation de la concentration massique ω_i n'a pas été obtenue en section B.1. Une espèce chimique i quelconque, de masse volumique ρ_i et de terme source γ_i lié aux réactions chimiques est considérée. Le flux de masse de l'espèce chimique i sortant du volume de contrôle s'écrit $\rho_i \vec{v}_i$. L'équation de la masse partielle s'écrit ainsi

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}_i) = \gamma_i . \quad (C.14)$$

Le flux de diffusion de l'espèce i est défini par $\vec{J}_i = \rho_i(\vec{v}_i - \vec{v})$. Alors

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}_i) = \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}), \quad (\text{C.15})$$

et par ailleurs,

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}) = \frac{d\rho_i}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i + \rho_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v}. \quad (\text{C.16})$$

En écrivant $\rho_i = \omega_i \rho$, il vient

$$\rho \frac{d\omega_i}{dt} + \omega_i \frac{d\rho}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i + \omega_i \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \gamma_i. \quad (\text{C.17})$$

En utilisant l'équation de conservation de la masse totale (C.13) dans (C.17), il vient

$$\rho \frac{d\omega_i}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i = \gamma_i \quad (\text{C.18})$$

C.3 Production d'entropie

C.3.1 Variation d'entropie au cours du temps

L'équation de Gibbs (C.11) peut se réécrire

$$\rho T \frac{ds}{dt} = -\frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{du}{dt} - \sum_i \mu_i \rho \frac{d\omega_i}{dt}. \quad (\text{C.19})$$

Pour déterminer une expression pour la production d'entropie, les équations de conservation (C.12), (C.13) et (C.18) sont injectées dans l'équation (C.19). Il vient

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\bar{\Pi}}{T} : \vec{\nabla} \vec{v} - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q}{T} + \sum_i \frac{\mu_i}{T} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_i - \sum_i \gamma_i \frac{\mu_i}{T}. \quad (\text{C.20})$$

Par ailleurs,

$$\frac{\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_q)}{T} = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{J}_q}{T} \right) - \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right), \quad (\text{C.21})$$

$$\frac{\mu_i}{T} \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_i) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\mu_i \vec{J}_i}{T} \right) - \vec{J}_i \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_i}{T} \right), \quad (\text{C.22})$$

d'où

$$\rho \frac{ds}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{J}_q - \sum_i \mu_i \vec{J}_i}{T} \right) = \bar{\Pi} : \frac{\vec{\nabla} \vec{v}}{T} - \sum_i \vec{J}_i \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_i}{T} \right) + \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) - \sum_i \gamma_i \frac{\mu_i}{T}. \quad (\text{C.23})$$

C.3.2 Identification de l'entropie échangée et de l'entropie produite

L'équation (C.23) représente l'expression de la variation d'entropie au cours du temps. Il est nécessaire d'identifier la partie irréversible de cette variation pour avoir la production d'entropie. Pour mémoire, l'équation de conservation de l'entropie s'écrit (voir équations (B.51) en Annexe B)

$$\rho \frac{ds}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = \tau . \quad (C.24)$$

L'identification de (C.23) et (B.51) permet d'aboutir à

$$\vec{J}_s = \frac{\vec{J}_q - \sum_i^N \mu_i \vec{J}_i}{T} . \quad (C.25)$$

$$\tau = \bar{\bar{\Pi}} : \frac{\vec{\nabla}(\vec{v})}{T} - \sum_i^N \vec{J}_i \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_i}{T} \right) + \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) - \sum_i^N \gamma_i \frac{\mu_i}{T} . \quad (C.26)$$

C.3.3 Équations phénoménologiques

L'équation (C.26) est réécrite sous la forme

$$\tau = JX . \quad (C.27)$$

Avec :

$$J = \begin{pmatrix} \bar{\bar{\Pi}} \\ \vec{J}_i \\ \vec{J}_q \\ \gamma_i \end{pmatrix}, \text{ et } X = \begin{pmatrix} \frac{\vec{\nabla}(\vec{v})}{T} \\ -\vec{\nabla} \left(\frac{\mu_i}{T} \right) \\ \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) \\ -\frac{\mu_i}{T} \end{pmatrix}, \quad (C.28)$$

où J et X sont respectivement nommés flux et forces thermodynamiques.

Il peut être intéressant d'exprimer les coordonnées J_i de J en fonction des coordonnées X_j de la force thermodynamique X . Les J_i s'annulent à l'équilibre, c'est à dire dans le cas où $X = 0$. Un état proche de l'équilibre est supposé. Alors $X \approx 0$. En écrivant J_i sous la forme $J_i(X)$ et en réalisant un développement limité au premier ordre en X , il vient

$$J_i(X) \approx \sum_j^N \left. \frac{\partial J_i}{\partial X_j} \right|_{X_j=0} X_j , \quad (C.29)$$

soit

$$J_i \approx \sum_j^N L_{ij} X_j \text{ avec } L_{ij} = \left. \frac{\partial J_i}{\partial X_j} \right|_{X_j=0} . \quad (C.30)$$

Les coefficients L_{ij} sont nommés coefficients phénoménologiques. La loi phénoménologique est ainsi définie comme

$$J = LX , \quad (C.31)$$

où L est la matrice des coefficients L_{ij} . Il est à remarquer que cette loi phénoménologique est en accord avec les lois empiriques observées expérimentalement, par exemple la loi de Fourier pilotant la conduction thermique, d'après laquelle le flux de chaleur est proportionnel

au gradient de température, ou la loi de Fick, pour laquelle le flux de matière est proportionnel au gradient de concentration des espèces. Le développement réalisé précédemment n'est qu'une généralisation de ces observations expérimentales, et certains auteurs introduisent ces lois phénoménologiques comme découlant du bon sens (de Groot et Mazur, 1984). Il est important de remarquer que ces relations ne sont valables qu'à proximité de l'équilibre thermodynamique et ne sont valables que pour des relations linéaires. Des lois phénoménologiques non linéaires peuvent exister et doivent être étudiées par d'autres moyens (Prigogine, 1968).

C.4 Propriétés de la production d'entropie et des lois phénoménologiques

C.4.1 Relations d'Onsager

Les coefficients L_{ii} sont associés à des phénomènes physiques indépendants (transfert thermique ou transfert de masse, par exemple). Les coefficients $L_{ij, i \neq j}$ sont associés à des phénomènes physiques couplés (transfert de masse et de chaleur couplés, par exemple). En utilisant la physique statistique, Onsager (1931a,b) a montré que si :

- i) il n'y a pas de champ magnétique ou de force de Coriolis ;
- ii) les flux sont des dérivées temporelles de variables d'états, elles-mêmes fonctions paires de la vitesse des particules ;
- iii) les forces sont des dérivées de l'entropie par rapport aux variables d'état ;
- iv) les flux sont indépendants ;

alors la matrice des coefficients phénoménologiques est symétrique, et il est possible d'écrire

$$L_{ij} = L_{ji} . \quad (\text{C.32})$$

Si certaines de ces conditions ne sont pas respectées, des relations d'Onsager généralisées, dites relations d'Onsager-Casimir, peuvent tout de même être appliquées. L'hypothèse nécessaire à la démonstration des relations d'Onsager est la réversibilité du mouvement élémentaire de chaque particule Onsager (1931a,b), ce qui signifie qu'une particule doit pouvoir retracer le même chemin si le champ des vitesses est inversé. Dans le cas où le système est soumis à un champ magnétique \vec{B} et à une vitesse de rotation $\vec{\Omega}$ entraînant une force de Coriolis, il est nécessaire d'inverser à la fois le champ magnétique, la vitesse de rotation et le champ des vitesses pour retracer le même chemin. Dans ce cas les relations d'Onsager s'écrivent $L_{ij}(\vec{B}, \vec{\Omega}) = L_{ji}(-\vec{B}, -\vec{\Omega})$.

Les relations d'Onsager s'appliquent pour des flux qui sont des dérivées temporelles de variables d'état fonctions paires de la vitesse¹. C'est en général le cas (énergie et matière par exemple) de Groot et Mazur (1984). Dans le cas où l'un des flux est une dérivée temporelle d'une variable d'état fonction impaire de la vitesse² (quantité de mouvement par exemple), les coefficients phénoménologiques associés sont antisymétriques.

En posant ε_i et ε_j respectivement égaux à +1 ou -1 si les variables i et j associées sont respectivement des fonctions paires ou impaires de la vitesse Jou et al. (1996), les relations généralisées d'Onsager-Casimir s'écrivent

$$L_{ij}(\vec{B}, \vec{\Omega}) = \varepsilon_i \varepsilon_j L_{ji}(-\vec{B}, -\vec{\Omega}) . \quad (\text{C.33})$$

1. Une variable d'état F est une fonction paire de la vitesse \vec{v} si $F(\vec{v}) = F(-\vec{v})$.

2. Une variable d'état F est une fonction impaire de la vitesse \vec{v} si $F(\vec{v}) = -F(-\vec{v})$.

C.4.2 Principe de symétrie de Curie et lois phénoménologiques dans un milieu isotrope

La formulation de l'équation (C.26) permet de remarquer que les flux thermodynamiques peuvent présenter des ordres tensoriels différents. Par exemple, le tenseur de viscosité $\bar{\bar{\Pi}}$ est un tenseur d'ordre 2 (matrice 3×3), alors que le flux de chaleur \vec{J}_q est un tenseur d'ordre 1 (ou vecteur) et que la source chimique γ_i est un tenseur d'ordre 0 (ou scalaire). Il en va de même pour les forces thermodynamiques qui leurs sont associées. Cette observation est importante, car des objets d'ordres tensoriels différents évoluent différemment lorsqu'ils subissent une transformation géométrique telle qu'une rotation ou une translation. Par ailleurs, le principe de symétrie de Curie (1908) stipule que les conséquences d'un phénomène physique ont au moins autant d'éléments de symétrie que leur cause. L'équation (C.27) est réécrite sous la forme (Woods, 1975)

$$\tau = J_s X_s + \vec{J}_v \cdot \vec{X}_v + \bar{J}_t : \bar{X}_t . \quad (\text{C.34})$$

Où J_s , X_s sont respectivement les flux et forces thermodynamiques scalaires, \vec{J}_v , \vec{X}_v respectivement les flux et forces thermodynamiques vectorielles, \bar{J}_t , \bar{X}_t respectivement les flux et forces thermodynamiques tensorielles d'ordre 2. À partir de (C.34), il est possible de montrer qu'en en appliquant le principe de Curie que dans le cas d'un système isotrope, le couplage entre flux et forces thermodynamiques d'ordres tensoriels différents est nul et que les seuls coefficients phénoménologiques non nuls sont des scalaires. Une démonstration très complète de ce résultat est effectuée dans la monographie de de Groot et Mazur (1984).

Cette hypothèse est appliquée à l'équation (C.26). Le tenseur visqueux est supposé ne pas avoir de composante antisymétrique. Alors la partie visqueuse du tenseur des contraintes $\bar{\bar{\Pi}}$ peut se décomposer en une partie diagonale $\pi = \frac{1}{3} \text{trace}(\bar{\bar{\Pi}}) \bar{I}$ et une partie symétrique de trace nulle $\bar{\bar{\Pi}}_0 = \bar{\bar{\Pi}} - \pi \bar{I}$, telle que

$$\bar{\bar{\Pi}} = \pi \bar{I} + \bar{\bar{\Pi}}_0 . \quad (\text{C.35})$$

De même, en décomposant le gradient des vitesses, il vient

$$\vec{\nabla} \vec{v} = \frac{1}{3} \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}) \bar{I} + \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla} \vec{v} + {}^t \vec{\nabla} \vec{v} - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}) \bar{I} \right) + \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla} \vec{v} - {}^t \vec{\nabla} \vec{v} \right) , \quad (\text{C.36})$$

En définissant la partie symétrique de trace nulle du gradient des vitesses telle que

$$\vec{\nabla}_{0s} \vec{v} = \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla} \vec{v} + {}^t \vec{\nabla} \vec{v} - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}) \bar{I} \right) ,$$

et en définissant la partie antisymétrique du gradient des vitesses telle que

$$\vec{\nabla}_{0a} \vec{v} = \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla} \vec{v} - {}^t \vec{\nabla} \vec{v} \right) ,$$

ainsi qu'en remarquant que $\pi \bar{I} : \vec{\nabla}_{0s} \vec{v} = 0$ et $\pi \bar{I} : \vec{\nabla}_{0a} \vec{v} = 0$ car $\vec{\nabla}_{0s} \vec{v}$ et $\vec{\nabla}_{0a} \vec{v}$ sont de traces nulles ; et que $\pi \bar{I} : \bar{\bar{\Pi}}_0 = 0$ et $\bar{\bar{\Pi}}_0 : \vec{\nabla}_{0a} \vec{v} = 0$ car $\bar{\bar{\Pi}}_0$ est de trace nulle et est symétrique ; il vient

$$\bar{\bar{\Pi}} : \vec{\nabla} \vec{v} = \pi \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}) + \bar{\bar{\Pi}}_0 : \vec{\nabla}_{0s} \vec{v} .$$

L'équation de la production d'entropie (C.26) se réécrit alors

$$\tau = \bar{\bar{\Pi}}_0 : \frac{\vec{\nabla}_{0s}(\vec{v})}{T} - \sum_i \vec{J}_i \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_i}{T} \right) + \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) + \pi \frac{\vec{\nabla} \cdot (\vec{v})}{T} - \sum_i \gamma_i \frac{\mu_i}{T} . \quad (\text{C.37})$$

Il est alors possible de distinguer les flux tensoriels d'ordre 2, vectoriels et scalaires en appliquant le principe de symétrie de Curie. Les équations phénoménologiques sont alors simplifiées,

$$\bar{\bar{\Pi}}_0 = L_{\Pi_0 \Pi_0} \frac{\vec{\nabla}_{0s} \vec{v}}{T} , \quad (\text{C.38})$$

$$\vec{J}_i = - \sum_k^N L_{ik} \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_k}{T} \right) + L_{iq} \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) , \quad (\text{C.39})$$

$$\vec{J}_q = - \sum_k^N L_{qk} \vec{\nabla} \left(\frac{\mu_k}{T} \right) + L_{qq} \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T} \right) , \quad (\text{C.40})$$

$$\pi = L_{\pi\pi} \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{T} - \sum_k^N L_{\pi k} \frac{\mu_k}{T} , \quad (\text{C.41})$$

$$\gamma_r = L_{r\pi} \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{T} - \sum_k^N L_{rk} \frac{\mu_k}{T} . \quad (\text{C.42})$$

Deux conclusions très intéressantes sont à tirer des équations précédentes : dans un milieu parfaitement isotrope, des couplages existent entre le flux de matière et le flux de chaleur d'une part, ainsi qu'entre les vitesses de réactions chimiques et la partie diagonale du tenseur des contraintes visqueuses d'autre part.

Cette formulation met en évidence qu'une réaction chimique ne produit pas *directement* un flux de chaleur, ces deux grandeurs étant d'ordre tensoriel différent. En revanche, un déplacement d'espèce chimique va avoir une influence sur le flux de chaleur via les coefficients de couplage L_{qk} et L_{iq} . Les couplages entre transfert de masse et de chaleur connus sous le nom d'effets Dufour et Soret son ainsi retrouvés. Par ailleurs, la loi de Fick (relation linéaire entre le flux de matière et le gradient de potentiel chimique) est également retrouvée via le coefficient phénoménologique L_{ii} pour le flux \vec{J}_i , ainsi que la loi de Fourier (relation linéaire entre le flux de chaleur et le gradient de température) via le coefficient phénoménologique L_{qq} pour le flux \vec{J}_q .

C.4.3 Caractère défini et positif

Si le jeu de relations phénoménologiques $J = LX$ est injecté dans la loi de production d'entropie $\tau = JX$, on aboutit à une expression de la production d'entropie.

$$\tau = \sum_{i,j} L_{ij} X_i X_j , \quad (\text{C.43})$$

soit :

$$\tau = \sum_i L_{ii} X_i^2 + \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} L_{ij} X_i X_j . \quad (\text{C.44})$$

Par ailleurs, la propriété d'irréversibilité impose $\tau \geq 0$. Il est alors possible de montrer (de Groot et Mazur, 1984) que

$$L_{ii} \geq 0 , \quad (\text{C.45})$$

$$\frac{1}{4} (L_{ij} + L_{ji})^2 \leq L_{ii} L_{ij} . \quad (\text{C.46})$$

Les coefficients diagonaux sont donc obligatoirement positifs ou nuls. En revanche, les coefficients triangulaires supérieurs et inférieurs L_{ij} et L_{ji} peuvent être positifs ou négatifs. Pour un système soumis aux relations d'Onsager $L_{ij} = L_{ji}$, l'inégalité (C.46) impose que si un coefficient L_{kk} est nul, alors tous les coefficients $L_{kj} = L_{jk}$ sont nuls, et donc que le flux \vec{J}_k est nul.

C.4.4 Applications simples

Il est possible, à partir des lois phénoménologiques précédentes, de retrouver plusieurs lois de physique usuelles. Plusieurs exemple sont trouvable dans les ouvrages de [Prigogine \(1968\)](#), [Woods \(1975\)](#), [de Groot et Mazur \(1984\)](#), ou [Kjelstrup et al. \(2010\)](#). Un résumé des lois phénoménologiques et des couplages possibles est visible dans le Tableau C.1, bien que celui-ci ne soit pas exhaustif.

TABLEAU C.1 – Principaux couplages couverts par la TPI.

Flux	Forces			
	$\vec{\nabla} T$	$\vec{\nabla} \mu(\omega)$	$\vec{\nabla} \mu(p)$	\vec{E} (champ électrique)
chaleur	loi de Fourier	effet Dufour	filtration thermique	effet Joule
diffusion	effet Soret	loi de Fick	ultrafiltration	electrophorèse
percolation	thermo-osmose	osmose chimique	loi de Darcy	electro-osmose
électrique	thermo-électricité	effets électrochimiques		loi d'Ohm

Annexe D

Propriétés thermophysiques du combustible et du sodium

D.1 Propriétés thermophysiques du combustible

D.1.1 Capacités thermiques spécifiques

Les données expérimentales quant aux propriétés thermophysiques du MOX irradié en phases liquide et gazeuse sont assez ténues. En général, les propriétés du MOX irradié sont assimilées dans ces situations à celles de l'UOX. La capacité calorifique de l'UOX frais dans un état liquide est donnée par l'IAEA (2008) sous la forme

$$c_{p_f}^l \text{ [J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}] = \frac{dh_f^l}{dT} = 0,93087 + \frac{4,921.10^9}{T^2 \text{ [K}^2]}. \quad (\text{D.1})$$

Pour la capacité calorifique spécifique du MOX sous la forme de vapeur, $c_{p_f}^v = dh_f^v/dT$, est fixée approximativement égale à $200 \text{ J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}$.

D.1.2 Masses volumiques

Les variations de masse volumique avec la température de l'UOX frais sont fournies par l'IAEA (2008) sous la forme

$$\rho_f^l \text{ [kg.m}^{-3}] = 8860 - 0,9285(T \text{ [K]} - 3120), \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{d(1/\rho_f^l)}{dT} = \frac{0,9285}{(8860 - 0,9285(T \text{ [K]} - 3120))^2}. \quad (\text{D.3})$$

Pour la vapeur de MOX, Morita et Fischer (1998) et Morita *et al.* (1998) donnent

$$\rho_f^v \text{ [kg.m}^{-3}] = 1560 \left\{ \exp \left(B_{G1} \theta^{\frac{1}{3}} + B_{G2} \theta^{\frac{2}{3}} + B_{G3} \theta^{\frac{4}{3}} + B_{G4} \theta^3 + G_{G5} \theta^{37/6} + B_{G6} \theta^{\frac{71}{6}} \right) \right\}^{-1}, \quad (\text{D.4})$$

$$\frac{d(1/\rho_f^v)}{dT_f^v} = -\frac{1}{\rho_f^v} \left(\frac{1}{3} \frac{B_{G1}}{10600} \theta^{-\frac{2}{3}} + \frac{2}{3} \frac{B_{G2}}{10600} \theta^{-\frac{1}{3}} + \frac{4}{3} \frac{B_{G3}}{10600} \theta^{\frac{1}{3}} + \frac{3B_{G4}}{10600} \theta^2 + \frac{37}{6} \frac{B_{G5}}{10600} \theta^{\frac{31}{6}} + \frac{71}{6} \frac{B_{G6}}{10600} \theta^{\frac{65}{6}} \right), \quad (\text{D.5})$$

avec

$$\theta = 1 - \frac{T_f^v \text{ [K]}}{10600}, B_{G1} = 0,390118, B_{G2} = 2,64047, B_{G3} = 1,79946, B_{G4} = 9,17799,$$

$$B_{G5} = 23,1365, B_{G6} = 60,7538.$$

D.1.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique du combustible liquide est obtenue par la corrélation (IAEA, 2008)

$$k_f^l \text{ [W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}] = 2,5 + 0,01375 \left(T_f^l - 3120 \right) \quad (\text{D.6})$$

La conductivité thermique du combustible en phase vapeur est évaluée à l'aide d'une corrélation obtenue par Morita *et al.* (1999), qui s'écrit

$$k_f^v \text{ [W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}] = \exp \left(AK_1 + \frac{AK_2}{T_f^v} + AK_3 T_f^v + AK_4 \cdot (T_f^v)^2 + AK_5 (T_f^v)^3 \right), \quad (\text{D.7})$$

avec T_f^v en K, et,

$$AK_1 = 274,937, AK_2 = -319190, AK_3 = -8,9673 \cdot 10^{-2}, AK_4 = 1,2861 \cdot 10^{-5},$$

$$AK_5 = -6,7917 \cdot 10^{-10}.$$

D.1.4 Viscosité dynamique

La viscosité dynamique du combustible liquide s'écrit (IAEA, 2008)

$$\eta \text{ [Pa.s]} = 9,88 \cdot 10^{-4} \exp \left(\frac{4620}{T} \right) \quad (\text{D.8})$$

D.1.5 Pression de saturation

La pression de saturation du MOX est évaluée avec la corrélation (Bertrand *et al.*, 2016)

$$p_f^v(T_f) \text{ [MPa]} = 210 \exp \left(6,4 \left(1 - \frac{7800}{T_f \text{ [K]}} \right) \right). \quad (\text{D.9})$$

D.1.6 Tension de surface

La tension de surface du combustible est évaluée avec la corrélation (IAEA, 2008)

$$\sigma_f \text{ [J.m}^{-2}] = \frac{513 - 0,19(T_f \text{ [K]} - 3120)}{1000} \quad (\text{D.10})$$

D.2 Propriétés thermophysiques du sodium

D.2.1 Capacité thermique spécifique du liquide

La capacité thermique spécifique du sodium est calculée par (IAEA, 2008)

$$c_{p_{Na}} \text{ [J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}] = 1000 \frac{38,12 - 0,069 \cdot 10^6 (T_{Na}^l)^{-2} - 19,493 \cdot 10^{-3} T_{Na}^l + 10,24 \cdot 10^{-6} (T_{Na}^l)^2}{22,99}, \quad (\text{D.11})$$

avec T_{Na} en K.

D.2.2 Capacité thermique et pression du sodium vapeur à très haute température

Dans DETONa, le sodium sous sa forme vapeur est chauffé au delà de sa température critique (2500 K), mais sa pression (imposée par la vapeur de combustible majoritaire) reste inférieure à sa valeur critique (250 bar). Dans de telles conditions, sa capacité thermique spécifique $c_{p,Na}^v$ peut être approximée à 1000 J/kg/K (Morita et Fischer, 1998). La pression partielle du sodium vapeur est évaluée à l'aide d'une équation de Redlich-Kwong modifiée extraite du code de calcul SIMMER. Cette équation est une amélioration de l'équation de Van der Waals, qui s'écrit

$$p_{Na} \text{ [Pa]} = \frac{T_{Na}^v r^{Na}}{(1 + y_{B,v})(1/\rho_{Na}^v) - a_{v1}} - \frac{a(T_{Na}^v)}{(1/\rho_{Na}^v)((1/\rho_{Na}^v) + a_{v3})}, \quad (D.12)$$

où T_{Na}^v s'exprime en K, et avec

$$r^{Na} = 361,661 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1},$$

$$a_{v1} = 2,93447.10^{-4} \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}, \quad a_{v2} = 1,23634.10^4 \text{ J.m}^{-3}.\text{kg}^{-2},$$

$$a_{v3} = 1,96134.10^{-2} \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}, \quad a_{v4} = 4,92937.10^{-1},$$

$$a(T_{Na}^v) = a_{v2} \left(\frac{T_{Na}^v}{T_{Na}^{crit}} \right)^{a_{v4}} \quad \text{si } T_{Na}^v < T_{Na}^{crit},$$

$$a(T_{Na}^v) = a_{v2} \left(1 + a_{v4} \left(\frac{T_{Na}^v}{T_{Na}^{crit}} - 1 \right) \right) \quad \text{si } T_{Na}^v > T_{Na}^{crit},$$

$$y_{B,v} = \frac{1 + 2x_v - (1 + 8x_v)^{1/2}}{2(x_v - 1)}, \quad x_v = \frac{k_{2v} r^{Na} T_{Na}^v}{(1/\rho_{Na}^v) - a_{v1}},$$

$$k_{2v} \text{ [Pa}^{-1}] = \exp \left(d_{v1} + \frac{d_{v2}}{T_{Na}^v \text{ [K]}} \right), \quad d_{v1} = -21,4845, \quad d_{v2} = 9215,71 \text{ K}.$$

D.2.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique du sodium liquide est donnée par (IAEA, 2008)

$$k_{Na}^l \text{ [W.ms}^{-1}.\text{K}^{-1}] = 99,5 - 39,1.10^{-3} T_{Na}^l. \quad (D.13)$$

D.2.4 Masse volumique

La masse volumique du sodium liquide est évaluée à l'aide d'une corrélation donnée par l'IAEA (2008)

$$\begin{aligned} \rho_{Na} \text{ [kg.m}^{-3}] = & (0,89660679 + 0,5161343 T_{Na}^l 10^{-3} - 1,8297218 (T_{Na}^l \cdot 10^{-3})^2 \\ & + 2,2016247 (T_{Na}^l \cdot 10^{-3})^3 - 1,3975634 (T_{Na}^l \cdot 10^{-3})^4 \\ & + 0,44866894 (T_{Na}^l \cdot 10^{-3})^5 - 0,057963628 (T_{Na}^l \cdot 10^{-3})^6) 10^3, \quad (D.14) \end{aligned}$$

avec T_{Na}^l en K.

D.2.5 Viscosité dynamique du liquide

La viscosité dynamique du sodium est calculée par (IAEA, 2008)

$$\ln(\eta_{Na}^l \text{ [Pa.s]}) = -6,4406 - 0,39580 \ln(T_{Na}^l \text{ [K]}) + \frac{556,8}{T_{Na}^l \text{ [K]}}. \quad (D.15)$$

D.2.6 Émissivité radiative

Plusieurs corrélations existent pour exprimer l'émissivité radiative du sodium liquide. À titre d'exemple, Barnett *et al.* (1985) donne, pour des température de sodium liquide T_{Na}^l entre 470 K et 920 K,

$$\varepsilon_{Na} = 6,62 \cdot 10^{-5} T_{Na}^l \text{ [K]} - 6,6826 \cdot 10^{-3}. \quad (D.16)$$

D.2.7 Pression de saturation

La pression de saturation du sodium liquide est évaluée dans le code SIMMER en fonction de la pression p par (le Belguet, 2013)

$$T_{Na}^{sat} = \frac{1}{A_{sat1} + A_{sat2} \cdot \ln(p_f^v) + A_{sat3} \cdot (\ln(p_f^v))^2 + A_{sat4} \cdot (\ln(p_f^v))^3}, \quad (D.17)$$

avec

$$A_{sat1} = 1,80128 \cdot 10^{-3}, \quad A_{sat2} = -8,05016 \cdot 10^{-5}, \quad A_{sat3} = 4,82697 \cdot 10^{-8}, \quad A_{sat4} = -8,53040.$$

D.2.8 Tension de surface du sodium

La tension de surface du sodium est corrélée en fonction de la température (IAEA, 2008) par

$$\sigma_{Na} \text{ [J.m}^{-2}] = 0,2407 \left(1 - \frac{T_{Na} \text{ [K]}}{2509,46} \right)^{1,132} \quad (D.18)$$

Références

- B. ABRAMZON et W. A. SIRIGNANO : Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32(9):1605–1618, 1989.
- A. W. ADAMSON et A. P. GAST : *Physical chemistry of surfaces*. John Wiley & Sons, 6^e édition, 1997. ISBN 0-471-14873-3.
- E. A. AITKEN : Thermal diffusion in closed oxide fuel systems. *Journal of Nuclear Materials*, 30(1):62–73, 1969. ISSN 0022-3115. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002231156990169X>.
- N. ALPY, Ph. MARSAULT, M. ANDERHUBER, A. GERSCHENFELD, P. SCIORA, D. KADRI, J. PEREZ et R. LAVASTRE : Phenomenological investigation of sodium boiling in a SFR core during a postulated ULOF transient with CATHARE 2 system code: a stabilized boiling case. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 53(5):692–697, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1080/00223131.2015.1111778>.
- ASN : *Courrier de l'ASN à l'adresse du CEA du 10 avril 2014 portant sur le Document d'Orientations de Sûreté du prototype ASTRID*. CODEP-DRC-2013-062807. Autorité de Sûreté Nucléaire, Montrouge, 10 avril, 2014. URL <https://www.asn.fr/Media/Files/Courrier-ASTRID-ASN-CEA>.
- P. G. BARNETT, P. J. GENTRY, J. D. JACKSON et D. K. W. TONG : Emissivity measurements of liquid sodium and some sodium contaminated steel surfaces. *Proceedings of the IAEA International Working Group Meeting on Heat and Mass Transfer in Fast Reactors, Report IWGFR-57*, pages 8–10, 1985. AERE, Harwell.
- D. BEDEAUX : Nonequilibrium thermodynamics and statistical physics of surfaces. *Adv. Chem. Phys.*, 64(47):C109, 1986.
- S. BEILS, B. CARLUEC, N. DEVICTOR, G. L. FIORINI et J.-F. SAUVAGE : Safety Approach and R&D Program for Future French Sodium-Cooled Fast Reactors. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(4):510–515, 2011.
- A. LE BELGUET : *Étude de l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère à haute température*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.
- P. BERGEONNEAU, J. C. GAUTHIER, M. VANIER et P. COULON : Thermal feed-back effects in a pool-type LMFBR: theoretical and experimental results on PHENIX reactor. *Proceedings of the LMFBR safety topical meeting*, 1982.
- T. H. BERGMAN, A. S. LAVINE, F. P. INCROPERA et D. P. DEWITT : *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley and Son, 7^e édition, 2012. ISBN 978-0470-50197-9.
- G. BERTHOUD, M. AMBLARD et P. MALTERRE : Expansion and collapse of large bubbles of hot two-phase water in cold water: the Excobulle program. *ASME Heat Transfer Conference*, 1984. Chicago.
- F. BERTRAND, N. MARIE, A. BACHRATA, V. BRUN-MAGAUD, J.-B. DROIN, X. MANCHON, K. HERBRETEAU, B. FARGES, B. CARLUEC, S. POUmeroULY et D. LEMASSON : Status of severe accident studies at the end of the conceptual design of ASTRID: feedback on mitigation features. *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development, FR17*, Yekaterinburg, Russie, 26-29 juin, 2017.
- F. BERTRAND, N. MARIE, G. PRULHIÈRE, J. LECERF et J.-M. SEILER : Comparison of the behaviour

- of two core designs for ASTRID in case of severe accidents. *Nuclear Engineering and Design*, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.04.020>.
- H. A. BETHE et J. H. TAIT : An estimate of the order of magnitude of the explosion when the core of a fast reactor collapses. *RHM*, 1956.
- S. BHATTACHARJEE et W. L. GROSSHANDLER : The formation of a wall jet near a high temperature wall under micro-gravity environment. *ASME HTD-96*, pages 711–716, 1988.
- Z. BILICKI, M. GIOT et R. KWIDZINSKI : Fundamentals of two-phase flow by the method of irreversible thermodynamics. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(12):1983–2005, 2002. ISSN 0301-9322. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932202001076>.
- M. BOBER, G. SCHUMACHER et D. GEITHOFF : Plutonium redistribution in fast reactor mixed oxide fuel pins. *Journal of Nuclear Materials*, 47(2):187–197, 1973. ISSN 0022-3115. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022311573901013>.
- L. BOLTZMANN : On the Relationship between the Second Fundamental Theorem of the Mechanical Theory of Heat and Probability Calculations Regarding the Conditions for Thermal Equilibrium. *Wien Berichte*, 76:373–435, 1877.
- J. A. BOURÉ, A. E. BERGLES et L. S. TONG : Review of two-phase flow instability. *Nuclear Engineering and Design*, 25(2):165–192, 1973. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549373900435>.
- C. E. BRENNEN : *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995.
- M. BUCCI : *Experimental and Computational Analysis of Steam Condensation Phenomena for the Thermal-Hydraulics Analysis of LWRs Containments*. Thèse de doctorat, Université de Pisa, 2009.
- J. BUSSAC et P. REUSS : *Traité de neutronique*. Hermann, Paris, 1985. ISBN 2-7056-6011-9.
- H. B. CALLEN : *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*. Wiley, 2^{nde} édition, 1985.
- D. CARAGHIAUR, N. MARIE, F. BERTRAND et P. KUDINOV : Simplified models dedicated to vapour explosion for ASTRID pre-conceptual design. *The 13th International Conference on Multiphase Flow in Industrial Plants, MFIP13*, Genova, Italie, Septembre 17-19 2014.
- P. CHELLAPANDI, S. C. CHETAL et B. RAJ : Structural integrity assessment of reactor assembly components of a pool-type sodium fast reactor in a core disruptive accident-I: Development of computer code and validations. *Nuclear Technology*, 172(1):1–15, 2010a.
- P. CHELLAPANDI, S. C. CHETAL et B. RAJ : Structural integrity assessment of reactor assembly components of a pool-type sodium fast reactor in a core disruptive accident-II: Analysis for a 500-MW(electric) prototype fast breeder reactor. *Nuclear Technology*, 172(1):16–28, 2010b.
- P. CHELLAPANDI, G. S. SRINIVASAN et S. C. CHETAL : Primary containment capacity of Prototype Fast Breeder Reactor against core disruptive accident loadings. *Nuclear Engineering and Design*, 256:178–187, 2013. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549312006085>.
- D. H. CHO et M. EPSTEIN : Work Potential from a Mechanical Disassembly of the Voided FFTF Core. *Technical report ANL-74-17*, Argonne National Laboratory, 1974.
- D. H. CHO, R. IRVINS et R. WRIGHT : A rate-limited model of molten-fuel/coolant interactions: model development and preliminary calculations. *Technical report ANL-79-19*, Argonne Na-

- tional Laboratory, 1972.
- M. L. CORRADINI : Heat transfer and fluid flow aspects of fuel-coolant interactions. *Report Number COO-2781-12TR*, MIT, Sep 1978.
- M. COSTE-DELCLAUX, C. DIOP, A. NICOLAS et B. BONIN : *Neutronique*. E-den, Une monographie de la Direction de l'Énergie Nucléaire. CEA Saclay ; Groupe Moniteur, juin 2013. URL <https://hal-cea.archives-ouvertes.fr/cea-01152822>.
- P LE COZ, J.-F SAUVAGE et J.-P SERPANTIE : Sodium-cooled fast reactors: the ASTRID plant project. *The 2011 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP'11*, Nice, France, 2-5 mai, 2011.
- P CURIE : *Œuvres*. Société Française de Physique, Paris, 1908.
- J-M. DELHAYE : *Thermohydraulique des réacteurs*. EDP Science, 2008.
- N. DEVICTOR, A. BASSI, P SAIGNES et F. BERTRAND : *État de l'art sur les études probabilistes de sûreté (EPS)*. Rapport CEA-R-6188. CEA Saclay, Gif-Sur-Yvette, France, 2008.
- J.-B. DROIN : *Modélisation d'un transitoire de perte de débit primaire non protégé dans un RNR-Na*. Thèse de doctorat, Université Grenoble-Alpes, 2016.
- J.-B. DROIN, N. MARIE, A. BACHRATA, F. BERTRAND, E. MERLE et J.-M. SEILER : Physical tool for Unprotected Loss Of Flow transient simulations in a Sodium Fast Reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 106:195–210, 2017. ISSN 0306-4549. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454916311549>.
- J.-B. DROIN, N. MARIE, F. BERTRAND et E. MERLE-LUCOTTE : Physico-probabilistic modelling of the primary phase of an Unprotected Loss Of Flow. *The 16th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-16*, Chicago, USA, 30 août - 4 septembre 2015.
- C. ECKART : The thermodynamics of irreversible processes. I. The simple fluid. *Physical Review*, 58(3):267, 1940a.
- C. ECKART : The thermodynamics of irreversible processes. II. Fluid mixtures. *Physical Review*, 58(3):269, 1940b.
- C. ECKART : The thermodynamics of irreversible processes. III. Relativistic theory of the simple fluid. *Physical review*, 58(10):919, 1940c.
- EFR : *Non Site Specific Safety Report*, chapitre 6.2 : Risk Minimization. Framatome/Novatome. 1999.
- M. EPSTEIN, H. K. FAUSKE, S. KUBO, T. NAKAMURA et K. KOYAMA : Liquid entrainment by an expanding core disruptive accident bubble – a Kelvin-Helmholtz phenomenon. *Nuclear Engineering and Design*, 210:53–77, 2001.
- M. G. FAETH : Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, pages 1345–1352, 1990.
- D. FARGUE, P GOBLET et Ph. JAMET : Étude, sous l'angle thermodynamique, des processus de transfert potentiels non dominants des radionucléides dans la géosphère. Rapport technique, Commission des Communautés Européennes, 1990.
- M. FERMIGIER, L. LIMAT, J. E. WESFREID, P. BOUDINET et C. QUILLIET : Two-dimensional patterns in Rayleigh-Taylor instability of a thin layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 236:349–383, 1992.
- M. FLAD, F. GABRIELLI, S. GIANFELICI, R. LI, W. MASCHKE, C. BOCCACCINI MATZERATH, B. VEZZONI

- et A. RINEISKI : Quantitative evaluation of the post disassembly energetics of a hypothetical core disruptive accident in a sodium cooled fast reactor. *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development, FR17*, Yekaterinburg, Russie, 26-29 juin, 2017.
- P GAUTHÉ et P SCIORA : Sensitivity studies of SFR unprotected transients with global neutronic feedback coefficient. *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development, FR17*, Yekaterinburg, Russie, 26-29 juin, 2017.
- G. GEFFRAYE, O. ANTONI, M. FARVACQUE, D. KADRI, G. LAVIALLE, B. RAMEAU et A. RUBY : CA-THARE 2 V2.5_2: A single version for various applications. *Nuclear Engineering and Design*, 241(11):4456–4463, 2011. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549310006072>. 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13).
- J. W. GIBBS : Graphical methods in the thermodynamics of fluids. *Transactions of the Connecticut Academy*, avril-mai 1873.
- J. W. GIBBS : *The Scientific Papers of J. Willard Gibbs, PhD, LL.D.* Cambridge University Press, 2005. ISBN 9781139443173.
- GIF : *A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems*. GIF-002-00. US DOE and Generation IV International Forum, 2002. URL https://www.gen-4.org/gif/jcms/c_42188/publications.
- M. GRMELA, G. LEBON et D. LHUILLIER : A Comparative Study of the Coupling of Flow with Non-Fickian Thermodiffusion. Part II: GENERIC. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, (1):23–50, 2003.
- M. GRMELA et H. C. ÖTTINGER : Dynamics and thermodynamics of complex fluids. I. Development of a general formalism. *Phys. Rev. E*, 56:6620–6632, Dec 1997. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.56.6620>.
- S. R. DE GROOT : *Thermodynamics of irreversible processes*. North-Holland Amsterdam, 1951.
- S. R. DE GROOT et P. MAZUR : *Non Equilibrium Thermodynamics*. Dover Books on Physics, 1984.
- J. GUIDEZ et B. BONIN : *Réacteurs nucléaires à caloporteur sodium*. E-den, Une monographie de la Direction de l'Énergie Nucléaire. CEA Saclay; Groupe Moniteur, juin 2014. URL <https://hal-cea.archives-ouvertes.fr/cea-01152795>.
- A. HALL : Outline of a new thermodynamics model of energetic fuel-coolant interactions. *Nuclear Engineering and Design*, pages 407–415, 1988.
- K. HERBRETEAU, N. MARIE, F. BERTRAND, J.-M. SEILER et P. R. RUBIOLO : Analytical modelling of an unprotected transient overpower in sodium-cooled fast reactors. *The Nuclear Materials Conference, NuMat2016*, Montpellier, France, 7-10 novembre, 2016.
- K. HERBRETEAU, N. MARIE, F. BERTRAND, J.-M. SEILER et P. R. RUBIOLO : Fast-running tool dedicated to power excursion simulations in sodium-cooled fast reactor. *The 17th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-17*, Xi'an, Chine, 3-8 septembre 2017.
- IAEA : *Fundamental Safety Principles: Safety Fundamentals*. Safety Standards Series No. SF-1. International Atomic Energy Agency, Vienne, Autriche, 2006. ISBN 92-0-110706-4. URL <https://www.iaea.org/publications>.
- IAEA : *Thermophysical Properties of Materials For Nuclear Engineering: A Tutorial and Col-*

- lection of Data*. International Atomic Energy Agency, Vienne, Autriche, 2008. ISBN 978-92-0-106508-7.
- IAEA : *Status of Fast Reactor Research and Technological Development*. IAEA-TECDOC-1691. International Atomic Energy Agency, Vienne, Autriche, 2012. ISBN 978-92-0-130610-4. URL <https://www.iaea.org/publications>.
- C. INTROÏNI : *Interaction entre un fluide à haute température et un béton : contribution à la modélisation des échanges de masse et de chaleur*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2010.
- IRSN : *Accidents graves des réacteurs à eau de production d'électricité*. IRSN-2008/98-FR. Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, France, 2008. URL <http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/publications-documentation>.
- IRSN : *Méthodologie appliquée par l'IRSN pour l'estimation des coûts d'accidents nucléaire en France*. Rapport PRP-CRI/SESUC/2013-00261. Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, France, 2013.
- M. ISHII et T. HIBIKI : *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer-Verlag New York, 2011. ISBN 978-1-4419-7984-1.
- J. W. JACOBS et I. CATTON : Three-dimensional Rayleigh-Taylor instability Part 1. Weakly non-linear theory. *Journal of fluid mechanics*, 187:329–352, 1988.
- D. JOU, J. CASAS-VÁZQUEZ et G. LEBON : *Extended Irreversible Thermodynamics*. Springer Berlin Heidelberg, 1996.
- Y. KANI et K. AIZAWA : Application of Probabilistic Safety Assessment. *Symposium on the Core Disruptive Accidents of Fast Breeder Reactors*, Tokyo, Japon, 27-28 juillet 1990.
- S. KJELSTRUP, D. BEDEAUX, E. JOHANNESSEN et J. GROSS : *Non-Equilibrium Thermodynamics for Engineers*. World Scientific Publishing Co Inc, 2010. ISBN 978-981-4322-15-7.
- N. I. KOLEV : *Multiphase Flow Dynamics 2. Mechanical Interactions*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- S. KONDO, Y. TOBITA, K. MORITA et N. SHIRAKAWA : SIMMER-III: An advanced computer program for LMFBR severe accident analysis. *ANP'92: International Conference on Design and Safety of Advanced Nuclear Power Plants*, Tokyo, Japon, 25-29 octobre, 1992.
- H. M. KOTTOWSKI et C. SAVATTERI : Fundamentals of liquid metal boiling thermohydraulics. *Nuclear Engineering and Design*, 82(2):281–304, 1984. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549384902164>.
- D. A. LABUNTZOV, B. A. LOLCHUGIN, V. S. GOLOVIN, Z. A. ZAKHAROVA et L. N. VLADIMIROVA : High speed camera investigation of bubble growth for saturated water boiling in a wide range of pressure variations. *Thermophysics of High Temperature*, 2:446–453, 1964.
- L. D. LANDAU et E. M. LIFSHITZ : *Fluid Mechanics*. Course of Theoretical Physics. Pergamon Press, 1987. ISBN 9780080339337.
- G. LEBON, M. GRMELA et D. LHUILLIER : A Comparative Study of the Coupling of Flow with Non-Fickian Thermodiffusion. Part I: Extended Irreversible Thermodynamics. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, (1):1–22, 2003.
- M. LEDINEGG : Instability of flow during natural and forced circulation. *Die Wärme*, 61(8):891–898, 1938.
- K. LEE et D. J. RILEY : The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam. *Journal of*

- Heat Transfer*, novembre 1966.
- J. C. LEFÈVRE, C. H. MITCHELL et G. HUBERT : European fast reactor design. *Nuclear Engineering and Design*, 162(2):133–143, 1996. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549395011412>.
- L. LEIBOWITZ, M. G. CHASANOV et R. BLOMQUIST : Speed of sound in liquid sodium to 1000 °C. *Journal of Applied Physics*, 42(5):2135–2137, 1971.
- W. S. LEVINE : *The control handbook*. CRC press, 1996. ISBN 0-8493-8570-9.
- D. J. LEWIS : The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. II. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 202(1068):81–96, 1950. ISSN 0080-4630. URL <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/202/1068/81>.
- D. LHUILLIER : Internal variables and the non-equilibrium thermodynamics of colloidal suspensions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 96(1):19–30, 2001. ISSN 0377-0257. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0377025700001397>.
- D. LHUILLIER, M. GRMELA et G. LEBON : A Comparative Study of the Coupling of Flow with Non-Fickian Thermodiffusion. Part III: Internal Variables. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, (1):51–68, 2003.
- J. LIBMANN : *Éléments de sûreté nucléaire*. Les Éditions de Physique, Les Ulis, France, 1996. ISBN 2-86883-274-1.
- P. LO PINTO, B. CARLUEC et F. GIFFON : *Réacteur ASTRID. Document d'Orientations de Sûreté*. DEN/CAD/DER/CPA AST1 AST NT CPA 0064 Indice 1. CEA, AREVA, EDF SEPTEN, 2011.
- R. W. LOCKHART et R. C. MARTINELLI : Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, 45(1):39–48, 1949.
- LOI n° 2006-686 : Loi n° 2006-686 du 13 juin 2006 relative à la transparence et à la sécurité en matière nucléaire (1). 2006. URL <https://www.legifrance.gouv.fr>.
- A. M. LYAPUNOV : *The general problem of the stability of motion* (en russe). Thèse de doctorat, University of Kharkov, Kharkov Mathematical Society, 1892.
- A. M. LYAPUNOV : The general problem of the stability of motion (*traduit en anglais*). *International Journal of Control*, 55(3):531–534, 1992.
- X. MANCHON, F. BERTRAND, N. MARIE, M. LANCE et D. SCHMITT : Vaporization and expansion of molten fuel in a Sodium Fast Reactor: a combined Non-Equilibrium Thermodynamics and Dimensional Analysis methodology. *The 9th International Conference on Multiphase Flow, ICMF-2016*, Florence, Italie, 22-27 mai 2016.
- X. MANCHON, F. BERTRAND, N. MARIE, M. LANCE et D. SCHMITT : Modeling and analysis of molten fuel vaporization and expansion for a sodium fast reactor severe accident. *Nuclear Engineering and Design*, 322:522–535, 2017. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549317303424>.
- J. F. MARCHATERRE : Overview of core disruptive accidents. *Nuclear Engineering and Design*, 42(1):11–17, 1977. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549377900577>.
- S. MARGUET : *La physique des réacteurs nucléaires*. Tec & Doc, Lavoisier, Paris, 2011. ISBN 978-2-7430-1105-5.
- N. MARIE, A. BACHRATA, J.-M. SEILER, F. BARJOT, A. MARREL, S. GOSSÉ et F. BERTRAND : A physical

- tool for severe accident mitigation studies. *Nuclear Engineering and Design*, 309:224–235, 2016. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549316303144>.
- N. MARIE, A. MARREL, J.-M. SEILER, N. PÉROT et F. BERTRAND : Analytical assessment of a total instantaneous blockage of a fuel sub-assembly (TIB) in a sodium fast reactor and its uncertainty analysis. *The 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-15*, Pise, Italie, 12-16 Mai 2013.
- A. MARREL, N. MARIE et M. DE LOZZO : Advanced surrogate model and sensitivity analysis methods for sodium fast reactor accident assessment. *Reliability Engineering and System Safety*, 138:232–241, 2015. ISSN 0951-8320. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0951832015000290>.
- J. S. MAULBETSCH et P. GRIFFITH : *A study of system-induced instabilities in forced-convection flows with subcooled boiling*. Technical Report No. 5382-35. Massachusetts Institute of Technology, Department of Mechanical Engineering, Cambridge, Massachusetts, USA, 1965.
- J. MEIXNER : Zur Thermodynamik der irreversiblen Prozesse in Gasen mit chemisch reagierenden, dissoziierenden und anregbaren Komponenten. *Annalen der Physik*, 435(4):244–270, 1943.
- K. MORITA et E. A. FISCHER : Thermodynamic properties and equations of state for fast reactor safety analysis: Part I: Analytic equation-of-state model. *Nuclear Engineering and Design*, 183(3):177–191, 1998. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549398001757>.
- K. MORITA, E. A. FISCHER et K. THURNAY : Thermodynamic properties and equations of state for fast reactor safety analysis: Part II: Properties of fast reactor materials. *Nuclear Engineering and Design*, 183(3):193–211, 1998. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549398001769>.
- K. MORITA, Y. TOBITA, S. KONDO et E. A. FISCHER : *SIMMER-III analytic thermophysical property model*. JNC-TN-9400-2000-004. Japan Nuclear Cycle Development Institute, Oarai, Ibaraki, Japon, 1999. URL http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/31/062/31062639.pdf.
- NEA : *Nuclear Energy Data – Données sur l'énergie nucléaire*. OECD. Nuclear Energy Agency, 2016. URL <http://www.oecd-nea.org/ndd/bb-pub.html>.
- E. A. NICHOLS : Transport phenomena in nuclear fuels under severe temperature gradients. *Journal of Nuclear Materials*, 84(1):1–25, 1979. ISSN 0022-3115. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022311579901478>.
- N. NONAKA, O. MIYAKE et S. KONDO : Characterization of LMFBR severe accident progression. *ANP'92 : International Conference on design and safety of Advanced Nuclear power Plants*, Tokyo, Japon, 25-29 octobre 1992.
- N. NONAKA et I. SATO : Improvement of evaluation method for initiating-phase energetics based on cabri-1 in-pile experiments. *Nuclear Technology*, 98(1):54–69, 1992.
- J. P. O'CONNELL et J. M. HAILE : *Thermodynamics: Fundamentals for Applications*. Cambridge University Press, 2005. ISBN 9781139443173.
- L. ONSAGER : Reciprocal relations in irreversible processes. I. *Physical Review*, 37:405–426, 1931a.
- L. ONSAGER : Reciprocal relations in irreversible processes. II. *Physical Review*, 38:2265–2279,

- 1931b.
- H. C. ÖTTINGER et M. GRMELA : Dynamics and thermodynamics of complex fluids. II. Illustrations of a general formalism. *Phys. Rev. E*, 56:6633–6655, Dec 1997. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.56.6633>.
- J. PEREZ, N. ALPY, D. JUHEL et D. BESTION : CATHARE 2 simulations of steady state air/water tests performed in a 1:1 scale SFR sub-assembly mock-up. *Annals of Nuclear Energy*, 83: 283–297, 2015. ISSN 0306-4549. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454915002169>.
- S. PETRESCU : Comments on "The optimal spacing of parallel plates cooled by forced convection". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37:1238, 1994.
- M. PILCH et C. A. ERDMAN : Use of the breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6):741–757, 1987.
- M. PILCH, C. A. ERDMAN et A. B. REYNOLDS : *Acceleration induced fragmentation of liquid drops*. NUREG/CR-2247. Department of Nucl. Eng., University of Virginia, Charlottesville, août 1981.
- G. A. PINHASI, A. ULLMANN et A. DAYAN : Modeling of flashing two-phase flow. *Reviews in Chemical Engineering*, 21(3-4):133–264, 2005.
- G. A. PINHASI, A. ULLMANN et A. DAYAN : 1D plane numerical model for boiling liquid expanding vapor explosion (BLEVE). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(23):4780–4795, 2007.
- M. PLANCK : On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der Physik*, 4:553 ff, 1901.
- I. PRIGOGINE : *Étude thermodynamique des phénomènes irréversibles*. Thèse de doctorat, Université libre de Bruxelles, 1947.
- I. PRIGOGINE : *Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles*. Dunod, 1968.
- A. QUARTERONI, R. SACCO et F. SALERI : *Méthodes numériques pour le calcul scientifique*. Springer-Verlag, 2000. ISBN 2-287-59701-8.
- B. RAMEAU : Out of pile contribution to the study of sodium boiling under forced and mixed convection in a cluster geometry – GR19 I experimental results and analysis. *10th Liquid Metal Boiling Working Group Karlsruhe*, Allemagne, 27-29 octobre 1982.
- B. RAMEAU : *CFNa - GR19I. Résultats d'essais et interprétation de la deuxième campagne d'essais (novembre-décembre 1981, mars 1982)*. Note technique CEA TT/STML/82. CEA Grenoble, janvier 1983.
- Lord RAYLEIGH : On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philos.mag*, 34:94–98, 1917.
- P REUSS : *Lépopée de l'énergie nucléaire : une histoire scientifique et industrielle*. EDP Sciences, Les Ulis, 2012. ISBN 978-2-86883-880-3.
- A. B. REYNOLDS et G. BERTHOUD : Analysis of Excobulle two-phase expansion tests. *Nuclear Engineering and Design*, 67(1):83–100, 1981. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549381901576>.
- B. RISSE : *Continuous crystallization of ultra-fine energetic particles by the Flash-Evaporation Process*. Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2012.

- M.-F. ROBBE et F. CASADEI : Comparison of various models for the simulation of a Core Disruptive Accident in the MARA 10 mock-up. *Nuclear Engineering and Design*, 232(3):301–326, 2004. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549304001839>.
- L. C. RUSPINI, C. P. MARCEL et A. CLAUSSE : Two-phase flow instabilities: A review. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71:521–548, 2014. ISSN 0017-9310. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931013010922>.
- J.-F. SACADURA : *Initiation aux transferts thermiques*. Lavoisier Tec & Doc, 1993.
- M. SAEZ, D. HAUBENSACK, N. ALPY, A. GERBER et F. DAID : The use of gas based energy conversion cycles for Sodium Fast Reactors. *The 2008 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP'08*, Anaheim, California, USA, 8-12 juin, 2008.
- M. SAEZ, J.-C. ROBIN, B. RIOU, A. VILLEDIEU, D. DEPREST et G. PRELE : Status of ASTRID nuclear island pre-conceptual design. *Proceeding of FR13*, Paper 12173, Paris, France, 4-7 mars 2013.
- M. SAWADA, H. ARIKAWA et N. MIZOO : Experiment and analysis on natural convection characteristics in the experimental fast reactor JOYO. *Nuclear Engineering and Design*, 120(2):341–347, 1990. ISSN 0029-5493. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002954939090385B>.
- F. SCHMITT : *Contribution expérimentale et théorique à l'étude d'un type particulier d'écoulement transitoire de sodium en ébullition : la redistribution de débit*. Thèse de doctorat, Université scientifique et médicale de Grenoble, 1974.
- K. SCHNEIDER : Adaptive modeling: an intuitive approach for the application of irreversible thermodynamics to multiphase flow simulation. *Nuclear Engineering and Design*, 235:2514–2526, 2005.
- P. SCIORA, D. BLANCHET, L. BUIRON, B. FONTAINE, M. VANIER, F. VARAINE, C. VENARD, S. MASSARA, A.-C. SCHOLER et D. VERRIER : Low void effect core design applied on 2400 MWth SFR reactor. *The 2011 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP'11*, Nice, France, 2-5 Mai, 2011.
- P. SCIORA, L. BUIRON, D. GIBIAT, J.-C. KLEIN, D. PLISSON-RIEUNIER, S. POUMEROUPLY, M.-S. CHENAUD et S. MASSARA : *Interface ERANOS-CATHARE : Description des méthodes et des données de calcul des contre-réactions*. NT SPRC/LEDC/09-406. Note technique CEA, 2009.
- J.-M. SEILER, D. JUHEL et Ph. DUFOUR : Sodium boiling stabilisation in a fast breeder subassembly during an unprotected loss of flow accident. *Nuclear Engineering and Design*, 240(10):3329–3335, 2010.
- D. H. SHARP : An overview of Rayleigh-Taylor Instability. *Physica 12D*, pages 3–18, 1984.
- N. STAUFF : *Étude conceptuelle d'un cœur de quatrième génération, refroidi au sodium, à combustible de type carbure*. Thèse de doctorat, Université d'Orsay, Paris XI, 2011.
- G. TAYLOR : The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 201(1065):192–196, 1950. ISSN 0080-4630. URL <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/201/1065/192>.
- A. M. TENTNER, E. PARMA, T. WEI et R. WIGELAND : *Evaluation of Design Measures for Severe Accident Prevention and Consequence Mitigation*. ANL-GENIV-128. ANL : Chicago, USA, mars 2010.

Références

- W. THOMSON : Account of researches in thermo-electricity. *Proceedings of the Royal Society of London*, 7:49–58, 1854.
- M. VANIER, P. BERGEONNEAU, J. C. GAUTHIER, M. JACOB, J. DE ANTONI, E. GESI, P. PEERANI et J. P. ADAM : Superphénix Reactivity and Feedback Coefficients. *Nuclear Science and Engineering*, pages 30–36, 1990.
- E. VILLERMAUX : Fragmentation. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 39:419–446, 2007.
- W. WAGNER et A. PRUSS : The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *Journal of physical and chemical reference data*, 31(2):387–535, 2002.
- G. B. WALLIS : *One-dimensional two-phase flow*. McGraw-Hill, 1969. ISBN 978-0070679429.
- C. A. WARD et G. FANG : Expression for predicting liquid evaporation flux : Statistical rate theory approach. *Physical Review E*, 59:429–440, janvier 1999. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.59.429>.
- L.C. WOODS : *The thermodynamics of fluid systems*. Oxford University Press, 1975.
- H. YAMANO, I. SATO et Y. TOBITA : Development of technical basis in the initiating and transition phases of unprotected events for Level-2 PSA methodology in sodium-cooled fast reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 249:212–227, 2012. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549311006741>.
- N. ZUBER : *Hydrodynamics aspects of boiling heat transfer*. Thèse de doctorat, University of California, Los Angeles, 1959.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016,

Vu la demande du directeur de thèse

Monsieur M. LANCE

et les rapports de

Mme E. MERLE

Professeure - Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmotologie
53 avenue des Martyrs - 38000 Grenoble

et de

Mme C. COLIN

Professeure - IMFT - allée du professeur Camille Soula - 31400 Toulouse

Monsieur MANCHON Xavier, Jean-Marc

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 9 novembre 2017

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes



Résumé

Contribution à la prédiction du déroulement de scénarios d'accidents graves dans un RNR-Na

La démarche de conception et de sûreté du réacteur ASTRID, démonstrateur de Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium, implique la modélisation de scénarios d'accidents graves qui font intervenir une fusion du cœur du réacteur. L'objectif de la thèse, en soutien à cette modélisation, est de contribuer à l'identification des processus susceptibles de faire bifurquer un scénario d'accident grave. Deux phases d'un scénario sont traitées pour cela. Tout d'abord, le début d'une séquence de perte de débit primaire non protégée est analysé à l'aide d'un critère analytique développé pendant la thèse, visant à prédire la bifurcation de la décroissance du débit vers un état stabilisé ou bien vers un état instable, menant à la dégradation du cœur. Ce nouveau critère, qui présente l'intérêt de tenir compte de l'effet de l'évolution de la puissance sur la stabilité du débit, est vérifié à l'aide d'un outil de calcul dédié aux accidents de perte de débit non protégés. Dans un second temps, les processus prépondérants impliqués dans une vaporisation de combustible liquide suivie d'une détente de sa vapeur, consécutives à une excursion de puissance accidentelle, sont identifiés via une analyse dimensionnelle. En reprenant les résultats de cette analyse, un outil de calcul est par la suite développé, dont l'objet est de déterminer l'énergie mécanique transmise à la cuve du réacteur lors de la détente. La question du transfert thermique entre la vapeur de combustible se détendant et le caloporteur est particulièrement étudiée. Cet outil est validé via une comparaison à des résultats expérimentaux et à des résultats de calculs issus d'un autre code. Des études paramétriques permettent enfin de quantifier la variabilité des résultats due au choix de modélisation et aux incertitudes sur les données physiques employées.

Mots clés : SFR, Thermodynamique irréversible, Analyse dimensionnelle, Accident disruptif de cœur, Excursion de débit, Vaporisation de combustible.

Contribution to predicting the progression of SFR severe accidents scenarios

Severe accidents' modeling is required for the design and safety analysis of ASTRID, a Generation IV Sodium-cooled Fast Reactor under development in France. This thesis aims at contributing to identify the driving processes of ASTRID's severe accidents scenarios. First, a stability criterion is developed to analyze the beginning of an unprotected loss of flow accident. This stability criterion assesses whether the decreasing flow is stable or unstable, leading to the core disassembly. This criterion also considers power variations during the loss of flow, which former stability criteria do not take into account. Then, the driving processes of a transient involving a fuel vaporisation followed by its vapor expansion are identified using a dimensional analysis. The simplifications justified by this dimensional analysis are considered further to develop a numerical tool that computes the mechanical energy transmitted to the core vessel in case of fuel vaporisation. The thermal exchange between the expanding fuel vapor and the sodium coolant is especially analyzed. The tool is validated by comparing its results to experimental measures and to another tool's computations. In the end, parametric studies are done in order to assess the tool computations' variability induced by physical uncertainties or modeling options.

Key words : Sodium Fast Reactor, Non-equilibrium Thermodynamics, Dimensional analysis, Core-disruptive accident, Flow excursion, Fuel vaporization.