



- Thèse présentée pour obtenir le grade de
- Docteur de l'Université de Strasbourg

- 
- 
- 
- 
- 
- 

# Thèse

# Thèse

Discipline : Physique des Réacteurs  
par Alexandre FERRER

Modélisation des mécanismes de formation  
sous ébullition locale des dépôts sur les gaines  
de combustible des Réacteurs à Eau sous Pression  
conduisant à des activités volumiques importantes

Soutenue publiquement le 10 septembre 2013 ■

## Membres du jury ■

<b>Dr Philippe DESSAGNE, Directeur de recherches, IPHC Strasbourg</b>	<b>Président du jury</b>
<b>Pr Derek LISTER, Professeur émérite à l'Université New Brunswick, Canada</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Dr Fabrice FRANCOIS, Ingénieur-chercheur CEA, LTDA Grenoble</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Dr Michaël GUILLODO, Responsable de département, AREVA Le Creusot</b>	<b>Examineur</b>
<b>Dr Gilles RANCHOUX, Responsable de projet, EDF SEPTEN Villeurbanne</b>	<b>Examineur</b>
<b>Pr Benoît GALL, Professeur, IPHC - Université de Strasbourg</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>M. Frédéric DACQUAIT, Ingénieur-chercheur CEA, LMTR Cadarache</b>	<b>Co-encadrant (invité)</b>

# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire de Modélisation des interactions et Transferts en Réacteur (LMTR) du Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives de Cadarache en collaboration avec l'école doctorale de Physique et de Chimie-Physique rattachée à l'Université de Strasbourg. Je remercie tout particulièrement mon encadrant, F. Dacquait, ingénieur-chercheur au CEA, pour sa patience et ses précieux conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail. Je tiens aussi à remercier B. Gall, professeur à l'université de Strasbourg qui a assuré la direction de cette thèse, pour ses conseils et sa disponibilité.

Je remercie également G. Benier, chef du laboratoire, et S. Anthoni, chef du Service de Modélisation des Transferts et Mesures nucléaires, pour m'avoir accueilli et mis à ma disposition tous les moyens nécessaires au bon déroulement de cette thèse.

Je remercie vivement D. Lister, professeur émérite à l'université du New Brunswick (Canada), ainsi que F. François, ingénieur-chercheur au CEA, qui ont accepté de juger ce travail en tant que rapporteurs.

Je remercie EDF SEPTEN et AREVA NP pour leur support à ce travail de thèse.

Je remercie chaleureusement l'ensemble du laboratoire, et particulièrement J. Francescatto (CEA) pour ses précieux conseils en développement, M. Girard (CEA) pour son aide à l'élaboration de l'essai CIRENE ainsi que F. Broutin (CEA) et H. Marteau (CEA) pour leur soutien.



# Résumé

Les composants du circuit primaire des réacteurs nucléaires à eau sous pression (REP) subissent une corrosion généralisée entraînant le relâchement d'espèces solubles dans le fluide primaire (principalement Fe, Ni, Cr, Mn, Co). Sous l'effet de la convection du fluide, ces espèces sont entraînées dans le circuit primaire. Une partie de ces espèces peut précipiter sur les surfaces du combustible et être activée sous l'effet du flux neutronique régnant dans cette région. Ce dépôt de produits de corrosion peut, sous l'effet des forces hydrodynamiques du fluide primaire, être érodé (ou bien dissous si les conditions thermo-chimiques le permettent). Ces espèces activées (principalement du  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$ ), sous l'effet de la convection vont se retrouver disséminées dans l'ensemble du circuit primaire où elles pourront se redéposer (ou bien précipiter) sur les différents composants et ainsi contaminer l'ensemble du circuit primaire. Au cours d'un cycle de fonctionnement normal dans un REP EDF, l'activité du fluide dans le circuit primaire est relativement constante (généralement de l'ordre de  $10\text{-}20 \text{ MBq.m}^{-3}$  en  $^{58}\text{Co}$ ). Cependant, lors de certains cycles de fonctionnement (en fonction de la gestion de combustible), notamment on observe des montées d'activités volumiques importantes en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{51}\text{Cr}$  pouvant atteindre une centaine de fois celles observées habituellement. Ces montées d'activités volumiques sont dues à l'établissement dans les régions les plus "chaudes" des assemblages de combustible d'un régime d'ébullition nucléée. L'ébullition peut dans certains cas multiplier par un facteur 10 à 100 l'épaisseur de dépôt formé sur le combustible conduisant ainsi à un transfert de masse plus important sous forme particulaire entre le dépôt et le fluide primaire du fait de l'érosion.

Une modélisation des mécanismes de transfert de masse entre le fluide primaire et le dépôt sur ces régions "chaudes" du combustible en régime d'ébullition nucléée et les impacts sur la contamination du circuit primaire sont décrits dans ce mémoire. L'ébullition à la surface du dépôt ou bien dans le dépôt lui-même provoque un enrichissement à la paroi en espèces ioniques pouvant entraîner une précipitation plus importante ou bien modifier le comportement d'une espèce d'un régime de dissolution à un régime de précipitation ; le dépôt de particules turbulent et inertiel est lui aussi favorisé. La vaporisation du fluide à la paroi ainsi que la formation des bulles elles-mêmes entraînent aussi un dépôt et une précipitation plus importants. La prise en compte de ces mécanismes de transfert de masse dans le code OSCAR (Outil de Simulation de la Contamination en Réacteur), développé au sein du Laboratoire de Modélisation des interactions et Transferts en Réacteur au CEA, conduit à une bonne reproduction des résultats expérimentaux issus du retour d'expérience des centrales françaises tant au niveau des dépôts formés dans les régions avec ébullition que des activités volumiques.

## Mots-clefs

Réacteur à eau pressurisée, activités volumiques, contamination, produits de corrosion, ébullition, dépôt, thermohydraulique.

# Modelling of crud growth mechanisms under local boiling conditions in pressurized water reactors fuel clads leading to important volumes activities

## Abstract

The Pressurized Water Reactors (PWRs) primary circuit materials are subject to general corrosion leading to soluble metallic element (mainly Fe, Ni, Cr, Mn, Co) transfer and subsequent ion precipitation processes on the primary circuit surfaces. When deposited on fuel rods, these species are activated by neutron flux. Thus, crud erosion and dissolution processes induce to primary coolant activity.

During a normal operating cycle in a EDF PWR, the volume activity in the coolant is relatively stable (usually about 10-20  $MBq.m^{-3}$  in  $^{58}Co$ ). In some cycles (depending on fuel management), significant increases in  $^{58}Co$  and  $^{51}Cr$  volume activities are observed (10 to 100 times the ordinary volume activities). These increases of volume activities are due to local sub-cooled nucleate boiling on the "hot" parts of fuel assemblies.

As presented in this thesis, boiling at the top of some fuel assemblies may lead to much higher amount of metallic elements than usual (some micrometers). Indeed, boiling that can locally occurs under PWR conditions concentrates species and to increase significantly the quantity of deposited and precipitated material. Erosion flux is higher in these regions due to thicker crud thickness, involving a greater mass transfer of activated isotopes to the primary coolant.

The OSCAR calculation code, developed by the "Laboratoire de Modélisation des interactions et Transferts en Réacteur" in CEA, with these new mass transfer models can now well estimate the amount of deposit and the volume activities in the primary coolant in case of boiling in accordance with french PWR measurements.

## Keywords

Pressurized water reactor, volume activities, contamination, corrosion products, boiling, deposit, thermal-hydraulics

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Problématique de la contamination en réacteur . . . . .	13
1.1.1	Etapes de la contamination dans les REP . . . . .	13
1.1.2	Interfaces mises en jeu . . . . .	15
1.1.3	Cas particulier de l'ébullition locale sur certains assemblages com- bustible . . . . .	17
1.1.4	Enrichissement à la paroi . . . . .	21
1.1.5	Dépôt sous ébullition . . . . .	22
1.1.6	Erosion . . . . .	23
1.2	Présentation du code OSCAR . . . . .	24
1.3	Présentation du dispositif expérimental : <i>la boucle</i> <i>CIRENE</i> . . . . .	26
1.4	Enjeux industriels . . . . .	27
1.5	Conclusion partielle . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Etude bibliographique</b>	<b>29</b>
2.1	Modélisation du dépôt . . . . .	29
2.1.1	Principaux modèles de dépôt . . . . .	31
2.1.1.1	Modèle de Macbeth et al. . . . .	31
2.1.1.2	Modèle de Cohen . . . . .	34
2.1.1.3	Modèle de Pan et al. . . . .	38
2.1.1.4	Modèle de Jones . . . . .	40
2.1.1.5	Modèle de Henshaw et al. . . . .	42
2.1.1.6	Conclusion partielle sur la modélisation du dépôt . . . . .	44
2.1.2	Résultats expérimentaux sur le dépôt . . . . .	44
2.1.2.1	Données expérimentales sur le dépôt . . . . .	44
2.1.2.2	Transfert thermique dans le dépôt . . . . .	51
2.1.3	Conclusion partielle sur la modélisation du dépôt . . . . .	53
2.2	Modélisation de l'enrichissement . . . . .	53
2.2.1	Principaux modèles . . . . .	53
2.2.1.1	Modèle de Billot . . . . .	53
2.2.1.2	Modèle de March/Peybernès . . . . .	55
2.2.1.3	Modèle de Frattini (enrichissement dans le dépôt) . . . . .	60
2.2.1.4	Conclusion partielle . . . . .	60
2.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	61
2.2.2.1	Enrichissement à la surface du dépôt . . . . .	61
2.2.2.2	Enrichissement dans le dépôt . . . . .	67
2.2.3	Comparaison des modèles d'enrichissement . . . . .	69
2.2.3.1	Modèle d'enrichissement à la surface . . . . .	69

2.2.3.2	Modèle d'enrichissement dans le dépôt . . . . .	70
2.3	Modélisation du dépôt sous ébullition . . . . .	70
2.3.1	Dépôt des particules dû à la vaporisation à la surface . . . . .	71
2.3.1.1	Modèle de Charlesworth et Mankina . . . . .	71
2.3.1.2	Modèle d'Asakura . . . . .	71
2.3.1.3	Modèle de L'AECL . . . . .	75
2.3.1.4	Modèle de Rassokhim . . . . .	75
2.3.2	Dépôt des particules piégées à la surface des bulles . . . . .	75
2.3.2.1	Modèle de Lister . . . . .	77
2.3.2.2	Modèle de Basset et al. . . . .	77
2.3.3	Données expérimentales sur le dépôt sous ébullition . . . . .	77
2.3.3.1	Résultats d'Asakura . . . . .	77
2.3.3.2	Résultats de Khumsa-Ang . . . . .	79
2.3.4	Conclusion partielle sur les mécanismes de dépôt sous ébullition . . . . .	80
2.4	Modélisation de l'érosion . . . . .	81
2.4.1	Mécanismes d'érosion en régime monophasique . . . . .	81
2.4.1.1	Modèle de Cleaver et Yates . . . . .	81
2.4.1.2	Modèle de Taborek et al. . . . .	82
2.4.1.3	Modèle de Beal . . . . .	82
2.4.1.4	Modèle du code GENEPI (CEA) . . . . .	83
2.4.2	Mécanismes d'érosion en régime diphasique . . . . .	84
2.4.2.1	Modèle de Lister et Cussac . . . . .	84
2.4.3	Données expérimentales sur l'érosion en régime monophasique . . . . .	84
2.4.3.1	Résultats de Cleaver et Yates . . . . .	84
2.4.3.2	Résultats de Beal . . . . .	85
2.4.3.3	Résultats de Cohen et al. . . . .	86
2.4.4	Données expérimentales sur l'érosion en régime diphasique . . . . .	87
2.4.4.1	Résultat de Lister et Cussac . . . . .	87
2.4.5	Conclusion partielle sur les modèles d'érosion . . . . .	88
2.4.5.1	Impact de la chimie sur la formation de dépôt sous ébullition . . . . .	89
2.5	Conclusion . . . . .	89
<b>3</b>	<b>Modélisation des mécanismes de dépôt</b> . . . . .	<b>91</b>
3.1	Modélisation du transfert de contamination dans le code OSCAR . . . . .	91
3.1.1	Les régions . . . . .	91
3.1.2	Les milieux . . . . .	91
3.1.3	Mécanismes pris en compte dans le code OSCAR . . . . .	92
3.1.3.1	Mécanisme de dépôt des particules . . . . .	93
3.1.3.2	Mécanisme de précipitation sur le dépôt . . . . .	98
3.1.3.3	Mécanisme d'érosion . . . . .	98
3.2	Adaptation du code OSCAR au calcul diphasique . . . . .	98
3.2.1	Généralités sur les écoulements monophasique et diphasique . . . . .	98
3.2.2	Paramètres nécessaires au calcul diphasique dans le code OSCAR . . . . .	101
3.2.2.1	Température de paroi et de fluide . . . . .	102
3.2.2.2	Température d'interface oxyde/dépôt . . . . .	103
3.2.2.3	Titre massique . . . . .	104
3.2.2.4	Taux de vide moyen . . . . .	105
3.2.2.5	Taux de vide local . . . . .	106
3.2.2.6	Taux de vide au détachement . . . . .	106

3.2.2.7	Débit de vaporisation . . . . .	106
3.2.2.8	Expression du diamètre des bulles en fonction du temps . .	109
3.2.2.9	Expression de l'épaisseur de la sous-couche de fluide sous les bulles . . . . .	110
3.3	Modélisation des mécanismes de formation de dépôt sous ébullition dans le code OSCAR . . . . .	111
3.3.1	Modélisation du dépôt . . . . .	111
3.3.1.1	Structure du dépôt . . . . .	111
3.3.1.2	Phénoménologie adoptée pour la croissance du dépôt . . .	113
3.3.2	Modélisation de la précipitation due à l'ébullition à la paroi . . . .	114
3.3.2.1	Détermination du facteur d'enrichissement dans le cas d'un dépôt de faibles épaisseur ( <i>Cas 1</i> ) . . . . .	115
3.3.2.2	Détermination du facteur d'enrichissement dans le cas d'un dépôt de forte épaisseur ( <i>Cas 2</i> ) . . . . .	116
3.3.2.3	Expression complète du facteur d'enrichissement . . . . .	117
3.3.2.4	Etude du facteur d'enrichissement . . . . .	117
3.3.3	Modélisation du mécanisme de dépôt par vaporisation . . . . .	118
3.3.3.1	Expression du mécanisme . . . . .	118
3.3.3.2	Expression de la constante $K_{vap}$ . . . . .	119
3.3.3.3	Expression du débit de vaporisation . . . . .	122
3.3.3.4	Expression de la concentration . . . . .	122
3.3.3.5	Etude paramétrique de la constante $K_{vap}$ . . . . .	122
3.3.4	Modélisation du mécanisme de dépôt par piégeage des particules à l'interface liquide/vapeur (sur les bulles) . . . . .	124
3.3.4.1	Expression du volume des particules piégées sur la bulle . .	125
3.3.4.2	Etude paramétrique . . . . .	126
3.3.5	Modélisation de l'érosion . . . . .	127
3.3.5.1	Régime monophasique . . . . .	127
3.3.5.2	Régime diphasique . . . . .	128
3.3.5.3	Impact sur la répartition des tailles de particules dans le fluide . . . . .	128
3.3.5.4	Etude paramétrique . . . . .	129
3.4	Conclusion partielle . . . . .	131
<b>4</b>	<b>Validation de la modélisation</b>	<b>133</b>
4.1	Validation par mécanisme . . . . .	133
4.1.1	Validation du modèle de dépôt de particules par ébullition . . . . .	133
4.1.1.1	Validation en conditions atmosphériques . . . . .	134
4.1.1.2	Validation en conditions secondaires . . . . .	135
4.1.1.3	Validation en conditions primaires . . . . .	136
4.1.2	Validation de la partie ionique du modèle de dépôt par ébullition . .	137
4.1.2.1	Validation en conditions REP primaires . . . . .	138
4.2	Etude comparative des différents flux de transfert de masse . . . . .	142
4.2.1	Etude des flux de transfert de masse monophasique . . . . .	142
4.2.1.1	Définition du jeu de données pour la comparaison des flux de transfert de masse en régime monophasique liquide . . .	142
4.2.1.2	Comparaison des flux de transfert de masse en régime mo- nophasique . . . . .	144
4.2.2	Etude des flux en régime diphasique . . . . .	146



4.2.2.1	Définition du jeu de données pour la comparaison des flux de transfert de masse en régime diphasique . . . . .	146
4.2.2.2	Résultats préliminaires . . . . .	147
4.2.2.3	Etude de l'importance relative de chacun des flux . . . . .	148
4.2.2.4	Etude des flux de dépôt . . . . .	149
4.2.2.5	Etude des flux de précipitation/dissolution . . . . .	152
4.2.2.6	Etude du flux d'érosion . . . . .	155
4.2.3	Conclusion partielle sur les flux de matière . . . . .	156
4.3	Validation globale de la modélisation . . . . .	156
4.3.1	Données issues du retour d'expérience du parc nucléaire français . .	157
4.3.2	Définition du jeu de données pour l'étude de validation . . . . .	161
4.3.3	Etude des épaisseurs de dépôt . . . . .	162
4.3.4	Etude des activités volumiques dans le fluide primaire . . . . .	164
4.3.5	Etude de la contamination des surfaces du circuit primaire . . . . .	165
4.3.6	Conclusion partielle . . . . .	167
4.4	Etude de l'influence des paramètres de la modélisation . . . . .	167
4.4.1	Etude de l'influence de la densité de flux thermique . . . . .	168
4.4.1.1	Etude de l'épaisseur de dépôt . . . . .	168
4.4.1.2	Etude de l'activité volumique dans le fluide primaire . . . . .	169
4.4.1.3	Evolution des paramètres thermohydrauliques . . . . .	171
4.4.2	Etude du mécanisme d'érosion . . . . .	172
4.4.2.1	Etude de l'influence de l'épaisseur limite d'érosion . . . . .	172
4.4.2.2	Etude de l'influence de la constante d'érosion . . . . .	173
4.4.3	Jeu de paramètres proposé . . . . .	174
4.4.4	Conclusion partielle . . . . .	175
4.5	Conclusion . . . . .	176
<b>5</b>	<b>Validation en conditions REP primaires avec la boucle CIRENE</b>	<b>177</b>
5.1	Enjeux de l'essai . . . . .	177
5.2	Conditions de l'essai . . . . .	178
5.2.1	Description géométrique de la boucle CIRENE . . . . .	178
5.2.2	Conditions thermohydrauliques de l'essai . . . . .	180
5.2.2.1	Conditions thermohydrauliques de la phase sans ébullition	180
5.2.2.2	Conditions thermohydrauliques des phases avec ébullition	180
5.2.3	Choix de la poudre à injecter . . . . .	181
5.2.4	Moyens de mesure . . . . .	182
5.2.4.1	Compteur de particules . . . . .	182
5.2.4.2	Capteurs de pression . . . . .	183
5.2.4.3	Analyses post-essai . . . . .	183
5.3	Modélisation de l'essai par le code OSCAR . . . . .	184
5.3.1	Définition du jeu de données . . . . .	184
5.3.2	Résultats . . . . .	184
5.4	Conclusion . . . . .	186
	<b>Conclusion</b>	<b>187</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>191</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Le premier Réacteur à Eau Pressurisée (REP) a été construit en 1957 sur le site de Shippingport (60 MWe) par la société Westinghouse sous l'impulsion de l'amiral Hyman Rickover, soucieux de transmettre l'expérience acquise dans la propulsion navale à l'électronucléaire civil [2].

L'un des développements les plus remarquables de cette filière fut le programme français initié par le plan *Mesmer* du 6 mars 1974, commandité par Electricité de France (EDF) et réalisé par Framatome (aujourd'hui dans le groupe AREVA) qui venait d'acquérir la licence PWR (pour Pressurized Water Reactor) de Westinghouse et qui "francisa" cette filière. En une vingtaine d'années, près de 66 réacteurs ont été construits dont 58 en France, 2 en Afrique du Sud, 2 en Corée du Sud et 4 en Chine. Nous allons nous intéresser dans la suite de ce mémoire au fonctionnement de ce type de centrale.

Le fonctionnement général d'un réacteur à eau sous pression (conception AREVA) est présenté sur la figure 1.1, on remarquera en particulier qu'une centrale nucléaire de type REP est composée de trois circuits [2] :

- le **circuit primaire** est un circuit d'eau pressurisée à 155 *bar* (assurée par le pressuriseur) ceci afin que l'eau reste à l'état liquide à une température élevée et de maximiser ainsi le rendement thermodynamique. L'eau, refoulée par les pompes primaires, entre à une température d'environ 280 °C dans le cœur et s'échauffe d'environ 50 °C en montant dans le cœur le long des assemblages de combustible. A la sortie du cœur, l'eau est répartie entre trois (REP 900 MWe) ou quatre boucles (1300 MWe et 1450 MWe), chacune allant vers un générateur de vapeur permettant un échange thermique vers le circuit secondaire.
- le **circuit secondaire** est aussi un circuit d'eau pressurisée (70 bar) alimenté en eau liquide, les générateurs de vapeur (GV) permettent d'échanger la chaleur provenant du circuit primaire, à travers des milliers de tubes GV en forme de "U" renversé<sup>1</sup>. L'eau du circuit primaire passe à l'intérieur des ces tubes et l'eau du circuit secondaire circule à l'extérieur donnant ainsi lieu à un échange de chaleur. L'eau primaire passe de 330 °C à 280 °C environ et l'eau secondaire est vaporisée. A la sortie du générateur de vapeur, les tuyauteries sont regroupées afin d'envoyer la vapeur à une série de turbines (haute et basse pressions) couplée à un alternateur. A la sortie de la turbine basse pression, la vapeur est envoyée à un condenseur (refroidi par le circuit tertiaire) où l'eau secondaire repasse en phase liquide.
- le **circuit tertiaire** est, contrairement aux deux autres circuits, un circuit ouvert sur l'environnement. Suivant les sites, c'est l'eau d'un fleuve, de la mer ou d'un circuit partiellement fermé refroidi par des aérorefrigérants. Environ un tiers de l'énergie produite

---

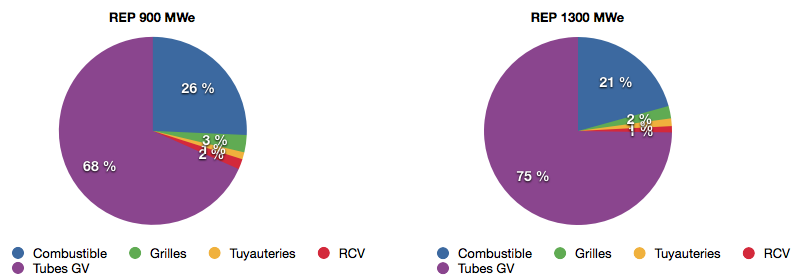
1. pour d'autres conceptions, les tubes GV peuvent être droits

par fission est transformée en énergie électrique et les deux tiers sont évacués au niveau du circuit tertiaire. L'échauffement du circuit tertiaire n'excède pas  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Les principaux matériaux composant le circuit primaire d'un REP EDF sont regroupés dans le tableau 1.1 ainsi que leur composition.

Composant	Surface ( $m^2$ ) REP 900 MW	Surface ( $m^2$ ) REP 1300 MW	Matériau
Gaine combustible	5 080	7 200	Zircaloy 4 : Zr : 98,23 % Sn : 1,45 % Fe : 0,21 % Zr : 0,1 %  M5 : Zr : 99,1-98,7 % Nb : 0,81-1,2 % O : 0,090-0,149 %
Grilles de maintien	588	742	Zircaloy 4 (génération actuelle)  Inconel 718 (ancienne génération) : Ni : 50-55 % Cr : 17-21 % Fe : 17 %
Tuyauteries primaires	240	660	Acier inoxydable : Ni : 12 % Cr : 17 % Fe : 69 %
Tubes GV	13 505	25 990	Inconel 690 (nouvelle génération) : Ni : 58 % Cr : 28-31 % Fe : 7-10 %  Inconel 600 (ancienne génération) : Ni : 78 % Cr : 16 % Fe : 9 %

Tableau 1.1 : Principales caractéristiques du circuit primaire d'un REP français [3].



L'alliage M5, est utilisé à la place du Zircaloy-4 pour les gaines des crayons de combustible dans les réacteurs les plus récents.

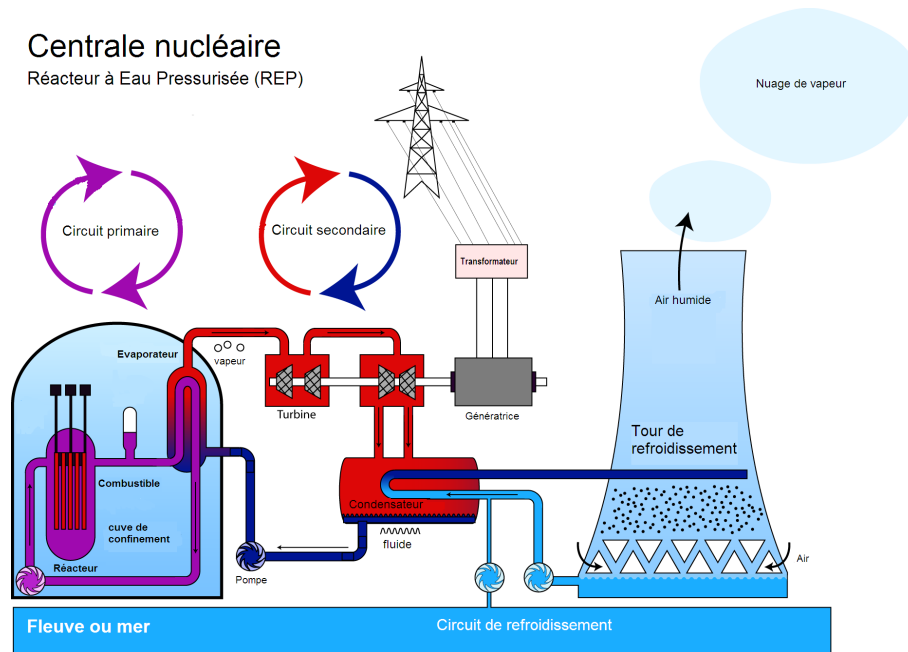


FIGURE 1.1 : Schéma de principe d'un réacteur à eau pressurisée (comptazine.com).

Les principales caractéristiques d'un REP sont décrites dans le tableau 1.2. Actuellement en France, il y a quatre paliers, 900 MWe, 1300 MWe, 1450 MWe (N4) et 1650 MWe (EPR).

	REP 900 MWe	REP 1300 MWe	N4	EPR
Puissance électrique nette ( <i>MW</i> )	900	1300	1450	1650
Puissance thermique ( <i>MW</i> )	2785	3817	4250	4450
Puissance linéique ( <i>W.cm<sup>-1</sup></i> )	178	170,5	179,6	155
Pression du circuit primaire ( <i>bar</i> )	155	155	155	155
Température de la branche froide ( <i>°C</i> )	286	292,8	292,2	295,6
Température de la branche chaude ( <i>°C</i> )	323,2	328,7	329,6	330,2
Débit du fluide primaire ( <i>m<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup></i> )	21250	23325	24500	27195
Nombre de boucles	3	4	4	4
Nombre d'assemblages	157	193	205	241
Type d'assemblage	17x17	17x17	17x17	17x17

Tableau 1.2 : Principales caractéristiques des REP français.

Un cœur de combustible se décompose en assemblages de combustible, un assemblage représente un regroupement de 17 x 17 crayons (264 crayons combustible, 24 tubes guides et un tube central permettant le passage de l'instrumentation (chambre à fission)). Les tubes guides assurent la rigidité de l'assemblage, et permettent l'insertion d'antiréactivité via des absorbants neutroniques dans le combustible (crayons AIC ou B<sub>4</sub>C) afin d'en assurer le contrôle. Chaque crayon a la forme d'un tube gainé en alliage à base de zirconium, dans lequel sont empilés des pastilles combustible (oxyde d'uranium, compacté et fritté) comme cela est représenté sur la figure 1.2. Des grilles, placées tous les 60 cm environ permettent

d'assurer le maintien des crayons ainsi que le brassage du fluide pour un meilleur refroidissement. Un assemblage fait environ 4 m de hauteur pour une section droite de 20 cm par 20 cm

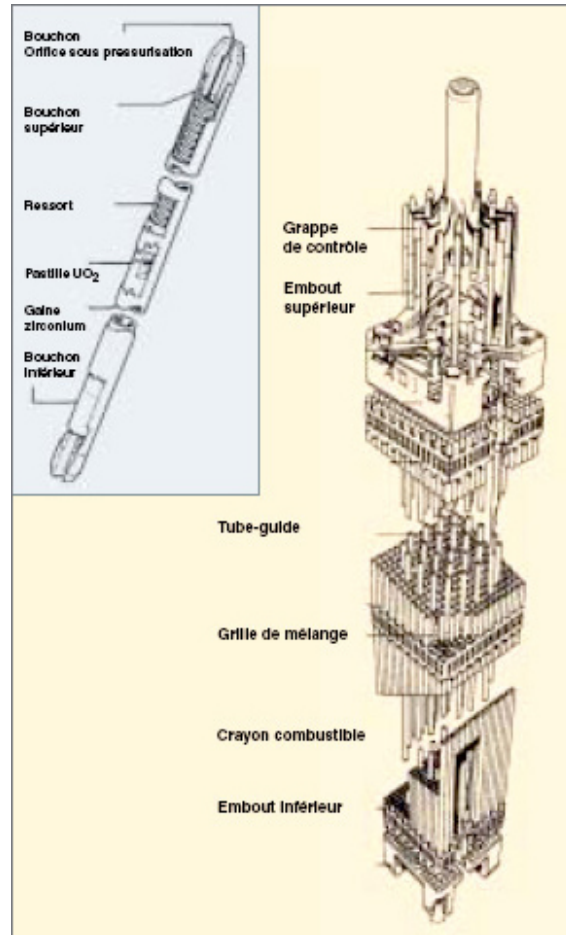


FIGURE 1.2 : Schématisation d'un assemblage combustible (CEA.fr).

La partie proprement nucléaire (cœur, générateurs de vapeur, pompe primaire, pressuriseur, ...) est placée dans un bâtiment spécifique appelé bâtiment réacteur (BR), fermé par une enceinte de forme cylindrique (ou double enceinte pour les centrales les plus récentes), étanche et capable de résister à une surpression que pourrait engendrer un accident de fusion du cœur (production d'hydrogène par oxydation exothermique des gaines en alliage zirconium). Accolé au bâtiment réacteur se trouve un bâtiment nucléaire auxiliaire destiné à l'entreposage des assemblages combustible neufs (avant chargement) et irradiés (en "refroidissement" durant quelques mois avant envoi au retraitement), appelé BK (bâtiment combustible). La partie dite classique (turbines, alternateur, condenseur), ne présentant pas de danger de radioactivité est placée en dehors du bâtiment réacteur, dans la salle des machines.

Les réacteurs de type REP sont gérés par fraction de cœur (tiers ou quart) selon une fréquence de l'ordre d'un an. Le renouvellement du combustible ne peut pas se faire en marche dans le cas d'une cuve fermée et sous pression. Lors de l'arrêt de la tranche nucléaire (quelques semaines), la cuve est ouverte et le cœur entièrement déchargé. Dans le cas, par exemple, d'une gestion par quart de cœur, un quart des assemblages, ceux

qui ont subi quatre cycles de fonctionnement sont déchargés définitivement. Les autres assemblages sont re-répartis dans le cœur dans des positions différentes et complétés par des assemblages neufs. Les assemblages neufs étant plus réactifs que les assemblages usés (épuisement de la quantité d'uranium 235, création par fission de poisons neutroniques), il est impossible de les regrouper sinon il y a risque de non uniformité du flux neutronique radial.

Depuis une trentaine d'années, une partie du plutonium recyclé suite au retraitement des assemblages REP est utilisée dans certains réacteurs 900 MW, les autres n'ayant pas été autorisés à l'utiliser par l'autorité de sûreté nucléaire. Ce recyclage se fait en remplaçant l'oxyde d'uranium enrichi des assemblages de combustible par un mélange d'oxyde de plutonium et d'oxyde d'uranium naturel ou appauvri appelé "MOX" (Mixte OXydes).

## 1.1 Problématique de la contamination en réacteur

Le dépôt de produits de corrosion activés sur les surfaces du circuit primaire des réacteurs à eau sous pression génère un débit de dose contribuant à 85 % de la dose totale absorbée par le personnel durant les phases d'arrêt et de maintenance du réacteur [4].

### 1.1.1 Etapes de la contamination dans les REP

Le processus de formation de produits de corrosion radioactifs est très complexe. Il implique de nombreux mécanismes différents qui interagissent entre eux. Le premier de ces mécanismes est la corrosion uniforme et généralisée des alliages métalliques (acier inoxydable, Inconel) composant le circuit primaire. Cette corrosion mène à la croissance d'un oxyde en deux couches [5] :

- une couche interne, compacte, enrichie en chrome ( $Ni_xFe_yCr_{3-x-y}O_4$ ,  $Cr_2O_3$ ), passivante, limitant les échanges d'ions entre les alliages métalliques et le fluide primaire,
- une couche externe, poreuse ( $Ni_xFe_{3-x}O_4$ ,  $NiO$ ,  $Ni$ ).

La quantité d'ions métalliques relâchée est faible (quelques  $mg.dm^{-2}.mois^{-1}$ ). Ce relâchement n'altère pas l'intégrité de l'alliage métallique.

Le fluide primaire transporte les produits de corrosion provenant du relâchement d'ions métalliques par le phénomène de corrosion et de la dissolution de l'oxyde. Dès que le fluide primaire devient saturé en produits de corrosion, les ions peuvent précipiter sur les surfaces du circuit primaire ou bien dans le fluide lui-même conduisant ainsi à la formation de particules. Les particules sont aussi créées par le mécanisme d'érosion. Transportées par le fluide primaire, les particules peuvent se déposer sur les surfaces du circuit ou bien s'agglomérer entre elles. Le dépôt de produits de corrosion sur le combustible (appelé crud<sup>2</sup>) est soumis au flux neutronique ce qui conduit à la formation des produits de corrosion activés. La dissolution et la précipitation dépendent des concentrations à l'équilibre des produits de corrosion qui dépendent elle-mêmes des conditions chimiques du fluide primaire (pH, potentiel rédox, température du fluide).

La figure 1.3 présente les principales étapes de la contamination en réacteur.

---

2. Crud : acronyme de Chalk River Unidentified Deposit

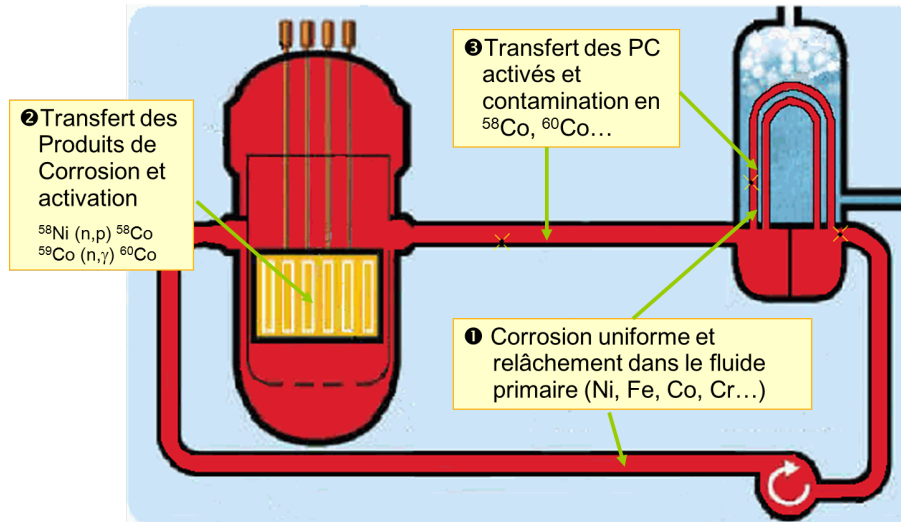


FIGURE 1.3 : Schéma de principe de la contamination en réacteur par les produits de corrosion.

Les paramètres chimiques du fluide primaire pour les REP français en fonctionnement normal sont regroupés dans le tableau 1.3.

Espèce	concentration
Bore	10 - 1200 ppm
Lithium	0,5 - 2,2 ppm
Hydrogène	20 - 50 ml.kg <sup>-1</sup>
pH <sub>300°C</sub>	6,9 - 7,2

Tableau 1.3 : Composition du fluide primaire d'un REP français en fonctionnement normal.

Le fluide primaire a un rôle de caloporteur et de modérateur de la réaction nucléaire mais aussi de contrôle de la réactivité via une injection d'acide borique dans le circuit RCV<sup>3</sup> (espèce acide et neutrophage). Le pH du fluide primaire est ajusté via une injection de lithine dans ce même circuit (espèce basique). Cependant, la quantité de lithine dans le fluide primaire est limitée du fait que ce composé favorise l'oxydation des gaines des crayons combustible.

Afin de recombinaison les espèces issus de la radiolyse de l'eau<sup>4</sup> ( $O_2$ ,  $H_2O_2$ , ...), du dihydrogène dissous est injecté dans le fluide primaire afin de faciliter la recombinaison des espèces et de limiter la corrosion des alliages.

Deux processus de formation de produits de corrosion radioactifs peuvent exister :

- l'activation des produits de corrosion déposés sur les surfaces du circuit primaire soumises à un flux neutronique,
- la corrosion des matériaux de structure sous flux neutronique impliquant le relâchement de produits de corrosion activés.

Pour la plupart des réacteurs à eau sous pression, deux radioisotopes du Co,  $^{58}\text{Co}$  et  $^{60}\text{Co}$ ,

3. Circuit RCV : Système de contrôle chimique et volumétrique

4. Radiolyse de l'eau : la radiolyse correspond à la décomposition des molécules d'eau par des rayonnements ionisants

contribuent pour près de 80 % du débit de dose au voisinage du circuit primaire [6]. Ils sont formés sous flux par les réactions suivantes :



Les principaux radionucléides contribuant à la contamination du circuit primaire sont présentés dans le tableau 1.4.

Réaction	Section efficace de réaction ( <i>barn</i> )	Demi-vie
${}^{50}\text{Cr} (n, \gamma) {}^{51}\text{Cr}$	13,5	28 j
${}^{58}\text{Fe} (n, \gamma) {}^{59}\text{Fe}$	0,98	44,5 j
${}^{54}\text{Fe} (n, p) {}^{54}\text{Mn}$	0,08	312 j
${}^{58}\text{Ni} (n, p) {}^{58}\text{Co}$	0,10	71 j
${}^{59}\text{Co} (n, \gamma) {}^{60}\text{Co}$	38	5,2 a

Tableau 1.4 : Activation des produits de corrosion.

Dans le but de minimiser cette source de contamination, de nombreux programmes de recherche sont menés conjointement par le Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives, Electricité de France et Areva NP afin d’améliorer la compréhension des mécanismes de la contamination. Le projet maîtrise de la contamination dans les réacteurs au CEA permet de répondre à ces enjeux, dans lequel les actions suivantes sont conduites :

- Des campagnes de mesures d’activités déposées sur les composants du circuit primaire. Ces campagnes de mesures servent avant tout de base expérimentale à l’élaboration de modèles mais elles permettent d’identifier les paramètres clés de fonctionnement des réacteurs pouvant influencer la contamination,
- Des expériences sur boucle d’essai (CIRENE) menées au CEA en conditions REP primaires permettent d’étoffer la compréhension des mécanismes de formation de dépôt (produits de corrosion),
- Un code de simulation OSCAR (Outil de Simulation de la Contamination en Réacteur), permettant le calcul des activités et des masses déposées sur les composants du circuit primaire.

Ces trois actions sont menées par le Laboratoire de Modélisation des interactions et Transferts en Réacteur au sein du Service de Modélisation des transferts et Mesures nucléaires (CEA/DEN/CAD/DTN/SMTM/LMTR). Cette thèse s’inscrit dans le développement du code OSCAR.

### 1.1.2 Interfaces mises en jeu

Du point de vue hydraulique, le fluide primaire est en régime de convection forcé turbulent ( $Re > 100\,000$ ,  $Re$  étant le nombre de Reynolds, nombre permettant de définir le régime d’un écoulement donné, laminaire ou turbulent). De manière générale on peut subdiviser un écoulement en trois grandes zones appelées :

- **la couche laminaire** ( $\approx 2\ \mu\text{m}$ ), où la vitesse du fluide et les turbulences sont relativement faibles,



- **la couche intermédiaire** ( $\approx 15 \mu m$ ), où les turbulences deviennent importantes et homogénéisent le fluide, la température du fluide quant à elle diminue fortement dans cette couche de fluide pour retrouver le niveau au cœur du fluide du fait de l'homogénéisation du fluide par les turbulences,
- **la couche pleinement turbulente**, où les turbulences du fluide sont maximales, la température est quasiment constante dans cette couche de fluide.

Les épaisseurs données ci-dessus sont calculées pour un écoulement en conditions REP primaires le long d'un crayon combustible.

Un schéma représentant ces interfaces ainsi qu'un figure représentant le profil de vitesse radial (tracé par le modèle de diffusivité de Reichardt [7]) sont regroupées sur les figures 1.5 et 1.4.

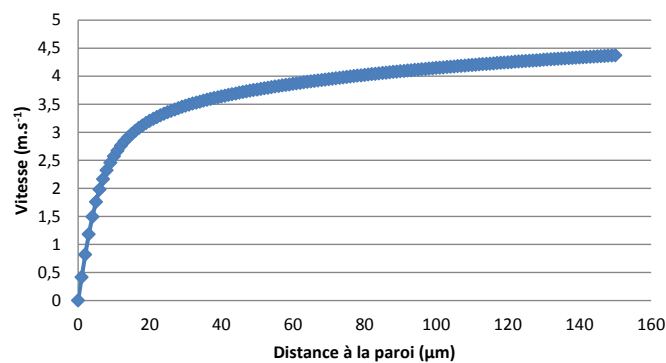


FIGURE 1.4 : Profil de vitesse (corrélation de Reichardt [7]).

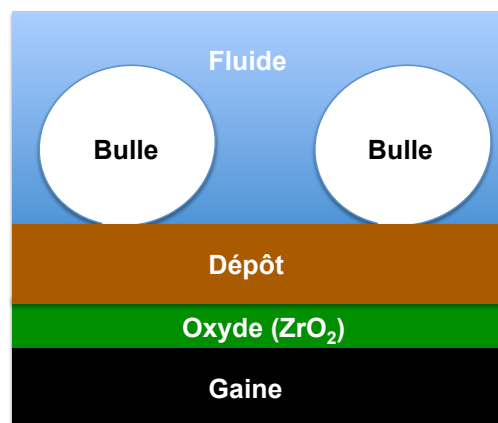


FIGURE 1.5 : Interfaces mises en jeu.

Du côté du combustible, comme on peut le voir sur la figure 1.5, les différentes interfaces sont :

- la gaine de combustible en alliage de zirconium,
- l'oxyde de zirconium provenant de la corrosion des gaines (la zircone  $ZrO_2$ ),

– le dépôt de produits de corrosion.

La figure 1.6 détaille la composition élémentaire du dépôt observé en centrale (ici américaine) après mise à l'arrêt à froid.

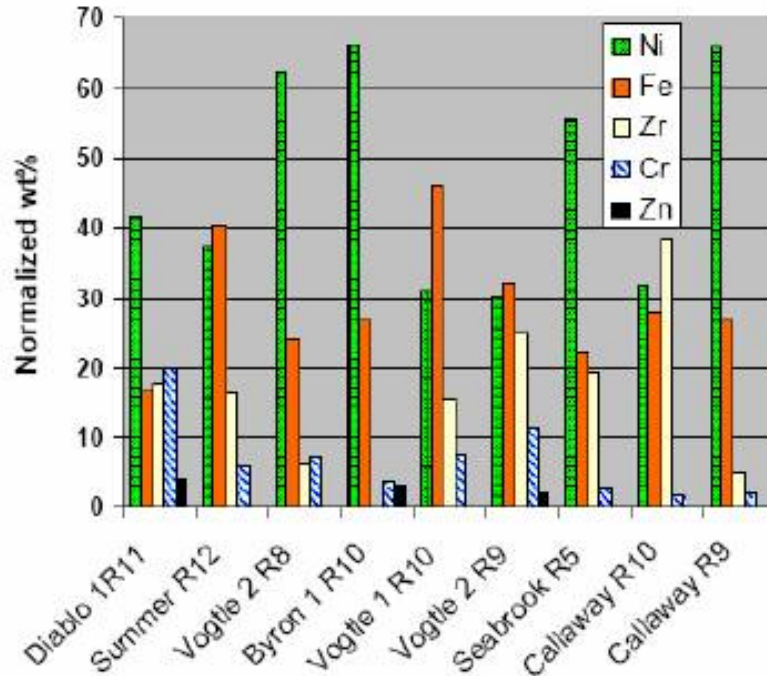


FIGURE 1.6 : Composition des dépôts formés sur le combustible [8].

Les oxydes dominants dans la composition du dépôt sur le combustible sont l'oxyde mixte de ferrite de nickel ( $NiFe_2O_4$ ), l'oxyde de nickel ( $NiO$ ) ainsi que le nickel sous forme métallique ( $Ni$ ), . . . De la bonaccordite aurait aussi été observée, oxyde mixte de fer, de nickel et de bore ( $Ni_2FeBO_5$ ) [8].

### 1.1.3 Cas particulier de l'ébullition locale sur certains assemblages combustible

L'activité volumique dans les réacteurs à eau sous pression est généralement stable au cours d'un cycle de fonctionnement ( $10\text{-}20 \text{ MBq.t}^{-1}$  en  $^{58}\text{Co}$ ). Cependant, lors de certains cycles de fonctionnement, une montée d'activité volumique dans le fluide primaire est observée (pouvant atteindre  $1000 \text{ MBq.t}^{-1}$ ). La figure 1.7 montre l'évolution des activités volumiques observées dans le fluide en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  au cours d'un de ces cycles de fonctionnement particuliers.

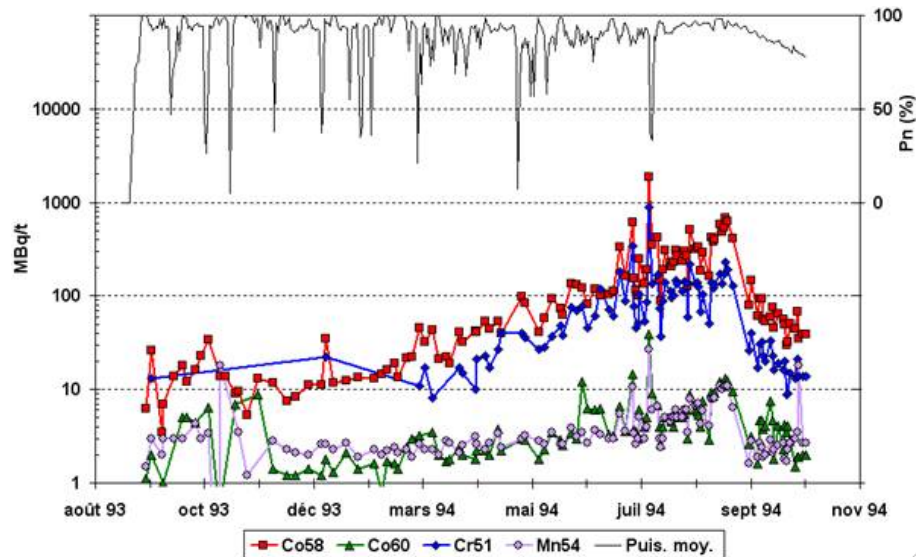


FIGURE 1.7 : Evolution de l'activité volumique pour différents isotopes au cours d'un cycle de fonctionnement [9].

Ces montées d'activités volumiques sont supposées être dues à la présence d'ébullition locale au niveau des parties chaudes de certains assemblages de combustible. Sur une surface chauffante, dès que la température de paroi atteint la température d'ébullition, c'est-à-dire la température de saturation plus une surchauffe de quelques degrés Celsius [10], des bulles commencent à se former sur des sites dit de nucléation [11]. On a affaire dans ce cas à de l'ébullition nucléée sous-saturée du fait que la température moyenne du fluide primaire est inférieure à la température de saturation du fluide.

L'ébullition est connue pour favoriser la formation de dépôt sur les parois chauffantes ([12] et [13] entre autres). Le dépôt de produits de corrosion dans ces zones peut atteindre une épaisseur de l'ordre d'une centaine de micromètres alors que dans les zones hors ébullition, l'épaisseur de dépôt n'excède généralement pas quelques micromètres. C'est l'érosion de ce dépôt activé sur le combustible qui conduit à ces montées d'activités volumiques (nous considérerons que le flux d'érosion augmente avec l'épaisseur de dépôt (cf. 3)). Les figures 1.8a et 1.8b présentent des photographies de dépôts sous ébullition lors d'essais menés par [12] et [13]. On remarque sur la figure 1.8a l'écart important entre un dépôt avec ébullition (partie haute du crayon chauffant, dépôt épais) et sans ébullition (partie basse du crayon chauffant, faible dépôt).

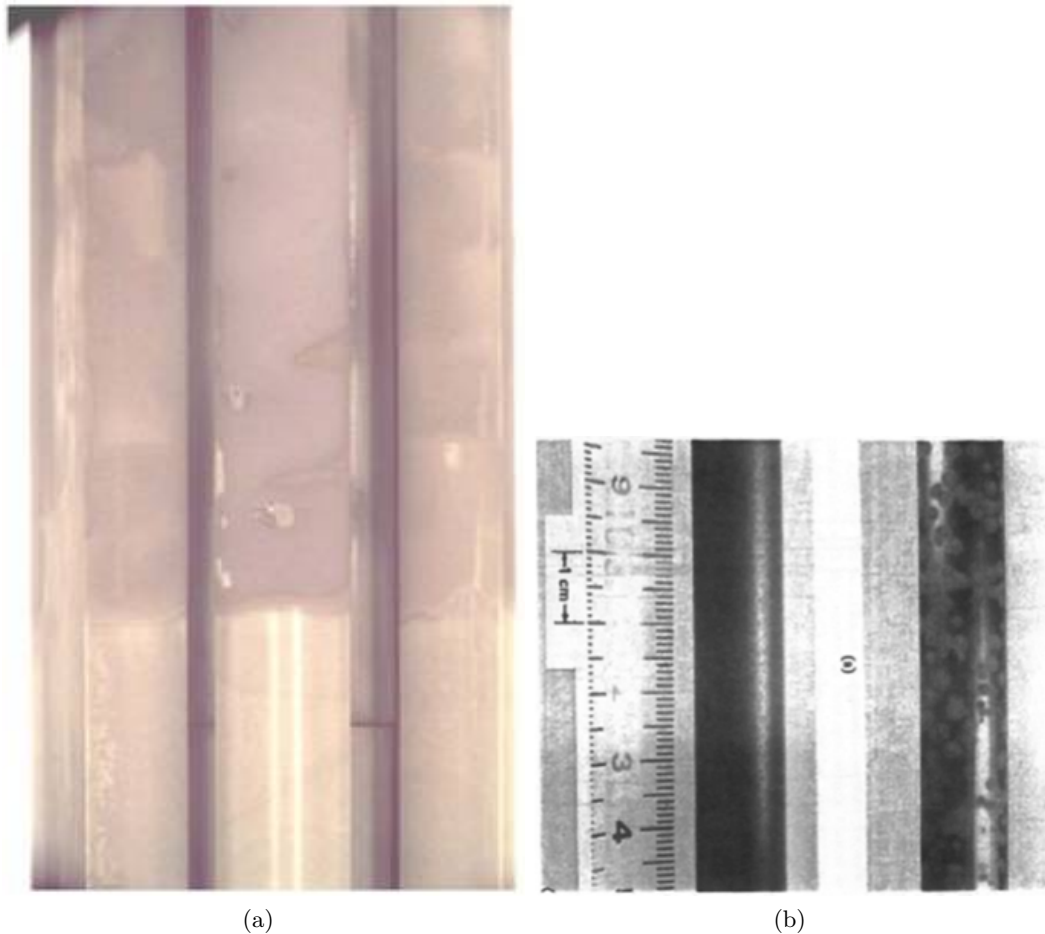


FIGURE 1.8 : Exemple de dépôt sous ébullition ([13] et [12]).

Les éléments suivants nous permettent de valider cette hypothèse (c'est l'érosion de dépôts importants activés sur le combustible qui conduit à ces montées d'activités volumiques dans le fluide primaire) :

- Lors de ces cycles, les fréquents changements du filtre de tête du RCV montre que les activités volumiques sont sous forme particulaire,
- Des grattages effectués sur les zones les plus chaudes ont montré des activités élevées en  $^{58}\text{Co}$  et  $^{51}\text{Cr}$ , tout comme les activités volumiques élevées du fluide primaire.

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe sur le fonctionnement général des REP, un assemblage combustible est constitué d'un regroupement de 17 x 17 crayons combustible maintenus par des grilles (permettant de garder un espace suffisant entre les crayons combustible afin que le fluide caloporteur puisse circuler. Elles permettent aussi une bonne homogénéisation du fluide afin d'assurer un meilleur refroidissement du combustible). L'espace entre deux grilles est nommé intergrille. Le point le plus chaud d'un assemblage, donc la zone susceptible d'être en régime d'ébullition, se situe au niveau de l'avant dernier intergrille (cf. figure 1.9) un peu après la grille amont et non pas juste derrière du fait du meilleur refroidissement du combustible par les turbulences engendrées par la grille. Une ébullition locale sous-saturée sur le combustible peut entraîner un CIPS<sup>5</sup> ou une corro-

5. Crud Induced Power Shift : une forte précipitation de bore (produit neutrophage) dans le dépôt peut produire une perturbation du flux neutronique local.

sion excessive des gaines de combustible. Dans les cas les plus extrêmes, l'ébullition sur le combustible peut conduire à l'arrêt du réacteur (déséquilibre du flux neutronique excessif) ou à une rupture de gaine.

La vapeur est produite par deux mécanismes :

1. la nucléation à la paroi,
2. la vaporisation au cœur de l'écoulement.

Dans le cas des REP, le taux de vide en sortie de section cœur est relativement faible (de l'ordre de 1-2 %), le fluide primaire est donc fortement sous-saturé. L'écart avec la température de saturation est important ( $T_{sat, 155 \text{ bar}} \approx 345 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Le deuxième mécanisme de formation de vapeur, la vaporisation se produisant directement au cœur du fluide, est donc improbable. Le taux de vide local au niveau de la paroi peut, quant à lui, atteindre des valeurs beaucoup plus élevées aux alentours de 30 %. Ce taux de vide est engendré par le premier mécanisme, la nucléation à la paroi. Les bulles qui se détachent de la paroi sont recondensées très rapidement du fait de la sous-saturation importante du fluide primaire.

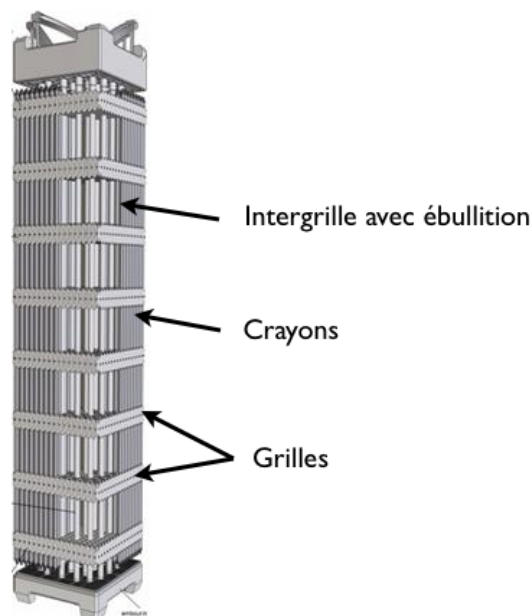


FIGURE 1.9 : Position de la zone avec ébullition (CEA.fr).

Le but de ce travail de thèse est de « **modéliser les mécanismes de formation sous ébullition locale des dépôts sur les gaines de combustible des Réacteurs à Eau sous Pression conduisant à des activités volumiques importantes** ». Après une étude bibliographique (cf. chapitre 2), nous avons conclu que les principaux phénomènes de croissance de dépôt sous ébullition sont :

- l'enrichissement à la paroi : phénomène qui correspond à l'augmentation de la concentration (en ions et en particules) au niveau de la surface chauffante par rapport à celle au cœur du fluide, entraînant ainsi une précipitation plus importante sur le dépôt (ou sur les particules) ou pouvant la déclencher ; la vitesse de dépôt inertielle/turbulente est aussi favorisée par l'enrichissement,
- le dépôt sous ébullition : phénomène de dépôt (particules et précipités d'ions) dû à la

- formation de bulles sur une paroi chauffante, mais aussi le dépôt de particules piégées à l'interface fluide/vapeur sur les bulles,
- l'érosion du dépôt, générant des particules dans le fluide primaire.

Nous allons maintenant présenter le principe général de ces différents mécanismes.

#### 1.1.4 Enrichissement à la paroi

L'ébullition modifie les concentrations des espèces chimiques à la surface de la gaine. En effet, chaque espèce présente dans le fluide se répartit dans la phase liquide et la phase gazeuse du fluide en fonction de sa volatilité<sup>6</sup>. Ainsi, une espèce ayant peu tendance à diffuser dans la phase gazeuse va se concentrer dans la phase liquide à l'endroit où se produit la vaporisation du fluide. Dans le cas de l'ébullition nucléée sous-saturée, la vaporisation se produit au niveau de l'interface entre la couche de dépôt (à l'interface dépôt/fluide) et une fine couche de fluide surchauffée (à la base des bulles). La création de bulles au niveau de cette interface va conduire à une surconcentration par rapport au cœur de l'écoulement.

#### Mise en évidence expérimentale

Dans le cadre d'études dédiées à la formation des dépôts dans les générateurs de vapeur, a été mise au point une technique d'investigation nommée "the salt method" [14]. Cette technique est basée sur la précipitation de sels de solubilité inverse, c'est-à-dire dont la solubilité diminue quand la température augmente, ce qui assure la précipitation de ces sels dans la zone la plus chaude de l'écoulement (i.e. la paroi). Les sels utilisés sont peu volatils.

Lorsqu'il y a ébullition à la paroi, la concentration en sel va augmenter au niveau de la couche de fluide surchauffée à la base des bulles. Lorsque cette concentration ( $C_p$ ) atteint la concentration à l'équilibre  $C_{eq}$  le sel se cristallise autour des sites de nucléation sur la paroi chauffante. La formation de dépôts peut être détectée de deux manières :

- par l'analyse du profil de température le long de la paroi chauffante du canal,
- par une analyse chimique comparant les concentrations à l'entrée et en sortie du canal.

Connaissant le seuil de solubilité ainsi que la concentration moyenne dans le fluide à l'entrée du canal  $C_0$ , la détection de précipitation permet d'accéder aux enrichissements ( $n$ ) à la paroi avec ébullition :

$$n = \frac{C_{eq}}{C_0} = \frac{C_p}{C_0} \quad (1.3)$$

Styrikovich et al. [14] donnent l'expression de l'enrichissement à partir d'un bilan de masse simplifié :

$$n = \frac{\frac{G_{rad}}{\dot{m}_v}}{\frac{G_{rad}}{\dot{m}_v} - 1} \quad (1.4)$$

Avec :

- $G_{rad}$  : le débit spécifique radial du liquide allant du cœur de l'écoulement vers la paroi ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation du fluide ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ).

---

6. La volatilité d'une espèce se calcule par son rapport entre sa concentration dans la phase vapeur à sa concentration dans la phase liquide. Dans le cas des produits de corrosion, la volatilité pourra être considérée comme nulle.

Le bilan de masse utilisé par Styrikovich et al. peut aussi être utilisé dans le cas des particules.

### 1.1.5 Dépôt sous ébullition

Des études menées par [13] mais aussi par le CEA sur les boucles CIRENE et BIHAN [15] et [16] ont montré que des dépôts supplémentaires de produits de corrosion (Crud) et d'impuretés contenus dans l'eau primaire apparaissent en cas d'ébullition sur les surfaces. Cette couche de dépôt peut entraîner la création d'une barrière thermique entre le fluide caloporteur et la gaine, entraînant par conséquent une augmentation de la température au niveau de l'interface métal/oxyde (la température au niveau de l'interface dépôt/fluide est fixée). Les résultats expérimentaux conduisent aux observations suivantes :

- L'épaisseur de dépôt augmente de manière continue, avec un accroissement plus prononcé dans les zones sous ébullition nucléée,
- Le détachement des bulles de la paroi provoque une modification du transfert de masse et accentue le transport des ions et des particules du cœur de l'écoulement vers la paroi [17],
- Lors des essais à forte épaisseur de dépôt ( $\approx 20 \mu m$ ), il a été remarqué une évolution de la morphologie de celui-ci. En effet, dans les régions à double phase, il a été observé la formation de "cheminées" ayant un diamètre de l'ordre de  $5 \mu m$  et traversant le dépôt de part en part comme cela est montré sur les figures 1.10 et 1.11.

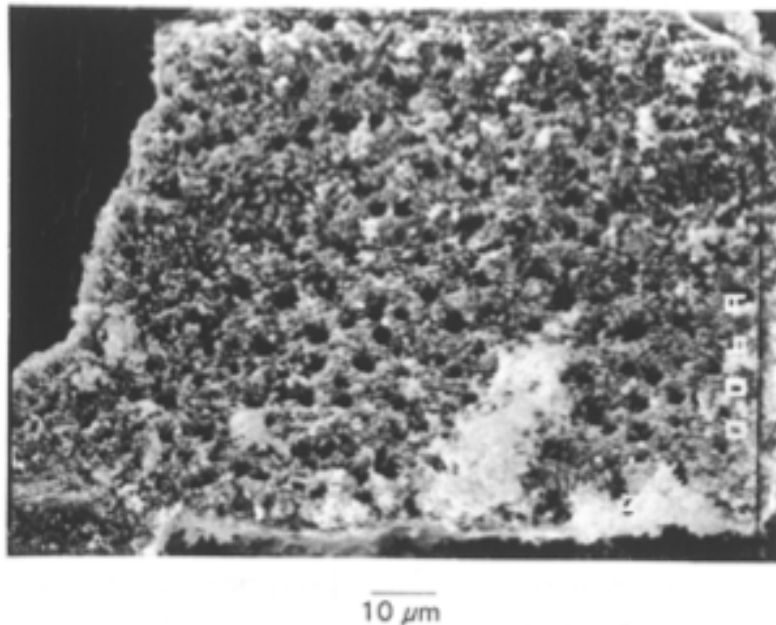


FIGURE 1.10 : Dépôt avec cheminées observé sur la boucle CIRENE [18].

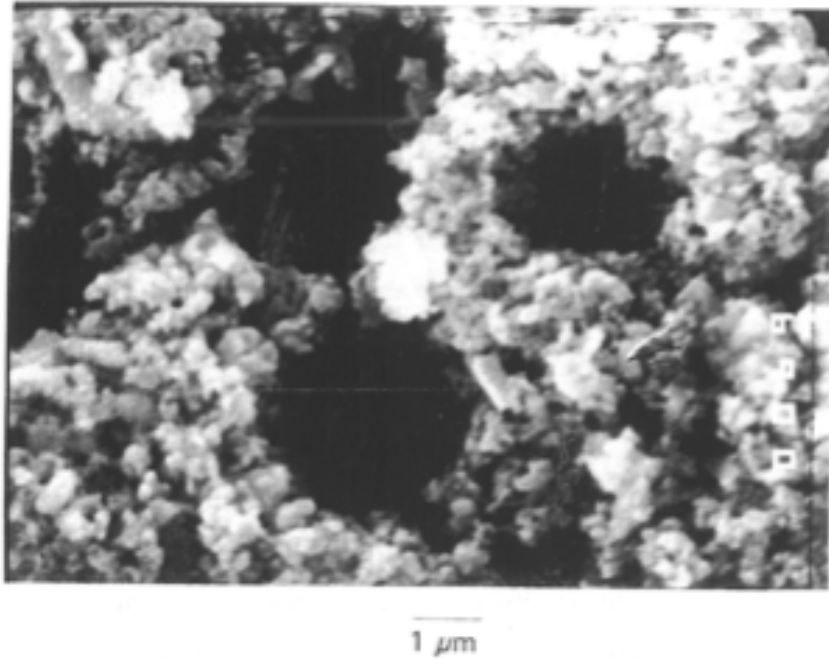


FIGURE 1.11 : Dépôt avec cheminées observé sur la boucle CIRENE [18].

### 1.1.6 Erosion

L'érosion est aussi un des paramètres clé de cette modélisation, en effet, c'est le lien entre la formation de dépôt sous ébullition et les montées d'activités volumiques observées dans le fluide primaire. Au fur et à mesure de la croissance du dépôt, le flux d'érosion va devenir plus important du fait de l'augmentation des forces hydrodynamiques exercées par le fluide sur le dépôt.

La présence de bulles à la paroi peut considérablement faire évoluer l'écoulement local du fluide, ce qui peut entraîner une évolution du flux d'érosion. Les principaux effets que nous pouvons citer affectant l'érosion des dépôts sont :

- prise en compte de la mouillabilité de la paroi. En effet, les bulles formées à la paroi glissent sur la paroi avec la même vitesse que le liquide, ce qui constitue une sous-couche de fluide (liquide + gaz) de diamètre équivalent au diamètre moyen des bulles au détachement. La paroi n'est donc pas entièrement "mouillée" du fait de ces bulles. Dans cette zone, il est raisonnable de tenir compte de l'effet de mouillabilité de la paroi et d'introduire un facteur correctif pour la diffusivité [19],
- dans un écoulement sous-saturé, prise en compte des bulles qui collapent à une distance relativement proche de l'interface dépôt/fluide,
- dans un écoulement proche de la saturation, le phénomène précédent ne s'applique pas, les bulles collapent à une distance plus grande de l'interface dépôt/fluide. Par contre, selon [20], la partie du dépôt soumise à l'érosion ne correspond qu'à la partie proche de l'interface dépôt/fluide, le reste ayant le temps de se consolider par dépôt/précipitation dans la porosité du fait des faibles turbulences dans cette zone,
- [21] a observé un phénomène de "stifling" (étouffement) des sites de nucléation. Ce phénomène explique le recouvrement total des surfaces sous ébullition. Une fine couche de particules se dépose à l'emplacement de la nucléation et va ainsi "boucher" petit à petit le site, le rendant inutilisable pour l'ébullition. Un autre site devient ensuite



actif pour remplacer le site qui a été étouffé comme cela est décrit sur la figure 1.12. Ce phénomène explique le recouvrement complet de dépôt d'une surface soumise à l'ébullition.

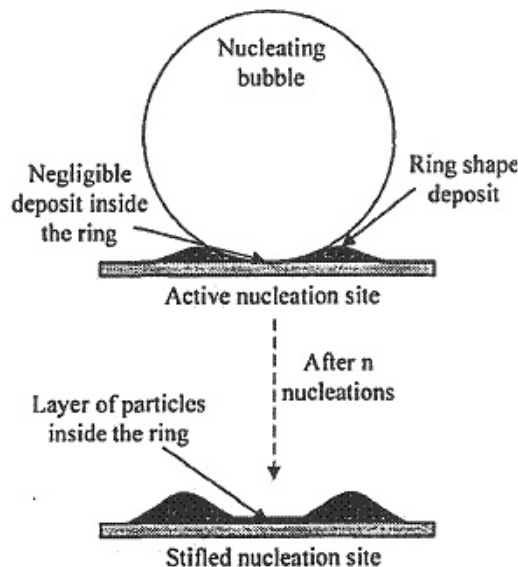


FIGURE 1.12 : Phénomène de stifling [21].

## 1.2 Présentation du code OSCAR

Le code OSCAR (Outil de Simulation de la Contamination en Réacteur) a pour objectif de modéliser d'une part, le comportement des produits de fission et actinides (PF) et d'autre part, le comportement des produits de corrosion et d'activation (PC) dans le circuit primaire des REP. Il permet aussi la description du comportement des produits de corrosion et d'activation dans le cadre d'ITER, des réacteurs expérimentaux tels que le R.JH et des réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium (RNR-Na). Nous nous intéressons dans le cadre de cette thèse au comportement des produits de corrosion et d'activation dans les REP.

Une discrétisation du circuit primaire en volumes de contrôle appelés *régions* est adoptée. La discrétisation est telle que les propriétés physiques (propriétés thermohydrauliques et des matériaux) de chaque région consécutive doivent être quasiment uniformes. Le circuit primaire d'un REP est subdivisé en environ plusieurs dizaines à une centaine de régions. La figure 1.13 présente une discrétisation du circuit primaire et du circuit RCV en volumes de contrôles (rectangle bleu).

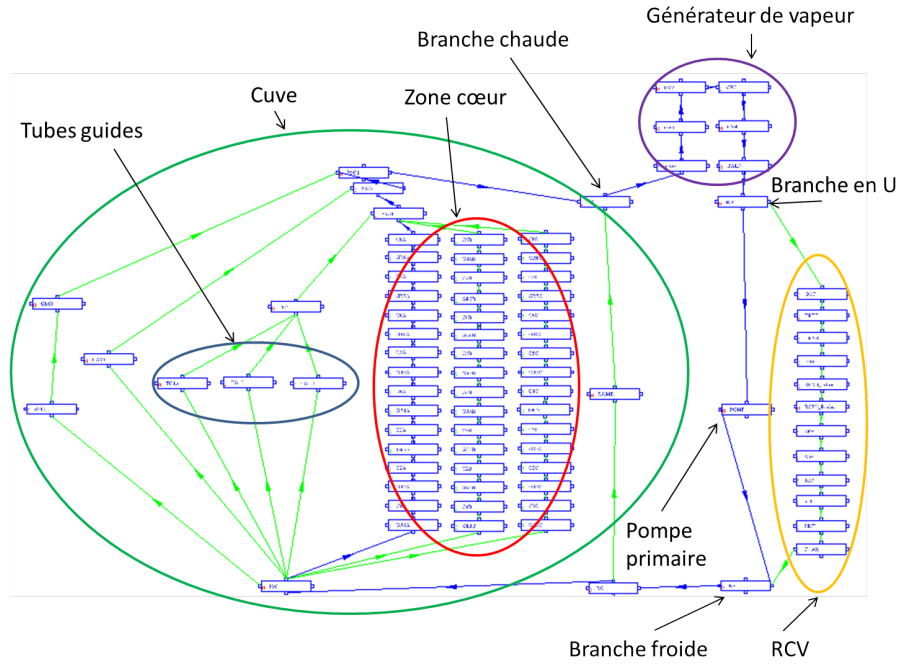


FIGURE 1.13 : Discrétisation du circuit primaire d'un REP (OSCAR).

La description du comportement des produits de corrosion et d'activation dans le code OSCAR repose sur un bilan de masse effectué dans chaque milieu d'une région considérée du circuit primaire. Les différents milieux modélisés dans le code OSCAR sont :

- le métal de base,
- l'oxyde interne,
- le dépôt/oxyde externe,
- les particules,
- les ions,
- le filtre et les résines échangeuses d'ions (épuration du circuit primaire).

Les termes de transfert de masse, intervenant dans les équations, modélisent les mécanismes d'échange entre les différents milieux. Nous cherchons à évaluer la masse  $M_j^i$  associée à un isotope  $i$  dans un milieu  $j$  à un instant  $t$ . L'évolution de  $M_j^i$  est donnée par un bilan de masse sur chaque milieu modélisé appartenant à un volume de contrôle du circuit primaire.

La forme générale de l'équation de bilan de masse est la suivante :

$$\frac{\partial M_j^i}{\partial t} = \sum_S Sources - \sum_P Puits + \dot{m}_e - \dot{m}_s \quad (1.5)$$

Avec :

- Source : ensemble des termes sources qui constitue un apport de "masse" pour l'isotope  $i$  dans le milieu  $j$  ( $kg.s^{-1}$ ),
- Puits : ensemble des termes puits qui constitue une perte de "masse" pour l'isotope  $i$  dans le milieu  $j$  ( $kg.s^{-1}$ ),
- $\dot{m}_e$  ( $\dot{m}_s$ ) : débit entrant (sortant) dans le volume considéré de l'isotope  $i$  dans le milieu  $j$  ( $kg.s^{-1}$ ).

La connaissance de  $M_j^i$  permet de déterminer les masses des produits de corrosion et la

contamination dans son intégralité (activité volumique et surfacique) du circuit primaire et des circuits auxiliaires modélisés.

### 1.3 Présentation du dispositif expérimental : *la boucle CIRENE*

La boucle CIRENE est une boucle d'essai du CEA/DTN/SMTM permettant d'étudier la formation et la migration des dépôts de produits de corrosion sur le cœur et les générateurs de vapeur d'un REP. Elle permet de suivre ces phénomènes de formation de dépôt sur un assemblage 2 x 2 de crayons chauffants simulant le cœur combustible et sur un échangeur primaire qui simule un des générateurs de vapeur (composé de 4 tubes GV) du circuit primaire.

La boucle CIRENE est représentative du circuit primaire d'un réacteur type REP tant au niveau des matériaux utilisés (aciers inoxydables, alliages à base de nickel, zircaloy pour les gaines combustible, ...) que du rapport volume/surface (maquette à la taille 1/17 000). Les conditions thermo-hydrauliques de la boucle sont celles d'un REP, pression du fluide 155 bar, température de fluide pouvant atteindre 345 °C en sortie cœur, vitesse d'écoulement d'environ 5 m.s<sup>-1</sup> dans la section cœur et les tubes GV. La chimie primaire est ajustée par l'injection d'acide borique, lithine, hydrogène, oxygène dans le fluide.

La conception de la boucle permet de reproduire les phénomènes rencontrés lors de transitoires (mouvement d'eau, dilution, ...) ainsi que lors des mises à l'arrêt à froid. Cette conception permet aussi d'atteindre un taux de vide en sortie de section cœur de l'ordre de 5-6 % alors qu'il n'est que de 1-2 % dans un REP.

Un système d'injection permet d'injecter du fer et du nickel soluble dans le fluide primaire afin de rétablir le rapport des surfaces Inconel/acier inoxydable typique d'un circuit primaire de REP EDF. Ce système peut en outre servir à l'injection de particules et d'espèces radioactives.

La figure 1.14 présente le fonctionnement de la boucle.

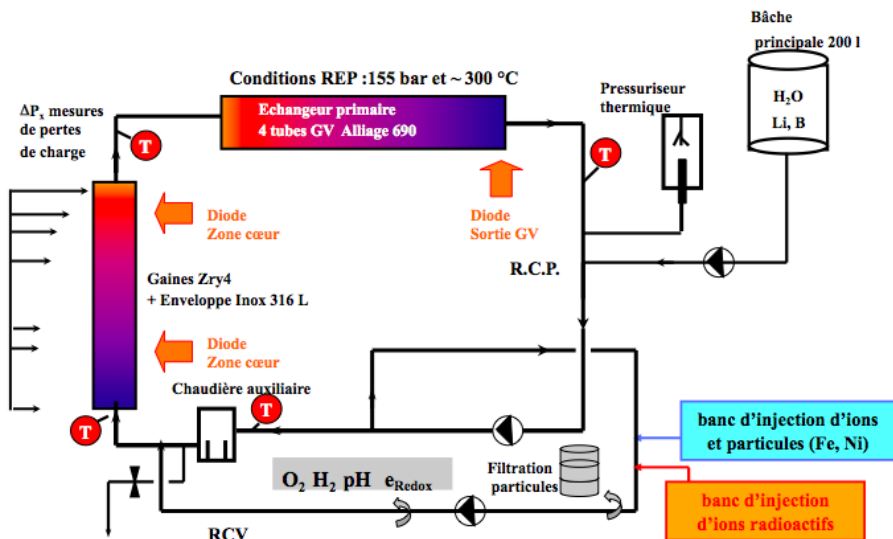


FIGURE 1.14 : Schéma de principe de la boucle CIRENE.

La figure 1.15 montre une prise de vue de la boucle CIRENE.

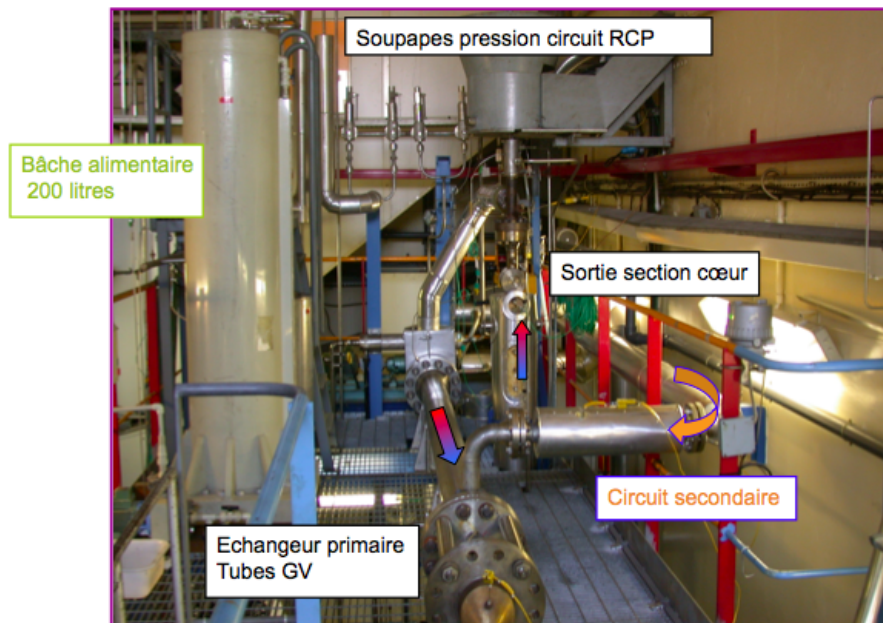


FIGURE 1.15 : Prise de vue de la boucle CIRENE.

Les caractérisations suivantes peuvent être effectuées sur les crayons chauffants de la boucle :

- mesure des pertes de charge (utilisation de capteurs de pression différentiels),
- mesure de la concentration de particules dans le fluide via un compteur de particules,
- mesure spectrométrique après injection de radiotraceurs,
- mesure sur un échantillon de fluide prélevé en ligne,
- caractérisation post-mortem sur les crayons combustible.

Nous reviendrons plus loin dans ce mémoire sur l'utilisation de cette boucle d'essai pour la validation d'une partie de la modélisation de la formation de dépôt de produits de corrosion en régime d'ébullition nucléée ainsi que sur la description des conditions expérimentales et de caractérisations.

## 1.4 Enjeux industriels

L'amélioration de l'outil de calcul industriel OSCAR afin de mieux modéliser les dépôts de produits de corrosion sur le combustible avec la prise en compte de l'ébullition va permettre :

- un appui à l'exploitation de routine pour l'optimisation des arrêts de tranche par une meilleure prédiction des pics à l'oxygénation et de la durée de la phase de purification associée,
- maîtrise des doses collective et individuelle et globalement des conditions de travail des intervenants sous rayonnements ionisants (meilleure prédiction des activités déposées, source principale de doses prises en arrêt de tranche),
- permettre une meilleure maîtrise des déchets et effluents (optimisation de la gestion des filtres du fait d'augmentation potentielle de la concentration en particules en cours de cycle),

- un appui à l'ingénierie de conception pour le design des tranches neuves EPR et nouveaux modèles de réacteur (définition de terme sources en fonctionnement, détermination de données d'entrées pour le dimensionnement des protections biologiques) et à l'ingénierie d'appui parc (impact en radio-protection de procédures d'exploitation innovantes ou de nouvelles gestions combustibles).

L'étude présente n'est pas motivée par les problématiques de déformation de flux (CIPS) que l'on n'observe pratiquement jamais sur le parc français à ce jour du fait de gestions combustibles moins sollicitantes.

## 1.5 Conclusion partielle

La formation des dépôts de produits de corrosion et l'augmentation des activités volumiques dans des zones sous ébullition nucléée sont régies par trois principaux phénomènes :

- l'enrichissement à la paroi, qui accentue ou déclenche la précipitation,
- le dépôt sous ébullition :
  - dépôt par vaporisation,
  - dépôt par piégeage,
- l'érosion.

La description de ces mécanismes nécessite avant tout la description des conditions thermohydrauliques du fluide, une description de la dynamique des bulles mais aussi des paramètres inhérents au dépôt lui-même permettant de calculer les échanges de chaleur qui se font entre la couche de dépôt et le fluide primaire.

Dans le chapitre suivant nous présenterons les résultats issus de l'étude bibliographique sur les mécanismes de formation de dépôt de produits de corrosion en régime d'ébullition ainsi que sur l'érosion. Sur la base d'une analyse critique de ces différents modèles nous justifierons le choix de ceux retenus pour le code OSCAR ainsi que le développement de nouveaux modèles le cas échéant.

Dans un troisième chapitre nous détaillerons la modélisation adoptée pour la formation et l'érosion des dépôts de produits de corrosion sous ébullition locale dans le code OSCAR. Puis, dans un quatrième chapitre nous présenterons la validation de cette modélisation par des cas réels réacteurs et des données issues de l'étude bibliographique. Nous présenterons aussi les principaux résultats obtenus grâce à cette modélisation.

Enfin, dans un cinquième chapitre nous présenterons le volet expérimental de ce travail de thèse à travers une expérience menée sur la boucle CIRENE au CEA. Bien que cet essai sera effectué après la publication de ce mémoire, nous en présenterons les enjeux, les conditions expérimentales et les résultats de modélisation.

## Chapitre 2

# Etude bibliographique

L'étude bibliographique, dont les principaux résultats sont présentés dans ce chapitre, nous a permis de recenser l'ensemble des mécanismes de transfert de masse contribuant à la formation de dépôt en régime d'ébullition. Les principaux mécanismes de transfert de masse sont les suivants :

- **La précipitation plus importante due à l'enrichissement**, (ou précipitation de certaines espèces chimiques qui devraient, sans ébullition, se dissoudre) mécanisme représentant le fait que dans les régions avec ébullition, il y a une précipitation plus importante du fait d'une surconcentration en produits solubles et insolubles dans la couche de fluide proche de la paroi par rapport au cas sans ébullition,
- **Le dépôt sous ébullition**, ce mécanisme est lui-même subdivisé en deux sous mécanismes que nous détaillerons par la suite,
- **L'érosion**, mécanisme qui dépend de l'épaisseur de dépôt.

Le milieu dépôt nécessite lui aussi une modélisation spécifique afin de pouvoir calculer la température au niveau de l'interface oxyde/dépôt. La description de ce milieu dépend aussi des conditions thermo-hydrauliques au niveau de l'interface dépôt/fluide.

Nous proposons dans la suite de cette étude de faire une étude critique des principales modélisations de ces mécanismes et du dépôt issues de la littérature afin de construire une base de modélisation en vue de pouvoir décrire la formation de dépôt de produits de corrosion sous ébullition dans le code OSCAR. Une étude bibliographie sur l'aspect expérimental de chaque mécanisme et de la composition du dépôt sous ébullition a aussi été menée.

Nous commencerons par décrire la modélisation du dépôt formé, puis de l'enrichissement et du mécanisme de dépôt et enfin de l'érosion.

### 2.1 Modélisation du dépôt

Le dépôt de produits de corrosion sur le combustible est un milieu possédant une forte porosité, ce dépôt est nommé "crud" dans la littérature. Dans le cas d'un dépôt soumis à un régime d'ébullition, le dépôt est percé régulièrement par des orifices (nommés cheminées) comme cela a été montré au §1.1.5. Ce milieu possède les caractéristiques moyennes présentées dans le tableau 2.1 :

Paramètre	Valeur
Nombre de cheminées ( $mm^{-2}$ )	5000
Diamètre des cheminées ( $\mu m$ )	5
Diamètres des pores ( $\mu m$ )	0,1 - 0,5
Distance moyenne entre les cheminées ( $\mu m$ )	14
Porosité moyenne	0,65 - 0,7
Porosité due au cheminées	0,1
Conductivité thermique ( $W.m^{-1}$ )	0,01

Tableau 2.1 : Principales caractéristiques du dépôt [1].

La formation d'une couche de dépôt à la paroi crée une barrière thermique entre la gaine et le fluide, entraînant une augmentation de température au niveau de l'interface oxyde/dépôt. Hors ébullition, la conduction est le principal moyen d'échange de chaleur à travers le dépôt poreux (chaleur provenant des fissions dans le combustible et étant échangée avec le fluide caloporteur). Par contre, dans les cas où un régime d'ébullition est atteint à la paroi de certains assemblages de combustible, en utilisant la conductivité thermique donnée dans le tableau 2.1 et en supposant que l'échange se fait toujours par conduction, on trouve qu'une augmentation de l'épaisseur de dépôt de  $100 \mu m$  entraîne une augmentation d'environ  $100 \text{ }^\circ C$  de la température oxyde/dépôt (pour une densité de flux thermique de  $1 \text{ MW.m}^{-2}$ ). Expérimentalement, une augmentation d'une vingtaine de degrés Celsius au maximum a été observée [1]. En effet, dans le cas où il y a vaporisation du fluide à la paroi, une partie du flux thermique transmis au dépôt est convertie en chaleur latente. La part du flux thermique transmise par vaporisation du fluide dans le dépôt augmente avec l'accroissement du dépôt. L'ébullition peut dans certains cas se produire à la base du dépôt du fait de la porosité élevée du milieu (porosité liquide), la vapeur est alors évacuée par les cheminées. Nous étudierons ce cas plus loin dans ce paragraphe. La figure 2.1 présente une comparaison entre l'évolution de la température en fonction de l'épaisseur dans le cas d'une conduction pure et dans le cas avec ébullition [18] comme expliqué précédemment.

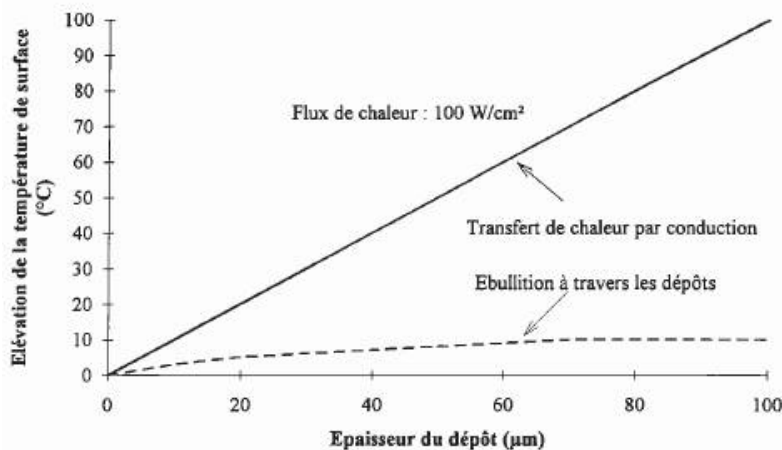


FIGURE 2.1 : Comparaison de l'élévation de température à l'interface oxyde/dépôt entre conduction pure et ébullition à la base du dépôt [18].

### 2.1.1 Principaux modèles de dépôt

Dans cette partie, nous allons présenter une sélection de modèles de dépôt parmi les principaux issus de la littérature. Ils permettent entre autres de calculer l'évolution de la température dans le dépôt (et donc celle à l'interface avec l'oxyde) et du transfert de masse à travers les capillarités. En effet, si l'ébullition se produit dans le dépôt et qu'elle est alimentée via le réseau capillaire, une partie des produits de corrosion contenus dans ce fluide se retrouvera "piégée" dans le dépôt.

#### 2.1.1.1 Modèle de Macbeth et al.

La faible élévation de température au niveau de l'interface oxyde/dépôt, ainsi que la structure particulière du crud (présence de cheminées, forte porosité) dans les réacteurs nucléaires mais aussi sur d'autres échangeurs de chaleur ont conduit Macbeth [1] à imaginer un processus dynamique d'évacuation de la chaleur par évaporation. En effet, en considérant que la porosité contient de l'eau ou de la vapeur stagnante, la température de l'interface oxyde/dépôt calculée est trop élevée par rapport à l'expérience (transfert de chaleur par conduction cf. figure 2.1).

Macbeth suppose que le fluide se vaporise à la base des cheminées et que la vapeur est évacuée par les cheminées. Celles-ci sont alimentées en fluide via le labyrinthe de capillarités présent dans le dépôt. La figure 2.2 présente une vue schématique de ce mécanisme pour une cheminée pénétrant dans le crud.

Le liquide ne peut atteindre la base de cheminée qu'à la condition que la pression  $P_1$  du liquide soit supérieure à la pression de la vapeur  $P_2$  à la base de la cheminée. Pour satisfaire ce critère, il faut que le diamètre des cheminées soit plus large que celui de la porosité liquide. Ce critère permet la circulation du fluide dans le dépôt (force résultante de la différence de pression entre la vapeur à la base du dépôt et le fluide supérieure aux forces de friction exercées dans les capillarités).

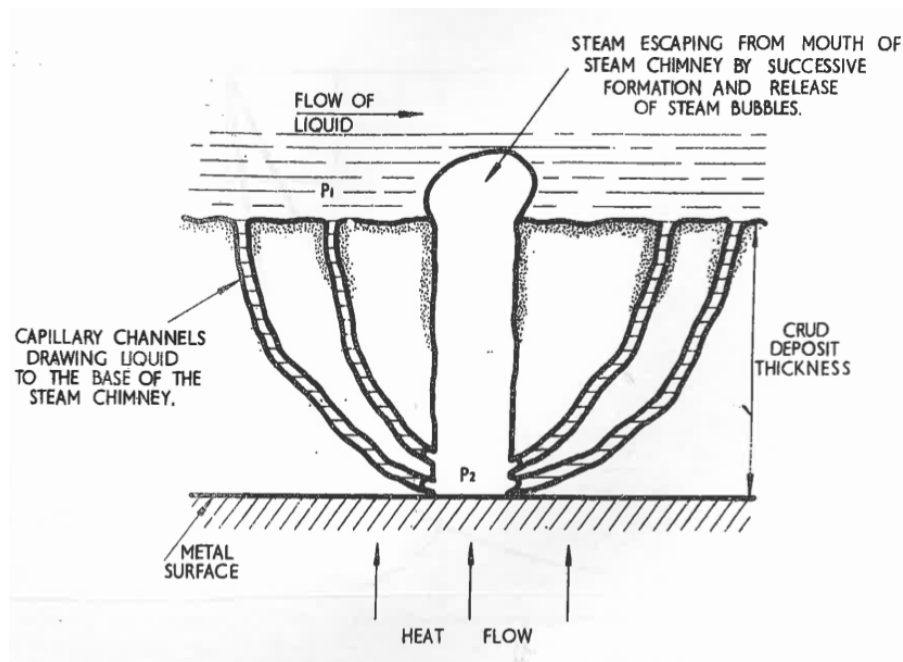


FIGURE 2.2 : Schéma de principe du mécanisme de transfert de chaleur [1].



Les courbes des figures 2.3, 2.4a, 2.4b et 2.4c présentent certains résultats obtenus par Macbeth, tels que le taux d'absorption du liquide dans les pores ou bien le flux de chaleur maximum atteignable dans le milieu poreux.

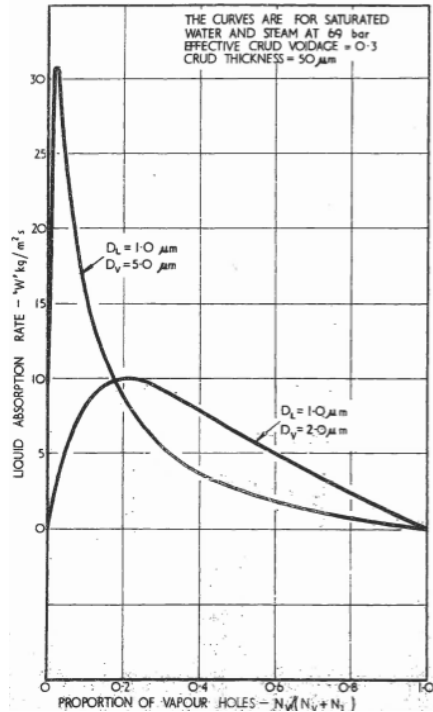


FIGURE 2.3 : Variation du taux d'absorption de liquide dans les capillarités en fonction de la part des cheminées dans les porosités [1].

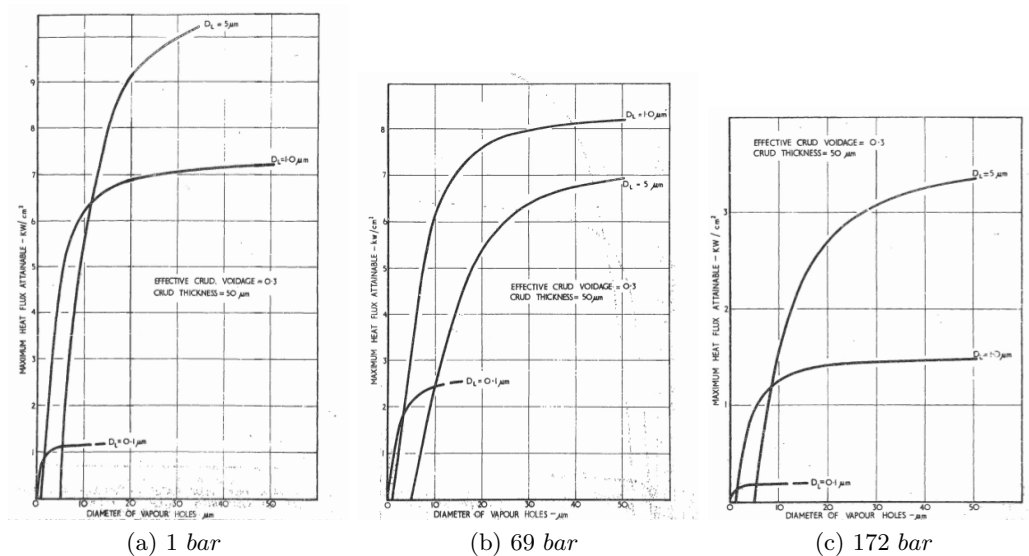


FIGURE 2.4 : Flux de chaleur maximum atteignable dans le milieu poreux en fonction du diamètre des cheminées [1].

Dans les capillarités liquides, on peut établir le bilan des forces suivant :

$$\frac{4 \cdot \sigma}{D_l} = (P_2 - P_1) + 32 \cdot \delta \cdot \left( \frac{\mu_l \cdot v_l}{D_l^2} \right) + (\rho_l \cdot v_l^2)_l \quad (2.1)$$

Avec :

- $\frac{4 \cdot \sigma}{D_l}$  : le terme de tension de surface
- $(P_2 - P_1)$  : le différentiel de pression entre la pression liquide au sommet des capillarités  $P_2$  et la pression de la vapeur à la base des cheminées  $P_1$
- $32 \cdot \delta \cdot \left( \frac{\mu_l \cdot v_l}{D_l^2} \right)_l$  : le terme de frottement
- $(\rho_l \cdot v_l^2)_l$  : le terme représentant la perte de pression par accélération

et :

- $\sigma$  : la tension de surface ( $Pa \cdot m^{-1}$ ),
- $D_l$  : le diamètre des porosités liquides ( $m$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt ( $m$ ),
- $\mu_l$  : la viscosité dynamique du fluide ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ),
- $v_l$  : la vitesse du fluide dans les capillarités ( $m \cdot s^{-1}$ ),
- $\rho_l$  : la masse volumique du liquide ( $kg \cdot m^{-3}$ ).

Le bilan de forces précédemment appliqué aux capillarités liquides s'applique aussi aux capillarités vapeur (cheminées) :

$$-\frac{4 \cdot \sigma}{D_v} = -(P_2 - P_1) + 32 \cdot \delta \cdot \left( \frac{\mu_v \cdot v_v}{D_v^2} \right)_v + (\rho_v \cdot v_v^2)_v \quad (2.2)$$

Avec :

- $D_v$  : le diamètre des porosités vapeur (cheminées) ( $m$ ),
- $v_v$  : la vitesse de la vapeur dans les capillarités ( $m \cdot s^{-1}$ ),
- $\mu_v$  : la viscosité dynamique de la vapeur ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ),
- $\rho_v$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg \cdot m^{-3}$ ).

En éliminant  $(P_2 - P_1)$  des équations (2.1) et (2.2) on obtient ( $N$  et  $W$  sont définis plus loin) :

$$v_l = \frac{4 \cdot W}{\pi} \cdot D_l^2 \cdot (1 - y) \cdot N \cdot \rho_l \quad (2.3)$$

$$v_v = \frac{4 \cdot W}{\pi} \cdot D_v^2 \cdot N \cdot y \cdot N \cdot \rho_v \quad (2.4)$$

$$(2.5)$$

Si on pose :

$$\alpha = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D_v^2 \cdot N \cdot y + \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D_l^2 \cdot N \cdot (1 - y) \quad (2.6)$$

On obtient :

$$4 \cdot \sigma \cdot \left( \frac{1}{D_l} - \frac{1}{D_v} \right) = \frac{32 \cdot \delta \cdot W}{\alpha} \cdot A \cdot (B + C) + \frac{W^2}{\alpha^2} \cdot A^2 \cdot \left( \frac{B}{\mu_l \cdot (1 - y)} + \frac{C}{\mu_v \cdot y} \right) \quad (2.7)$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= y \cdot D_v^2 + (1 - y) \cdot D_l^2 \\ B &= \frac{\mu_l}{(1 - y) \cdot \rho_l \cdot D_l^4} \\ C &= \frac{\mu_v}{y \cdot \rho_v \cdot D_v^4} \end{aligned}$$

Et :

- $W$  : le taux d'absorption du liquide ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ),
- $N$  : le nombre de capillarités par unité de surface ( $m^{-2}$ ),
- $y$  : la proportion de cheminées par rapport aux capillarités liquides.

Le flux de chaleur maximum  $\Phi_{max}$  ( $W \cdot m^{-2}$ ) dans le dépôt se calcule de la manière suivante :

$$\Phi_{max} = W_{max} \cdot L_{lv} \quad (2.8)$$

avec :

- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J \cdot kg^{-1}$ ).

Ce modèle permet la détermination du flux de vaporisation et du taux d'absorption du liquide dans le dépôt.

### 2.1.1.2 Modèle de Cohen

Cohen [22] propose une modélisation du dépôt à une dimension des phénomènes de transfert de chaleur et de masse à travers le milieu poreux. Il propose la modélisation présentée sur les figures 2.5a et 2.5b :

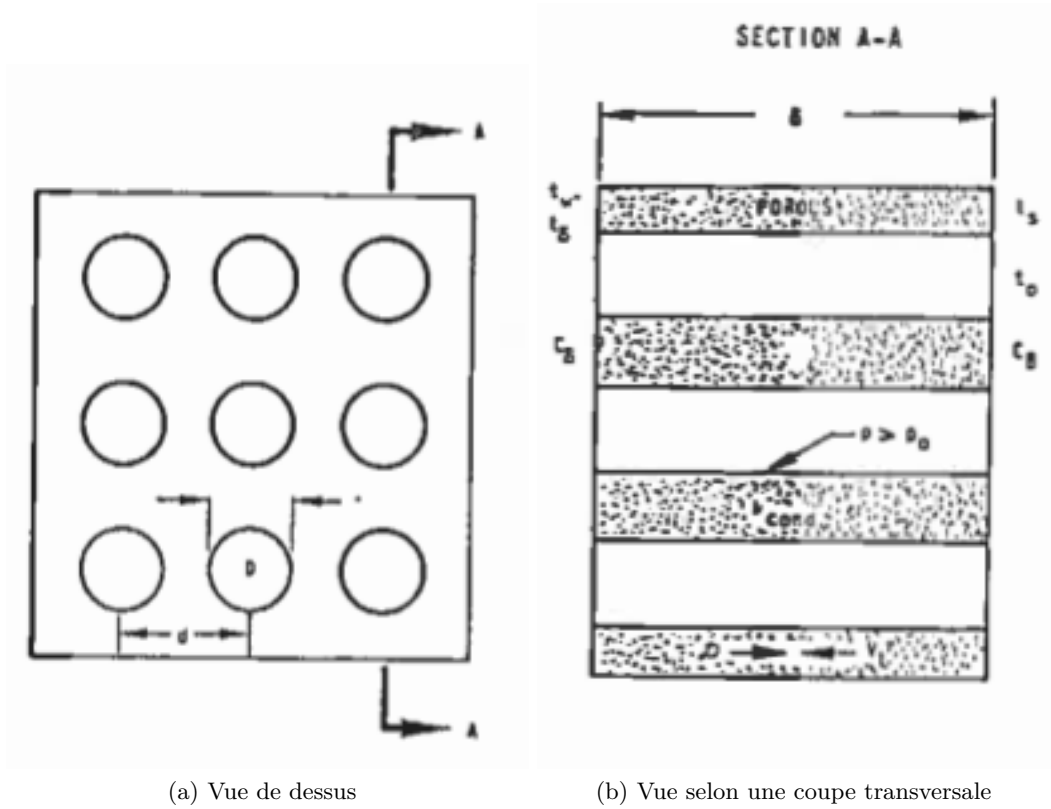


FIGURE 2.5 : Modélisation à une dimension dans le cadre du modèle de Cohen [22].

### 2.1.1.2.1 Transfert de chaleur

En se référant aux figures 2.5a et 2.5b on peut écrire le bilan thermique à une dimension dans le fluide (dans ce cas de l'eau liquide) traversant le milieu poreux, on suppose de plus que l'ébullition est en régime établi. On obtient ainsi l'équation suivante :

$$k_{cond} \cdot S \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = R \cdot L \cdot P_{cheminée} \cdot (p(T, C) - p_0) \quad (2.9)$$

Avec :

- $k_{cond}$  : conductivité thermique du dépôt ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ),
- $S$  : section de passage moyenne des cheminées ( $m^2$ ),
- $T$  : température du fluide ( $K$ ),
- $z$  : cote axiale dans le milieu poreux ( $m$ ),
- $R$  : un terme diffusif ( $m^{-1} \cdot s$ ),
- $L$  : chaleur latente de vaporisation ( $J \cdot kg^{-1}$ ),
- $P_{cheminée}$  : périmètre moyen des cheminées ( $m$ ),
- $p(T, C)$  : pression du liquide à la température  $T$  et contenant la concentration  $C$  ( $kg \cdot m^{-3}$ ) en espèces solubles ( $bar$ ),
- $p_0$  : pression du fluide au niveau du liquide à l'entrée des capillarités ( $bar$ ).

Cohen suppose que le différentiel de pression entre la vapeur à la base des cheminées et le liquide au niveau de l'interface oxyde/dépôt est dû uniquement à la variation de température du fluide ce qui permet de re-écrire le différentiel de pression par l'équation suivante :

$$p(T, C) - p_0 = \beta \cdot T \quad (2.10)$$

En injectant cette nouvelle expression du différentiel de pression (cf. 2.10) dans l'équation (2.9) on obtient :

$$T = T_\delta \cdot \frac{\sinh(a \cdot z)}{\cosh(a \cdot \delta)} \quad (2.11)$$

Avec :

$$a = \sqrt{\frac{R \cdot L \cdot P_{cheminée} \cdot \beta}{k_{cond} \cdot S}}$$

$$T_\delta = \frac{\Phi}{f \cdot k_{cond} \cdot a \coth(a \cdot \delta)}$$

Et :

- $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $f$  : le rapport entre la surface occupée par les cheminées et la surface mouillée du dépôt (en contact avec le fluide).

La connaissance de la température d'interface permet de calculer le flux de vaporisation dans le dépôt. Le tableau 2.2 présente les valeurs données dans la publication de Cohen pour la constante  $a$  en conditions primaires provenant de Picone [23] et de Rassokhin [24]. Nous présentons aussi dans le tableau 2.2 la valeur de la constante  $a$  que nous avons calculé en conditions REP primaires avec les données de fonctionnement dont nous disposons.

Auteur	Valeur de $a$
Picone [23]	$6,55 \times 10^4$
Rassokhin [24]	$1,21 \times 10^5$
Ferrer (Conditions REP primaires)	$5,66 \times 10^4$

Tableau 2.2 : Valeurs de  $a$ .

La figure 2.6 montre un calcul du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur du dépôt pour les différentes valeurs de  $a$  du tableau 2.2.

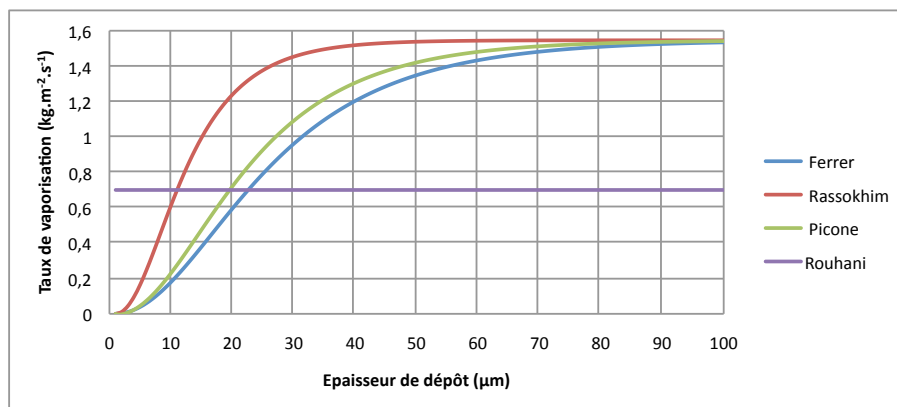


FIGURE 2.6 : Calcul du flux de vaporisation en fonction de  $a$  dans les conditions REP primaires ( $\Phi = 1 MW.m^{-2}$ ,  $P = 155 bar$ ).

Sur la figure 2.6 le débit de vaporisation calculé par la formule de Cohen est comparé à celui calculé par Rouhani [25]. Ce dernier est calculé à la surface en contact avec le

fluide sans tenir compte des effets se produisant dans le dépôt, et en particulier l'effet de l'épaisseur sur le rapport flux de conduction sur flux de vaporisation. Son expression est la suivante :

$$\dot{m}_v = \frac{\Phi - h \cdot \Delta T_{sub} \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_d}\right)}{\rho_v \cdot L_{lv} + C_p \cdot \rho_l \cdot \Delta T_{sub}} \cdot \rho_v \quad (2.12)$$

Avec :

- $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $h$  : le coefficient de transfert thermique ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ ),
- $\Delta T_{sub}$  : sous-saturation du fluide  $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_f$  ( $K$ ),
  - $T_{sat}$  : la température de saturation du fluide ( $K$ ),
  - $T_f$  : la température du fluide ( $K$ ),
- $\alpha$  : le taux de vide,
- $\alpha_d$  : le taux de vide au détachement,
- $\rho_v$  et  $\rho_l$  : respectivement la masse volumique de la vapeur et du liquide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $C_p$  : la capacité calorifique massique ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ ).

Nous allons maintenant nous intéresser au transfert de masse dans le dépôt par absorption du fluide à travers les capillarités.

#### 2.1.1.2.2 Transfert de masse

Cohen effectue un bilan de masse à une dimension dans le milieu poreux pour un élément considéré dans le fluide conduit à l'équation suivante :

$$D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - V_l \cdot \frac{\partial C}{\partial z} - C \cdot (1 - \epsilon) \cdot \frac{\partial V_l}{\partial z} = 0 \quad (2.13)$$

Avec :

- $D$  : le coefficient de diffusion ( $m^2.s^{-1}$ ),
- $C$  : la concentration de l'élément considéré dans le fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $z$  : la cote axiale ( $m$ ),
- $\epsilon$  : la volatilité de l'élément considéré (rapport de la concentration de cet élément en phase vapeur sur la concentration de cet élément en phase liquide),
- $V_l$  : la vitesse du liquide dans les pores ( $m.s^{-1}$ ).

Dans le cas des produits de corrosion, on peut considérer que la volatilité est nulle, ce qui donne après intégration de l'équation 2.13 :

$$D \cdot \frac{\partial C}{\partial z} - V_l \cdot C = K_1 \quad (2.14)$$

Avec :

- $K_1$  : une constante.

On peut calculer  $V_l$  par l'équation suivante dans le cas où la concentration en produits de corrosion est suffisamment faible.

$$S \cdot \rho_l \cdot V_l = P \cdot \dot{m}_v \cdot \beta \int_{\delta}^z T \cdot dz \quad (2.15)$$

Avec :

- $S$  : la surface en contact avec le fluide ( $m^2$ ),

- $P$  : le périmètre mouillé ( $m$ ),
- $\beta$  : une constante.

Soit en remplaçant  $T$  par sa valeur donnée dans l'équation (2.11) :

$$V_l = \frac{\Phi}{f \cdot \rho_l \cdot L} \left[ 1 - \left( \frac{\cosh(\alpha \cdot z)}{\cosh(\alpha \cdot \delta)} \right) \right] \quad (2.16)$$

En substituant cette valeur de  $V_l$  dans l'équation (2.14) on obtient :

$$D \cdot \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\Phi}{f \cdot \rho_l \cdot L} \left[ 1 - \left( \frac{\cosh(\alpha \cdot z)}{\cosh(\alpha \cdot \delta)} \right) \right] \cdot C = K_1 \quad (2.17)$$

Quand  $z = 0$  et  $C = C_0$  avec  $C_0$  la concentration de l'élément considéré au cœur du fluide (on ne considère pas d'enrichissement à la paroi ici) on a :

$$D \cdot \left( \frac{\partial C}{\partial z} \right)_{z=0} = V_{L,z=0} \cdot C_0 \quad (2.18)$$

Soit  $K_1 = 0$ .

On obtient ainsi l'équation suivante après intégration :

$$\ln \left( \frac{C}{C_0} \right) = \frac{\Phi}{D \cdot f \cdot \rho_l \cdot L} \left[ z - \left( \frac{\sinh(\alpha \cdot z)}{\alpha \cdot \cosh(\alpha \cdot \delta)} \right) \right] \quad (2.19)$$

Ce modèle permet de calculer les transferts de masse et les transferts thermiques radiaux à travers le dépôt sous ébullition.

### 2.1.1.3 Modèle de Pan et al.

Pan et al. [26] ainsi que Jones et al. [27] ont développé conjointement un modèle permettant de calculer les transferts de chaleur à travers un matériau poreux soumis à un régime d'ébullition. Le schéma de principe de ce modèle est présenté sur les figures 2.7a et 2.7b. Dans ce modèle, de la même manière que les précédents (Macbeth et Cohen), le liquide entre par les capillarités à la surface du dépôt en contact avec le fluide et se vaporise à la base des cheminées, via lesquelles la vapeur est évacuée vers le fluide.

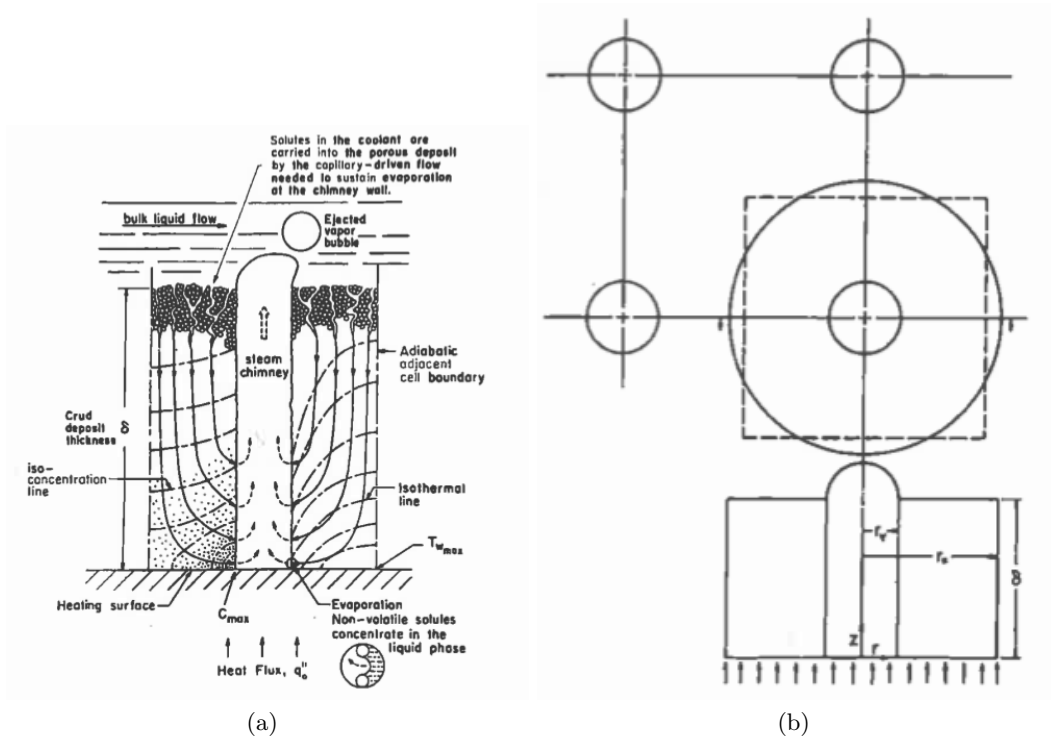


FIGURE 2.7 : Modèle de Jones [27], Pan et al. [26].

Le calcul du transfert de chaleur à travers le milieu poreux est effectué avec les hypothèses suivantes :

- le transfert de chaleur par convection est négligeable devant les transferts de chaleur par conduction et évaporation tant que le nombre de Prantl ( $Pr = \frac{\mu_l \cdot C_p}{k_{cond}}$ ) est proche de 1. Ce qui est le cas en conditions primaires,
- la totalité du flux thermique imposé est transférée à travers le milieu poreux,
- la température du fluide du milieu poreux et la température du liquide proche du milieu (au niveau de la couche de fluide proche de la paroi) sont considérées comme égales,
- la conductivité thermique du milieu poreux, saturée par une phase liquide est calculée via l'équation de Maxwell [28] suivante :

$$k_{cond} = k_l \cdot \frac{1 - \left(1 - a \cdot \frac{k_p}{k_l}\right) \cdot b}{1 + (a - 1) \cdot b} \quad (2.20)$$

Avec :

- $k_l$  : la conductivité thermique du liquide ( $W.m^{-1}.s^{-1}$ ),
- $k_f$  : la conductivité thermique du fluide ( $W.m^{-1}.s^{-1}$ ),
- $k_p$  : la conductivité thermique de la phase particules ( $W.m^{-1}.s^{-1}$ ),
- $a = \frac{3 \cdot k_l}{2 \cdot k_l + k_p}$ ,
- $b = 1 - \epsilon$ ,
- $\epsilon$  : la porosité du milieu poreux.

A partir d'une équation de bilan d'énergie dans le milieu poreux, on peut établir la relation



suivante pour le calcul de la température moyenne ( $\theta(\eta, \xi)$ ) dans le dépôt :

$$\theta(\eta, \xi) = \sum_{n=1}^{\infty} d_n \cdot \left[ J_0(\beta_n \cdot \eta) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_1(\beta_n \cdot \eta) \right] \cdot \frac{\sinh\left(\frac{\beta_n}{A_r}(1 - \xi)\right)}{\cosh\left(\frac{\beta_n}{A_r}\right)} \quad (2.21)$$

Avec :

$$\begin{aligned} d_n &= \frac{B_1}{\beta_n \cdot B_2} \\ B_1 &= \frac{-1}{\beta_n} \left[ J_1(\beta_n) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_1(\beta_n) \right] \\ B_2 &= \frac{H^2}{2} \left[ J_0(\beta_n \cdot H) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_0(\beta_n \cdot H) \right]^2 \\ &\quad - \frac{1}{2} \left\{ \left[ J_1(\beta_n) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_1(\beta_n) \right]^2 + \left[ J_0(\beta_n) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_0(\beta_n) \right]^2 \right\} \end{aligned}$$

$\beta_n$  est la valeur propre satisfaisant à l'équation caractéristique suivante :

$$\beta_n \left[ J_1(\beta_n) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_1(\beta_n) \right] + Bi \left[ J_0(\beta_n) - \frac{J_1(\beta_n \cdot H)}{Y_1(\beta_n \cdot H)} \cdot Y_0(\beta_n) \right]$$

Avec :

- $Bi = \frac{h_e \cdot r_v}{k_{cond}}$  : le nombre de Biot,
- $\xi = \frac{z}{\delta}$  : la coordonnée axiale ramenée à l'unité,
- $\eta = \frac{r}{r_v}$  : la coordonnée radiale ramenée à l'unité,
- $H = \frac{r_0}{r_v}$  : le rapport entre le rayon des cheminées et la distance moyenne entre les cheminées,
- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt (m),
- $r$  : la coordonnée radiale (m),
- $A_r = \frac{r_v}{\delta}$ ,
- $J_x, Y_x$  les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce,
- $r_v$  : le rayon d'une cheminée (m).

#### 2.1.1.4 Modèle de Jones

Suite à des études menées sur les dépôts de produits de corrosion sur la centrale de CALLAWAY et des travaux de Macbeth, Jones [29] a élaboré un modèle de dépôt en plusieurs couches comme cela est schématisé sur les figures 2.8a et 2.8b :

- couche de vapeur surchauffée (interface oxyde/dépôt),
- couche de dépôt de porosité moyenne,
- couche de dépôt de forte porosité (interface dépôt/fluide),

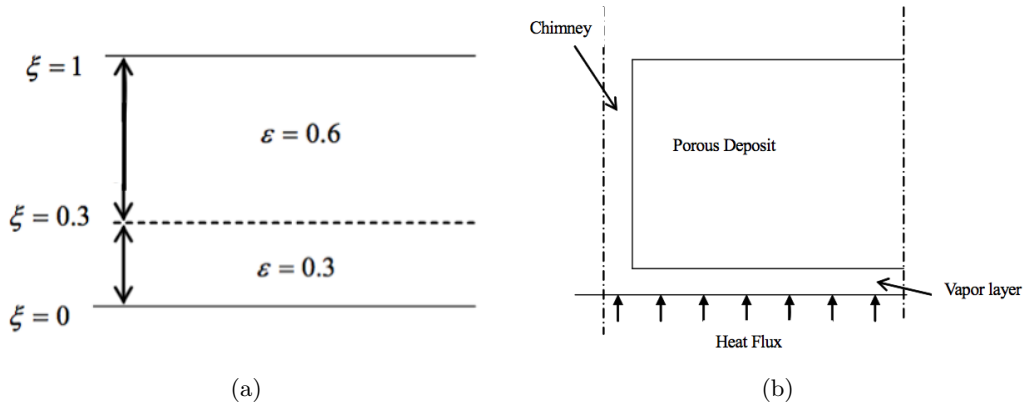


FIGURE 2.8 : Modèle de Jones [27].

Les équations régissant les flux de matière et d'énergie sont présentées ci-dessous :

Equations de Darcy selon les composantes radiale ( $\eta = \frac{r}{r_v}$ ) et axiale ( $\xi = \frac{z}{\delta}$ ) adimensionnées :

$$\frac{\partial P_l}{\partial \eta} = \frac{1}{Re_m} \cdot u_l \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial \xi} = \frac{1}{A_r \cdot Re_m} \cdot v_l \quad (2.23)$$

$$Re_m = \frac{U_l \cdot \delta}{v_l \cdot r_v} \quad (2.24)$$

Avec :

- $r$  : la coordonnée radiale ( $m$ ),
- $r_v$  : le rayon des cheminées ( $m$ ),
- $z$  : la coordonnée axiale ( $m$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt ( $m$ ),
- $P_l$  : la pression du fluide en phase liquide dans le dépôt (bar),
- $Re_m$  : le nombre de Reynolds modifié en écoulement poreux calculé dans le dépôt,
- $u_L (U_L)$  : la vitesse radiale (moyenne) du fluide dans les capillarités ( $m.s^{-1}$ ),
- $A_r = \frac{r_v}{\delta}$  : le rapport entre le rayon des cheminées et l'épaisseur de dépôt,
- $v_L (V_L)$  : la vitesse axiale (moyenne) du fluide dans les capillarités ( $m.s^{-1}$ ).

**Equation de continuité :**

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta \cdot \frac{u_l}{U_l} \right) + A_r \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{v_l}{U_l} \right) = 0 \quad (2.25)$$

**Equation relative au bilan d'énergie thermique :**

$$\nabla^2 \theta = 0 \quad (2.26)$$

$$\theta = \frac{T - T_{rz}}{\Delta T_w} \quad (2.27)$$

Avec :

- $T$  : la température absolue du fluide au niveau de l'interface dépôt/fluide ( $K$ ),
- $T_{rz}$  : la température absolue du dépôt aux coordonnées  $(r, z)$  ( $K$ ),
- $\Delta T_w$  : la surchauffe pariétale nécessaire au déclenchement de l'ébullition dans le dépôt ( $K$ ),

**Equation de transport des solutés :**

$$\nabla^2 F_E = Pe_m \cdot \left[ \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta \cdot \frac{u_l}{U_l \cdot F_E} \right) + A_r \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{v_l}{U_l} \cdot F_E \right) \right] \quad (2.28)$$

$$Pe_m = \frac{U_l \cdot r_v}{D} \quad (2.29)$$

Avec :

- $F_E$  : le rapport entre la concentration de l'élément considéré et la concentration de cet élément au cœur de l'écoulement,
- $U_l$  : la vitesse du fluide au cœur de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ ),
- $Pe_m$  : le nombre de Péclet modifié en écoulement poreux et calculé dans le dépôt. Ce nombre est le rapport entre les temps caractéristiques du transfert par convection et du transfert par diffusion. Ce nombre est équivalent au produit nombre de Reynolds par nombre de Schmidt dans le cas d'une caractérisation d'un transfert massique,
- $D$  : le coefficient de diffusion ( $m^2.s^{-1}$ ).

Ce modèle permet la description des transferts thermiques et de masse à travers le dépôt.

### 2.1.1.5 Modèle de Henshaw et al.

Henshaw et al. [30] présentent un modèle de dépôt permettant le calcul du transfert de chaleur et du transfert de masse à travers le dépôt. Ce dépôt se décompose en deux zones poreuses, l'une à l'interface combustible/dépôt remplie de vapeur et l'autre au-dessus, à l'interface dépôt/fluide, remplie de liquide. La vaporisation se produit à l'interface entre ces deux couches. La figure 2.9 présente la modélisation adoptée du dépôt.

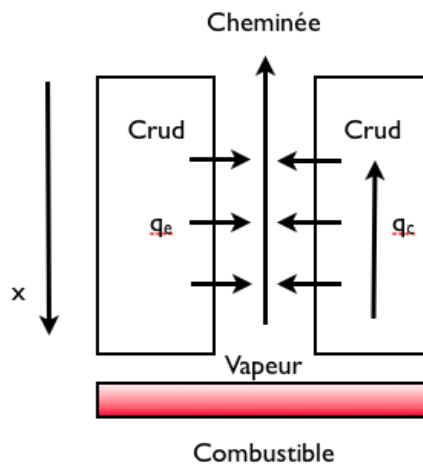


FIGURE 2.9 : Représentation des transferts de masse et de chaleur à travers le dépôt [30].

### 2.1.1.5.1 Transfert de chaleur

En effectuant un bilan thermique (à une dimension) sur une région du dépôt composée d'une cheminée (région représenté sur la figure 2.9) il obtient l'équation suivante, relative à l'évolution de la température dans le dépôt :

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{2 \cdot \pi \cdot r_c \cdot N_c \cdot h_e}{f \cdot k_c} \cdot (T - T_s) = 0 \quad (2.30)$$

Les conditions aux frontières sont les suivantes :

$T=T_b$  (pour cette condition nous suggérons d'utiliser plutôt la température du fluide au niveau de l'interface dépôt/fluide, soit la température de saturation du fluide) et  $k_c \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\delta} = \frac{q_0}{f}$ .

Avec :

- $T$  : la température à la cote  $x$  dans le dépôt ( $K$ ),
- $r_c$  : le rayon des cheminées ( $m$ ),
- $N_c$  : la densité surfacique de cheminées ( $m^{-2}$ ),
- $h_e$  : le coefficient de transfert thermique par vaporisation ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ ),
- $f$  : le rapport de la surface mouillée de la région considérée sur la surface totale du dépôt poreux,
- $k_c$  : la conductivité thermique du dépôt ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ ),
- $T_s$  : la température de saturation du fluide ( $K$ ),
- $T_b$  : la température du fluide primaire ( $K$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt ( $m$ ),
- $q_0$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ).

### 2.1.1.5.2 Transfert de masse

Le transport de masse dans le cadre de ce modèle concerne les espèces chimiques suivantes : l'acide borique, la lithine, le dihydrogène et le dioxygène. La concentration dans la phase liquide (équation équivalente en phase gazeuse) de ces espèces peut s'écrire :

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} = \frac{\partial C_l}{\partial t}_R + \frac{\partial C_l}{\partial t}_p - \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\partial J_l}{\partial x} \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial C_l}{\partial t}_p = -\frac{2 \cdot \pi \cdot r_c \cdot N_c}{\epsilon \cdot f} \cdot k_m \cdot (C_v^e - C_v) \quad (2.32)$$

$$J_l = -D_l \cdot \frac{\partial C_l}{\partial x} - \frac{z \cdot F \cdot D_l}{R \cdot T} \cdot \phi' \cdot C_l + u_l \cdot C_l \quad (2.33)$$

Avec :

- $C_l$  : la concentration de l'espèce considérée dans la phase liquide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\frac{\partial C_l}{\partial t}_R$  : le terme prenant en compte la disparition de l'espèce considérée par réaction chimique ( $kg.m^{-3}.s^{-1}$ ),
- $\epsilon$  : la porosité du dépôt,
- $k_m$  : le coefficient de transfert de masse pour les espèces passant de l'état liquide à l'état gazeux ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_v^e$  : la concentration à l'équilibre de l'élément considéré dans la phase gazeuse ( $mol.dm^{-3}$ ),
- $C_v$  : la concentration de l'espèce considérée dans la phase gazeuse ( $mol.dm^{-3}$ ),
- $D_l$  : le coefficient de diffusion dans la phase liquide dans le dépôt ( $m^2.s^{-2}$ ),
- $z$  : le nombre de charge de l'élément considéré,
- $F$  : la constante de Faraday ( $C.mol^{-1}$ ),
- $R$  : la constante des gaz parfait ( $J.mol^{-1}.K^{-1}$ ),
- $\phi'$  : le potentiel électrique ( $V$ ),
- $u_L$  : la vitesse du fluide dans le dépôt poreux ( $m.s^{-1}$ ).

### 2.1.1.6 Conclusion partielle sur la modélisation du dépôt

Les différents modèles présentés dans ce paragraphe permettent de calculer les transferts de masse et de chaleur dans le dépôt avec ébullition. L'ensemble de ces modèles considère le dépôt comme un milieu poreux qui peut se diviser en plusieurs couches de porosité différente. Du point de vue du transfert thermique, bien que les expressions des mécanismes de transfert soient différentes d'un auteur à l'autre, le principe de l'ébullition dans le dépôt avec des cheminées évoqué par Macbeth permettant d'expliquer la faible hausse de température observée à l'interface dépôt/fluide reste le même. Dans la section suivante, nous allons présenter un certain nombre de résultats expérimentaux sur la structure et la composition du dépôt de produits de corrosion sur les gaines de crayon combustible en régime d'ébullition. À partir de ces résultats et des modèles théoriques de ce chapitre, nous présenterons dans le chapitre 3 de ce mémoire le modèle retenu pour le code OSCAR.

### 2.1.2 Résultats expérimentaux sur le dépôt

Des résultats expérimentaux sur le dépôt sous ébullition sont présentés dans cette section, en particulier sur :

- les effets de certains paramètres thermo-hydrauliques d'intérêt,
- la composition du dépôt,
- la structure du dépôt.

#### 2.1.2.1 Données expérimentales sur le dépôt

##### 2.1.2.1.1 Résultats issus de réacteurs

Des études sur le dépôt de produit de corrosion ont été effectuées par Byers et al. [8] sur des réacteurs aux États-Unis. Il a été remarqué une forte corrélation entre :

- l'épaisseur de dépôt et le degré d'ébullition (débit de vaporisation) (cf. figure 2.10a),
- l'épaisseur de dépôt et le degré de CIPS observé (cf. figure 2.10b).

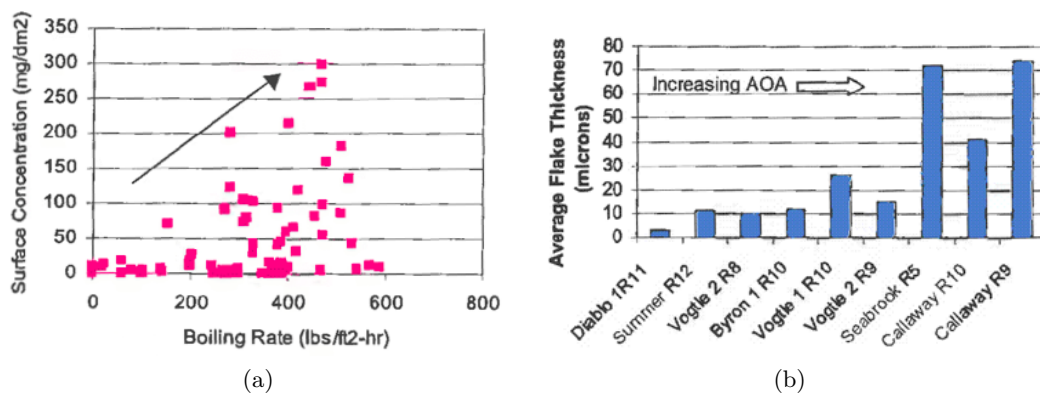


FIGURE 2.10 : Mesures de Byers et al. sur les relations entre l'épaisseur de dépôt observée et le degré de CIPS ainsi que le débit de vaporisation en conditions REP primaires [8].

Ces études menées par Byers et al. permettent de montrer l'étroite corrélation entre le degré d'ébullition et l'épaisseur de dépôt observée sur le combustible.

L'épaisseur du dépôt sur les crayons de combustible observée sans ébullition est de l'ordre de quelques micromètres alors que dans le cas de zones avec ébullition, cette épaisseur peut atteindre une centaine de micromètres comme on peut le voir dans le tableau 2.3

regroupant des épaisseurs mesurées sur des centrales américaines présentant un CIPS.

Réacteur	Epaisseur de dépôt ( $\mu m$ )
Diablo 1R11 [8]	3
Vogtle 2 R8 [8]	10
Summer R12 [8]	11
Byron 1 R10 [8]	12
Vogtle 2 R9 [8]	16
Turkey Point [8]	3,8-18
Vogtle 1 R10 [8]	28
Callaway R10 [8]	41
Seabrook R5 [8]	71
Callaway R9 [8]	73
Ringhals 2 [31]	75
Zorita Cycle 2 [31]	100
Belgian 3 Cycle 4 [31]	80-120

Tableau 2.3 : Epaisseur de dépôt mesurée sur des crayons combustible.

Nous allons nous intéresser dans la suite de ce paragraphe à la composition de ce dépôt. L'EPRI [32] donne les résultats présentés sur la figure 2.11 pour la composition du dépôt issu de grattages sur des crayons ayant subi un CIPS. L'élément prédominant composant le dépôt est le nickel suivi du fer (principaux éléments constituant les matériaux du circuit primaire des REP).

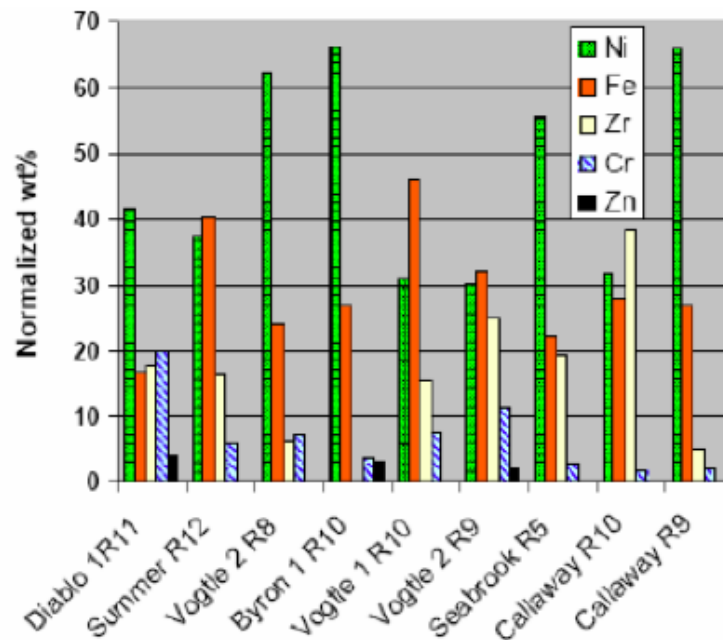


FIGURE 2.11 : Composition du dépôt issu de grattage sur des crayons ayant subi un degré croissant de CIPS [32].

Toujours dans le cas de ces réacteurs, Byers et al. donnent les phases solides qui ont été détectées dans le dépôt (cf. tableau 2.5 )

Réacteur	Ni Ferrite	NiO	Ni	$Ni_2FeBO_5$	"Aiguilles"	$ZrO_2$	FeOOH	$NiFeCrZnO$
Diablo 1R11	3	3	2	NO	NO	2	NO	3
Summer R12	3	3	NO	NO	2	3	3	NO
Vogtle 2 R8	3	NO	NO	NO	NO	3	1	
Byron 1 R10	3	3	3	NO	NO	1	NO	NO
Vogtle 1 R10	3	NO	NO	NO	NO	3	NO	NO
Vogtle 2 R9	3	NO	NO	NO	2	3	1	NO
Seabrook R5	3	3	NO	NO	3	3	NO	NO
Callaway R10	3	NO	NO	2	2	3	1	NO
Callaway R9	3	3	NO	3	3	3	NO	NO

Tableau 2.4 : Phases solides détectées dans le dépôt [8]; 3 : phase majoritaire, 2 : phase mineure, 1 : trace, NO : Non Observé.

Les photographies MEB<sup>1</sup> des figures 2.12 et 2.13 montrent les différentes phases observées sur le dépôt.

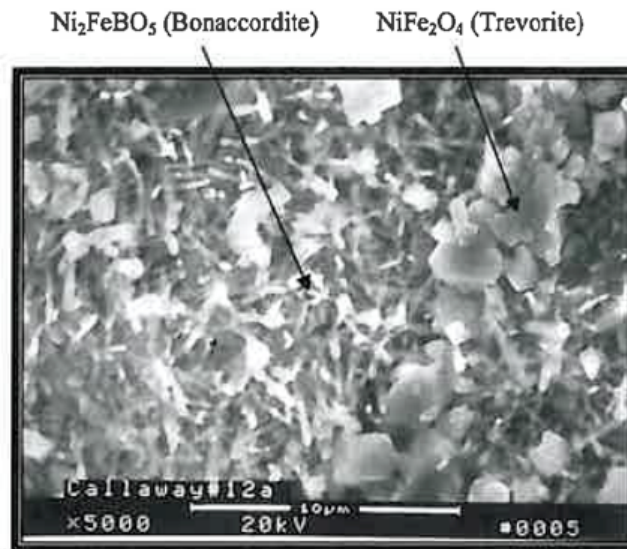


FIGURE 2.12 : Image MEB du dépôt de Callaway R9 [8].

1. MEB : Microscope Electronique à Balayage



Location	Ni	Fe	Cr	Zr	O	Si	Mn
Point 1	67.5	6.0	0.7	1.6	22.3	0.3	1.8
Point 2	53.1	11.5	1.3	3.5	25.4	0.3	4.8

FIGURE 2.13 : Image MEB du dépôt de Seabrock R5 [8].

La photographie MEB de la figure 2.14 présente une coupe radiale du dépôt. On peut remarquer la présence d'une structure en trois couches. L'interface fluide/dépôt est positionnée sur le bas de la photographie.

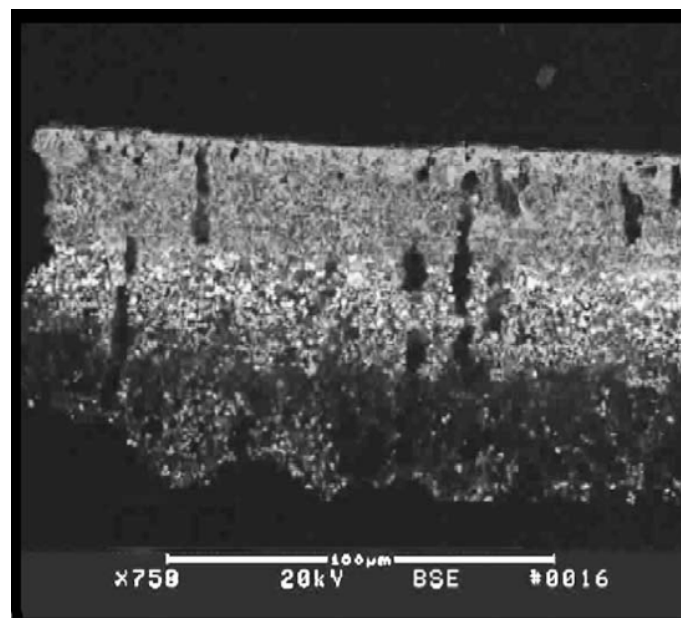


FIGURE 2.14 : Image MEB du dépôt de Seabrock R5 [8].

Frattini et Sawicki [33] donnent la composition du dépôt de produits de corrosion présentée dans le tableau 2.5 issu de grattages sur le combustible de Callaway cycle 9, cycle ayant



présenté un important CIPS. Ce grattage est comparé avec les compositions moyennes observées dans des cycles sans CIPS pour le haut et le bas des crayons combustible.

Grattage	Composition
Crud avec CIPS	$Ni_2FeBO_5$ : 50 % $m - ZrO_2$ : 30 % Oxyde de nickel, ferrite : 10 %
Crud moyen (haut)	$NiO$ : 60 % $Fe_2O_3$ : 25 % $Cr_2O_3$ : 10 %
Crud moyen (bas)	$Fe_2O_3$ : 60 % $NiO$ : 25 % $Cr_2O_3$ : 15 %

Tableau 2.5 : Phases observées dans le dépôt [33].

### Résultats issus de boucles d'essai

Nous nous intéressons, dans ce paragraphe, aux essais qui ont été menés sur la boucle CIRENE et sur d'autres boucles comme celle de Halden ainsi que sur le lien entre ébullition et épaisseur du dépôt et son influence sur la composition du dépôt.

### Essai CIRENE 2000/2001

Les conditions expérimentales de l'essai CIRENE 2000/01 sont regroupées dans le tableau 2.6.

Conditions	Valeurs
Pression ( <i>bar</i> )	150
Débit masse ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	2500
Température d'entrée ( $^{\circ}C$ )	310
Température de sortie ( $^{\circ}C$ )	337
Densité de flux thermique ( $W.cm^{-2}$ )	70
Débit de vaporisation en sortie cœur ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	1800
Débit RCV ( $L.h^{-1}$ )	4
[ <i>B</i> ] (ppm)	2000
[ <i>Li</i> ] (ppm)	2,2
[ <i>H<sub>2</sub></i> ] ( $cc.kg^{-1}$ )	30 - 40

Tableau 2.6 : Conditions expérimentales de l'essai 2000/01 [34].

Le débit de vaporisation en sortie cœur est calculé grâce au code FLICA IV [35]. Les résultats obtenus lors de l'essai CIRENE 2000/2001 [34] sont regroupés dans les tableaux 2.7 et 2.8. On peut remarquer que, plus le débit de vaporisation est important (plus on est haut sur la longueur chauffante), plus le dépôt est important. En particulier, la quantité de fer et nickel déposée est bien plus importante sur l'extrémité à plus haute température du crayon chauffant qu'au début de celui-ci.

Cote axiale	15 cm	60 cm	110 cm	160 cm
Fe	18	6,2	15,7	44,4
Ni	5,6	4	3,3	12,2
Cr	5,6	5,5	5,3	4,7
Co	2,5	2	2	2,6
Mn	5,8	6,2	6,2	6,3
Cu	6,7	8	7	4,4
Zn	4	3	4	6,5
Zr	230	257	230	83

Tableau 2.7 : Composition élémentaire sur un crayon chauffant, recueillie par grattage ( $\mu\text{g}/\text{filtre}$ ) [34].

Cote axiale	15 cm	60 cm	110 cm	160 cm
Masse surfacique (estimée) ( $\text{mg}.\text{dm}^{-2}$ )	0,13	0,17	0,08	0,42
Débit de vaporisation ( $\text{kg}.\text{m}^{-2}.\text{h}^{-1}$ )	0	0	721	1460

Tableau 2.8 : Corrélation entre la masse surfacique et le débit de vaporisation [34].

Dans la partie haute du crayon combustible, la composition présentée dans le tableau 2.9 est observée.

Element	Fe	Ni	Cr	Co	Mn	Cu
%	59	16	6	3,5	8	6

Tableau 2.9 : Composition du dépôt en haut de longueur chauffante [34].

### Essai CIRENE 2005

Les conditions expérimentales de l'essai CIRENE 2005 sont regroupées dans le tableau 2.10.

Conditions	Valeurs
Pression ( $\text{bar}$ )	143
Débit masse ( $\text{kg}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	2350
Température d'entrée ( $^{\circ}\text{C}$ )	310
Température de sortie ( $^{\circ}\text{C}$ )	337
Densité de flux thermique ( $\text{W}.\text{cm}^{-2}$ )	75,8
Débit de vaporisation en sortie cœur ( $\text{kg}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	2400
Débit RCV ( $\text{L}.\text{h}^{-1}$ )	4
Masse injectée ( $\text{mg}.\text{j}^{-1}$ )	96

Tableau 2.10 : Conditions expérimentales de l'essai 2005 [36].

Les épaisseurs de dépôt mesurées lors de l'essai CIRENE 2005 [36] sont présentées sur la figure 2.15. On remarquera que le dépôt est plus important en fin de longueur chauffante ici aussi. Dans cet essai, la teneur en nickel du dépôt est plus importante que dans le cas présenté précédemment.

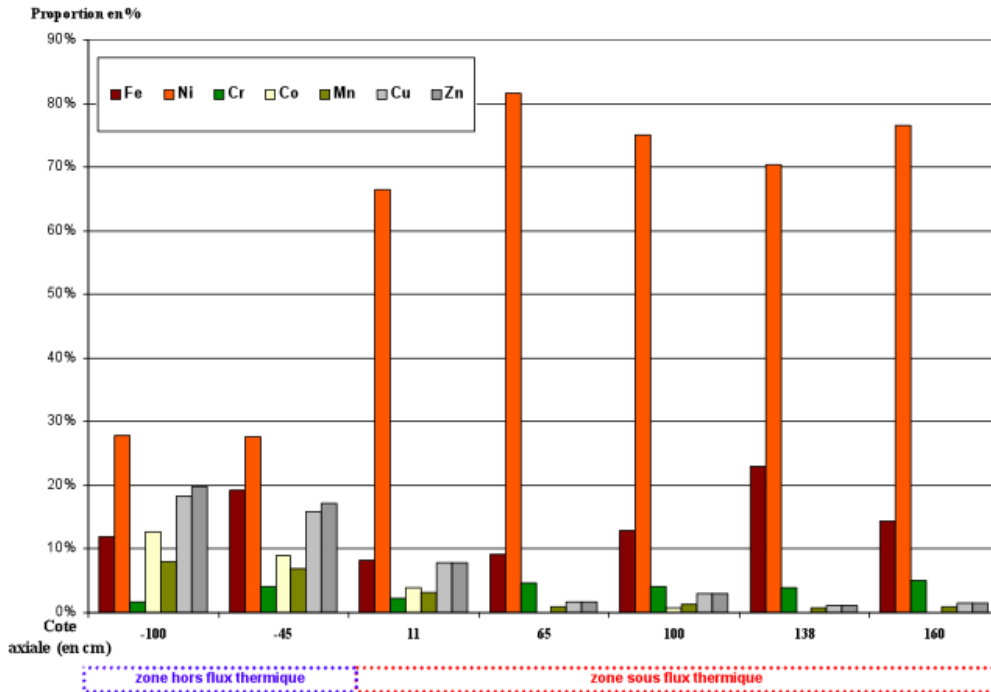


FIGURE 2.15 : Composition du dépôt [36].

### Essai sur le réacteur de Halden

Le réacteur d'essai de Halden est une boucle ayant pour but la caractérisation du comportement du combustible et des matériaux. Les flux neutroniques typiques sont de l'ordre de  $3.10^{13} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Nous allons dans ce paragraphe étudier les essais de Bennett [12] pour la caractérisation du dépôt de produits de corrosion sur le combustible sous ébullition. Les conditions expérimentales de ces essais sont détaillées dans le tableau 2.11.

Conditions	Test 1	Test 3-Phase 1	Test 3-Phase 2	Test 5
Durée de fonctionnement ( $j$ )	1000	160	120	500
Température d'entrée ( $^{\circ}C$ )	305-310	290	294	310
Température de sortie ( $^{\circ}C$ )	311-320	314	330	320
Densité de flux thermique ( $MW.m^{-2}$ )	0,5-1,14	0,45-0,85	0,98	0,87-1,18
Taux de vide en sortie cœur	0-0,05	0,012	0,01-0,022	0,12-0,19
Épaisseur maximale de dépôt mesurée ( $\mu m$ )	$\approx 0$	$\approx 0$	500	65

Tableau 2.11 : Conditions expérimentales de l'essai de Bennett [12].

Dans le cas du test 5, l'épaisseur de dépôt a été mesurée dans le cœur en fonctionnement

via une sonde de diamètre.

Le premier essai *Test 1* n'a donné lieu qu'à une faible épaisseur de dépôt sur le combustible, c'est un essai sans ébullition qui sert de point de référence.

Le deuxième essai présenté a pour but la caractérisation d'un CIPS dans le réacteur de Halden. Pour cela, du combustible avec un enrichissement plus important a été introduit dans la partie chaude de la section d'essai afin de provoquer l'ébullition (flux neutronique plus important donc production de chaleur plus importante). La première phase de cet essai n'a donné lieu qu'à un faible dépôt. Lors de la seconde phase, la densité de flux thermique a été augmentée impliquant un dépôt très important comme on peut le voir sur la figure 2.16.

Le dernier essai *Test 5* est un essai avec ébullition qui a permis d'atteindre au bout de 500 jours de fonctionnement un dépôt de  $65 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

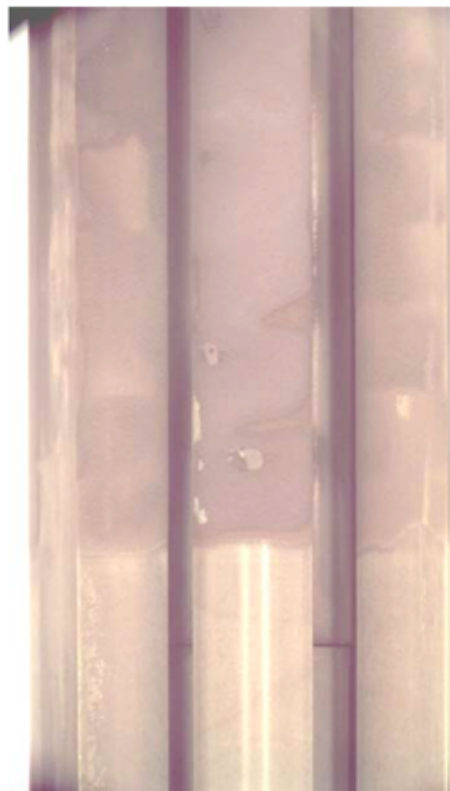


FIGURE 2.16 : Photographie montrant la frontière entre la zone avec ébullition (partie haute présentant un dépôt important) et sans ébullition (partie basse présentant un dépôt quasi inexistant) lors du *Test 3-Phase 2* [12].

### 2.1.2.2 Transfert thermique dans le dépôt

Comme cela a été dit, dans l'introduction de ce mémoire de thèse, le transfert thermique dans le dépôt de produit de corrosion ne se fait pas uniquement par conduction thermique mais par une combinaison de conduction/vaporisation. Bien que le dépôt puisse atteindre des épaisseurs de l'ordre de la centaine de micromètres avec une densité de flux thermique de  $1 \text{ MW.m}^{-2}$ , l'élévation de température au niveau de l'interface oxyde/dépôt n'excède pas une vingtaine de degrés Celsius lorsque celui-ci est soumis à un régime d'ébullition.

### 2.1.2.2.1 Etudes de Cohen

Cohen [22] a mesuré l'élévation de température à l'interface crud/oxyde en fonction de différentes densités de flux thermique sur un dépôt dans une boucle d'essai en conditions primaires. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.17.

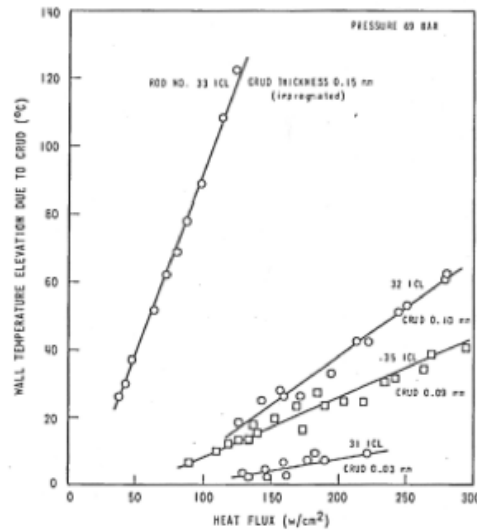


FIGURE 2.17 : Mesure de la température d'interface crud/oxyde par Cohen [22].

Dans les conditions du circuit primaire ( $\Phi \approx 1 MW.m^{-2}$ ) l'élévation de cette température d'interface est de l'ordre d'une dizaine de degrés Celsius.

### 2.1.2.2.2 Etude de Macbeth et al.

Macbeth et al. [37] ont mené des expériences afin de pouvoir mesurer les échanges de chaleur à travers le dépôt. Ils ont observé un dépôt non uniforme, fortement poreux, comme on peut le voir sur la figure 2.18. Il présente des cheminées permettant l'évacuation de la vapeur formée dans le dépôt. L'élévation de température mesurée par Macbeth et al. est conforme à la modélisation, ils mesurent des augmentations de température de l'ordre de 20 °C pour une densité de flux thermique de l'ordre de 1  $MW.m^{-2}$ .



FIGURE 2.18 : Dépôt sur un crayon chauffant [37].

### 2.1.3 Conclusion partielle sur la modélisation du dépôt

Les résultats expérimentaux semblent a priori confirmer l'hypothèse d'un dépôt en plusieurs couches de porosités différentes, porosités permettant entre autres l'ébullition dans le dépôt lui-même. La présence de cheminées permettant l'évacuation de la vapeur créée dans le dépôt du fait de l'ébullition a aussi été observée expérimentalement.

Du point de vue composition, il est important de noter la présence de fer dans les dépôts avec ébullition alors que celui-ci tend à précipiter dans les zones où la température est la plus faible. La présence de bonaccordite (précipité de fer, nickel, chrome et bore) dans les dépôts avec ébullition semble avoir été observée lors de certains cycles dans des centrales américaines (Callaway). Cependant, dans le cas des réacteurs français, ce composé n'a pas été mis en évidence dans les dépôts.

Nous allons dans la suite de ce chapitre nous intéresser aux mécanismes de formation du dépôt en régime d'ébullition nucléée.

## 2.2 Modélisation de l'enrichissement

L'enrichissement correspond au fait que les régions soumises à un régime d'ébullition voient leurs concentrations en espèces solubles (mais aussi insolubles) augmenter de manière significative au niveau de la couche de fluide proche de la paroi. Cette couche de fluide à une épaisseur de l'ordre de celle de la couche laminaire du fluide, soit quelques micromètres. Nous allons, dans ce paragraphe, présenter différents modèles d'enrichissement à la paroi ainsi qu'un certain nombre de résultats expérimentaux issus de la littérature. Nous ferons ensuite une critique de ces différents modèles avec ces résultats.

### 2.2.1 Principaux modèles

#### 2.2.1.1 Modèle de Billot

Lorsque la température d'ébullition<sup>2</sup> est atteinte au niveau de l'interface dépôt/fluide, des bulles peuvent se former sur un site dit "de nucléation". Ces sites sont généralement des anfractuosités de la paroi, des zones où les conditions thermo-hydrauliques locales sont plus favorables à l'ébullition (zone protégée du refroidissement par convection du fluide). Lors de la croissance d'une bulle à la paroi, l'évaporation de la phase liquide pour former les bulles intervient au niveau d'une couche de fluide adjacente à la paroi. La vaporisation se produit autour du site de nucléation. Du fait de la vaporisation du fluide adjacent au site de nucléation et de la géométrie du système, une sur-concentration va apparaître dans un anneau liquide sous la bulle [17]. Dans le cas des ions, au fur et à mesure de la vaporisation de ce film liquide, la concentration des ions dans cette couche de fluide augmente jusqu'à atteindre la concentration à l'équilibre. Les ions vont ainsi précipiter sur le dépôt par vaporisation. Ce phénomène est aussi applicable aux particules, en effet du fait de la vaporisation, les particules vont être sur-concentrées dans ces anneaux liquides. Leur concentration augmentant, leur dépôt augmente.

Après le détachement de la bulle de la paroi (une bulle se détache de son site de nucléation si son diamètre atteint un diamètre appelé "diamètre critique"), la vapeur est remplacée

---

2. La température d'ébullition correspond à la température nécessaire à la création de bulles. Cette température est légèrement supérieure à la température de saturation du fluide de  $\Delta T_{sat}$ . Ce terme correspond à la surchauffe nécessaire à la vaporisation du liquide pour former les bulles. Elle se calcule par  $T_{Ebu} = T_{sat} + \Delta T_{sat}$

par du liquide provenant du cœur de l'écoulement le temps de la formation d'une nouvelle bulle sur le site de nucléation et la sur-concentration disparaît. On est donc en présence de deux phénomènes antagonistes :

- la surconcentration des ions dans le fluide proche de la paroi qui peut s'accompagner d'un phénomène de précipitation,
- la re-dissolution des produits précipités due au remplacement de la bulle par du liquide provenant des couches liquides adjacentes.

A haute pression et à flux thermique important, Billot suppose que le temps entre le détachement d'une bulle de la paroi et l'apparition d'une nouvelle bulle est extrêmement court. On peut donc considérer le phénomène de re-dissolution comme négligeable. De plus, dans le cas d'un régime d'ébullition à forte sous-saturation, le flux de re-condensation compense le flux de vaporisation ce qui implique la formation de bulles dites "d'équilibre", c'est-à-dire de bulles qui ne vont pas se détacher de leur site de nucléation. Ces bulles peuvent avoir un diamètre plus important que celles qui se détachent de la paroi.

Le calcul de la sur-concentration (ou du facteur d'enrichissement) nécessite la connaissance du volume moyen occupé par le film liquide par rapport au volume total de la bulle considérée. Le volume occupé par les bulles par unité de temps et de surface est donné par :

$$V_b = \frac{\pi \cdot D_b^3}{6} \cdot f \cdot n \quad (2.34)$$

Et celui du liquide sous les bulles :

$$V_{lb} = \frac{\pi \cdot D_b^2}{4} \cdot \xi \cdot f \cdot n \quad (2.35)$$

Avec :

- $D_b$  : le diamètre des bulles (calculé au détachement) ( $m$ ),
- $f$  : la fréquence de nucléation ( $s^{-1}$ ),
- $n$  : la densité de site de nucléation ( $m^{-2}$ ),
- $\xi$  : l'épaisseur instantanée du film liquide ( $m$ ).

Billot donne l'expression suivante pour le calcul de l'épaisseur du film liquide  $\xi$  :

$$\xi(t) = \left[ Z_B \cdot Re^{-1/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \right] \cdot D_b \quad (2.36)$$

Le calcul de  $D_b$  se fait en utilisant le modèle de Plesset et Zwick [38] :

$$D_b = A \cdot \sqrt{t} \quad (2.37)$$

Avec :

- $A$  : une constante ( $m \cdot s^{-1/2}$ ),
- $t$  : le temps ( $s$ ).

On en déduit ainsi le facteur d'enrichissement ( $F_E = \frac{V_b}{V_{lb}}$ ) à partir des équations 2.34, 2.35 et 2.36 et 2.37

$$F_E = \frac{2}{3} \cdot \frac{D_b(t)}{\xi(t)} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{Z_B \cdot Re^{-1/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)} \quad (2.38)$$

Avec :

- $Z_B$  : une constante calculée prise égale à 0,9 par Van Ooverkerk [39],

- $Re$  : le nombre de Reynolds  $Re = \frac{\rho_l \cdot D_H \cdot v_l}{\mu_l}$ ,
- $\rho_l$  : la masse volumique du liquide ( $kg \cdot m^{-3}$ ),
- $D_H$  : le diamètre hydraulique ( $m$ ),
- $v_l$  : la vitesse du liquide ( $m \cdot s^{-1}$ ),
- $\mu_l$  : la viscosité dynamique du liquide ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ),

### 2.2.1.2 Modèle de March/Peybernès

Ce modèle a été initialement développé par Peybernès [18] puis amélioré par March [40]. Des études concernant le transfert de masse et de chaleur entre une surface chauffante et un écoulement monophasique ont montré que la principale résistance aux transferts se situe au niveau de la couche laminaire. Dans le cas des écoulements diphasiques, la nucléation des bulles à la paroi "détruit" la couche laminaire et entraîne une amélioration conséquente des transferts thermique et de masse. La résistance aux transferts se situe, dans le cas des écoulements diphasiques, au niveau de l'interface entre la couche de bulle qui se développe à la paroi et le cœur de l'écoulement (cf. figure 2.19). La présence de bulles entraîne en effet l'isolement partiel de la paroi du liquide. La modélisation de l'enrichissement présentée par Peybernès [18] est basée sur un bilan de masse dans une couche de fluide proche de la paroi et dépend fortement de la position de cette couche de bulle.

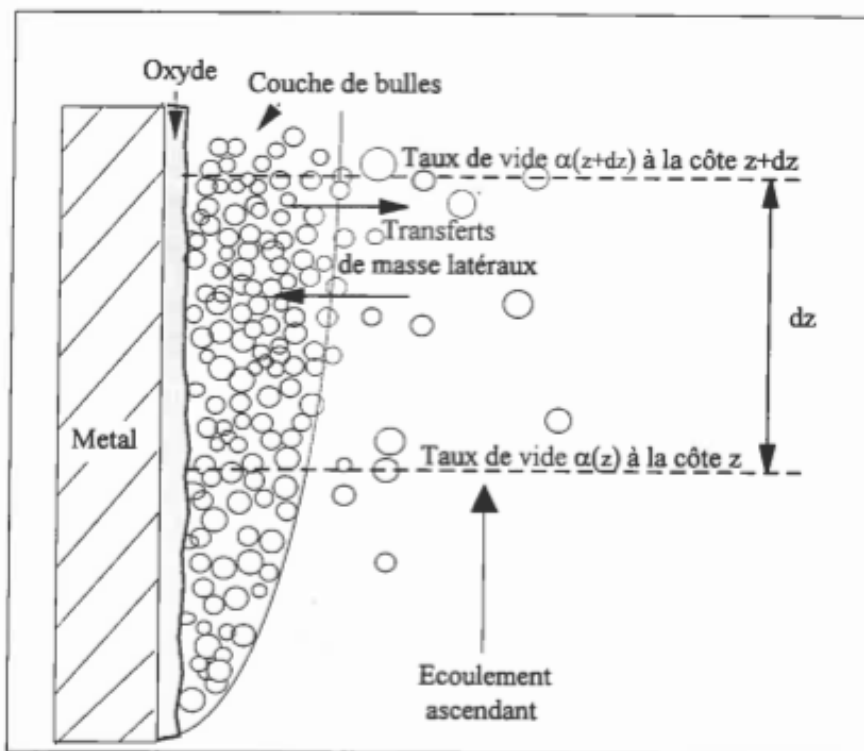


FIGURE 2.19 : Développement de la couche de bulles à la paroi lors de l'établissement d'un régime d'écoulement diphasique [18].

Le calcul du facteur d'enrichissement se fait en deux étapes : le calcul de la concentration moyenne de l'espèce considérée dans la phase liquide en présence de vapeur par un bilan



de masse axial et le calcul du facteur d'enrichissement à partir du calcul précédent via un bilan de masse radial.

### 2.2.1.2.1 Calcul de la concentration de l'espèce considérée dans le liquide en présence de vapeur par un bilan de masse radial

En reprenant les notations de la figure 2.19 on peut établir le bilan de masse suivant dans la couche de bulles :

$$\rho_v \cdot \alpha \cdot v_v \cdot C_v + \rho_l \cdot (1 - \alpha) \cdot v_l \cdot C_l = \rho_l \cdot v_0 \cdot C_0 \quad (2.39)$$

Avec :

- $\rho_v$  : la masse volumique de la phase vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),
- $v_v$  : la vitesse de la phase vapeur dans l'écoulement ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_v$  : la concentration de l'espèce considérée dans la phase vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\rho_l$  : la masse volumique de la phase liquide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\alpha$  : le taux de vide moyen dans la couche de bulles à une cote  $z$  donnée,
- $v_l$  : la vitesse de la phase liquide ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_l$  : la concentration de l'espèce considérée dans la phase liquide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $v_0$  : la vitesse du fluide au cœur de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_0$  : la concentration de l'espèce considérée au cœur de l'écoulement supposé liquide ( $kg.m^{-3}$ ).

On obtient ainsi la concentration moyenne de l'espèce considérée dans la phase liquide :

$$C_l = \frac{C_0}{\Gamma \cdot \bar{x} + (1 - \bar{x})} \quad (2.40)$$

Avec les notations suivantes :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{C_v}{C_l} \\ \alpha &= \frac{\bar{x} \cdot \rho_l}{(1 - \bar{x}) \cdot \rho_v \cdot \gamma + \bar{x} \cdot \rho_l} \\ \gamma &= \frac{v_l}{v_v} \end{aligned}$$

Et :

- $\bar{x}$  : le titre massique moyen sur l'épaisseur de la zone où s'effectue le bilan de masse  $\Delta z$ . Nous pouvons ainsi déduire un facteur d'enrichissement axial entre une zone avec ébullition et une zone sans ébullition, son expression est la suivante :

$$F_E = \frac{C_l}{C_0} = \frac{G_{1 \rightarrow 2}}{G_{2 \rightarrow 1}} \cdot \frac{1}{(1 - \bar{x}) + \Gamma \cdot \bar{x}} \quad (2.41)$$

Avec :

- $G_{1 \rightarrow 2}$  : le débit spécifique de la zone 1 du fluide vers le zone 2 (cf. figure 2.20),
- $G_{2 \rightarrow 1}$  : le débit spécifique de la zone 2 du fluide vers le zone 1 (cf. figure 2.20).

Nous allons nous intéresser maintenant au bilan de masse radial.

### 2.2.1.2.2 Détermination du facteur d'enrichissement par un bilan de masse radial

Les échanges de masses entre le cœur de l'écoulement (zone 1 de la figure 2.20) et la couche de bulles (zone 2 de la figure 2.20) entraînent une répartition radiale des espèces chimiques concernées. La concentration d'une espèce à la paroi dépend des échanges transverses qui peuvent être formulés par le bilan de masse suivant dans la couche de bulles (avec les notations de la figure 2.20) :

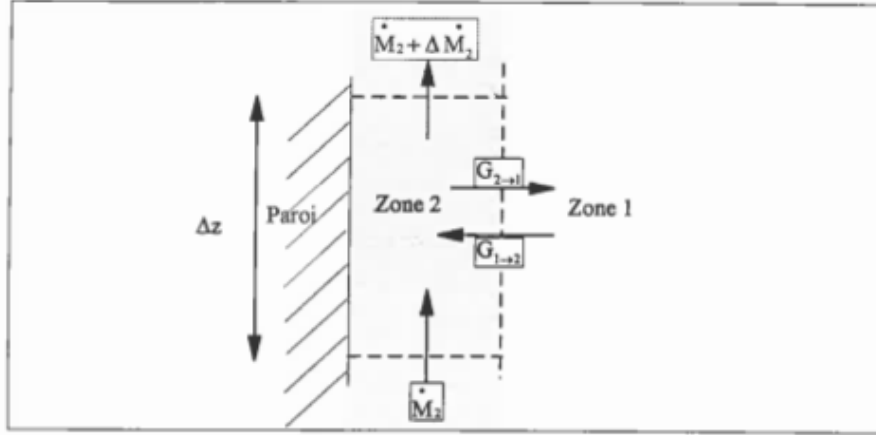


FIGURE 2.20 : Bilan de masse dans une couche de fluide proche de la paroi [18].

$$\begin{aligned} \dot{m}_v \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \Delta z + (\dot{M}_2 + \Delta \dot{M}_2) \cdot (1 - x_2 - \Delta x_2) + 2 \cdot \pi \cdot (R + \delta) \cdot \Delta z \cdot G_{2 \rightarrow 1} \\ = \dot{M}_2 \cdot (1 - x_2) + 2 \cdot \pi \cdot (R + \delta) \cdot \Delta z \cdot G_{1 \rightarrow 2} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Avec :

- $\dot{m}_v \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \Delta z$  : le débit d'eau vaporisée sur  $\Delta z$ ,
- $(\dot{M}_2 + \Delta \dot{M}_2) \cdot (1 - x_2 - \Delta x_2)$  : le débit axial de liquide quittant la couche de bulles,
- $2 \cdot \pi \cdot (R + \delta) \cdot \Delta z \cdot G_{2 \rightarrow 1}$  : le débit radial de liquide quittant la couche de bulles sur  $\Delta z$ ,
- $\dot{M}_2 \cdot (1 - x_2)$  : le débit axial de liquide entrant dans la couche de bulles,
- $2 \cdot \pi \cdot (R + \delta) \cdot \Delta z \cdot G_{1 \rightarrow 2}$  : le débit radial de liquide pénétrant dans la couche de bulles sur  $\Delta z$ .

Et :

- $R$  : le rayon de l'élément chauffant ( $m$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur de la couche de bulles ( $m$ ),
- $x_2$  : le titre massique dans la zone 2,
- $\dot{M}_2$  : le débit spécifique à l'entrée de la zone 2 ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ).

En négligeant les termes du second ordre, l'équation 2.42 devient :

$$\dot{m}_v \cdot \frac{R}{R + \delta} - \frac{\dot{M}_2 \cdot \Delta x_2}{2 \cdot \pi (R + \delta) \cdot \Delta z} + G_{2 \rightarrow 1} = G_{1 \rightarrow 2} \quad (2.43)$$

En considérant que  $\frac{\dot{M}_2 \cdot \Delta x_2}{2 \cdot \pi (R + \delta) \cdot \Delta z} \approx 0$  et  $\delta \ll R$  on obtient le bilan simplifié suivant :

$$\dot{m}_v + G_{2 \rightarrow 1} = G_{1 \rightarrow 2} \quad (2.44)$$

A partir de l'équation (2.44), Peybernès calcule un facteur d'enrichissement, cependant, selon March [40] la modélisation de l'enrichissement présenté par Peybernès comporte les limitations suivantes :

- Il a été supposé dans le modèle de Peybernès que la re-condensation des bulles dans la zone 2 était négligeable (l'épaisseur de cette couche est de  $5,5 \cdot D_b$  d'après Weisman et Pei [41]). Or la re-condensation peut se produire dès lors que les bulles se trouvent en dehors de la couche de liquide surchauffée. Pujet [42] montre que les bulles en contact avec la paroi atteignent des diamètres bien supérieurs à celui de cette couche de bulles. L'épaisseur de la couche de bulles fixée par Weisman et Pei ne permet donc pas de négliger le flux de re-condensation.
- Le modèle de Peybernès utilise la corrélation de Yang [43] pour le calcul des diamètres de bulles au détachement. Il apparaît, d'après les résultats expérimentaux de March, que les diamètres de bulles calculés par cette corrélation sont très inférieurs à ceux qui ont été mesurés comme le montre le tableau 2.12. Ce tableau présente des résultats de mesures de diamètres de bulles en conditions REP primaires ainsi qu'une comparaison avec les modèles de Yang [43] et Unal [44]. A la suite de cette étude, March propose d'utiliser la corrélation d'Unal.

Référence	Diamètre mesuré ( $\mu m$ )		
	March [40]	Yang [43]	Unal [44]
P155-GB-S1	100	29	70
P155-GB-S2	150	29	100
P155-GB-S3	170	29	140
P155-GB-S4	150	27	120
P155-GB-S5	110	25	100

Tableau 2.12 : Comparaison entre les diamètres de bulles au détachement mesurés par March [40] et ceux calculés par les corrélations de Yang [43] et Unal [44].

- La formulation du débit spécifique transverse  $G'$  donnée par Peybernès intègre les deux limitations précédentes, l'expression de  $G'$  devra donc être modifiée.

L'expression (2.40) donnant la concentration moyenne d'une espèce chimique dans la phase liquide en présence de vapeur est conservée. De la même manière que Peybernès, March construit son raisonnement sur un bilan de masse (cf. figure 2.21), sauf qu'il considère que la zone 2 de Peybernès est divisée en deux zones.

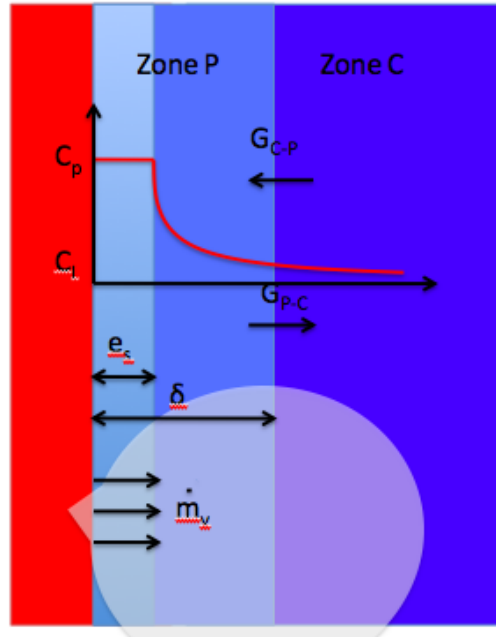


FIGURE 2.21 : Bilan de masse [40].

Les notations de la figure 2.21 sont les suivantes :

- $G_{C-P}$  : le débit spécifique transverse liquide de la zone cœur vers la zone paroi ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ),
- $G_{P-C}$  : le débit spécifique transverse liquide de la zone paroi vers la zone cœur ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ).

Le raisonnement de March est identique à celui de Peybernès jusqu'à l'établissement de l'équation . De cette équation on en déduit :

$$\dot{m}_v \cdot C_v + G_{P-C} \cdot C_{P-C} = G_{C-P} \cdot C_l \quad (2.45)$$

Le terme  $C_{P-C}$  correspondant à la concentration de l'espèce considérée du fluide allant de la zone P à la zone C. March propose la relation suivante pour le calcul de cette concentration :

$$C_{P-C} = k \cdot C_p + (1 - k) \cdot C_l$$

Avec :

$$\begin{aligned} k &= \left( \frac{e_s}{\delta} \right)^a \\ e_s &= \frac{L \cdot (T_p - T_{sat})}{\Phi} \\ \delta &= \frac{D_b}{2} \end{aligned}$$

L'échange thermique à travers la couche de liquide surchauffée  $e_s$  est supposé comme se faisant par conduction pure. L'équation 2.45 peut se réécrire de la manière suivante :

$$[G_{C-P} - G_{P-C} \cdot (1 - k) - \dot{m}_v \cdot \Gamma] = k \cdot G_{P-C} \cdot C_p \quad (2.46)$$

De cette équation on peut calculer le facteur d'enrichissement :

$$F_E = \frac{C_p}{C_0} = \frac{n_c + \beta \cdot (1 - \Gamma) - 1}{n_c - 1} \cdot \frac{1}{(1 - \bar{x}) + \Gamma \cdot \bar{x}} \quad (2.47)$$

Avec :

$$n_c = \frac{G_{C-P}}{\dot{m}_v}$$

$$\beta = \frac{1}{k}$$

### 2.2.1.3 Modèle de Frattini (enrichissement dans le dépôt)

Frattini et al. [45] écrivent un bilan de masse dans les porosités liquide et vapeur. Ainsi le flux de convection du liquide à travers les capillarités liquides est égal au flux d'évaporation dans les cheminées comme cela est représenté sur le schéma de la figure 2.22.

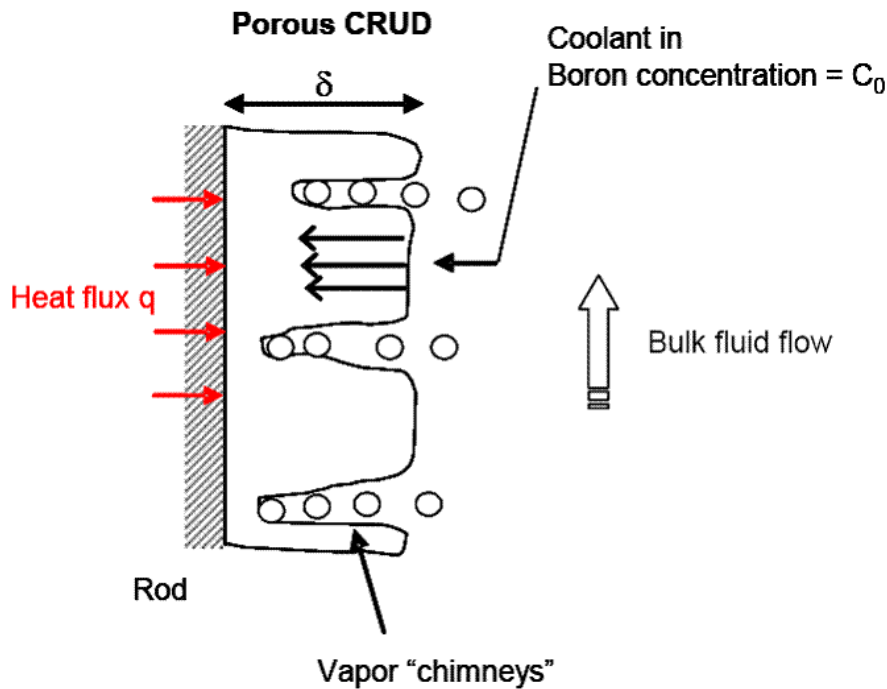


FIGURE 2.22 : Schéma de principe du modèle de Frattini et al. [45].

Le facteur d'enrichissement est calculé de la manière suivante :

$$F_E = \exp\left(\frac{\Phi \cdot \delta}{L_{lv} \cdot \rho_l \cdot \epsilon \cdot D_d}\right) \quad (2.48)$$

Avec :

- $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $MW.m^{-2}$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur de dépôt ( $m$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $\rho_l$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\epsilon$  : la porosité du dépôt,
- $D_d$  : le coefficient de diffusion dans le dépôt ( $s^{-1}$ ).

### 2.2.1.4 Conclusion partielle

Dans ce paragraphe nous avons étudié la modélisation du phénomène d'enrichissement. L'enrichissement à la paroi correspond au fait que la concentration en ions et en particules à

la paroi lorsqu'il y a d'ébullition soient plus importantes que lorsqu'il n'y a pas d'ébullition. Ceci entraîne une précipitation plus importante (ou bien pour certaines espèces, peut déclencher la précipitation). En effet, l'ébullition à la paroi crée un déséquilibre entre les débits massiques entrant et sortant de la couche de fluide proche de la paroi entraînant ainsi une augmentation de la concentration. Avant de faire le choix d'une modélisation de l'enrichissement pour le code OSCAR, nous étudierons les résultats expérimentaux de la littérature.

L'enrichissement dans le dépôt traduit le fait que la concentration en ions et en particules est plus importante à la base du dépôt qu'à la surface en contact avec le fluide entraînant aussi une précipitation plus importante. Cependant, le fait que le fluide se vaporise à la base des cheminées devrait entraîner en théorie une sur-concentration qui tend vers l'infini, c'est-à-dire une précipitation totale des ions contenus dans le fluide se vaporisant (si la volatilité de l'espèce considérée est nulle). De même, toute particule entrant dans les capillarités se retrouve piégée dans le dépôt (pour les petites particules) ou se dépose à la surface. Ce mécanisme peut donc se simplifier par l'expression suivante :

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_v \cdot F_E \cdot C_{ion,part} \quad (2.49)$$

Avec :

- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $F_E$  : le facteur d'enrichissement à la surface,
- $C_{ion,part}$  : la concentration ionique \ particulaire à la paroi.

L'enrichissement à la paroi conduit à une augmentation de l'épaisseur de dépôt tandis que l'enrichissement dans le dépôt conduit à une « solidification » du dépôt par remplissage de la porosité.

## 2.2.2 Résultats expérimentaux

Comme nous avons pu le voir dans la section précédente, il existe deux types d'enrichissement :

- enrichissement à la surface du dépôt (Billot, Peybernès/March),
- enrichissement dans le dépôt (Frattini).

Nous proposons dans la suite de ce volet expérimental de donner des ordres de grandeur de ces facteurs ainsi que leurs évolutions éventuelles en fonction des paramètres thermo-hydrauliques de l'écoulement.

### 2.2.2.1 Enrichissement à la surface du dépôt

#### 2.2.2.1.1 Résultats de Styrikovich

Styrikovich [14] a étudié la formation de dépôt poreux à haute pression par précipitation de sels ( $CaSO_4$ ) à la paroi. Sur la figure 2.23, les points blancs correspondent aux concentrations injectées où il n'y a pas de précipitation alors que les points noirs, aux concentrations où il a été observé un précipité. Ces différents points ont été obtenus de la manière suivante :

- en fixant le titre thermodynamique et en faisant varier la concentration,
- en fixant la concentration et en fixant le titre thermodynamique.

La courbe continue constitue la frontière entre les deux domaines, il apparaît que cette

frontière n'est pas franche, les deux familles de points peuvent coexister. Les résultats de la courbe de la figure 2.23 sont obtenus dans les conditions du tableau 2.13.

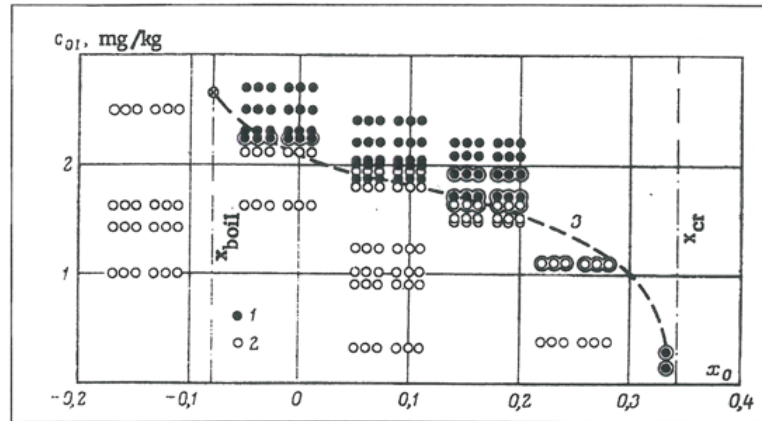


FIGURE 2.23 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi [14]. Concentration en sel nécessaire à la précipitation en fonction du titre thermodynamique.

Donnée	Valeur
Densité de flux thermique ( $kW.m^{-2}$ )	582
Pression (bar)	137
Débit spécifique ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	3500

Tableau 2.13 : Conditions expérimentales pour les résultats présentés sur la figure 2.23 [14].

### Impact de la vitesse du fluide

Les courbes de la figure 2.24 présentent l'évolution des courbes de surconcentration en fonction de la vitesse du fluide (la courbe est paramétrée en débit spécifique).

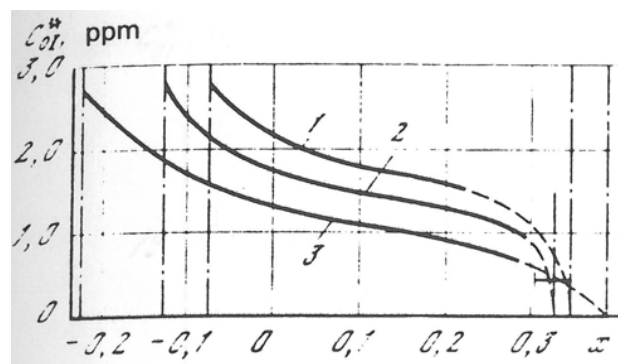


FIGURE 2.24 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la vitesse [14]. Avec les débits spécifiques suivants : 1.  $3500 kg.m^{-2}.s^{-1}$ , 2.  $2000 kg.m^{-2}.s^{-1}$ , 3.  $1000 kg.m^{-2}.s^{-1}$ .

Les conditions expérimentales sont celles du tableau 2.13 sauf au niveau du débit spécifique.

La limite verticale correspond au début de l'ébullition (ONB<sup>3</sup>). On peut remarquer que plus la vitesse du fluide est importante, plus la surconcentration est faible. En effet, plus la vitesse du fluide est grande, plus le refroidissement de la paroi est élevé diminuant ainsi l'importance de l'ébullition.

Les courbes de la figure 2.25 montrent l'impact de la vitesse du fluide (débit spécifique) et du facteur nombre de circulation  $\frac{G_{C-P}}{\dot{m}_v}$  sur le facteur d'enrichissement.

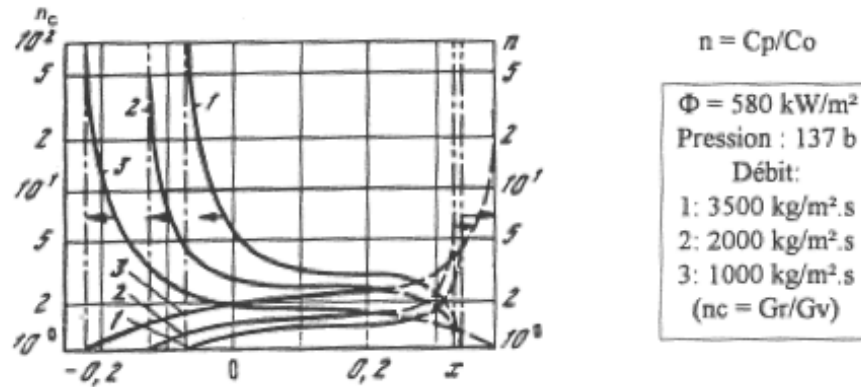


FIGURE 2.25 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la vitesse et du nombre de circulation [14].

Les études suivantes montrent l'impact de la densité de flux thermique et de la vitesse du fluide sur l'enrichissement.

### Impact de la densité de flux thermique

La figure 2.26 montre l'impact de la densité de flux thermique sur la surconcentration pour un débit spécifique fixe de  $1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à 137 bar. La figure 2.27 montre l'impact de la densité de flux thermique sur la surconcentration pour un débit spécifique de  $2000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à 137 bar. La figure 2.28 montre l'impact de la densité de flux thermique et du facteur nombre de circulation  $\frac{G_{C-P}}{\dot{m}_v}$  sur le facteur d'enrichissement.

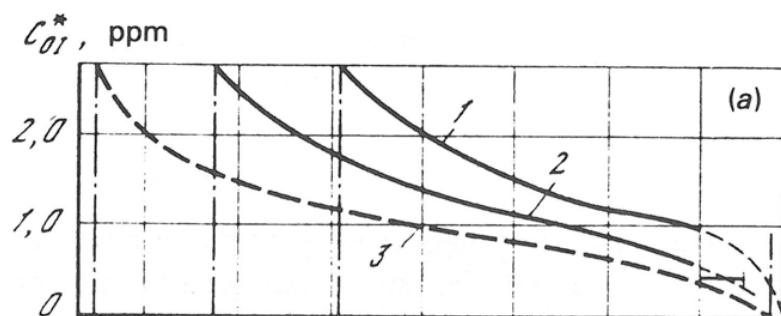


FIGURE 2.26 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la densité de flux thermique ( $1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et 137 bar) [14]. Avec les densités de flux thermique : 1.  $290 \text{ kW.m}^{-2}$ , 2.  $580 \text{ kW.m}^{-2}$ , 3.  $870 \text{ kW.m}^{-2}$ .

3. Onset Nucleate Boiling, point de démarrage de l'ébullition



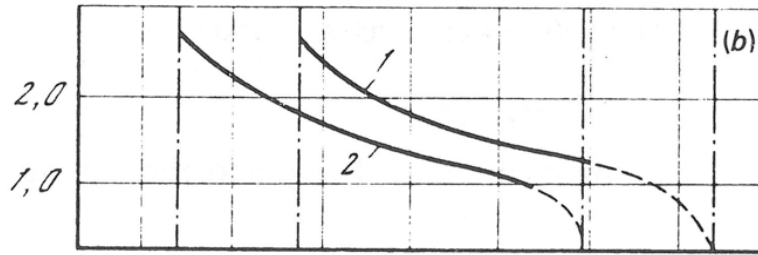


FIGURE 2.27 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la densité de flux thermique ( $2000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $137 \text{ bar}$ ) [14]. Avec les densités de flux thermiques : 1.  $580 \text{ kW.m}^{-2}$ , 2.  $1740 \text{ kW.m}^{-2}$ .

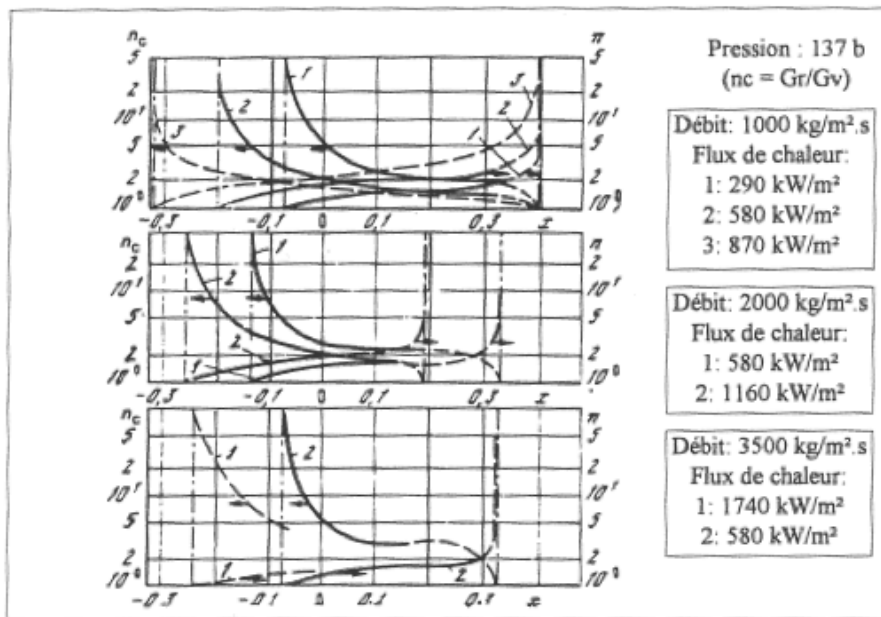


FIGURE 2.28 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la densité de flux thermique et du nombre de circulation [14].

On remarquera que plus la densité de flux thermique est importante plus le facteur d'enrichissement est grand. En effet, plus le flux thermique est important plus le débit de vaporisation augmente à autres paramètres imposés.

### Impact de la pression

La figure 2.29 montre l'impact de la pression du fluide sur la surconcentration pour un débit spécifique de  $1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et une densité de flux thermique de  $580 \text{ kW.m}^{-2}$ . La figure 2.30 montre l'impact de la pression et du facteur nombre de circulation  $\frac{\dot{m}_v}{G_{C-P}}$  sur le facteur d'enrichissement. On remarquera que plus la pression est importante plus le facteur d'enrichissement est important. En effet, la taille des bulles diminue avec l'augmentation de la pression du fluide entraînant donc un enrichissement plus important.

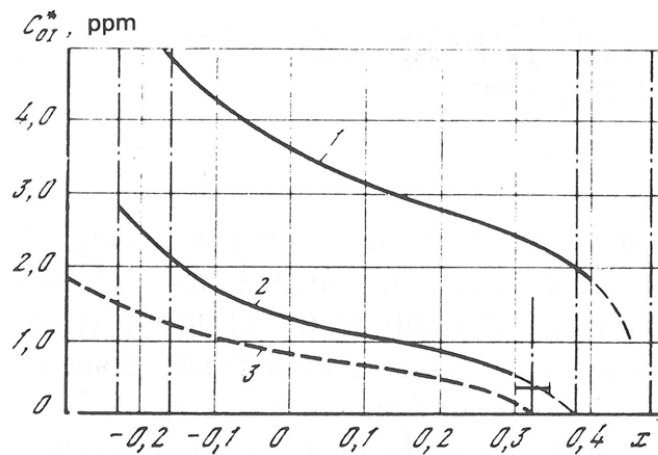


FIGURE 2.29 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la pression du fluide [14]. Avec les pressions : 1. 98 bar, 2. 137 bar, 3. 167 bar.

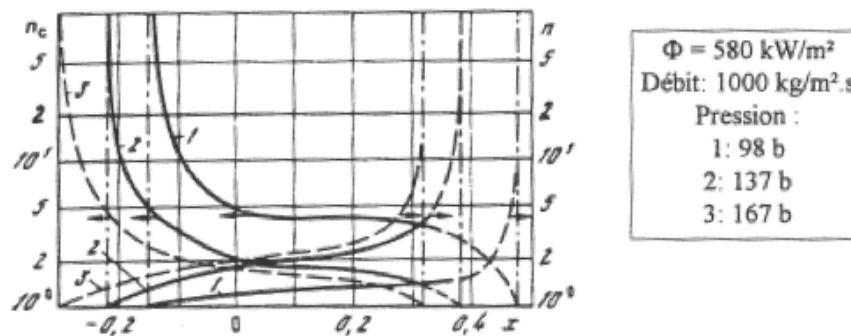


FIGURE 2.30 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la pression du fluide et du nombre de circulation [14].

### 2.2.2.1.2 Résultats de March

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats expérimentaux obtenus par March [40] sur la boucle CIRENE. Les différents calculs présentés sont issus du modèle de March présenté au paragraphe 2.2.1.2.2.

#### Impact de la vitesse du fluide

La figure 2.31 montre l'impact de la vitesse de fluide (débit spécifique) sur la surconcentration. Plus le débit du fluide est important plus le facteur d'enrichissement est faible. Les expériences menées par March sur la boucle CIRENE sont en accord avec les résultats de Styrikovich. Un débit de fluide plus grand va entraîner un meilleur refroidissement de la paroi et donc un flux d'évaporation moins important. Par contre le flux de chaleur dissipé par convection sera plus important.

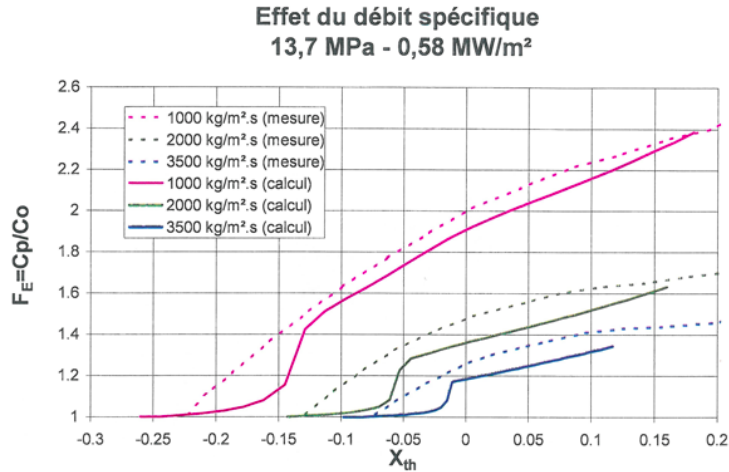


FIGURE 2.31 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction du débit spécifique [40].

### Impact de la densité de flux thermique

Les figures 2.32 et 2.33 montrent l'impact de la densité de flux thermique sur la surconcentration. On peut remarquer que les résultats expérimentaux de March sont en accord avec ceux de Styrikovich. En effet, plus la densité de flux thermique est importante plus le facteur d'enrichissement est grand. A mêmes conditions, plus le flux thermique est important, plus le flux d'évaporation augmente ce qui conduit à un accroissement du facteur d'enrichissement.

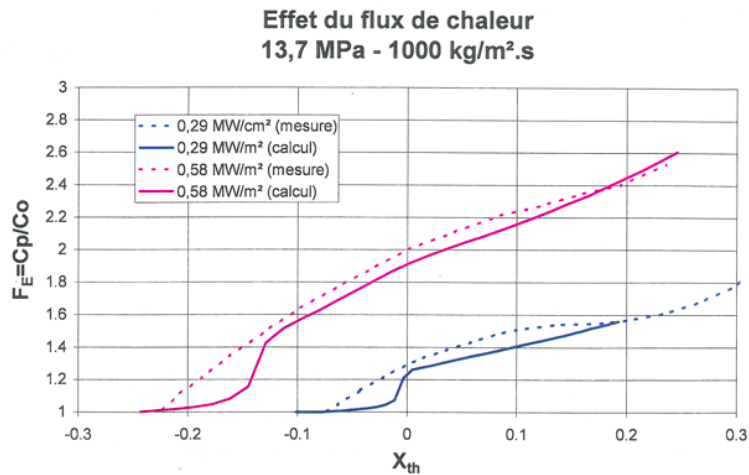


FIGURE 2.32 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la densité de flux thermique [40].

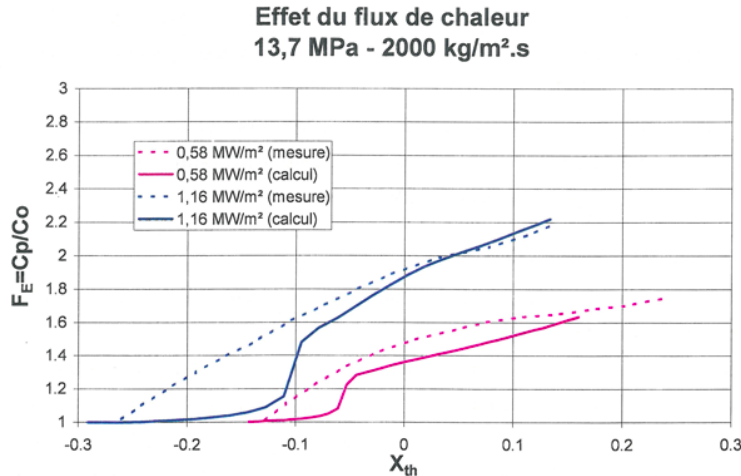


FIGURE 2.33 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la densité de flux thermique [40].

### Impact de la pression

La 2.34 montre l'impact de la pression du fluide sur la surconcentration. Les résultats obtenus par March présentent les mêmes tendances que ceux de Styrikovich, c'est-à-dire que le facteur d'enrichissement tend à diminuer avec la baisse de pression du fluide.

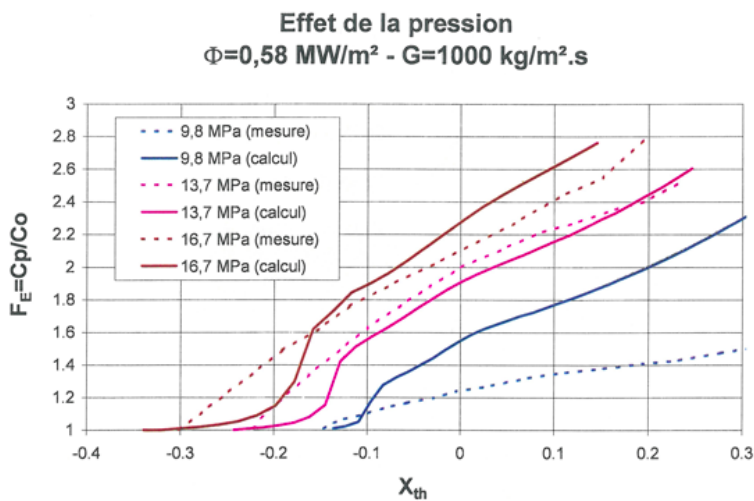


FIGURE 2.34 : Résultats expérimentaux sur l'enrichissement à la paroi en fonction de la pression du fluide [40].

#### 2.2.2.2 Enrichissement dans le dépôt

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont essentiellement issus de calculs, il n'existe pas à notre connaissance de résultats expérimentaux sur les facteurs d'enrichissement à l'intérieur du dépôt. Seule la présence de bore à l'intérieur du dépôt nous permet de donner une estimation de ce facteur d'enrichissement. En effet, la concentration à l'équilibre du bore dans le dépôt étant relativement éloignée de la concentration de bore dans le fluide (d'un rapport de l'ordre de 100), la présence de précipité de bore dans le dépôt indique un facteur d'enrichissement très important (pouvant atteindre 1000) [45].

La figure 2.35 est issue d'études menées par Jones [29] et permet d'estimer la quantité de bore qui a précipité dans le dépôt.

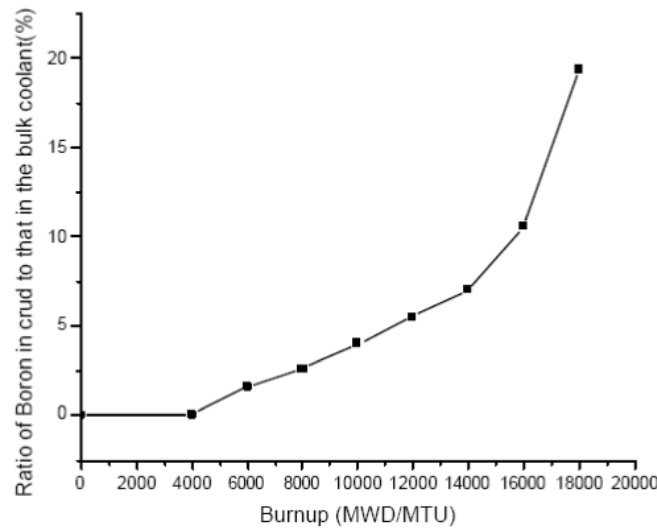


FIGURE 2.35 : Comparaison entre les concentrations en bore dans le fluide et dans le dépôt [29].

#### 2.2.2.2.1 Impact de l'épaisseur de dépôt sur la surconcentration en bore dans le dépôt

Les figures 2.36a et 2.36b présentent l'évolution de la quantité de bore qui a précipité dans le dépôt en fonction de l'épaisseur de celui-ci. Jones remarque que plus le dépôt est épais plus la quantité de bore contenue à l'intérieur du dépôt est importante. Outre le fait qu'un plus grand volume de dépôt contient une plus grande quantité de bore (on aurait dans ce cas une fonction affine), l'augmentation de l'épaisseur du dépôt implique un flux de vaporisation plus grand (sinon l'augmentation de température ne se limiterait pas à une dizaine de degrés Celsius) ce qui entraîne une précipitation plus importante due à un enrichissement plus fort.

Les notations des figures 2.36a et 2.36b sont :

- $N_v$  : le nombre de cheminées par unité de surface ( $mm^{-2}$ ),
- $r_v$  : le rayon des cheminées ( $\mu m$ ),
- $\epsilon$  : la porosité du dépôt,
- $P$  : la pression ( $bar$ ),
- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt ( $\mu m$ ).

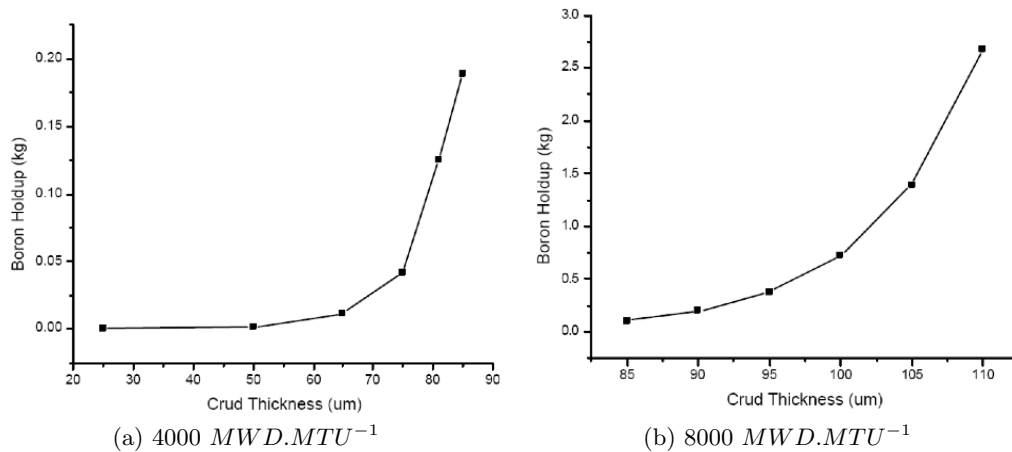


FIGURE 2.36 : Modèle de Jones ( $N_v = 6000 \text{ mm}^{-1}$ ,  $r_v = 2,5 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon = 0,58$ ,  $P = 158,3 \text{ bar}$ ) [29].

### 2.2.2.2.2 Impact de la porosité du dépôt sur la surconcentration en bore dans le dépôt

Les figures 2.37a et 2.37b présentent l'évolution de la quantité de bore qui a précipité dans le dépôt en fonction de la porosité du dépôt. Jones remarque que plus la porosité est faible plus la quantité de bore dans le dépôt est importante. En effet, plus le dépôt est poreux plus il sera refroidi et donc plus le flux d'évaporation sera faible.

Une autre explication peut être donnée : une vaporisation plus importante implique une augmentation de la précipitation et donc une diminution de la porosité du dépôt.

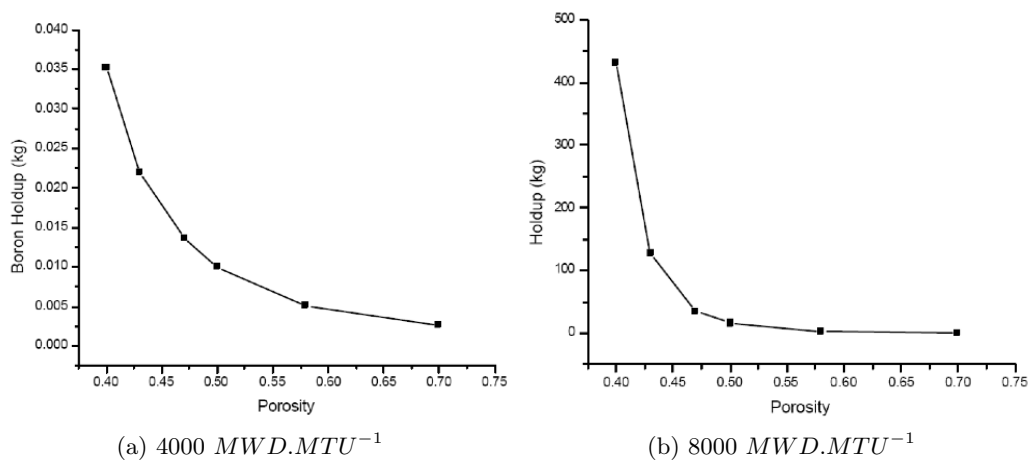


FIGURE 2.37 : Modèle de Jones ( $N_v = 6000 \text{ mm}^{-2}$ ,  $r_v = 2,5 \mu\text{m}$ ,  $\delta = 110 \mu\text{m}$ ,  $P = 158,3 \text{ bar}$ ) [29].

## 2.2.3 Comparaison des modèles d'enrichissement

### 2.2.3.1 Modèle d'enrichissement à la surface

L'enrichissement à la surface dépend principalement de deux paramètres : le débit de vaporisation et la densité de flux thermique totale, la vitesse et la pression du fluide

étant fixées dans notre cas. Les différents modèles qui ont été présentés dans ce chapitre calculent le facteur d'enrichissement (rapport entre la concentration de l'espèce considérée à la paroi sur celle calculée au cœur de l'écoulement) à partir d'un bilan de masse dans le fluide proche de la paroi chauffante. L'ébullition à la paroi entraîne un déséquilibre entre le débit liquide transverse entrant et le débit liquide transverse sortant de cette région du fluide. Ce déséquilibre conduit à une concentration de l'espèce considérée plus importante dans le fluide proche de la paroi que dans le cœur de l'écoulement (considéré comme étant monophasique liquide). Le modèle de Peybernes/March donne des résultats en très bon accord avec ses résultats expérimentaux. Ce sera donc sur cette base que sera menée l'étude de l'enrichissement en produits de corrosion sur les crayons de combustible soumis à un régime d'ébullition nucléée. Ce modèle se base sur des études menées par Styrikovich sur des sels dont la solubilité est très proche de la concentration en sels dissous dans le fluide. La relation avec les produits de corrosion solubles est donc possible même si ce modèle a été initialement développé pour la corrosion des gaines de combustible sous ébullition accélérée par la précipitation du bore et du lithium sur le combustible. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte l'évolution du flux de vaporisation avec l'épaisseur de dépôt. En effet, ce modèle utilise la corrélation de Rouhani qui permet de calculer le débit de vaporisation à la surface d'une paroi chauffante mais en aucune manière dans un dépôt poreux. Des développements seront donc à faire de ce point de vue là.

### 2.2.3.2 Modèle d'enrichissement dans le dépôt

Le modèle présenté dans les sections précédentes montre que le facteur d'enrichissement dans le dépôt est très important (pouvant atteindre des valeurs supérieures à 1000), or comme nous l'avons dit, pour les produits de corrosion (produits non volatils), la surconcentration devrait tendre vers l'infini et provoquer une précipitation totale des espèces dissoutes entrantes dans les capillarités du dépôt. Ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec cette hypothèse.

## 2.3 Modélisation du dépôt sous ébullition

La vitesse totale de dépôt des particules  $v_{dep}^{particules}$  peut se décomposer de la manière suivante :

$$v_{dep}^{particules} = v_{dep,grav}^{particules} + v_{dep,inert-turb}^{particules} + v_{dep,brown}^{particules} + v_{dep,therm}^{particules} + v_{dep,ébu}^{particules} \quad (2.50)$$

Avec :

- $v_{dep,grav}^{particules}$  : la vitesse de dépôt des particules due à la gravité (nulle dans le cas d'écoulement verticaux) ( $m.s^{-1}$ ),
- $v_{dep,inert-turb}^{particules}$  : la vitesse de dépôt des particules due à l'inertie et aux turbulences du fluide [46] ( $m.s^{-1}$ ),
- $v_{dep,therm}^{particules}$  : la vitesse de dépôt des particules due au gradient de température entre la paroi en contact avec le fluide et le fluide [3] ( $m.s^{-1}$ ),
- $v_{dep,brown}^{particules}$  : la vitesse de dépôt des particules due au mouvement brownien ( $m.s^{-1}$ ),
- $v_{dep,ébu}^{particules}$  : la vitesse de dépôt des particules due à l'ébullition à la paroi ( $m.s^{-1}$ ).

Asakura [13], Soussan [47], Lister et Cussac [20] proposent de subdiviser le processus de dépôt des particules en deux mécanismes distincts :

- Dépôt de particules due à la vaporisation du fluide à l'interface dépôt/fluide,

- Dépôt des particules piégées à la surface des bulles du fait de la tension de surface.

### 2.3.1 Dépôt des particules dû à la vaporisation à la surface

#### 2.3.1.1 Modèle de Charlesworth et Mankina

Charlesworth [48] et Mankina [49] sont les premiers à avoir exprimé le taux de dépôt des particules sous ébullition par vaporisation. Ils supposent que la masse de particules déposées à la paroi est proportionnelle à la densité de flux thermique et à la concentration de particules dans le fluide. Le taux de dépôt des particules sous ébullition s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{dm}{dt} \propto \Phi^n \cdot C_{particules}^m \quad (2.51)$$

Avec :

- $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $C_{particules}$  : la concentration en particules dans le fluide ( $kg.kg_{eau}^{-1}$ ),
- $n, m$  : des constantes.

Cette expression laisse cependant beaucoup de degrés de liberté sur  $n$  et  $m$ .

#### 2.3.1.2 Modèle d'Asakura

Asakura propose une expression basée sur la croissance des bulles à la paroi pour le taux de dépôt par vaporisation.

La croissance d'une bulle à la paroi est principalement composée de trois phases comme cela est présenté sur la figure 2.38 :

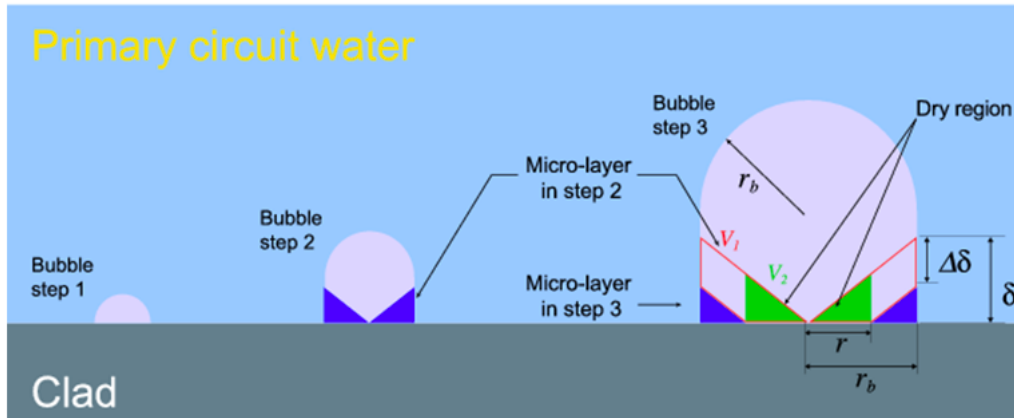


FIGURE 2.38 : Croissance des bulles à la paroi.

- Etape 1 : naissance d'une bulle sur un site de nucléation,
- Etape 1 → 2 : la bulle grandit rapidement et principalement selon la direction horizontale par rapport à la surface chauffante. Une fine couche de liquide se forme entre la bulle et la paroi chauffante,
- Etape 2 → 3 : la bulle grandit verticalement par rapport à la surface chauffante par évaporation de cette couche de fluide. Ceci a pour effet de former une région dite "sèche" à la base de la bulle. Lorsque la bulle atteint sa taille critique (i.e. diamètre critique), elle se détache de son site de nucléation et une nouvelle bulle va pouvoir se développer sur ce site.



En reprenant les notations de la figure 2.38, on appelle  $V_1$  le volume total d'eau évaporé de la microcouche de fluide durant les étapes B et C de croissance de la bulle et  $V_2$  la partie de  $V_1$  correspondant au volume d'eau qui s'est évaporé pour former la région sèche sous la bulle. Asakura suppose que l'ensemble des particules contenues dans le volume  $V_2$  se déposent sur la surface chauffante à l'endroit où la paroi s'est asséchée.

Asakura propose l'expression suivante pour le calcul du taux de dépôt des particules sous ébullition :

$$\frac{dm}{dt} = K \cdot \frac{\Phi}{L_{lv}} \cdot C_{particules} \quad (2.52)$$

Avec :

- $K$  : une constante de proportionnalité égale à  $K = \frac{V_2}{V_1}$ ,
- $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $C_{particules}$  : la concentration en particules dans le fluide ( $kg.kg^{-1}$ ).

Ce qui revient à prendre  $n = m = 1$  dans 2.51.

Le calcul détaillé de la constante  $K$  d'Asakura [13] est présenté ci-dessous.

Asakura suppose par ailleurs que les bulles sont circulaires (sauf à la base cf. figure 2.38). La figure 2.39 présente la géométrie utilisée pour le calcul des volumes  $V_1$  et  $V_2$ .

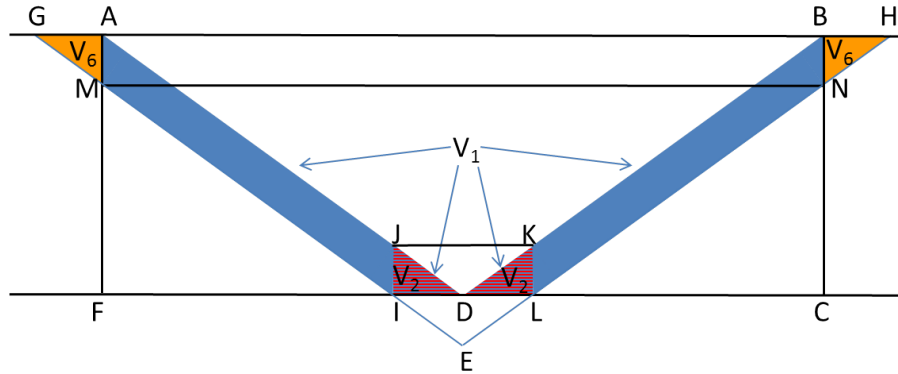


FIGURE 2.39 : Géométrie utilisée par Asakura [50]. Avec  $KL=DE=\Delta\delta$ ,  $BC=\delta_b$ ,  $DL=r$  et  $DC=R_b$

Si l'on admet que toute la vaporisation du volume  $V_1$  conduit à la formation d'une bulle de rayon critique  $R_b$ , on peut exprimer ce volume par (cf. notation de la figure 2.39) :

$$V_1 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_b^3 \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (2.53)$$

$V_1$  peut aussi se calculer par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} V_1 &= (GEH) - (ADB) - V_6 - (IEL) \\ V_6 &= (GEH) - (MEN) - (AMNB) \end{aligned}$$

Or :

$$(MEN) = (ADB) \quad (2.54)$$

Donc :

$$V_1 = (GEH) - (ADB) + (GEH) + (ADB) + (AMNB) - (IEL) = (AMNB) - (IEL) \quad (2.55)$$

D'où :

$$V_1 = (AMNB) - (IEL) \quad (2.56)$$

Et :

$$V_1 = \pi \cdot R_b^2 \cdot \Delta\delta - \frac{1}{3} \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \Delta\delta = \pi \cdot \Delta\delta \left( R_b^2 - \frac{1}{3} \cdot r^2 \right) \quad (2.57)$$

Le volume  $V_2$  se calcule par la relation suivante :

$$V_2 = (ILKJ) - (JDK) = \pi \cdot r^2 \cdot \Delta\delta - \frac{1}{3} \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \Delta\delta = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \Delta\delta \quad (2.58)$$

$r$  se calcule par une relation de Thalès :

$$r = R_b \cdot \frac{\Delta\delta}{\delta b} \quad (2.59)$$

Des équations (2.53) et (2.57) on a :

$$\Delta\delta = \frac{4}{3} \cdot \frac{R_b^3 \cdot \rho_v}{\rho_l \cdot \left( R_b^2 - \frac{1}{3} \cdot r^2 \right)} \quad (2.60)$$

$r$  étant très petit devant  $R_b$  on a :

$$\Delta\delta = \frac{4}{3} \cdot R_b \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (2.61)$$

Si on combine les équations (2.53), (2.58), (2.59) ainsi que (2.61) on obtient l'expression de  $K_{vap}$  :

$$K_{vap} = \frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{4}{3} \right)^3 \cdot \left( \frac{\rho_v \cdot R_b}{\rho_l \cdot \delta_b} \right)^2 \quad (2.62)$$

On obtient ainsi un facteur  $\frac{1}{2}$  par rapport à l'expression donnée par Asakura [13] :

$$K_{Asa} = \left( \frac{4}{3} \right)^3 \cdot \left( \frac{\rho_v \cdot R_b}{\rho_l \cdot \delta_b} \right)^2 \quad (2.63)$$

Le calcul de l'épaisseur de la sous-couche de fluide ( $\delta_b$ ) se fait grâce à la formule de Torigai [51] en  $R = R_b$  :

$$\delta(R)^2 = \frac{\mu \cdot \frac{dR}{dt} \cdot R^2}{Pi \cdot R_b} \quad (2.64)$$

Avec :

- $\sigma$  : la tension de surface ( $J.m^{-2}$ ),
- $Pi$  : ce terme caractérise la contribution dynamique due au mouvement du liquide qui entoure la bulle ( $J.m^{-3}$ ).

Le terme  $Pi$  peut se calculer de la manière suivante en fonction du problème considéré :

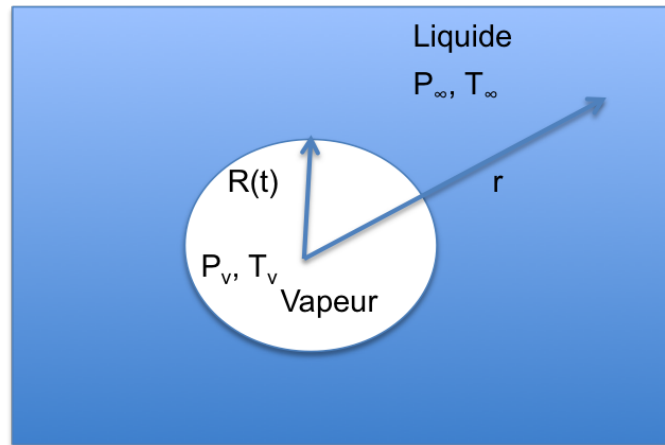


FIGURE 2.40 : Croissance d'une bulle dans un liquide surchauffé.

- *en statique* : le rayon de la bulle est constant, l'équation relative à l'excès de pression dans la bulle est la suivante (équation de Laplace) (cf. figure 2.40) :

$$Pi = P_v - P_\infty = \frac{2 \cdot \sigma}{R} \quad (2.65)$$

- *en dynamique* : lorsque la bulle croît, elle génère un mouvement qui modifie le comportement du fluide à son voisinage. L'équation relative à l'excès de pression dans la bulle est la suivante (équation de Prosperetti [38]) :

$$Pi = P_v - P_\infty = \frac{2 \cdot \sigma}{R} + \rho_l \cdot \left( R \cdot \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \cdot \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \right) + \frac{4 \cdot \mu}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (2.66)$$

Dans le cas de l'eau, nous pouvons d'ores et déjà négliger le terme  $\frac{2 \cdot \sigma}{R}$  devant les autres termes de cette équation.

Asakura fait aussi l'hypothèse que les termes  $4 \cdot \mu \cdot \frac{dR}{dt}$  et  $\frac{d^2 R}{dt^2}$  sont négligeables, ce qui conduit à l'expression suivante de la constante  $K$  :

$$K_{Asa} = \left( \frac{4}{3} \right)^2 \cdot \frac{R_b \cdot U \cdot \rho_v^2}{\rho_l \cdot \mu} \quad (2.67)$$

Avec notre expression et en effectuant les mêmes simplifications nous arrivons à la même formule, le facteur  $\frac{1}{2}$  se simplifiant.

Dans le cas des approximations précédentes, dont nous étudierons la pertinence dans la section suivante, l'accélération étant prise égale à 0, la vitesse de croissance de la bulle est constante et égale à  $U$ .

Le tableau 2.14 présente certaines valeurs de la constante  $K_{Asa}$  donné par Asakura :

Conditions	Valeur de $K_{Asa}$
$P = 10 \text{ bar}$	0,06
$P = 70 \text{ bar}$	0,29

Tableau 2.14 : Valeurs de  $K_{Asa}$  données par Asakura [13].

### 2.3.1.3 Modèle de L'AECL

Turner et al. [52] proposent l'expression suivante pour le calcul du taux de dépôt des particules sous ébullition, ils font intervenir dans leur expression le titre massique  $x$  :

$$\frac{dm}{dt} = K' \cdot \frac{\Phi}{L \cdot (1 - x)} \cdot C_{particules} \quad (2.68)$$

Le terme  $\Phi$  reste une inconnue dans cette expression. Il subsiste cependant une question, doit-on utiliser la densité de flux thermique totale ou uniquement la part de la densité de flux thermique transmise par vaporisation au fluide ?

Par rapport à Asakura, Turner et al. considèrent que la constante de proportionnalité doit évoluer en fonction du pH (modèle utilisé en conditions secondaires).

Le tableau suivant 2.15 regroupe des valeurs de la constante  $K'$  données par les auteurs :

Conditions	Valeur de $K'$
$P = 47 \text{ bar}$ et $pH = 9$	0,04
$P = 70 \text{ bar}$ et $pH = 9$	0,05

Tableau 2.15 : Valeurs de  $K'$  données par Turner et al. [52].

### 2.3.1.4 Modèle de Rassokhim

Rassokhim et al. [53] ont étudié le dépôt sur un faisceau sous ébullition dans de l'eau à 100 bar avec un pH alcalin (9-10). Ils expriment le taux de dépôt de la manière suivante :

$$\frac{dm}{dt} = 0,278 \cdot \frac{\Phi_e}{L} \cdot R_e \cdot C_{particules} \quad (2.69)$$

Avec :

- $\Phi_e$  : la densité thermique de vaporisation ( $W.m^{-2}$ ),
- $R_e$  : le coefficient de réentrainement fixé ici à 0,02.

Les auteurs donnent une valeur de  $K$  "équivalente" à celle d'Asakura valant 0,055, celle-ci est cependant différente d'un facteur 10 du produit  $0,278 \cdot R_e$  ( $= 0,0056$ ).

## 2.3.2 Dépôt des particules piégées à la surface des bulles

Basset et al. [54], dans une étude qu'ils ont menée sur le dépôt de particules sur les tubes des générateurs de vapeur en alliage 800, émettent l'hypothèse que l'épaisseur du dépôt sous ébullition est proportionnelle au nombre de bulles formées sur la paroi. Plus la fréquence de nucléation est élevée, plus les couches laminaire et intermédiaire du fluide seront impactées par les turbulences. La vitesse du fluide, et donc des particules advectées, augmente du fait que l'eau vient remplacer la vapeur qui quitte la paroi.

Dans leur étude, Basset et al. constatent la présence d'un dépôt en forme d'"anneau", que l'on retrouve plus particulièrement dans la zone de paroi proche de l'ONB comme cela est illustré sur la figure 2.41.



FIGURE 2.41 : Dépôt en forme d'"anneau" [54].

Le mécanisme de formation de ces dépôts est présenté sur la figure 2.42. Basset et al. expliquent que ce dépôt se forme du fait que des particules restent piégées sur la bulle lorsque celle-ci croît. La bulle grandissant, les particules glissent le long de l'interface liquide/vapeur et finissent par se déposer sur la surface chauffante.

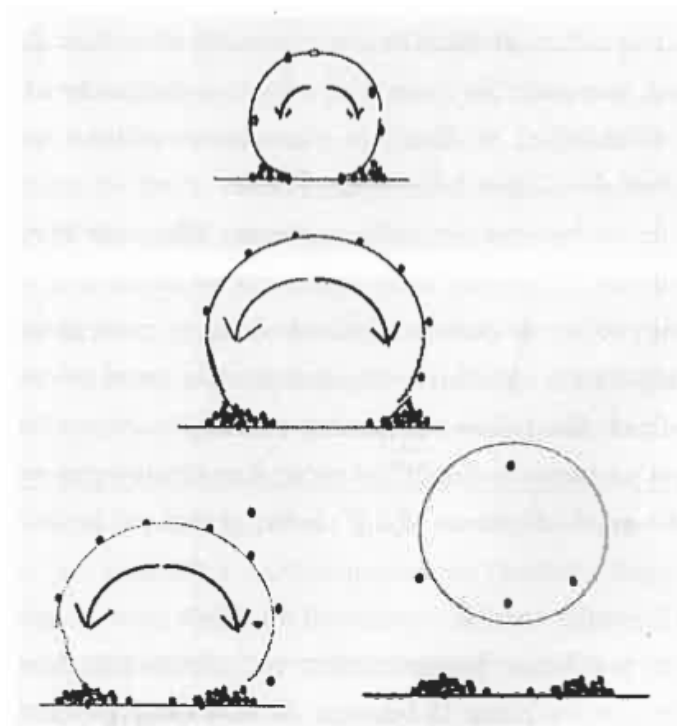


FIGURE 2.42 : Mécanisme de formation des dépôts en forme d'"anneau" [54].

Il est à noter que dans un régime d'ébullition sous-saturée à forte sous-saturation, les bulles formées à la paroi sont des bulles dites d'équilibre dans le sens où leur temps de résidence est relativement long (équilibre entre le flux de vaporisation et le flux de recondensation).

### 2.3.2.1 Modèle de Lister

Selon Lister et Cussac [55], la proportion de particules "piégées" par la surface des bulles est contrôlée par les interactions entre la bulle qui grandit et la concentration de particules dans son environnement immédiat prise égale ici à la moyenne entre la concentration en particules dans le fluide et celle à la paroi. La concentration de particules "piégées" est calculée par la formule suivante :

$$C_{trapped} = \left( \frac{C_p + C_l}{2} \right) \cdot \psi \cdot \int_0^t \frac{V_t}{V_1} dt \quad (2.70)$$

Avec :

- $C_p$  : la concentration en particules à la paroi ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_l$  : la concentration en particules au cœur de l'écoulement ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\psi$  : un paramètre représentant la proportion de particules restant sur la bulle,
- $V_t$  : le volume de la couche de particules sur la bulle (en considérant que la bulle est intégralement recouverte de particules) ( $m^3$ ),
- $V_1$  : le volume d'eau qui s'évapore pour former la bulle ( $m^3$ ).

### 2.3.2.2 Modèle de Basset et al.

Basset et al. [54] utilisent le formalisme d'Asakura pour modéliser ce phénomène, bien que le mécanisme soit différent. Les résultats expérimentaux qu'ils ont obtenus semblent bien correspondre. D'après eux, ces deux mécanismes ne sont pas exclusifs l'un de l'autre mais simultanément présents. Une étude sur le mécanisme de dépôt par piégeage sera présentée dans la section suivante afin de quantifier son impact.

## 2.3.3 Données expérimentales sur le dépôt sous ébullition

Il existe relativement peu de données expérimentales sur le dépôt en régime d'ébullition en conditions REP primaires. Un essai sous ébullition avec injection de particules, pour lequel nous avons aidé à l'élaboration du protocole d'expérience, est prévu sur la boucle CIRENE afin de valider le mécanisme de dépôt de particules sous ébullition qui sera développé dans ce travail de thèse. Nous proposons de regrouper dans ce paragraphe les principaux résultats expérimentaux de la littérature que nous avons pu trouver lors de cette étude bibliographique.

### 2.3.3.1 Résultats d'Asakura

Asakura [13] a fait des études (théoriques et expérimentales) sur le dépôt de particules en régime d'ébullition à vitesse quasi-nulle avec injection d'oxyde de fer ( $\alpha - Fe_2O_3$ ). La figure 2.43 représente l'évolution de la constante de proportionnalité  $K_{Asa}$  de son modèle en fonction de la pression. On peut remarquer que plus la pression augmente plus la constante de proportionnalité  $K_{Asa}$  augmente. Ceci peut s'interpréter par le fait qu'à même débit de vaporisation la fréquence de nucléation est plus importante à haute pression qu'à basse pression car les bulles ont un diamètre critique plus faible à haute pression.

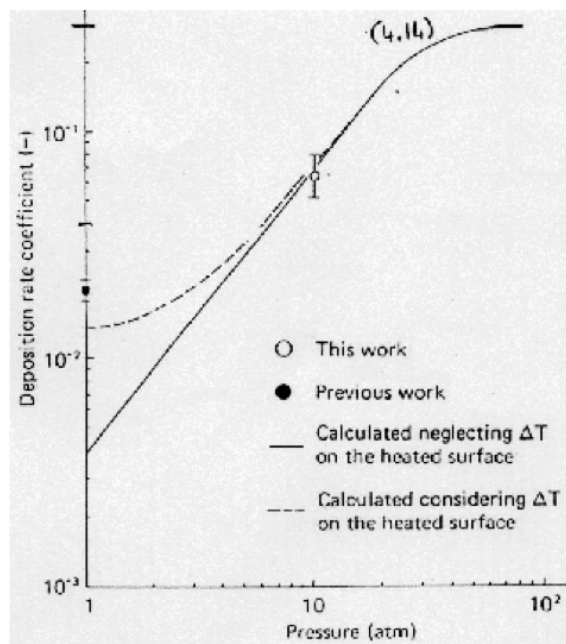


FIGURE 2.43 : Variation de la constante de proportionnalité d'Asakura en fonction de la pression du fluide [13].

Les figures 2.44 et 2.45 montrent les variations du taux de dépôt de particules d'oxyde de fer en fonction de la concentration d'oxyde de fer dans le fluide, de la densité de flux thermique et de la vitesse du fluide.

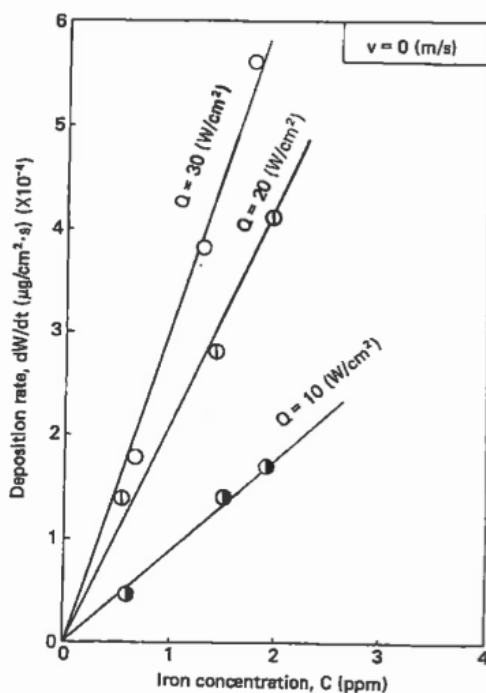


FIGURE 2.44 : Variation du taux de dépôt de particules sous ébullition en fonction de la concentration d'oxyde de fer dans le fluide et de la densité de flux thermique [13].

On remarque que, plus la densité de flux thermique est importante, plus le taux de dépôt

est élevé. Il convient de préciser que dans les conditions de fonctionnement de cette expérience on peut considérer que l'intégralité du flux thermique est transmise au fluide par échange de chaleur latente.

Plus la concentration en particules est grande plus la quantité déposée est importante.

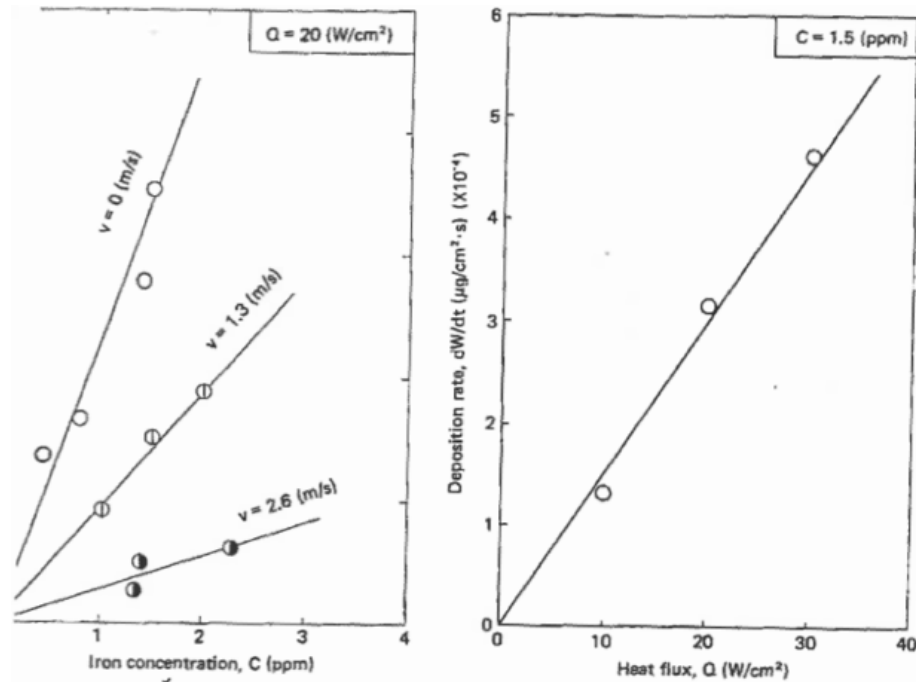


FIGURE 2.45 : Variation du taux de dépôt de particule sous ébullition en fonction de la vitesse de fluide et de la densité de flux thermique [13].

On remarque qu'une augmentation de la vitesse de fluide implique une diminution du taux de dépôt. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une augmentation de vitesse de fluide entraîne un meilleur refroidissement du tube chauffant (refroidissement par convection) et donc à un débit de vaporisation plus faible.

### 2.3.3.2 Résultats de Khumsa-Ang

Khumsa-ang et Lister [56] présentent des résultats de dépôt de magnétite et de ferrite de nickel avec ébullition sur des tubes de générateur de vapeur en alliages 800. Les conditions expérimentales des tests présentés sont regroupés dans le tableau 2.16. Les figures 2.47, 2.47a et 2.47b représentent l'évolution de la masse déposée en fonction du temps et du régime d'ébullition :

- Sans ébullition,
- Avec ébullition sous-saturée,
- Avec ébullition saturée.

La tendance suivante semble se dessiner : plus le régime d'ébullition est proche de la saturation, (i.e. plus la saturation est importante) plus le dépôt est important.



Conditions	Test 2	Test 3	Test 4	Test 5
Densité de flux thermique ( $kW.m^{-2}$ )	100	100	240	240
Température du fluide ( $^{\circ}C$ )	90	90	96	96
Concentration particulaire ( $kg.m^{-3}$ )	0,005	0,005	0,005	0,005
Diamètre particules ( $\mu m$ )	0,6	0,6	0,6	0,8
Débit du fluide ( $L.min^{-1}$ )	12	12	12,42	12,4
Durée (h)	50	50	50	25

Tableau 2.16 : Conditions expérimentales de l'essai de Khumsa-ang et Lister [56].

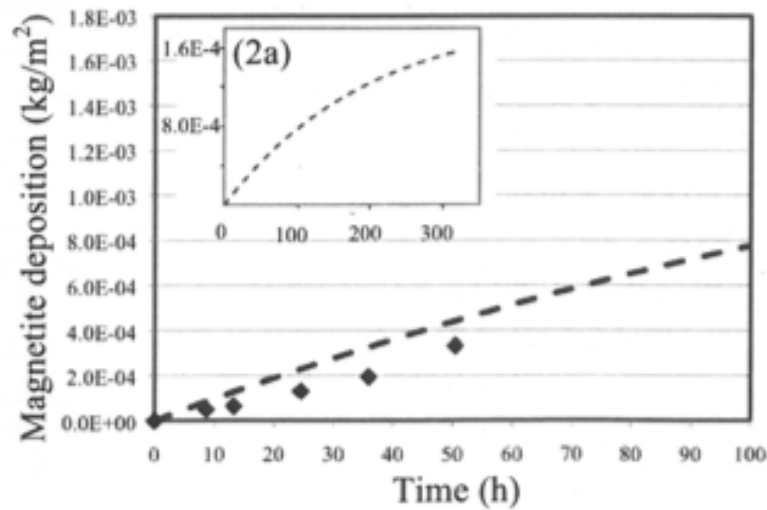
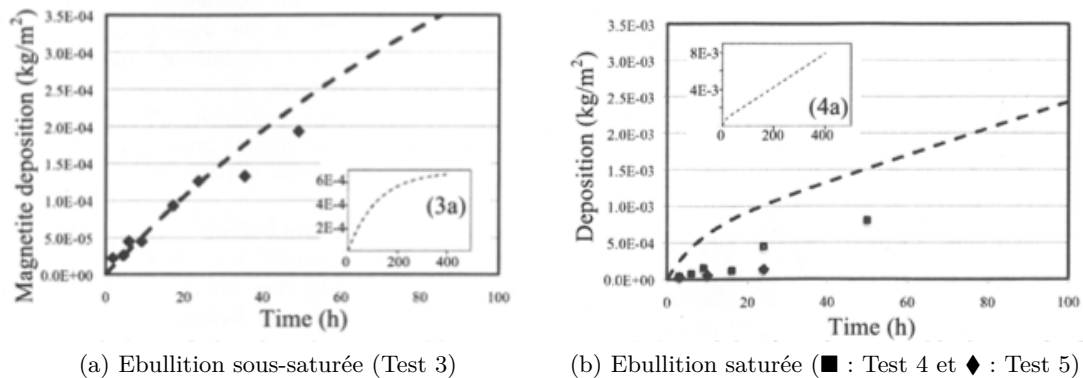


FIGURE 2.46 : Evolution de la masse déposée en fonction du temps sans ébullition dans les conditions du Test 2 [56].



(a) Ebullition sous-saturée (Test 3)

(b) Ebullition saturée (■ : Test 4 et ◆ : Test 5)

FIGURE 2.47 : Evolution de la masse déposée en fonction du temps avec ébullition dans les conditions du Test 3 et Test 4 [56].

### 2.3.4 Conclusion partielle sur les mécanismes de dépôt sous ébullition

En se basant sur l'étude bibliographique qui a été effectuée pour ce travail de thèse dont les grandes lignes sont regroupées ici, deux mécanismes de dépôt existent : le dépôt par

vaporisation et le dépôt par piégeage. Cependant, dans l'expression du mécanisme de dépôt par vaporisation donnée par Asakura, certaines hypothèses faites, telles que négliger le terme d'accélération des bulles, ne paraissent pas pertinentes dans le cas d'un régime d'ébullition à haute pression comme cela est le cas sur les assemblages chauds du circuit primaire. Ce mécanisme devra donc être adapté pour pouvoir être utilisé dans les conditions qui sont les nôtres.

De plus, les mécanismes présentés ci-dessus ne prennent en compte que le cas du dépôt des particules, nous verrons dans le chapitre suivant comment nous pouvons élargir ces mécanismes au cas des ions.

## 2.4 Modélisation de l'érosion

La formation du dépôt au sens large dépend de l'équilibre entre le dépôt/précipitation et l'érosion/dissolution. Dans les régions avec ébullition, du fait de l'enrichissement, seule l'érosion permettra un transfert de masse du dépôt vers le fluide. Ce transfert de masse se fera donc sous forme particulaire.

Dans la suite de ce paragraphe, nous ne présenterons que les mécanismes d'érosion dits "quasi-statiques" c'est-à-dire se basant sur un bilan de forces. L'érosion se produit si les forces hydrodynamiques exercées par le fluide sur le dépôt sont supérieures à celles d'adhésion. Il existe d'autres modèles dont nous donnons les références des principaux :

- modèles basés sur des bilans d'énergie, dit modèles "dynamiques" :
  - modèle de RRH [57],
  - modèle de Rock'N'Roll [58],
  - modèle de Vanshtein [59],
- modèles basés sur des lois statistiques (rugosité de la paroi affectant les forces d'adhésion), dédiés aux codes Monte Carlo, dit modèles "stochastiques" :
  - modèle de Hontanon [60],
  - modèle de Guingo [61].

Ces modèles ne sont pas utilisables pour le code OSCAR du fait qu'il nous est impossible de modéliser le comportement de chaque particule (Monte Carlo) ni d'effectuer des bilans d'énergie dans le cas de dépôt contenant des précipités. Les modèles "quasi-statiques" peuvent être extrapolés aux dépôts non uniquement composés d'un empilement de particules comme nous le verrons par la suite.

### 2.4.1 Mécanismes d'érosion en régime monophasique

#### 2.4.1.1 Modèle de Cleaver et Yates

Le modèle de Cleaver et Yates [62] combine les concepts de bilan de force et de description statistique de l'écoulement turbulent. L'écoulement dans la sous-couche de fluide proche de la paroi (couche laminaire) est décrit de manière statistique par les auteurs. Les auteurs supposent que les turbulences peuvent apparaître dans la couche laminaire, ainsi, des phénomènes "cohérents" nommés "bursts" (tourbillons en Français) peuvent perturber l'écoulement dans cette couche de fluide. La représentation de ces tourbillons est décrite sur le schéma de la figure 2.48. Le détachement des particules de la surface provient donc selon Cleaver et Yates de l'effet de ces tourbillons sur le dépôt. Ils définissent le coefficient de réentraînement  $E$  ( $s^{-1}$ ) de la manière suivante :

$$E = -\frac{\tau_w \cdot \ln\left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)}{75 \cdot \mu_l} \quad (2.71)$$

Avec :

- $\tau_w$  : la contrainte pariétale ( $N.m^{-2}$ ),
- $\alpha$  : une constante,
- $\mu_l$  : la viscosité dynamique du fluide ( $kg.s^{-1}.m^{-1}$ ).

Les coefficients 270 et 75 proviennent de la modélisation statistique de l'écoulement laminaire.

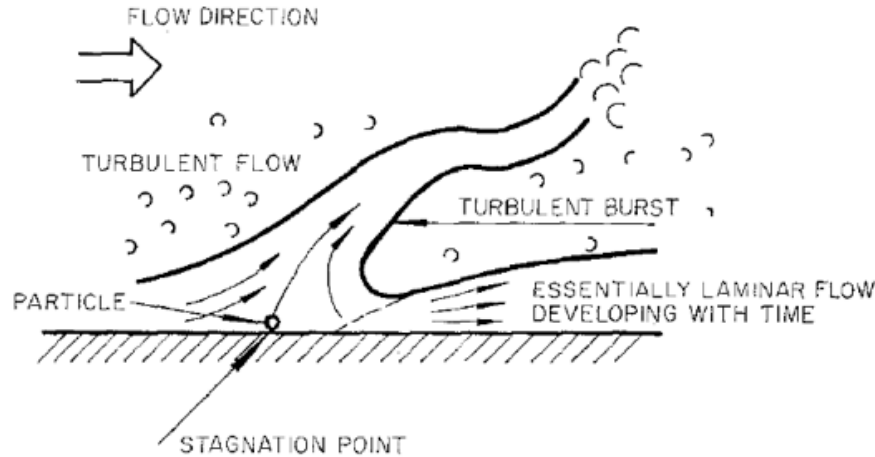


FIGURE 2.48 : Description statistique de l'écoulement dans la sous-couche laminaire [62].

#### 2.4.1.2 Modèle de Taborek et al.

Taborek et al. [63] proposent une formulation du flux d'érosion  $\Phi_r$  ( $kg.s^{-1}$ ) proportionnelle à la contrainte pariétale. Ils prennent de plus en compte un coefficient représentatif de la résistance du dépôt à l'érosion  $\Psi$ . Ils expriment le flux d'érosion de la manière suivante :

$$\Phi_r = C \cdot \frac{\tau_w}{\Psi} \quad (2.72)$$

Avec :

- $C$  : une constante,
- $\tau_w$  : la contrainte pariétale ( $N.m^{-2}$ ),
- $\Psi$  : la résistance à l'érosion.

#### 2.4.1.3 Modèle de Beal

Beal [64] propose une corrélation du coefficient de réentraînement  $E$  ( $s^{-1}$ ) qui dépend uniquement de la force de trainée du fluide :

$$E = 2.10^{-3} \cdot F^{0,88} \quad (2.73)$$

Avec :

- $F$  : la force de trainée (*dynes* ou  $10^5 N$ ).

Ce modèle présente la particularité de relier directement le coefficient de réentraînement à la force de trainée exercée par le fluide sur le dépôt. Les autres expressions de la littérature se basent le plus souvent sur un calcul de contrainte pariétale.

#### 2.4.1.4 Modèle du code GENEPI (CEA)

Pascal-Ribot [65] propose une modélisation de la constante de réentraînement  $E$  qui dépend de la masse du dépôt. Si la masse de dépôt est inférieure à une masse critique, le flux d'érosion  $\Phi_r$  ( $kg.s^{-1}$ ) est proportionnel à la masse du dépôt sinon il est constant.

$$\Phi_r = E \cdot m \cdot f(m) \quad (2.74)$$

Avec :

- $E$  : le facteur de réentraînement ( $s^{-1}$ ),
- $m$  : la masse du dépôt ( $kg$ ),
- $f$  : une fonction définie de la manière suivante :

$$f(m) = \begin{cases} 1 & \text{si } m < m_{crit} \\ \frac{m_{crit}}{m} & \text{si } m > m_{crit} \end{cases}$$

- $m_{crit}$  : la masse critique du dépôt ( $kg$ ).

Cette expression peut s'expliquer par le fait que seules les couches de dépôt supérieures peuvent être érodées, les couches intérieures étant protégées par celles du dessus.

Le coefficient de réentraînement est calculé dans le cadre de ce modèle selon deux formulations :

- Une formulation mécanistique, on considère qu'il y a érosion quand la contrainte pariétale est supérieure aux forces d'adhésion. En pratique Pascal-Ribot utilise la formulation de Punjraht et al. [66] :

$$E = C \cdot \frac{\tau_w}{\Psi}$$

Avec :

- $C$  : une constante,
  - $\tau_w$  : la contrainte pariétale ( $N.m^{-2}$ ),
  - $\Psi$  : la résistance à l'érosion.
- Une formulation basée sur l'hydraulique et sur le modèle de Cleaver et Yates :

$$E = -\frac{\tau_w \cdot \ln\left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)}{75 \cdot \mu_l}$$

Avec :

- $\alpha$  : une constante,
- $\mu_l$  : la viscosité dynamique du fluide ( $kg.s^{-1}.m^{-1}$ ).

Bien que parfaitement valable, la première formulation présente l'avantage de prendre en compte via le coefficient  $\Psi$  la résistance du dépôt à l'érosion. De plus, il est possible de calculer la constante  $C$  à partir de l'expression de Cleaver et Yates ce qui donne :

$$C = -\frac{\ln\left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)}{75 \cdot \mu_l} \quad (2.75)$$

C'est cette dernière formulation qui sera retenue pour le code OSCAR comme cela sera détaillé au chapitre suivant traitant de la modélisation adoptée.

## 2.4.2 Mécanismes d'érosion en régime diphasique

### 2.4.2.1 Modèle de Lister et Cussac

Lister et Cussac [20] ont observé que le réentrainement est très différent en fonction du régime d'écoulement avec ébullition (i.e. sous-saturée ou saturée). En effet, selon leurs observations, quand une bulle collapse, elle crée localement des turbulences dans la sous-couche laminaire (voire intermédiaire). Dans le cas d'un régime d'ébullition sous-saturée, les bulles collapent à une distance relativement faible de la paroi, empêchant ainsi la consolidation de la partie supérieure du dépôt en contact avec le fluide. Dans le cas d'un régime d'ébullition proche de la saturation, les bulles collapent à une distance plus grande de l'interface dépôt/fluide et donc le dépôt sera moins labile que dans le cas précédent. Cossaboom et Lister [67] ont montré expérimentalement que seulement un tiers du dépôt était labile et donc sujet à l'érosion en régime d'ébullition.

Le flux d'érosion s'écrit de la manière suivante en fonction du régime d'ébullition :

– Ebullition sous saturée :

$$\Phi_r = S \cdot C_p \cdot k_{collapse} \quad (2.76)$$

Avec :

- $S$  : la surface mouillée de la région considérée ( $m^2$ ),
- $C_p$  : la concentration en particules dans le fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $k_{collapse} = \frac{\Phi}{L_{lv}} \cdot I$  ( $s^{-1}$ ),
  - $\Phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
  - $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $I = a \cdot \rho_f \cdot v \cdot \frac{R_c^{5/2}}{ds}$  (%),
  - $a$  : constante égale à 0,8 ( $s.kg^{-1}.m^{-1/2}$ ),
  - $\rho_f$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
  - $v$  : la vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ ),
  - $R_c$  : le rayon critique des bulles ( $m$ ),
  - $ds$  : la distance à partir de laquelle les bulles collapent ( $m$ ).

– Ebullition saturée,

$$\Phi_r = S \cdot k_{det} \cdot C_p \quad (2.77)$$

Avec :

- $k_{det} = \frac{\xi}{\rho_p}$ ,
  - $\xi$  : la portion de particules qui se détachent de la paroi,
  - $\rho_p$  : la masse volumique des particules ( $kg.m^{-3}$ ).

Il semble que dans la publication originale de Lister et Cussac [20], selon les auteurs, ces termes s'additionnent directement au flux d'érosion sans ébullition. En conditions primaires, ces termes sont prépondérants devant le flux d'érosion en simple phase (10 à 100 fois supérieurs).

## 2.4.3 Données expérimentales sur l'érosion en régime monophasique

### 2.4.3.1 Résultats de Cleaver et Yates

Cleaver et Yates [62] montrent sur la figure 2.49 une comparaison de leur modèle de coefficient de réentrainement ( $E = \frac{dR(0)}{dt}$ ) (cf. §2.4.1.1) avec les résultats expérimentaux dans l'article qu'ils présentent. Plus la contrainte pariétale<sup>4</sup> est importante plus l'érosion

4. Contrainte appliquée par le fluide parallèlement à une face d'un matériau donnée.

est importante. La contrainte pariétale dépend de la vitesse de fluide et de la surface sur laquelle s'effectue l'écoulement considéré. Elle se calcule de la manière suivante :

$$\tau_w = \frac{1}{2} \cdot f \cdot \rho_l \cdot U^2 \quad (2.78)$$

Avec :

- $f$  : le coefficient de friction de Fanning, ce coefficient dépend directement de l'état de surface (rugosité) et de l'écoulement (nombre de Reynolds),
- $\rho_l$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $U$  : la vitesse moyenne au cœur de l'écoulement (i.e. vitesse débitante) ( $m.s^{-1}$ ).

Les essais présentés ici sont menés en condition atmosphérique avec des particules de  $0,91 \mu m$  silice sur un substrat en cellophane pour • (Benjamins, Van Eendenburg) et des particules de polystyrène sur un substrat en verre pour ■ (Hall).

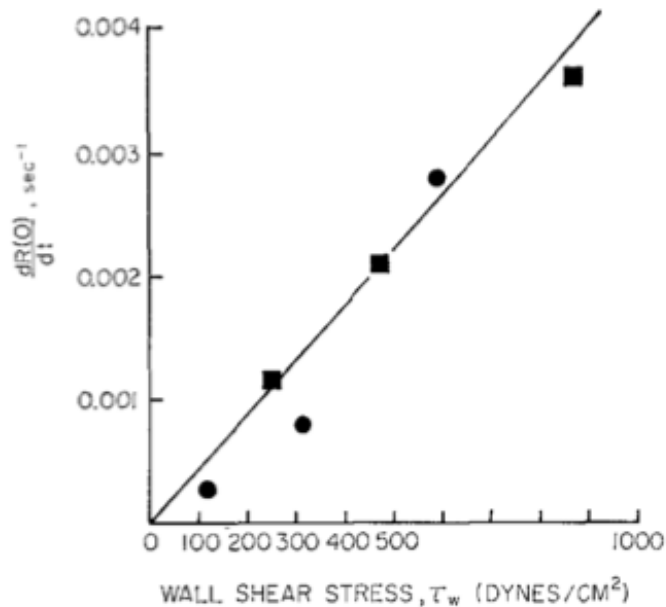


FIGURE 2.49 : Evolution du coefficient de réentrainement en fonction de la contrainte pariétale [62].

### 2.4.3.2 Résultats de Beal

La figure 2.50 montre l'évolution du modèle de Beal [64] (cf. §2.4.1.3) en fonction de la contrainte pariétale. Il compare par ailleurs son modèle avec les données expérimentales de Watkinson ainsi que de Pattinson et Walton (extrait de [64]).

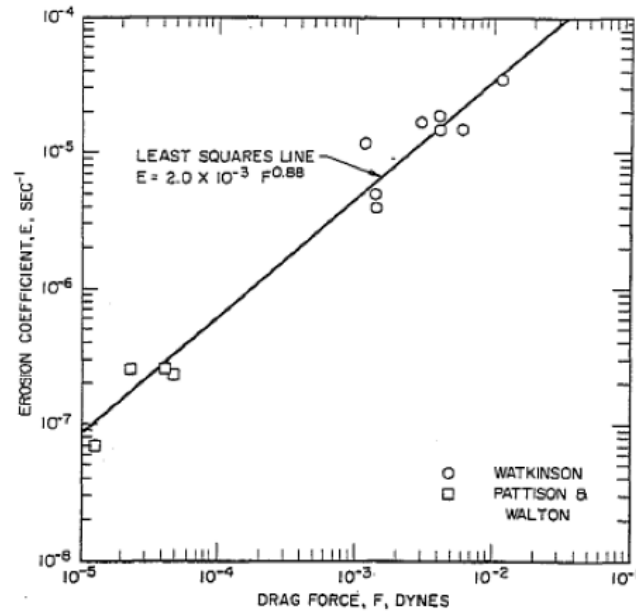


FIGURE 2.50 : Evolution du coefficient de réentrainement en fonction de la force de traînée [64].

Les conditions expérimentales sont regroupées dans le tableau 2.17

Auteur	Fluide	Particules	Conditions
Watkinson [68]	Eau	Grain de sable	60 - 93 °C
Pattinson et Walton (cité dans [64])	Eau	Produits de corrosion	NR

Tableau 2.17 : Conditions expérimentales pour les données de Watkinson et Pattinson & Walton, NR : non renseigné.

Beal montre dans ces résultats la même tendance que pour Cleaver et Yates, c'est-à-dire une augmentation du flux d'érosion (i.e. la constante de réentrainement) avec l'augmentation de la contrainte pariétale.

#### 2.4.3.3 Résultats de Cohen et al.

Cohen et al. [69] ont conduit une étude bibliographique sur les différentes expériences qui ont été menées pour calculer le coefficient de réentrainement  $E$ . Leurs résultats sont présentés sur la figure 2.51. Nous avons rajouté sur cette figure une comparaison avec le modèle de Cleaver et Yates ainsi que le calcul de la constante  $\alpha$  du modèle.

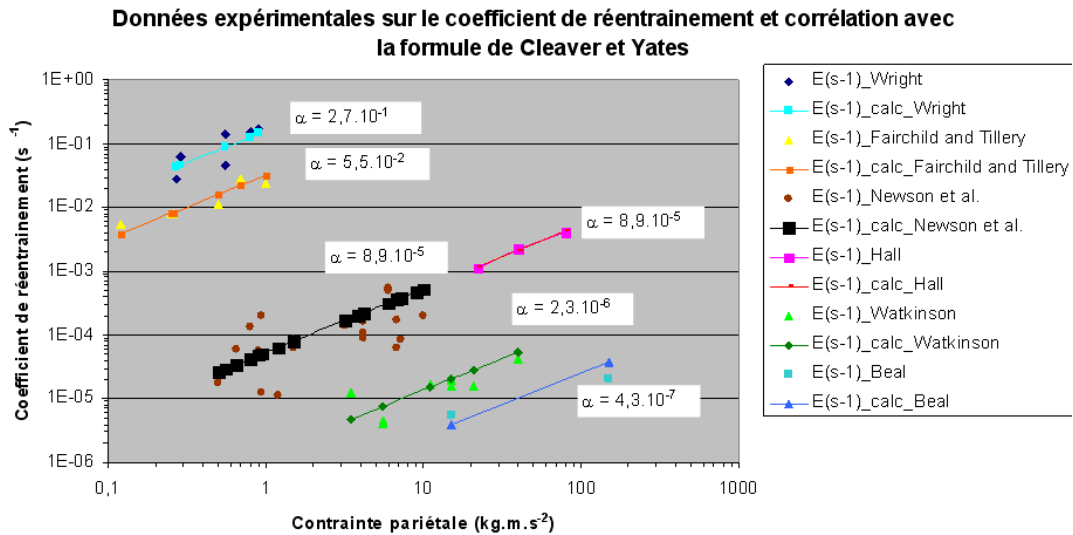


FIGURE 2.51 : Evolution du coefficient de réentraînement en fonction de la contrainte pariétale et comparaison avec le modèle de Cleaver et Yates [69].

## 2.4.4 Données expérimentales sur l'érosion en régime diphasique

### 2.4.4.1 Résultat de Lister et Cussac

Lister et Cussac [55] ont effectué des expériences en régime d'ébullition sous-saturée et en régime d'ébullition proche de la saturation afin de valider leur modèle d'érosion (cf. §2.4.2.1). La figure 2.52 présente l'évolution de la masse surfacique du dépôt en fonction du temps pour les deux régimes d'écoulement cités précédemment.

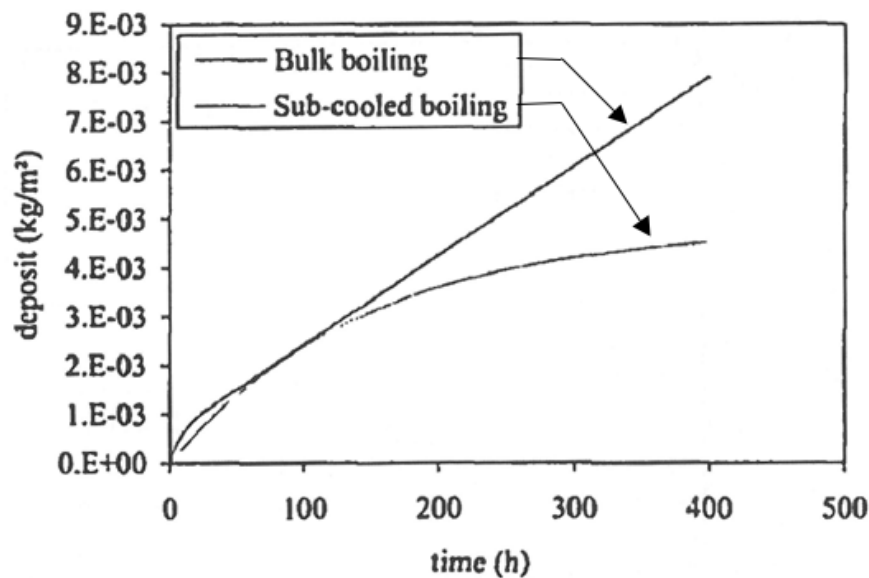


FIGURE 2.52 : Evolution de la masse surfacique du dépôt en fonction du temps [55].

Lister et Cussac ont effectué une expérience avec une injection de particules radioactives. Les figures 2.53a et 2.53b représentent l'évolution de l'activité surfacique déposée en fonction du temps. Les données expérimentales sont regroupées dans le tableau 2.18.



Le décrochement observé sur le figure 2.53b provient d'une injection trop importante de particule.

Paramètre	Ebullition sous-saturée	Ebullition saturée
Pression ( <i>bar</i> )	1	1
Température du fluide ( <i>K</i> )	363	369
Densité de flux thermique ( <i>MW.m<sup>-2</sup></i> )	0,19	0,24
Vitesse de dépôt ( <i>m.s<sup>-1</sup></i> )	$1,15 \cdot 10^{-7}$	$5,28 \cdot 10^{-6}$
Coefficient d'érosion ( <i>s<sup>-1</sup></i> )	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$2,88 \cdot 10^{-5}$
Portion du dépôt consolidée (%)	28,0	69,1

Tableau 2.18 : Données expérimentales de Lister et Cussac [55].

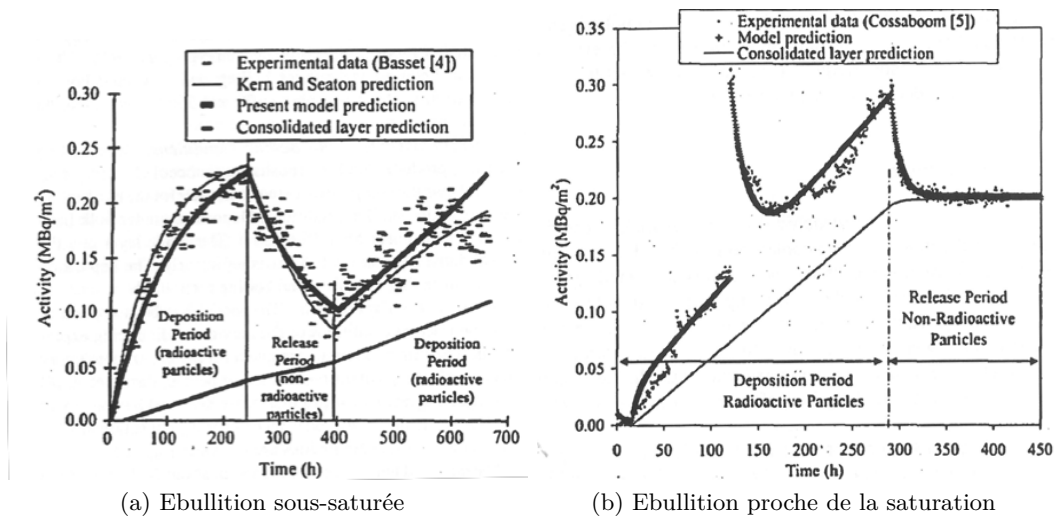


FIGURE 2.53 : Evolution de la masse surfacique du dépôt en fonction du temps pour les deux régimes d'écoulement [55].

Le modèle de Lister et Cussac semble en très bon accord avec les données expérimentales de Basset [70] et Cossaboom [67].

#### 2.4.5 Conclusion partielle sur les modèles d'érosion

L'étude bibliographique, dont les principaux résultats ont été montrés dans ce paragraphe, semble montrer que le calcul du flux d'érosion (i.e.. le taux d'érosion) peut se faire de deux manières différentes :

- par un modèle dépendant de la masse de dépôt,
- par un modèle dépendant de la contrainte pariétale.

Chaque modèle dépendant ou non de la masse du dépôt fait intervenir une constante de calibration qui permet de prendre en compte le type et la nature du fluide (air, eau), ainsi que le type d'écoulement (turbulent ou non, le type de dépôt et l'interaction du dépôt avec le substrat). Certains modèles font de plus intervenir une résistance à l'érosion, on conçoit bien le fait qu'un dépôt de particules soit plus facilement érodé qu'un précipité. Une discussion sur le choix du modèle qui sera retenu sera menée dans le chapitre suivant.

Du point de vue de l'érosion en régime d'ébullition, seul le modèle de Lister et Cussac nous paraît applicable dans nos conditions. Il est en très bon accord avec les données expérimentales présentées par ses auteurs. Il faut cependant prendre en compte le fait que ces expériences ont été menées à pression atmosphérique et non à haute pression.

#### 2.4.5.1 Impact de la chimie sur la formation de dépôt sous ébullition

Dans ce chapitre nous n'avons pas étudié l'impact de la chimie sur les mécanismes de dépôt et d'érosion avec ébullition. Une synthèse menée par [84] des expériences en boucle d'essai réalisées au CEA a montré que la chimie du fluide primaire (bire, lithium, dihydrogène, . . .) n'avait qu'un impact du second ordre par rapport aux transferts de masse présentés dans ce chapitre pour la formation du dépôt. Dans la suite de ce document nous ne considérerons la chimie que pour le calcul de la concentration à l'équilibre.

## 2.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons présenté les principaux résultats expérimentaux et modèles issus d'une étude bibliographique menée au cours de cette thèse. Quatre points ont été abordés ici, l'étude du dépôt de produits de corrosion sous ébullition, l'étude du facteur d'enrichissement à la paroi et dans le dépôt, les mécanismes de dépôt sous ébullition (par vaporisation et piégeage) et le mécanisme d'érosion.

Les modèles de dépôt de produits de corrosion recensés présentent l'aspect thermohydraulique et structurel du dépôt sous ébullition. Une étude de la phénoménologie de croissance du dépôt de produits de corrosion devra être menée.

L'étude du facteur d'enrichissement tel qu'il est présenté au cours de ce chapitre ne concerne que les espèces solubles, et ne concerne que la paroi ou que l'intérieur du dépôt lui-même. Dans le cas où il y a ébullition dans le dépôt, l'enrichissement se produit dans le dépôt mais aussi à la surface du fait de l'existence du débit de vaporisation venant perturber l'équilibre du flux transverse liquide (modèle de March). Pour le calcul de l'enrichissement à la paroi, le modèle de March nous semble le plus approprié du fait qu'il est en très bon accord avec les données expérimentales issues de la boucle CIRENE. Nous verrons comment généraliser ce mécanisme aux espèces insolubles.

Les mécanismes de dépôt sous ébullition ne concernent que les espèces insolubles, nous verrons qu'ils peuvent être généralisés aux espèces solubles. Le dépôt se compose du dépôt par vaporisation et par piégeage des particules sur les bulles en croissance. Ces deux mécanismes coexistent mais leur importance relative peut être différente en fonction des conditions d'ébullition (bulle d'ébullition ou bulle d'équilibre). Nous reviendrons sur ces notions dans la partie modélisation proprement dite.

A partir de cette étude bibliographique nous allons construire une modélisation plus générale permettant la simulation de la croissance (ou décroissance) du dépôt au cours du temps en régime d'ébullition nucléée permettant à la fois le calcul des différents flux de matière dans et à la surface du dépôt en fonction des conditions thermohydrauliques.

L'érosion est aussi fondamentale car c'est grâce à elle que nous pourrions simuler les montées d'activité particulaire qui sont observées lors de certains cycles de fonctionnement. En effet, comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, l'ébullition a un impact non négligeable sur le flux d'érosion. Un flux d'érosion plus important implique donc une concentration en particules activées (après dépôt sur le combustible) plus importante dans le fluide conduisant ainsi à une montée d'activité volumique.



## Chapitre 3

# Modélisation des mécanismes de dépôt

Nous présentons dans ce chapitre la modélisation adoptée pour le code OSCAR des mécanismes de formation de dépôt sur le combustible en régime d'ébullition nucléée à la suite de l'étude bibliographique présentée au chapitre précédent §2.

Une modélisation de la thermohydraulique locale a été créée afin que le code puisse calculer les différents paramètres nécessaires à la modélisation des mécanismes en régime d'ébullition, tels que les titres massiques et thermodynamiques, le taux de vide local et moyen, la température de paroi (expression particulière en régime d'ébullition), la dynamique des bulles (accélération, vitesse, diamètre, diamètre au détachement, ...).

Dans un premier temps, nous présenterons le code OSCAR et les principaux mécanismes de transfert de masse d'intérêt. Nous étudierons ensuite les principales modifications apportées au code au niveau du calcul de la thermohydraulique et enfin nous présenterons la modélisation retenue pour la simulation des montées d'activités volumiques, englobant la modélisation de la formation du dépôt et de l'érosion en régime d'ébullition nucléée.

### 3.1 Modélisation du transfert de contamination dans le code OSCAR

La présentation des mécanismes du transfert de contamination est extrait de [71].

#### 3.1.1 Les régions

Dans le code OSCAR, le circuit primaire du réacteur est discrétisé en volumes de contrôle appelés "régions". Une région correspond à une zone du circuit primaire ayant des propriétés physiques identiques (température, matériaux, vitesse de fluide, ...). Ces régions sont constituées de milieux (Cf. §3.1.2) entre lesquels se produisent les transferts de masse.

La discrétisation en régions du circuit primaire a été présentée dans l'introduction (cf. §1.2).

#### 3.1.2 Les milieux

Dans un volume de contrôle du circuit primaire (dans une région), les milieux que nous modélisons sont les suivants :

- le métal de base, ce sont les alliages constituant les différents éléments du circuit primaire (Zircaloy 4 pour les gaines de combustible, les alliages 600, 690 ou 800 pour les tubes de

- générateur de vapeur). Le métal de base en contact avec le fluide primaire est soumis à la corrosion,
- l’oxyde interne, c’est une couche passive et adhérente constituée de grains de petite taille. Cet oxyde recouvre l’ensemble des surfaces en contact avec le fluide primaire. Sa composition chimique est enrichie en chrome avec des composés du type spinelle de chromite,
  - l’oxyde externe/dépôt, c’est une couche constituée d’un amas de cristaux résultant de la précipitation en surface des ions et du dépôt des particules se trouvant dans le fluide primaire. Ce milieu est considéré comme ouvert, c’est-à-dire que le fluide primaire peut avoir accès à l’oxyde interne,
  - les particules, elles sont véhiculées par le fluide primaire et proviennent de l’érosion du dépôt ou de la précipitation des ions se trouvant dans le fluide. La distribution en taille des particules est supposée comme étant une loi log-normale,
  - les ions, l’alimentation en ions provient du relâchement dans le cœur du fluide du fait de la corrosion et de la dissolution du milieu dépôt et oxyde externe,
  - les filtres (épuration des particules) et les résines échangeuses d’ions (épuration des ions). Ces systèmes permettent d’épurer le circuit primaire en ions et en particules.

### 3.1.3 Mécanismes pris en compte dans le code OSCAR

Dans une région donnée, les transferts de masse intervenants entre les différents milieux sont :

- **Corrosion/relâchement**, ces mécanismes concernent, d’une part les formations de l’oxyde interne et externe et d’autre part le relâchement direct du métal vers le milieu ions,
- **Dissolution/Précipitation (oxyde interne), (oxyde externe/dépôt) et (particules)**, ces mécanismes concernent les transferts de masse sous forme ionique respectivement entre l’oxyde interne et le fluide primaire, entre l’oxyde externe/dépôt et le fluide primaire, entre les ions et les particules contenus dans le fluide primaire.
- **Dépôt des particules**, ce mécanisme concerne l’alimentation du milieu dépôt/oxyde externe par le dépôt de particules en suspension dans le fluide primaire sous l’effet de (en fonction de l’inertie<sup>1</sup> de la particule considérée) :
  - la diffusion brownienne, transfert de masse dû au mouvement brownien des particules de faible inertie,
  - la diffusion turbulente, transfert de masse dû aux turbulences du fluide primaire. Ce dépôt concerne les particules d’inertie intermédiaire et importante,
  - la sédimentation, transfert de masse dû au poids des particules quand celui-ci compense la poussée d’Archimède et la force de traînée auxquelles les particules sont soumises par la convection du fluide primaire. Ce dépôt concerne majoritairement les particules d’inertie importante et uniquement les surfaces horizontales par rapport au sol,
  - la thermophorèse, transfert de masse dû au gradient de température entre la paroi et le fluide primaire,
- **Erosion du dépôt/Oxyde externe**, ce mécanisme concerne le transfert de masse entre le milieu dépôt/oxyde externe et le milieu particules du fait des forces hydrodynamiques

---

1. Nous préférons parler d’inertie et non de taille de particules, du fait que l’inertie prend en compte le diamètre des particules ainsi que leur masse volumique

du fluide primaire sur le dépôt lorsque celles-ci excèdent les forces d'adhésion du dépôt (Cf. §2.4),

- **Abrasion du métal**, ce mécanisme modélise la génération de particules par l'arrachement de matière du métal de base. Ce mécanisme contribue à l'alimentation du milieu fluide primaire en particules,
- **Injection de particules/ions**, ce mécanisme concerne l'alimentation des milieux particules et/ou ions du fluide primaire par une source externe,
- **Activation neutronique**, ce mécanisme concerne la création/destruction d'isotopes radioactifs par capture neutronique,
- **Décroissance radioactive**, ce mécanisme concerne la création/destruction d'isotopes radioactifs par décroissance radioactive,
- **Convection des ions et des particules**, ce mécanisme concerne l'advection des ions et des particules d'une région donnée vers une autre région connectée,
- **Épuration des ions et des particules**, ce mécanisme concerne l'épuration des ions et des particules par les résines échangeuses d'ions et par les filtres. Il concerne donc l'alimentation des milieux résines et filtres d'une région considérée.

Ces mécanismes sont présentés sur la figure 3.1.

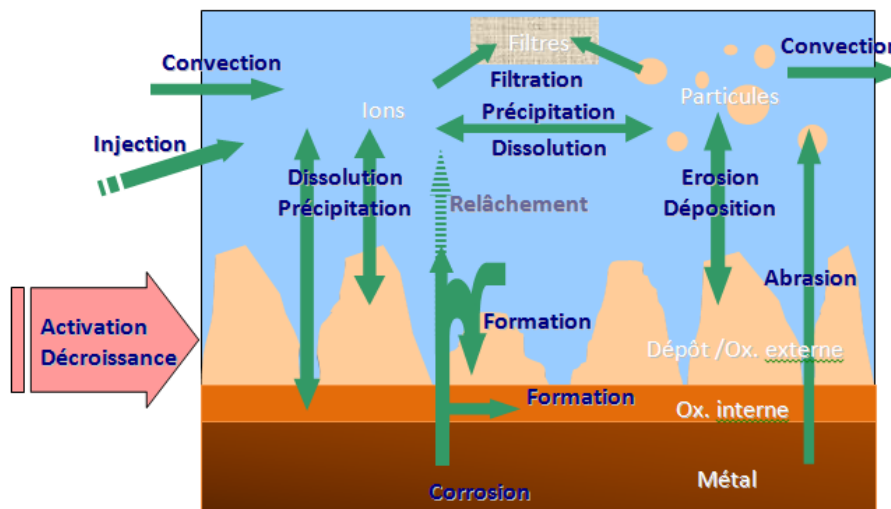


FIGURE 3.1 : Mécanismes pris en compte dans le code OSCAR [71].

Dans la suite de cette section, nous présenterons les principaux mécanismes de transfert de masse impactés par l'ébullition, c'est-à-dire :

- le mécanisme de dépôt,
- les mécanismes de précipitation,
- le mécanisme d'érosion.

### 3.1.3.1 Mécanisme de dépôt des particules

Ce mécanisme concerne l'alimentation du milieu dépôt par les particules en suspension dans le fluide primaire sous l'effet de la diffusion Brownienne, de la diffusion turbulente, de la sédimentation et de la thermophorèse.

L'expression de ce mécanisme est la suivante :

$$P^{reg,particule} = \tau_{dépôt} \cdot m_i^{particule} \quad (3.1)$$

Avec :

- $m^{particule}$  : masse du milieu "particule" de la région considérée ( $kg$ ),
- $\tau_{dépôt} = 4 \cdot \frac{V_{dépôt}}{D_h}$ ,
  - $V_{dépôt}$  : la vitesse de dépôt des particules ( $m.s^{-1}$ ),
  - $D_h$  : le diamètre hydraulique de la région considérée ( $m$ ).

Nous allons nous intéresser au calcul de la vitesse turbulente :

La vitesse turbulente est calculée dans le code OSCAR par le modèle de Beal [64] :

$$V_{Turbulent} = \frac{h' \cdot p \cdot v_p}{h' + p \cdot v_p} \quad (3.2)$$

Avec :

- $h'$  : la dérivé du coefficient de transfert de masse, pour son expression nous reportons le lecteur à [64],
- $p$  : la probabilité de collage de la particule considérée, son expression sera étudiée dans la suite de cette section,
- $v_p$  : la vitesse radiale moyenne des particules, son expression sera donnée dans la suite de cette section.

Le calcul de la probabilité de collage et de la vitesse de particule nécessite la connaissance de la distance d'arrêt adimensionnée note  $S^+$  :

$$S^+ = \frac{S \cdot U \cdot \sqrt{f/2}}{\nu_f} \quad (3.3)$$

Avec :

- $S$  : la distance d'arrêt ( $m$ ),
- $U$  : la vitesse du fluide au cœur de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ ),
- $f$  : le facteur de friction dit de Fanning, après étude, nous proposons pour son calcul d'utiliser la corrélation de Churchill préconisée par [72] permettant le calcul de ce facteur pour tous les écoulements et toutes les rugosités de paroi :

$$f = 8 \cdot \left[ \left( \frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (3.4)$$

$$A = \left[ 2,457 \cdot \ln \left( \frac{1}{\left( \frac{7}{Re} \right)^{0,9} + 0,27 \cdot \left( \frac{\epsilon}{D_h} \right)} \right) \right]^{16} \quad (3.5)$$

$$B = \left( \frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (3.6)$$

Avec :

- $Re$  : le nombre de Reynolds,
- $\epsilon$  : la rugosité de la paroi ( $m$ ),
- $D_h$  : le diamètre hydraulique ( $m$ ).

Le calcul de  $S^+$  nécessite celui de la distance d'arrêt  $S$ . Une particule qui est entraînée par les turbulences du fluide jusqu'à la paroi possède une vitesse  $v_p(y)$  à une distance  $y$  de la paroi. Cette distance  $y$  est donnée par la relation :

$$y = \frac{m_p}{3 \cdot \pi \cdot \delta_p \cdot \mu_f} \cdot dv_p(y) \quad (3.7)$$

Avec :

- $m_p$  : la masse de la particule considérée ( $kg$ ),
- $\mu_f$  : la viscosité dynamique ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ).

Pour une particule sphérique, on peut exprimer  $m_p$  par :

$$m_p = \rho_p \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{\delta_p}{2}\right)^3 \quad (3.8)$$

A partir des expressions de  $y$  et de  $m$ , données par les équations (3.7) et (3.8) on définit la distance  $S$  par :

$$S = y + \frac{\delta_p}{2} \quad (3.9)$$

Soit encore en remplaçant  $y$  par sa valeur dans l'équation (3.9) :

$$S = \frac{\rho_p \cdot \delta_p^2}{18 \cdot \mu_f} \cdot v_p(y) + \frac{\delta_p}{2} \quad (3.10)$$

On détermine  $v_p$  par la résolution d'une équation de quantité de mouvement sur la particule :

$$\frac{dv_p^+}{dy^+} = \frac{36 \cdot \mu_f \cdot \nu_f}{\delta_p^2 \cdot U^2 \cdot f \cdot \rho_p} \cdot \left(1 - \frac{y^+}{v_p^+ \cdot (y^+ + 10)}\right) \quad (3.11)$$

Avec :

$$v_p^+ = \frac{v_p}{U \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}} \quad (3.12)$$

$$y^+ = \frac{y \cdot U \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{\nu_f} \quad (3.13)$$

La probabilité de collage, probabilité permettant de rendre compte de l'adhésion ou non d'une particule donnée à la paroi, elle est fonction de la distance d'arrêt adimensionnée donnée par :

Si  $\delta_p \leq 0,1 \mu m$  :

$$S^+ = 0 \quad (3.14)$$

Si  $\delta_p \geq 0,1 \mu m$  :

$$S^+ = \frac{S \cdot U \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{\nu_f} \quad (3.15)$$

La probabilité de collage se calcule de la manière suivante :

Si  $S^+ \leq 4,5$  :

$$p = 1 \quad (3.16)$$



Si  $S^+ > 4,5$  :

$$p = \left(\frac{4,5}{S^+}\right)^4 \quad (3.17)$$

On remarquera dans les équations précédentes que la probabilité de collage est d'autant plus faible que la particule considérée est de diamètre important.

Dans l'équation (3.2), la vitesse radiale moyenne des particules est composée de l'action d'une composante due au mouvement du fluide  $v_{fl}$  et d'une composante Brownienne  $v_{Br}$  :

$$v_p = v_{fl} + v_{Br} \quad (3.18)$$

La composante d'advection se calcule de la manière suivante :

$$v_{fl} = \frac{U \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{4} \cdot \left[ v_{fl}^+ \cdot \left(\frac{d^+}{2}\right) + v_{fl}^+ \cdot S^+ \right] \quad (3.19)$$

Avec :

- $U$  : la vitesse du fluide au cœur de l'écoulement ( $m \cdot s^{-1}$ ),
- $v_{fl}^+$  : la vitesse radiale adimensionnée de la particule due au mouvement du fluide donnée par :

Si  $0 \leq y^+ \leq 10$  :

$$v_{fl}^+(y^+) = 0,05 \cdot y^+ \quad (3.20)$$

Si  $10 \leq y^+ \leq 30$  :

$$v_{fl}^+(y^+) = 0,5 + 0,0125 \cdot (y^+ + 10) \quad (3.21)$$

- $d^+$  : le diamètre adimensionné de la particule ( $m$ ),

$$d^+ = \frac{\delta_p \cdot U \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{\nu_f} \quad (3.22)$$

La distribution en taille des particules est donnée par une loi log-normale dont la fonction de distribution en nombre est :

$$f_N(\delta) = \frac{e^{-\frac{\ln\left(\frac{\delta_p}{\delta_g}\right)^2}{2 \cdot \ln(\sigma_g)^2}}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \ln(\sigma_g)} \cdot \delta_p} \quad (3.23)$$

Avec :

- $\delta_p$  : le diamètre de la particule ( $m$ ),
- $\delta_g$  : le diamètre géométrique moyen en nombre de la distribution ( $m$ ),
- $\sigma_g$  : l'écart-type géométrique de la distribution.

Dans le code OSCAR (en accord avec le retour d'expérience en centrale), cette distribution est centrée sur  $0,5 \mu m$ , elle est représentée sur la figure 3.2.

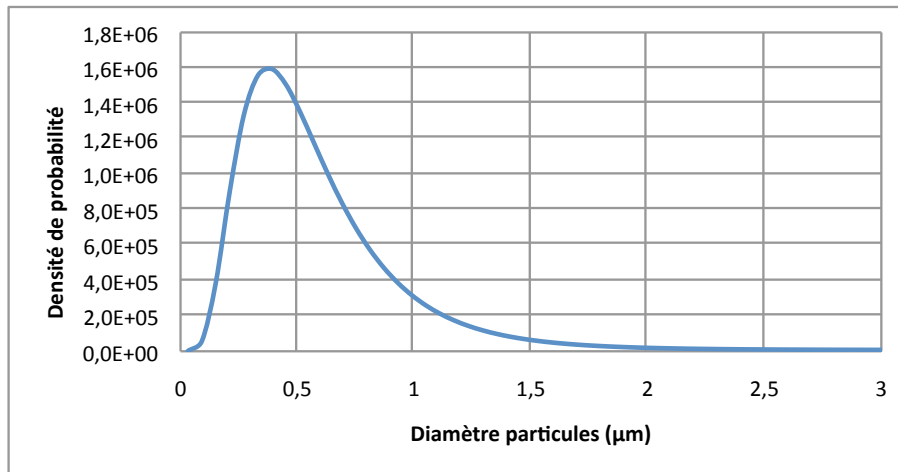


FIGURE 3.2 : Exemple de distribution des tailles des particules dans le code OSCAR (ici centrée sur  $0,4 \mu m$ ).

La figure 3.3 présente un calcul de la vitesse de dépôt des particules en fonction du diamètre de celles-ci avec et sans prise en compte de la probabilité de collage. On peut ainsi remarquer que plus la taille des particules est importante plus la vitesse de dépôt est importante comme on peut le voir sur la courbe rouge. Cependant, la prise en compte de la probabilité de collage nous montre que bien que la vitesse de dépôt soit plus importante, les grosses particules ne restent pas "collées" à la paroi, elles sont tout de suite ré-entraînées par le fluide. Ce phénomène est à différencier du phénomène d'érosion qui correspond aux effets des forces hydrodynamiques appliquées sur le dépôt par le fluide.

En fonction des conditions thermohydrauliques de l'écoulement et des propriétés physiques des particules considérées (taille, masse volumique) le régime de dépôt varie (Cf. §3.1.3). Pour des particules de faible diamètre c'est la diffusion brownienne qui domine, puis, à diamètre plus important, la diffusion turbulente. A partir d'un certain diamètre, la diffusion turbulente sature à une valeur constante. Seule la probabilité de collage agit dans ce régime là. La séparation entre les régimes est représentée par des lignes verticales sur la figure.

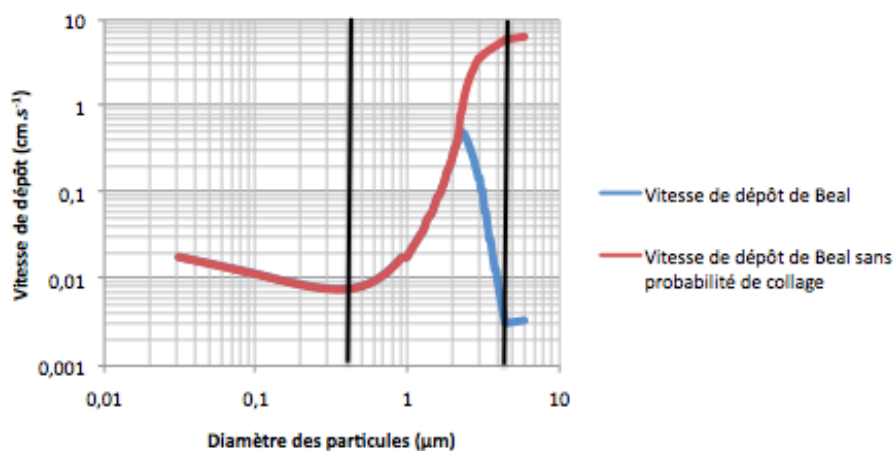


FIGURE 3.3 : Vitesse de dépôt avec et sans prise en compte de la probabilité de collage.

### 3.1.3.2 Mécanisme de précipitation sur le dépôt

Ce mécanisme concerne l'alimentation du milieu "dépôt" par précipitation du milieu "ion" lorsque la concentration ionique du fluide primaire atteint la concentration à l'équilibre pour l'espèce considérée. Son expression est la suivante :

$$P^{reg,ion,iso} = \frac{S_{dépôt}^{fluide}}{R_{Dépôt-Ion}^{fluide}} \cdot (C_{elt}^{ion} - C_{elt}^{eq}) \quad (3.24)$$

Avec :

- $S_{dépôt}^{fluide}$  : surface d'échange entre le milieu "dépôt" et le fluide primaire (surface mouillée) ( $m^2$ ),
- $C_{elt}^{eq}$  : concentration à l'équilibre de l'espèce considérée, calculée via le code "PHREEQ-CEA" [73] ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_{elt}^{ion}$  : concentration ionique de l'espèce considérée dans le fluide primaire ( $kg.m^{-3}$ ),
- $R_{Dépôt-Ion}^{fluide}$  : résistance de transfert des "ions" dans le fluide primaire ( $m^{-1}.s$ ).

### 3.1.3.3 Mécanisme d'érosion

Le mécanisme d'érosion dans le code OSCAR a fait l'objet d'une refonte complète, ce mécanisme sera détaillé au paragraphe §3.3.5. Cette nouvelle version permet de prendre en compte l'érosion de dépôts de fortes épaisseurs sous ébullition.

## 3.2 Adaptation du code OSCAR au calcul diphasique

Nous allons dans un premier temps étudier les principales différences lors de l'apparition d'un régime diphasique par rapport à un régime d'écoulement monophasique liquide. Par souci de simplicité, nous présenterons ces généralités dans le cas d'un tube chauffant et non dans le cas d'un sous canal constitué de quatre crayons de combustible. Dans un second temps, nous présenterons les principaux modèles permettant la modélisation de ce nouveau régime d'écoulement pour le code OSCAR.

### 3.2.1 Généralités sur les écoulements monophasique et diphasique

Considérons un tube vertical chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté à la base par un écoulement monophasique liquide sous-saturé. L'augmentation moyenne de l'enthalpie du fluide en fonction de la cote axiale fait apparaître les différents régimes d'écoulement que l'on peut observer sur la figure 3.4 :

- écoulement monophasique liquide,
- écoulement à bulles,
- écoulement à poches,
- écoulement annulaire,
- écoulement à gouttelettes,
- écoulement en vapeur sèche.

Dans la partie basse du tube, les échanges de chaleur se font principalement par convection forcée en régime monophasique liquide. Le coefficient d'échange reste quasi constant comme on peut le voir sur le graphique de la figure 3.5, le coefficient d'échange est défini de la manière suivante :

$$\phi = h \cdot \Delta T_{sat} \quad (3.25)$$

Avec :

- $\phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $h$  : le coefficient d'échange de chaleur ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ ).

Lorsque la température de paroi dépasse la température dite "d'ébullition"  $T_{sat} + \Delta T_{sat}$ ,  $\Delta T_{sat}$  correspondant à la surchauffe nécessaire à l'activation des premiers sites de nucléation, des bulles apparaissent le long de la paroi (point B sur la figure 3.4, point A sur la figure 3.5), c'est l'ONB (Onset of Nucleate Boiling). Dans ce cas, l'écoulement est dans un régime d'ébullition nucléée sous-saturée car la température du fluide est inférieure à la température de saturation ( $T_{sat}$ ). La température de paroi reste constante à partir de ce point tandis que la température de fluide augmente linéairement avec la cote axiale (la densité de flux thermique étant constante). A partir de l'ONB, les échanges de chaleur se font par convection et par échange de chaleur latente.

Lorsque l'enthalpie atteint un certain seuil (point C sur la figure 3.4, point B sur la figure 3.5), le régime d'écoulement devient un régime d'ébullition sous-saturée développée à partir duquel les échanges de chaleur se font de plus en plus par échange de chaleur latente, c'est l'OSV (Onset of Significant Void).

L'ébullition sous-saturée prend fin au point D (sur la figure 3.4, point C sur la figure 3.5), où la température moyenne du fluide atteint la température de saturation (titre thermodynamique nul).

L'augmentation du titre thermodynamique (i.e. d'enthalpie du mélange) conduit à de nouveaux changements de configuration avec l'apparition de l'écoulement en poches et de l'écoulement annulaire. Le transfert de chaleur par ébullition nucléée est alors remplacé par un transfert par convection forcée au travers du film liquide entraînant une diminution de son épaisseur par vaporisation à l'interface liquide/vapeur [74].

L'évaporation complète de ce film liquide conduit au phénomène de crise d'ébullition par assèchement de la paroi. Elle donne naissance à un écoulement en gouttelettes.

L'écoulement monophasique vapeur apparaît lorsque toutes les gouttelettes se sont vaporisées. L'échange thermique s'effectue alors par convection monophasique vapeur.

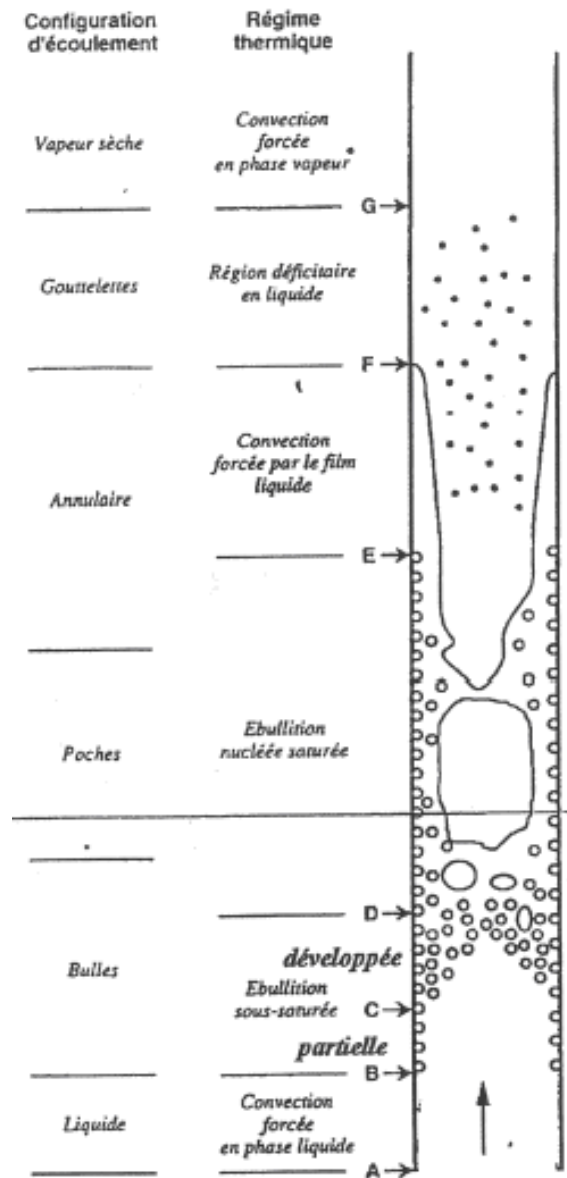


FIGURE 3.4 : Ecoulement dans un tuyau chauffant [74].

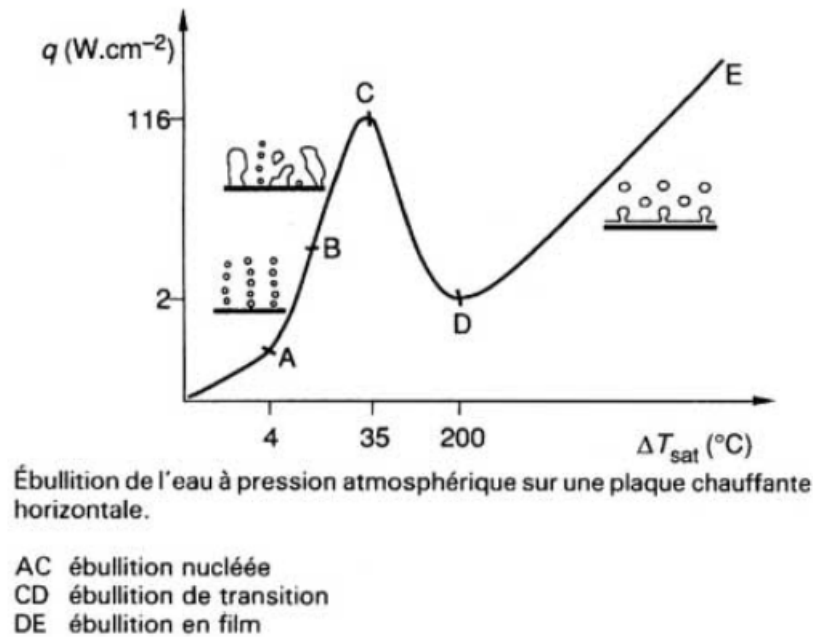


FIGURE 3.5 : Courbes de Nukiyama [72], représentant l'évolution de la densité de flux thermique en fonction de la surchauffe pariétale.

Dans le cas des écoulements "normaux" dans le circuit primaire des REP, l'OSV n'est jamais atteinte. En effet, le premier maximum de la courbe de Nukiyama correspond au point de crise d'ébullition. Lorsque la paroi n'est plus en contact avec le fluide, le coefficient d'échange décroît de manière significative. Ceci entraîne une augmentation brutale et importante de la température de paroi pouvant conduire à une destruction de celle-ci par fusion du matériau qui la constitue.

Dans le cadre de ce travail de thèse, l'écoulement dans le circuit primaire est en condition normale de fonctionnement, l'enthalpie du mélange ne dépassera jamais le point d'OSV.

### 3.2.2 Paramètres nécessaires au calcul diphasique dans le code OSCAR

Afin de pouvoir modéliser une ou plusieurs régions à écoulement diphasique, un certain nombre de paramètres sont nécessaires dont principalement :

- la température de paroi/interface oxyde-dépôt après l'ONB,
- la masse et le volume de vapeur contenue dans le fluide de la région considérée (moyen et local), c'est-à-dire le titre massique et le taux de vide,
- la dynamique de croissance des bulles à la paroi (accélération, vitesse, diamètre et temps de détachement).

L'oxyde, la zircone ( $ZrO_2$ ) provient de la corrosion des gaines en alliage à base de zirconium. La figure 3.6 rappelle les différentes interfaces considérées dans la modélisation.

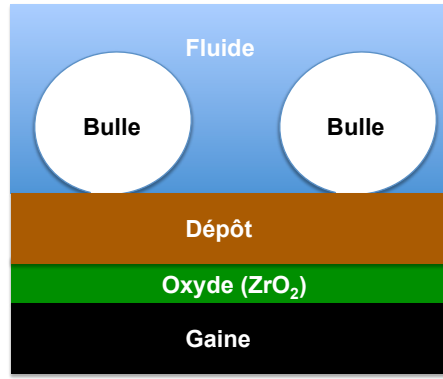


FIGURE 3.6 : Interfaces considérées.

### 3.2.2.1 Température de paroi et de fluide

Dans le circuit primaire des REP, l'écoulement étant fortement sous-saturé, nous calculerons la température de paroi comme si les échanges thermiques se faisaient en régime monophasique liquide. La température de paroi  $T_p$  de la région est donnée par l'expression suivante en fonction de la cote axiale  $z$  :

$$T_p = T_{en} + \frac{4 \cdot z \cdot \phi}{G \cdot c_{pl} \cdot D_h} + \frac{\phi}{h_{lo}} \quad (3.26)$$

Avec :

- $T_{en}$  : la température du fluide à l'entrée du canal chauffant ( $K$ ),
- $z$  : la cote axiale ( $m$ ),
- $\phi$  : la densité de flux thermique ( $W \cdot m^{-2}$ ),
- $G$  : le débit spécifique moyen sur une section ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ),
- $c_{pl}$  : la capacité calorifique du fluide ( $J \cdot K^{-1}$ ),
- $D_h$  : le diamètre hydraulique ( $m$ ),
- $h_{lo}$  : le coefficient de transfert thermique ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ).

Le coefficient de transfert thermique en régime turbulent est calculé par la corrélation de Dittus-Boelter :

$$h_{lo} = 0,023 \cdot \left( \frac{D_h \cdot G}{\mu_f} \right)^{0,8} \cdot \left( \frac{c_{pl} \cdot \mu_f}{\lambda_f} \right)^{0,4} \quad (3.27)$$

Dans cette équation, les propriétés physiques sont calculées à la température du film  $\frac{1}{2} \cdot (T_p + T_f)$ .

Avec :

- $\mu_f$  : la viscosité dynamique du fluide ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ),
- $\lambda_f$  : la conductivité thermique du fluide ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ).

La température d'ébullition (à l'ONB) se calcule de la manière suivante via la corrélation de Frost et Dzakovic (cité dans [74]) :

$$(T_p - T_{sat})_{ONB} = \Delta T_{sat} = \sqrt{\frac{8 \cdot \sigma \cdot \phi \cdot T_{sat}}{\lambda_f \cdot L_{lv} \cdot \rho_v}} \cdot Pr_{l,sat} \quad (3.28)$$

Avec :

- $\sigma$  : la tension de surface ( $J.m^{-2}$ ),
- $T_{sat}$  : la température de saturation du fluide ( $K$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $\rho_v$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),
- $Pr_{l,sat}$  : le nombre de Prandtl à saturation.

A partir de la température de paroi, on peut calculer la température de fluide de la manière suivante :

$$T_f = T_p - \frac{\phi}{h_{lo}} \quad (3.29)$$

La température de paroi augmente en fonction de la cote axiale jusqu'à atteindre la température d'ébullition, puis elle reste constante. La température de fluide augmente jusqu'à atteindre la température de saturation comme on peut le voir sur la figure 3.7 représentant les évolutions des températures de paroi et de fluide en fonction de la cote axiale dans un tube chauffé uniformément par une densité de flux thermique constante.

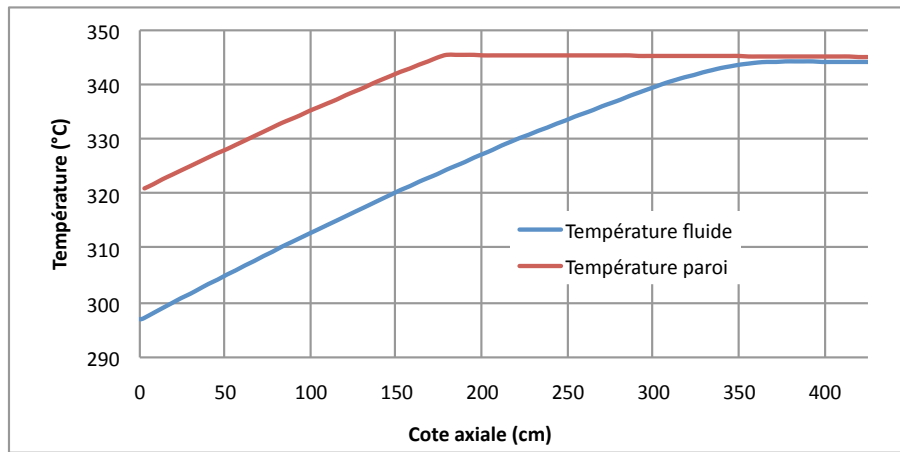


FIGURE 3.7 : Evolution de la température de paroi et de la température de fluide en fonction de la cote axiale ( $P = 155 \text{ bar}$   $\phi = 1,5 \text{ MW.m}^{-2}$ ,  $G = 3500 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ ,  $T_{en} = 288 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

### 3.2.2.2 Température d'interface oxyde/dépôt

Sans ébullition, le transfert thermique à travers le dépôt s'effectue par conduction uniquement. S'il y a ébullition dans le dépôt, le transfert thermique à travers celui-ci s'effectue par vaporisation et par conduction. Expérimentalement [18], il a été démontré que la température à l'interface oxyde/dépôt ne dépasse pas la dizaine de degrés Celsius, ce qui implique qu'une part de plus en plus importante du flux thermique (du fait de l'augmentation de l'épaisseur de dépôt) est transmise à travers le dépôt par vaporisation. La température d'interface se calcule via la corrélation suivante :

$$T_i = T_i^{Cond} + T_i^{Ebu} - T_p \quad (3.30)$$

Avec  $T_i^{Cond}$  la température d'interface en considérant uniquement le transfert par conduction (uniquement en régime monophasique) défini par :

$$T_i^{Cond} = T_p + \frac{\phi \cdot \delta}{\lambda_{dep}} \quad (3.31)$$

Avec :



- $\lambda_{dep}$  : la conductivité thermique du dépôt ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ ).

Le transfert par conduction n'est valable que si la température d'interface est inférieure à la température d'ébullition (équation 3.28). C'est-à-dire si l'épaisseur de dépôt  $\delta$  est inférieure à  $\delta_{max} = \frac{(\Delta T_{sat} + T_{sat} - T_p) \cdot \lambda_{dep}}{\phi}$ .

Dans le cas où il y a ébullition dans le dépôt, la température d'interface  $T_i^{Ebu}$  se calcule de la manière suivante [18] :

Si  $\delta < 20 \mu m$  :

$$T_i^{Ebu} - T_p = \frac{7 \cdot (\delta - \delta_{max})}{20 \cdot 10^{-6}} \quad (3.32)$$

Si  $20 \mu m < \delta < 70 \mu m$  :

$$T_i^{Ebu} - T_p = 7 + \frac{3 \cdot [(\delta - \delta_{max}) - 20]}{50 \cdot 10^{-6}} \quad (3.33)$$

Si  $\delta > 70 \mu m$  :

$$T_i^{Ebu} - T_p = 10 \quad (3.34)$$

La figure 3.8 représente l'évolution de la température d'interface en fonction de l'épaisseur de dépôt. Dans le cas présenté, la température de paroi à la base de la longueur chauffante est égale à  $340 \text{ }^\circ\text{C}$ , inférieure aux  $345 \text{ }^\circ\text{C}$  nécessaires à l'activation des premiers sites de nucléation, le transfert se fait donc par conduction (première portion de courbe). Dès que l'épaisseur de dépôt est suffisante pour que la température d'interface soit égale à la température d'ébullition, le transfert se fait par ébullition. Ce transfert par ébullition, conformément aux résultats de la figure 2.1 du chapitre 2 [18], se fait par une loi affine continue par morceau. Plus la part du transfert par ébullition est importante plus le coefficient directeur de la droite est faible et donc aussi l'augmentation de la température d'interface.

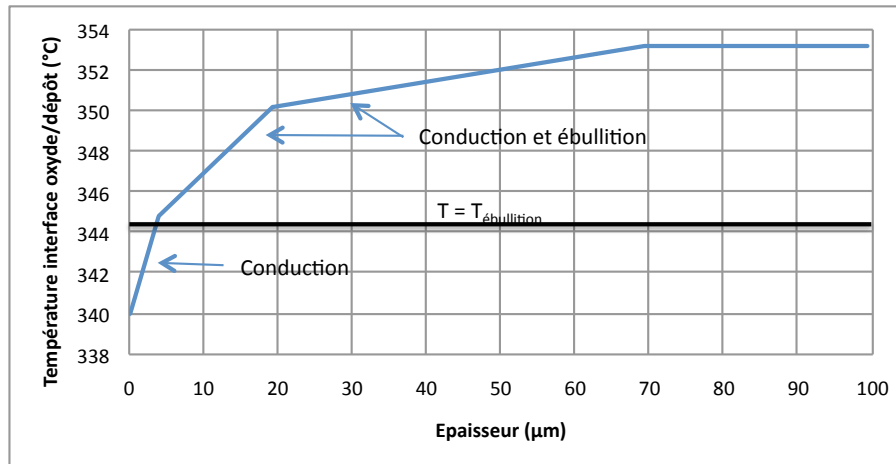


FIGURE 3.8 : Evolution de la température d'interface en fonction de l'épaisseur de dépôt ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $\phi = 1 \text{ MW.m}^{-2}$ ,  $T_p = 340 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $\lambda_{dep} = 1 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ ).

### 3.2.2.3 Titre massique

Le calcul du titre massique nécessite la connaissance du titre thermodynamique (i.e. titre à l'équilibre)  $x_{th}$ . Nous supposons que le transfert thermique se fait essentiellement par

convection du fait du fort degré de sous-saturation du fluide. Le titre thermodynamique se calcule de la manière suivante :

$$x_{th} = \frac{H_l(T_{en}) - H_{l,sat}}{L_{lv}} + \frac{P_{ch} \cdot \int_0^z \phi(z) dz}{G \cdot S \cdot L_{lv}} \quad (3.35)$$

En particulier à l'OSV :

$$x_{th}^{OSV} = -c_{pl} \cdot \frac{(T_{sat} - T_l)}{L_{lv}} \quad (3.36)$$

Avec :

- $H_l(T_{en})$  : l'enthalpie du liquide calculée à la température d'entrée du canal chauffant ( $J.kg^{-1}$ ),
- $H_{l,sat}$  : l'enthalpie du liquide à saturation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $P_{ch}$  : le périmètre chauffant ( $m$ ),
- $z$  : la cote axiale ( $m$ ),
- $\phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $G$  : le débit spécifique moyen sur une section ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $S$  : la section de passage ( $m^2$ ).

Le calcul du titre massique se fait grâce à la corrélation de Saha et Zuber [75] :

$$x(z) = \frac{x_{th} - x_{th}^{OSV} \cdot \exp\left[\frac{x_{th}}{x_{th}^{OSV}} - 1\right]}{1 - x_{th}^{OSV} \cdot \exp\left[\frac{x_{th}}{x_{th}^{OSV}} - 1\right]} \quad (3.37)$$

### 3.2.2.4 Taux de vide moyen

Le calcul du taux de vide moyen  $\alpha$  dans une région se fait par la corrélation de Saha et Zuber. Cette corrélation nécessite la connaissance du titre massique calculé par une corrélation des mêmes auteurs (Cf. §3.2.2.3). Le taux de vide se calcule de la manière suivante :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{\frac{C_0 \cdot (\rho_f - \rho_g)}{\rho_f} \cdot x(z) + \left[C_0 + \frac{u_{gi}}{U_{en}}\right] \cdot \frac{\rho_v}{\rho_f}} \quad (3.38)$$

Avec :

- $x(z)$  : le titre massique moyen dans la région considérée (Cf. §3.2.2.3),
- $C_0$  : une constante prise égale à 1,13,
- $U_{en}$  : la vitesse du fluide à l'entrée de la conduite ( $m.s^{-1}$ ),
- $u_{gi}$  : la vitesse de dérive ( $m.s^{-1}$ ) donnée par :

$$u_{gi} = 1,41 \cdot \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_f - \rho_v)}{\rho_f}\right)^{0,25} \quad (3.39)$$

- $\sigma$  : la tension de surface ( $J.m^{-2}$ ),
- $g$  : l'accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ ),

### 3.2.2.5 Taux de vide local

Pour le calcul du taux de vide local  $\alpha_{loc}$  nous nous basons sur les travaux de March [40].

$$\alpha_{loc} = \alpha(z) \cdot \frac{S}{P_{ch} \cdot D_b} \quad (3.40)$$

Avec :

- $\alpha(z)$  : le taux de vide moyen (Cf. §3.2.2.4),
- $S$  : la section de passage ( $m^2$ ),
- $P_{ch}$  : le périmètre chauffant ( $m$ ),
- $D_b$  : le diamètre des bulles au détachement ( $m$ ).

*Remarque* : March suppose que le taux de vide local maximum atteint est de 0,6. Cependant, nous choisirons de borner cette expression plutôt à 0,4. En effet, cette valeur de taux de vide locale maximale nous semble plus en accord avec les données expérimentales dans nos conditions de fonctionnement ( $x_{th} \approx -0,1$ ) (Cf. figure 3.9).

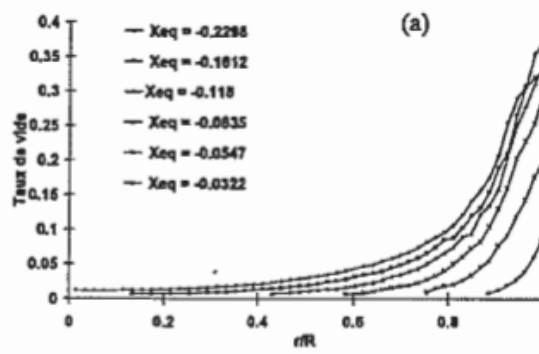


FIGURE 3.9 : Evolution du taux de vide en fonction de la distance à la paroi  $r$  dans une conduite de rayon  $R$  ( $P = 3 \text{ MPa}$ ,  $\phi = 66 \text{ kW.m}^{-2}$ ,  $G = 1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) [75].

### 3.2.2.6 Taux de vide au détachement

Rouhani et al. [25] propose l'expression suivante pour calculer la fraction de vide à la paroi au moment du détachement des bulles :

$$\alpha_{det} = 2,435 \cdot 10^{-3} \cdot P^{-0,237} \cdot \frac{P_{ch}}{S} \quad (3.41)$$

Avec :

- $P$  : la pression du fluide ( $bar$ ),
- $S$  : la section de passage ( $m^2$ ),
- $P_{ch}$  : le périmètre chauffant ( $m$ ).

### 3.2.2.7 Débit de vaporisation

Le débit de vaporisation donne la quantité de liquide évaporée par unité de temps et de surface. Dans le cadre du code OSCAR, le modèle retenu est le modèle de Rouhani et al. [25] :

$$\dot{m}_v = \frac{\phi - h_{lo} \cdot \Delta T_{sub} \left(1 - \frac{\alpha(z)}{\alpha_{det}}\right)}{L_{lv} \cdot \rho_v + \rho_f \cdot c_{pl} \cdot \Delta T_{sub}} \cdot \rho_v \quad (3.42)$$

Avec :

- $\phi$  : la densité de flux thermique ( $W.m^{-2}$ ),
- $h_{lo}$  : le coefficient de transfert de chaleur en régime monophasique turbulent ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ ),
- $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_f$  : la sous-saturation du fluide ( $K$ ),
- $\alpha(z)$  : le taux de vide moyen dans la région considérée,
- $\alpha_{det}$  : le taux de vide au moment du détachement des bulles de la paroi,
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $\rho_f$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\rho_v$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),
- $c_{pl}$  : la capacité calorifique du fluide ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ).

Dans les régions sous ébullition, une forte croissance du dépôt est à prévoir. Cette augmentation de l'épaisseur de dépôt entraîne une modification du transfert thermique entre les interfaces oxyde/dépôt et dépôt/fluide. En effet, comme nous avons pu le voir dans l'étude bibliographique, la température d'interface oxyde/dépôt n'augmentant pas plus d'une dizaine de degrés Celsius (Cf. 3.2.2.2), à flux thermique constant, le flux de vaporisation va progressivement augmenter au dépend du flux de conduction. Le modèle de débit de vaporisation choisi est une adaptation du modèle de Pan [26] et de Rouhani :

$$\dot{m}_v = max \left( \frac{\phi - h_{lo} \cdot \Delta T_{sub} \left(1 - \frac{\alpha(z)}{\alpha_{det}}\right)}{L_{lv} \cdot \rho_v + \rho_f \cdot c_{pl} \cdot \Delta T_{sub}} \cdot \rho_v, \left(1 - \frac{1}{\cosh(k \cdot \delta)}\right) \cdot \frac{\phi}{L_{lv}} \right) \quad (3.43)$$

La figure 3.10 présente l'évolution du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur de dépôt. La partie constante de la courbe correspond au modèle de Rouhani (ébullition à la paroi), tandis que la seconde portion de courbe représente le modèle de Pan (ébullition dans le dépôt).

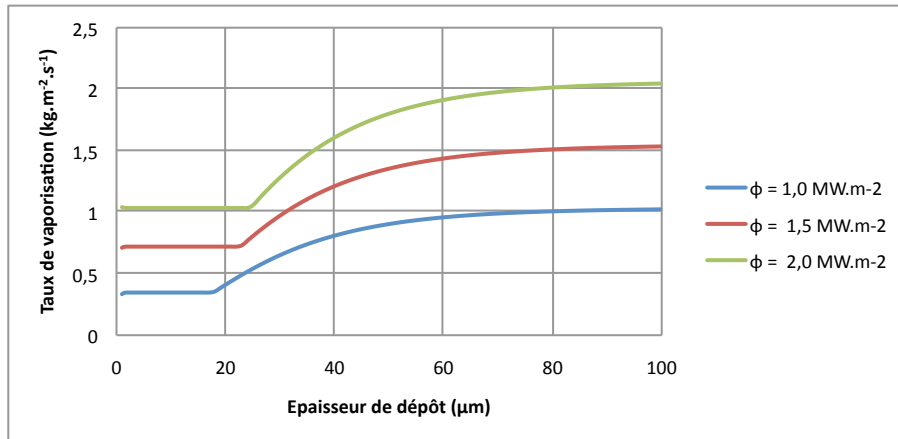


FIGURE 3.10 : Evolution du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur de dépôt.

### 3.2.2.7.1 Etude du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur du dépôt

Le débit de vaporisation varie avec l'épaisseur du dépôt dans l'expression de Pan. Le graphique de la figure 3.11 représente l'évolution du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur du dépôt pour les paramètres donnés dans le tableau 3.1, la courbe en bleu sur le graphique a été tracée en adaptant la formule de Pan aux conditions REP.

Références	Valeur de $k$
Picone (extrait de [26])	$6,55.10^5$
Rassokhim (extrait de [26])	$1,21.10^4$
Ferrer	$5,66.10^4$

Tableau 3.1 : Différentes valeurs de la constante de Pan.

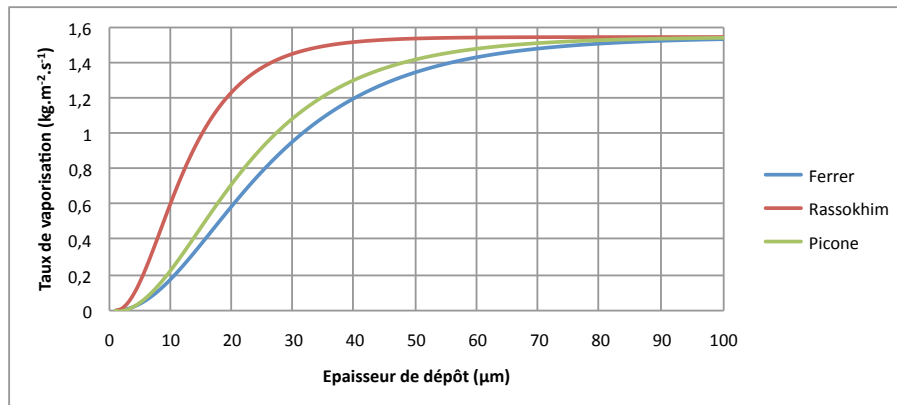


FIGURE 3.11 : Evolution du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur de dépôt (modèle de Pan).

### 3.2.2.7.2 Etude du débit de vaporisation en fonction de la densité de flux thermique

Dans le cadre du modèle de Rouhani présenté dans cette section, la dépendance avec la densité de flux thermique est évidente. Dans l'expression de Pan, cette dépendance apparaît directement dans l'expression du débit de vaporisation mais aussi dans la constante  $k$ . La figure 3.12 montre que le débit de vaporisation augmente avec la densité de flux thermique, le débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur atteint plus rapidement sa valeur maximale (vaporisation totale  $\frac{\phi}{L_{lv}}$ ) avec un flux plus important.

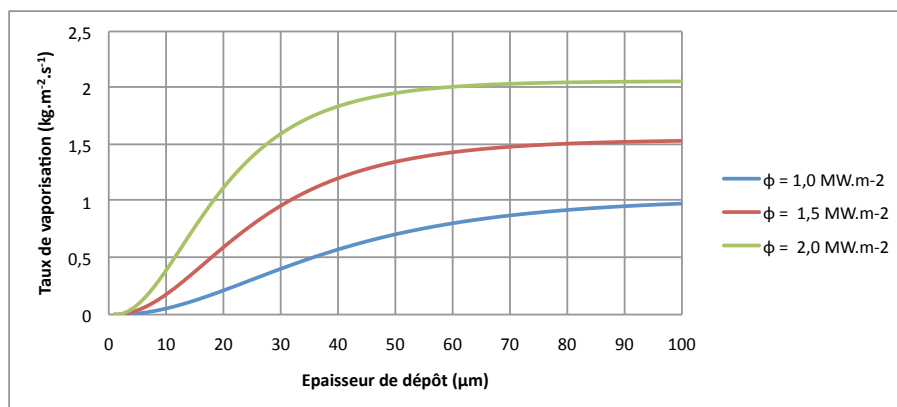


FIGURE 3.12 : Evolution du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur de dépôt pour différentes densités de flux thermique (modèle de Pan uniquement).

### 3.2.2.8 Expression du diamètre des bulles en fonction du temps

Le modèle d'Unal [44] a été choisi pour la modélisation de la dynamique des bulles en fonction du temps. Ce modèle présente l'intérêt d'avoir été établi à partir de résultats expérimentaux obtenus en eau à pression élevée (jusqu'à 177 bar). L'expression du diamètre des bulles en fonction du temps est la suivante :

$$D_b(t) = \frac{2 \cdot a \cdot n \cdot t^{1/2} \cdot (1 + 1/3 \cdot b \cdot C \cdot M \cdot t)}{1 + C \cdot M \cdot b \cdot t} \quad (3.44)$$

Avec :

- $a = \frac{(T_p - T_{sat}) \cdot \lambda_S}{2 \cdot \rho_v \cdot L_{lv} \cdot \sqrt{\pi \cdot a_s}}$ ,
  - $T_p$  : la température de paroi (K),
  - $T_{sat}$  : la température de saturation (K),
  - $\lambda_S$  la conductivité du dépôt ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ),
  - $\rho_v$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg \cdot m^{-3}$ ),
  - $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J \cdot kg^{-1}$ ),
  - $a_s$  : la diffusivité thermique du dépôt ( $m^2 \cdot s^{-1}$ ),
- $n \approx 1$ ,
- $t$  : le temps (s),
- $b = \frac{(T_{sat} - T_m)}{2 \cdot (1 - \rho_v / \rho_l)}$ ,
  - $T_m$  : la température moyenne du canal ( $T_m = \frac{1}{2} \cdot (T_p + T_f)$ ) (K),
  - $T_f$  : la température du fluide (K),
  - $\rho_l$  : la masse volumique du fluide ( $kg \cdot m^{-3}$ ),
- $C = 0,25 \cdot 10^{10} \cdot P^{-1,418}$ ,
  - $P$  : la pression ( $MN \cdot m^{-2}$ ),
- $M = \left(\frac{U}{U_0}\right)$  si  $U > 0,61$  ; 1 sinon
  - $U$  : la vitesse moyenne du fluide ( $m \cdot s^{-1}$ ),
  - $U_0$  : une constante égale à 0,61.

Les figures 3.13, 3.14 et 3.15 représentent respectivement l'évolution en fonction du temps du diamètre, de la vitesse et de l'accélération de la bulle en fonction du temps pour les conditions ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $T = 330 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $G = 3500 \text{ kg} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ).

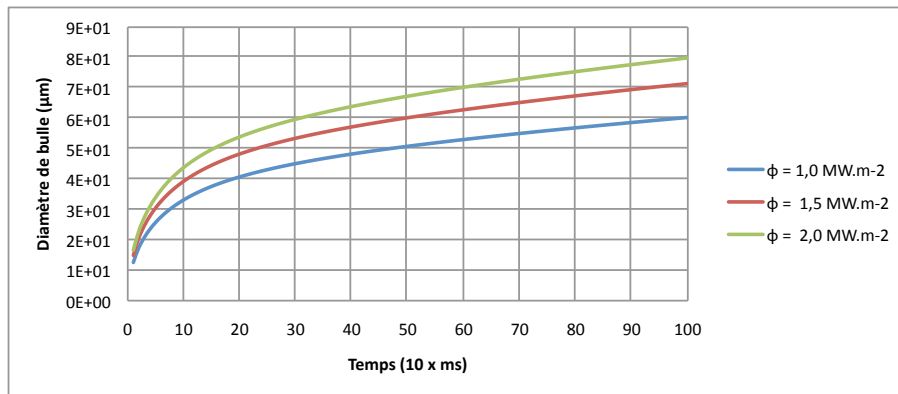


FIGURE 3.13 : Evolution du diamètre des bulles en fonction du temps (Unal).

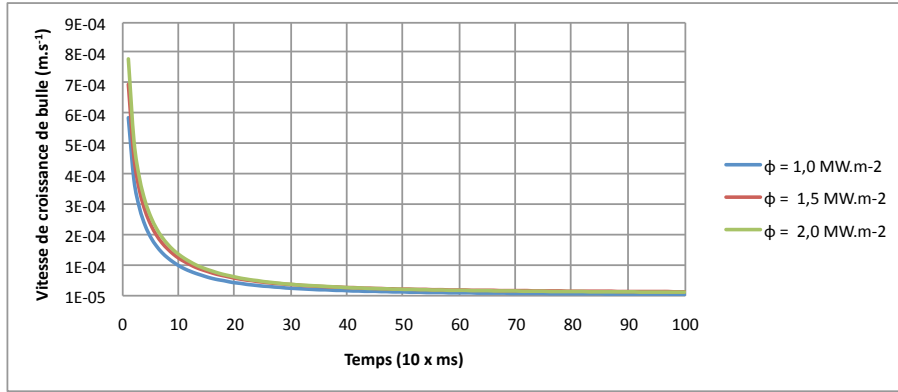


FIGURE 3.14 : Evolution de la vitesse de croissance des bulles en fonction du temps (Unal).

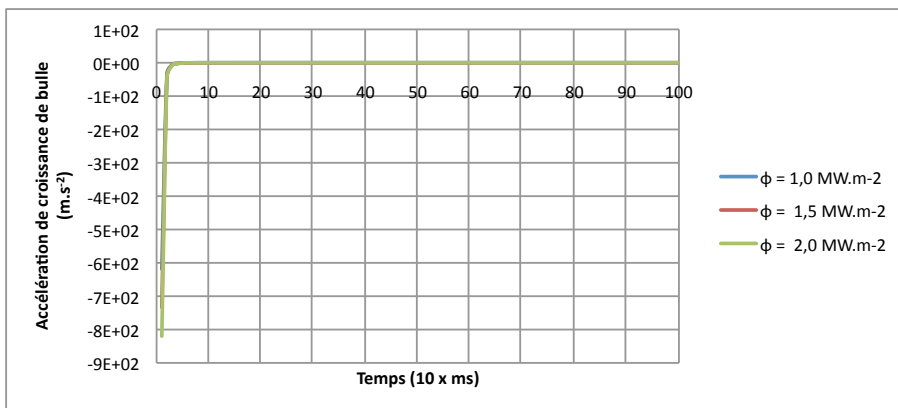


FIGURE 3.15 : Evolution de l'accélération de croissance des bulles en fonction du temps (Unal).

Les figures 3.14 et 3.15 montrent que la croissance des bulles à la paroi est très rapide au début ( $t < 2 \text{ ms}$ ) puis se fait à vitesse constante. On remarquera que l'accélération n'est pas nulle au début de la croissance avec le modèle d'Unal.

### 3.2.2.9 Expression de l'épaisseur de la sous-couche de fluide sous les bulles

Lors de la croissance d'une bulle (étapes de la croissance expliquées au paragraphe §2.3.1.2) une couche de fluide se forme sous la bulle. L'expression de l'épaisseur de cette couche est donnée par Torigai [51] :

$$\delta(R) = \frac{2 \cdot \mu \cdot \frac{dR}{dt} \cdot R^2}{2 \cdot \sigma + Pi \cdot R_b} \quad (3.45)$$

Avec :

- $\sigma$  : la tension de surface ( $J.m^{-2}$ ),
- $Pi$  : ce terme caractérise la contribution dynamique due au mouvement du liquide qui entoure la bulle ( $J.m^{-3}$ ).

La contribution dynamique  $Pi$  se calcule de la manière suivante :

$$Pi = \rho_l \cdot \left( R \cdot \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \cdot \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \right) + \frac{4 \cdot \mu}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (3.46)$$

### 3.3 Modélisation des mécanismes de formation de dépôt sous ébullition dans le code OSCAR

Dans une région sous ébullition, les mécanismes présentés au paragraphe §3.1.3 s'appliquent. Cependant du fait de l'ébullition, il nous faut prendre en compte les mécanismes suivants :

- enrichissement à la paroi pour les particules et les ions (Cf. §2.2), pouvant entraîner une précipitation plus importante sur le dépôt ou bien la déclencher,
- dépôt sous ébullition (Cf. §2.3.1) :
  - dépôt par vaporisation des particules avec extension aux ions,
  - dépôt par piégeage des particules sur les bulles,
- érosion sous ébullition (Cf. §2.4).

Le schéma de la figure 3.16 présente l'ensemble des mécanismes cités ci-dessus avec leurs actions sur les différents milieux.

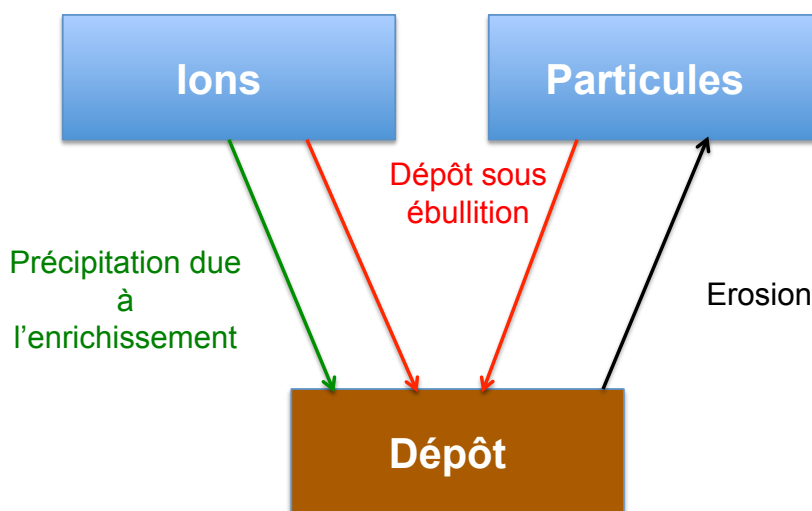


FIGURE 3.16 : Mécanismes sous ébullition et milieux.

Dans cette section nous présenterons la modélisation de la formation sous ébullition du dépôt adoptée pour le code OSCAR.

#### 3.3.1 Modélisation du dépôt

##### 3.3.1.1 Structure du dépôt

La structure du dépôt adoptée pour le code OSCAR est une structure en trois couches basée sur le modèle de Jones et al. [27]. Elle est représentée sur le schéma de la figure 3.17 :

- une couche de dépôt de forte porosité en contact avec le fluide,
- une couche de dépôt de porosité plus faible du fait de la précipitation/dépôt des ions particules dans les capillarités du fluide,
- une couche de vapeur surchauffée.

Pour les porosités des différentes couches de dépôt, nous proposons de prendre les valeurs de Jones [27] :



- 0,7 pour la couche de dépôt de forte porosité,
- 0,5-0,3 pour la couche de dépôt de porosité plus faible.

Au niveau des transferts thermiques, on considère un transfert par conduction à travers la couche de vapeur surchauffée ainsi qu'un transfert par vaporisation à travers les couches de dépôt. En réalité il faudrait considérer aussi un faible transfert par conduction (par rapport à celui par vaporisation) dans la couche de dépôt de faible porosité. Nous considérerons que les cheminées sont créées dans la couche de forte porosité et qu'elles sont alimentées en fluide au niveau de l'interface entre ces deux couches de dépôt. La séparation entre ces deux couches de dépôt est la ligne d'ébullition, c'est-à-dire la cote radiale à laquelle la température d'ébullition est atteinte dans le dépôt.

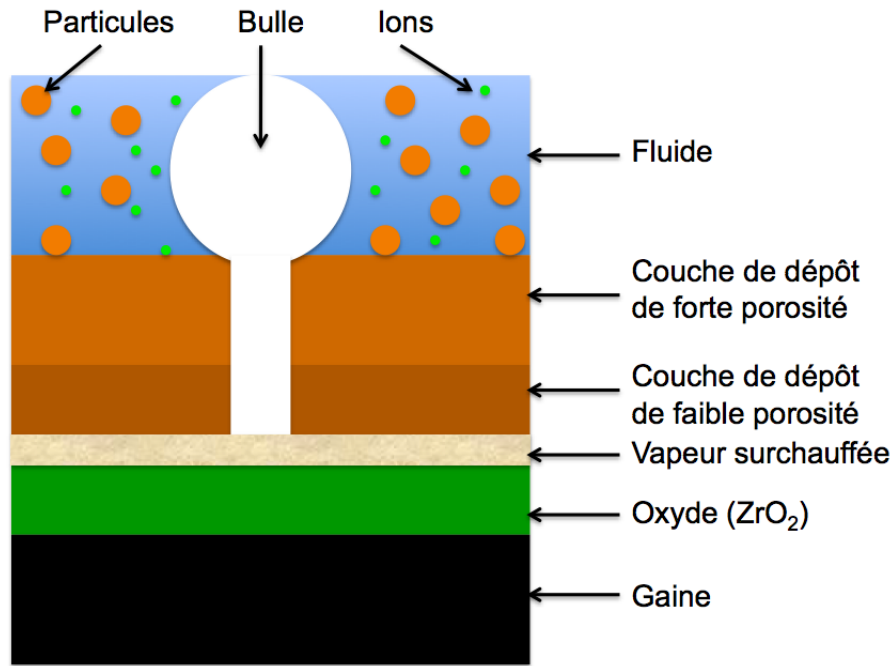


FIGURE 3.17 : Structure du dépôt en trois couches.

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2, la densité des cheminées est de l'ordre de 5000 cheminées par millimètre carré [1], [32]. Chaque cheminée peut être considérée comme un site de nucléation actif. Afin de valider cette hypothèse, nous allons procéder à un calcul d'ordre de grandeur permettant d'évaluer la densité de sites de nucléation.

### 3.3.1.1.1 Densité de site de nucléation

La densité de sites de nucléation adimensionnée peut être calculée par la corrélation de Kocamustafaogullari et Ishii [76] :

$$n^* = 2,16 \cdot 10^{-7} \cdot (\rho^*)^{-3,12} \cdot (1 + 0,0049 \cdot \rho^*)^{4,13} \cdot (R_c^*)^{-4,4} \quad (3.47)$$

Avec :

- $p^* = \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_g}$  : paramètre adimensionnel représentant la dépendance en pression,
  - $\rho_f$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
  - $\rho_g$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),

- $Rc^* = \frac{2 \cdot Rc}{D_d}$  : le rayon critique adimensionnel des cavités,
- $Rc$  : le rayon critique des cavités donnée par l'équation (3.49) ( $m$ ),
- $n^* = n \cdot D_d^2$  : la densité de sites adimensionnée,
- $n$  : la densité de sites de nucléation par unité de surface ( $m^{-2}$ ),
- $D_d$  : le diamètre des bulles au détachement calculée par la relation de Fritz modifiée (Cf. equation (3.48)).

La relation de Fritz modifiée pour les hautes pressions est :

$$D_d = 2,64 \cdot 10^{-5} \cdot \theta \cdot \left( \frac{\sigma}{g \cdot (\rho_f - \rho_g)} \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{(\rho_f - \rho_g)}{\rho_g} \right)^{0,9} \quad (3.48)$$

Avec :

- $\theta$  : l'angle de contact statique entre la bulle et la paroi (*degrés*),
- $\sigma$  : la tension de contact ( $J \cdot m^{-2}$ ),
- $g$  : l'accélération de la pesanteur ( $m \cdot s^{-2}$ ).

Le rayon des cavités est donné par :

$$Rc = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_{sat}}{(T_w - T_{sat}) \cdot \rho_g \cdot L_{lv}} \quad (3.49)$$

Avec :

- $T_{sat}$  : la température de saturation du fluide ( $^{\circ}C$ ),
- $T_w$  : la température de paroi ( $^{\circ}C$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J \cdot kg^{-1}$ ).

Cette corrélation nous donne une densité de site de nucléation égale à 2400 par  $mm^2$  dans les conditions REP primaires :  $P = 155 \text{ bar}$ ,  $G = 3500 \text{ kg} \cdot m^{-2}$ ,  $\phi = 1,5 \text{ MW} \cdot m^{-2}$  et  $T = 330 \text{ }^{\circ}C$ , en très bon accord avec la valeur de Macbeth [1] (5 000 cheminées par  $mm^2$ ).

### 3.3.1.2 Phénoménologie adoptée pour la croissance du dépôt

A la suite des études de Macbeth [1] et Peybernès [18] (Cf. §2.1.1) sur l'évolution de la température d'interface oxyde/dépôt en fonction de l'épaisseur du dépôt, nous proposons de reprendre pour le code OSCAR le mécanisme d'ébullition en cheminée de Macbeth tout en le simplifiant. En effet, nous allons considérer que l'ensemble du fluide entrant dans le dépôt via l'effet de pompage va être vaporisé à la base des cheminées.

Comme cela a été décrit dans la section §3.2, nous utilisons le modèle de Pan pour le calcul du débit de vaporisation dans le dépôt et le modèle de Peybernès pour le calcul de la température d'interface oxyde/dépôt.

Afin de pouvoir décrire la croissance du dépôt dans son ensemble nous allons dans un premier temps nous intéresser aux deux cas limites suivants :

- l'ébullition à lieu à la surface du dépôt (*cas 1*),
- l'ébullition à lieu à la base des cheminées, dans le dépôt lui même (*cas 2*).

#### 3.3.1.2.1 Cas 1 - Ebullition à la surface du dépôt

Dans le cas d'un dépôt de faible épaisseur, et lorsque l'ébullition a lieu à la surface du dépôt en contact avec le fluide, la température de paroi  $T_p$  (interface dépôt/fluide) est égale à la température d'ébullition  $T_{sat} + \Delta T_{sat}$ . Comme nous avons pu le voir dans l'étude bibliographique du chapitre précédent (Cf. §2), l'ébullition va accélérer la formation de

dépôt via l'augmentation des flux de dépôt et de précipitation. L'épaisseur de dépôt va augmenter plus rapidement que dans le cas sans ébullition. Cependant, la surchauffe nécessaire au démarrage de l'ébullition  $\Delta T_{sat}$  est plus faible dans le dépôt lui-même qu'à la surface du dépôt en contact avec le fluide. Au fur et à mesure de la croissance du dépôt, l'ébullition va se produire de plus en plus loin de l'interface dépôt/fluide et, petit à petit, des cheminées vont se créer afin d'évacuer la vapeur générée dans le dépôt. Le schéma de la figure 3.18 présente ce mécanisme.

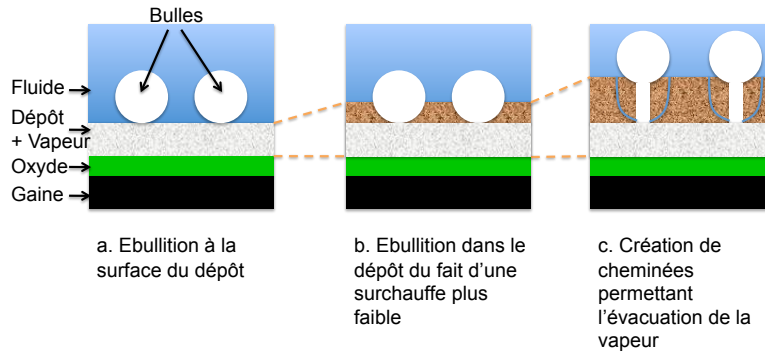


FIGURE 3.18 : Croissance du dépôt dans le cas d'une ébullition à la surface (*cas 1*).

### 3.3.1.2.2 Cas 2 - Ebullition dans le dépôt

Dans le cas où la température de paroi est inférieure à la température d'ébullition ( $T_{sat} + \Delta T_{sat}$ ) le transfert thermique vers le fluide à travers le dépôt s'effectue par conduction. Si la température de l'interface oxyde/dépôt atteint la température d'ébullition, l'ébullition démarre dans le dépôt au niveau de cette interface. Une couche de vapeur se forme dans le dépôt, et la vapeur produite est évacuée par la création de cheminées dans le dépôt. L'ébullition est possible dans le dépôt du fait que sa porosité est de l'ordre de 0,7 selon Macbeth. Le schéma de la figure 3.19 présente ce mécanisme.

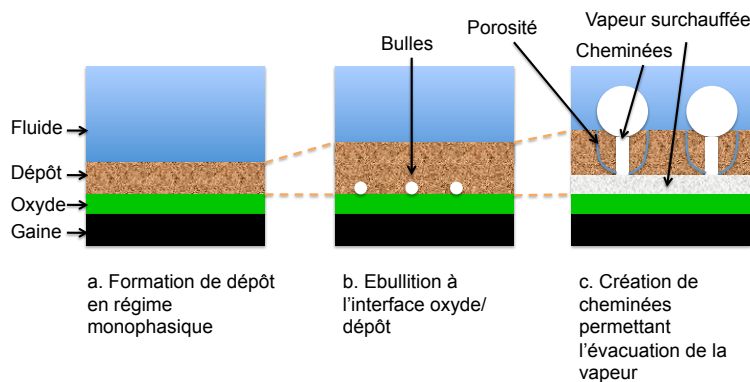


FIGURE 3.19 : Croissance du dépôt dans le cas avec ébullition dans le dépôt (*cas 2*).

## 3.3.2 Modélisation de la précipitation due à l'ébullition à la paroi

Le mécanisme de précipitation sous ébullition sur le dépôt est basé sur l'expression du mécanisme en régime monophasique (Cf. §3.1.3.2). Son expression est modifiée par la prise en compte de l'enrichissement à la paroi (via le facteur d'enrichissement  $F_E$  : pour une espèce donnée, le rapport entre les concentrations à la paroi et au cœur de l'écoulement).

La modélisation de l'enrichissement à la paroi dans le cadre du code OSCAR se base sur les travaux de March [40], le flux de précipitation est donné par l'expression suivante :

$$P^{reg,ion} = \frac{S_{dépôt}^{fluide}}{R_{Dépôt-Ion}^{fluide}} \cdot (F_E \cdot C_{elt}^{ion} - C_{elt}^{eq}) \quad (3.50)$$

$$F_E = \frac{C_{elt, paroi}^{ion}}{C_{elt}^{ion}} \quad (3.51)$$

Avec :

- $S_{dépôt}^{fluide}$  : surface d'échange entre le milieu "dépôt" et le fluide primaire (surface mouillée) ( $m^2$ ),
- $C_{elt}^{eq}$  : concentration à l'équilibre de l'espèce considérée, calculée via le code "PHREEQ-CEA" [73] ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_{elt}^{ion}$  : concentration ionique de l'espèce considérée dans le fluide primaire ( $kg.m^{-3}$ ),
- $R_{Dépôt-Ion}^{fluide}$  : résistance de transfert des "ions" dans le fluide primaire ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_{elt, paroi}^{ion}$  : concentration ionique de l'espèce considérée dans la couche laminaire du fluide (à la paroi) ( $kg.m^{-3}$ ).

Le calcul du facteur d'enrichissement  $F_E$  dépend fortement du dépôt formé :

- si l'épaisseur du dépôt est faible, c'est-à-dire quand le mécanisme de pompage du fluide à travers les capillarités n'est pas actif, le calcul effectué par March est applicable sans restriction (*Cas 1*),
- si l'épaisseur est suffisante pour que le pompage à travers les capillarités soit actif, alors le bilan de masse effectué par March n'est plus applicable (*Cas 2*) et un nouveau bilan de masse doit être effectué afin de prendre en compte le pompage.

Le calcul du facteur d'enrichissement se fait via deux bilans de masse dans le fluide, un bilan de masse axial et un bilan de masse radial au niveau du fluide proche de la paroi.

### 3.3.2.1 Détermination du facteur d'enrichissement dans le cas d'un dépôt de faibles épaisseur (*Cas 1*)

Pour la détermination du facteur d'enrichissement à la paroi dans le *cas 1* nous utiliserons le modèle de March présenté au paragraphe §2.2.1.2 de l'étude bibliographique. Le facteur d'enrichissement s'exprime ainsi [40] :

$$F_{E, March} = \frac{C_L}{C_0} = \frac{C_L}{C_C} \cdot \frac{1}{(1-x) + \Gamma \cdot x} = \frac{G_{C-P} - \dot{m}_v \cdot \left(\frac{\Gamma+k-1}{k}\right)}{G_{C-P} - \dot{m}_v} \cdot \frac{1}{(1-x) + \Gamma \cdot x} \quad (3.52)$$

Avec :

- $C_L$  : la concentration de l'espèce considérée dans la couche de fluide proche de la paroi ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_0$  : la concentration de l'espèce considérée dans le cœur de l'écoulement dans la région sans ébullition ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_C$  : la concentration de l'espèce considérée dans le cœur de l'écoulement dans une région avec ébullition ( $kg.m^{-3}$ ),
- $x$  : le titre massique,
- $\Gamma$  : la répartition liquide/vapeur de l'espèce considérée,
- $G_{C-P}$  : le débit spécifique liquide sortant de la zone  $L$  (Cf. figure 3.20) ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $k$  : une constante.

### 3.3.2.2 Détermination du facteur d'enrichissement dans le cas d'un dépôt de forte épaisseur (*Cas 2*)

Dans le cas d'un dépôt ayant une épaisseur importante, l'ébullition se produit dans le dépôt lui-même, au niveau de l'interface oxyde/dépôt. L'ébullition à l'intérieur du dépôt est entretenue par un effet dit de "pompage" à travers les capillaires [1] comme cela est décrit au paragraphe §2.1.1.1. En se basant sur les hypothèses de modélisation du paragraphe §3.3.1, la masse d'eau évaporée dans les cheminées est égale à la masse d'eau entrante dans les capillarités, nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$G_{pump} = \dot{m}_v \quad (3.53)$$

Nous appliquons le même type de bilan de masse que précédemment dans la zone P et la zone L à la cote  $z$ , dans les conditions du schéma de la figure 3.20 ce qui donne avec les hypothèses de calcul du paragraphe précédent :

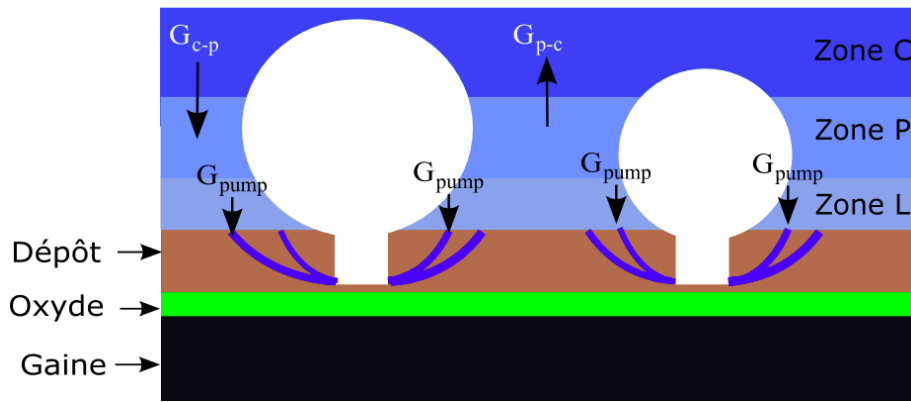


FIGURE 3.20 : Bilan de masse dans la zone d'écoulement proche de la paroi

$$G_{C-P} \cdot C_C = \dot{m}_v \cdot C_L + G_{P-C} \cdot C_P \quad (3.54)$$

En reprenant l'expression de March [40] de  $C_P$  :

$$C_P = k \cdot C_L + (1 - k) \cdot C_C \quad (3.55)$$

Et de  $\frac{C_C}{C_0}$  :

$$\frac{C_C}{C_0} = \frac{1}{1 - x + \Gamma \cdot x} \quad (3.56)$$

On obtient :

$$C_L \cdot (\dot{m}_v + G_{C-P} \cdot k - \dot{m}_v \cdot k) = C_C \cdot (-G_{C-P} \cdot (1 - k) + \dot{m}_v \cdot (1 - k) + G_{C-P}) \quad (3.57)$$

$$\frac{C_L}{C_C} = \frac{k \cdot C_{c-p} + \dot{m}_v \cdot (1 - k)}{k \cdot C_{c-p} + \dot{m}_v \cdot (1 - k)} = 1 \quad (3.58)$$

Soit en exprimant  $F_E$  du *Cas 2* :

$$F_E = \frac{C_L}{C_0} = \frac{C_L}{C_C} \cdot \frac{1}{1 - x + \Gamma \cdot x} = \frac{1}{1 - x + \Gamma \cdot x} \quad (3.59)$$

La volatilité  $\Gamma$  étant nulle,  $F_E = \frac{1}{1-x}$ .

### 3.3.2.3 Expression complète du facteur d'enrichissement

Comme on a pu le voir dans les paragraphes précédents, l'expression du facteur d'enrichissement dépend des conditions d'ébullition locale de la région considérée. Il convient aussi de fixer une limite entre le *cas 1* et le *cas 2* et de faire le lien entre ces deux cas limites. Nous considérerons que l'ébullition se fait dans le dépôt quand l'épaisseur de dépôt est plus grande que l'épaisseur moyenne de la couche de fluide sous les bulles, soit environ  $20 \mu m$  (Cf. figure 3.23). Une interpolation linéaire est faite entre ces deux régimes en fonction de l'épaisseur de dépôt.

- Si l'épaisseur du dépôt  $\delta$  est inférieure à l'épaisseur de la couche de fluide sous la bulle  $\delta_{max}$  :

$$F_E = F_{E, March} - \delta \cdot \frac{\left( F_{E, March} - \frac{1}{(1-x) + \Gamma \cdot x} \right)}{\delta_{max}} \quad (3.60)$$

- Sinon :

$$F_E = \frac{1}{(1-x) + \Gamma \cdot x} \quad (3.61)$$

Avec :

- $\delta$  : l'épaisseur du dépôt ( $m$ ),
- $\delta_{max}$  : l'épaisseur de la couche de fluide sous les bulles ( $m$ ),
- $F_{E, March}$  : l'expression du facteur d'enrichissement donnée au paragraphe §3.3.2.1.

### 3.3.2.4 Etude du facteur d'enrichissement

#### 3.3.2.4.1 Etude en fonction de l'épaisseur de dépôt

Le facteur d'enrichissement diminue au fur et à mesure de la croissance du dépôt du fait de l'effet de pompage. En effet l'augmentation du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur n'est pas suffisante pour contre-balancer l'effet de pompage comme nous pouvons le voir sur le graphique de la figure 3.21.

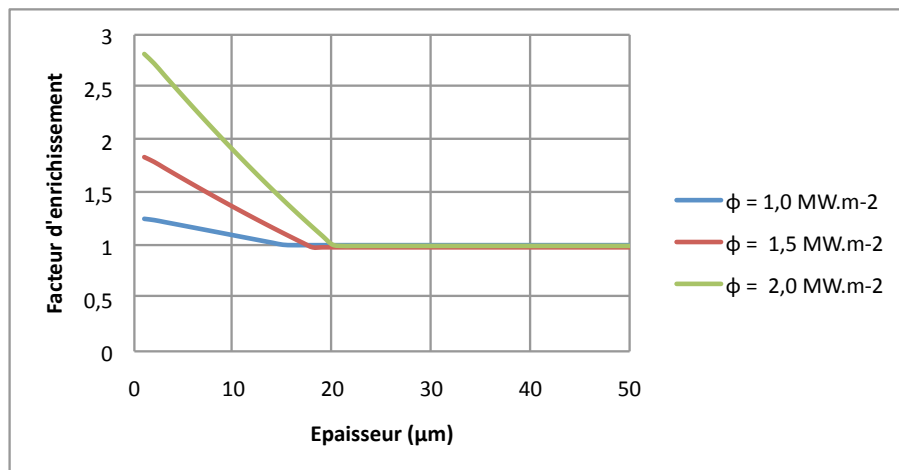


FIGURE 3.21 : Facteur d'enrichissement en fonction de l'épaisseur de dépôt ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $G = 3500 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ).

#### 3.3.2.4.2 Etude en fonction de la densité de flux thermique

La variation du facteur d'enrichissement en utilisant le débit de vaporisation calculée par Pan est présenté sur le graphique de la figure 3.22 pour les épaisseurs de dépôt :  $10 \mu m$ ,

20  $\mu m$  et 30  $\mu m$ . On peut remarquer que pour les faibles épaisseurs (10  $\mu m$ ) l'augmentation du facteur d'enrichissement induite par l'augmentation du flux est plus importante que l'effet de pompage sur le facteur d'enrichissement. Alors que pour les fortes épaisseurs (> 30  $\mu m$ ), l'effet de pompage reste le plus important.

Dans ces calculs nous considérons que le titre massique est proche de 0.

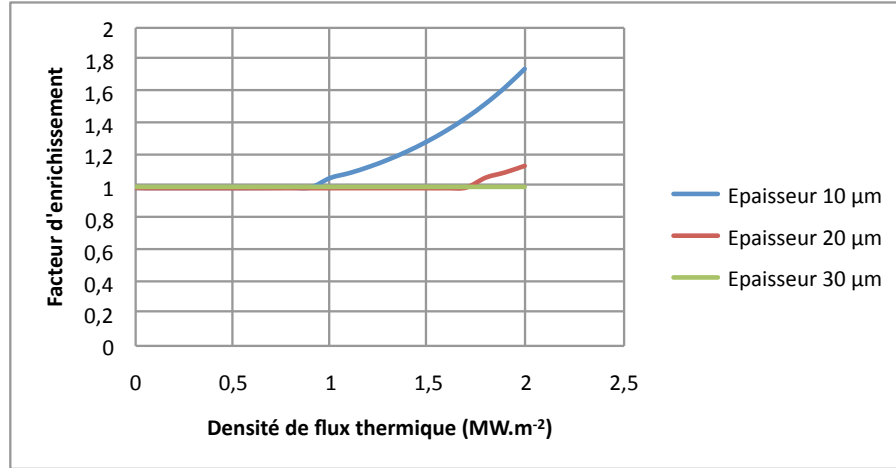


FIGURE 3.22 : Facteur d'enrichissement en fonction de la densité de flux thermique ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $G = 3000 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ ).

Les figures 3.21 et 3.22 ne peuvent être directement comparées du fait que les conditions thermohydrauliques ne sont pas les mêmes.

### 3.3.3 Modélisation du mécanisme de dépôt par vaporisation

La modélisation du mécanisme de dépôt par vaporisation pour le code OSCAR est grandement inspirée des travaux d'Asakura présentés au chapitre précédent (Cf. §2.3.1.2). Comme cela a été présenté, le dépôt sous ébullition est dû à la formation de bulles à la paroi, le dépôt se crée par évaporation de la sous-couche de fluide sous la bulle (les particules contenues dans cette sous-couche de fluide se retrouvent déposées sur la paroi). Ce mécanisme est aussi généralisable aux espèces solubles, en effet, lors de l'évaporation de cette sous-couche de fluide la concentration en espèces ioniques dans cette couche va augmenter jusqu'à atteindre la concentration à l'équilibre. Les ions vont ainsi, soit précipiter sur la paroi, soit sur les particules contenues dans la sous-couche (particules qui vont ensuite se déposer).

#### 3.3.3.1 Expression du mécanisme

Dans les conditions normales de fonctionnement d'un circuit primaire d'un REP, le flux thermique issu de la réaction nucléaire n'est pas intégralement converti en chaleur latente. En effet, le régime d'ébullition atteint est proche du point d'ONB. Or, dans les conditions d'Asakura, l'intégralité du flux thermique est transmise au fluide par vaporisation. De plus, Asakura suppose que la concentration d'une espèce considérée (ion ou particules) est la même quelle que soit la cote radiale, or cela n'est pas vrai comme nous le montrons au paragraphe §3.3.2. En conditions proches de l'ONB, nous ne pouvons pas utiliser l'expression

d'Asakura telle qu'elle est présentée au paragraphe (cf. eq 2.52), nous utiliserons :

$$\frac{dm}{dt} = S_m \cdot K_{vap} \cdot \dot{m}_v \cdot F_E \cdot C_0 \quad (3.62)$$

Avec :

- $S_m$  : la surface mouillée ( $m^2$ ),
- $m$  : la masse déposée ( $kg$ ),
- $t$  : le temps ( $s$ ),
- $K_{vap}$  : une constante de proportionnalité (différente de celle d'Asakura),
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ),
- $F_E$  : le facteur d'enrichissement,
- $C_0$  : la concentration de l'espèce considérée dans le cœur du fluide ( $kg \cdot kg_{eau}^{-1}$ ).

### 3.3.3.2 Expression de la constante $K_{vap}$

Si nous reprenons l'expression de la constante  $K_{vap}$  donnée au paragraphe §2.3.1.2 (expression corrigée) :

$$K_{vap} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{4}{3}\right)^3 \cdot \left(\frac{\rho_v \cdot R_b}{\rho_l \cdot \delta_b}\right)^2 \quad (3.63)$$

Avec :

- $\rho_v$  et  $\rho_l$  : respectivement la masse volumique de la vapeur et du fluide ( $kg \cdot m^{-3}$ ),
- $R_b$  : le rayon des bulles au détachement ( $m$ ),
- $\delta_b$  : l'épaisseur maximale de la sous couche de fluide sous la bulle ( $m$ ).

L'expression de la sous-couche de fluide est donnée au paragraphe §3.2.2.9. Asakura simplifie son expression avec les hypothèses suivantes :

- *hypothèse 1* : les termes  $2 \cdot \sigma$  et  $4 \cdot \nu \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}$  sont négligeables dans le cas de l'eau,
- *hypothèse 2* : la dérivée de la vitesse de croissance de la bulle  $\frac{d^2R}{dt^2}$  est approximativement nulle au début de la nucléation. Il suppose donc que la vitesse de croissance de la bulle est constante au cours du temps.

Ces hypothèses conduisent à l'expression suivante de  $K_{Asa}$ , avec  $U$  la vitesse de croissance des bulles ( $m \cdot s^{-1}$ ) :

$$K_{Asa} = \left(\frac{4}{3}\right)^2 \cdot \frac{R_b \cdot U \cdot \rho_v^2}{\rho_l \cdot \mu} \quad (3.64)$$

Les courbes de la figure 3.23 représentent l'évolution de l'épaisseur de sous couche calculée avec et sans les hypothèses d'Asakura (les cas sans les hypothèses d'Asakura correspondent à l'expression de  $Pi$  complète donnée par Torigai) pour deux modélisations de la dynamique de bulle différentes (Unal (Cf. §3.2.2.8) et Mikic [38]). Afin de fixer un ordre de grandeur sur les épaisseurs calculées, nous avons ajouté à ce graphique les courbes d'évolution du rayon des bulles en fonction du temps. On peut remarquer sur ces courbes que l'épaisseur de la sous-couche avec les hypothèses d'Asakura est très supérieure au rayon des bulles pour les deux modèles de croissance considérés! Les hypothèses d'Asakura ne sont donc pas envisageables dans nos conditions de fonctionnement (le fait d'avoir utilisé deux modèles de croissance de bulle différents enlève la possibilité d'un mauvais calcul de la dynamique de bulle en fonction du temps). Ceci peut se justifier par le fait que l'accélération des bulles n'est pas négligeable dans la première phase de croissance des bulles dans un régime de croissance de bulle contrôlé par les échanges thermiques.



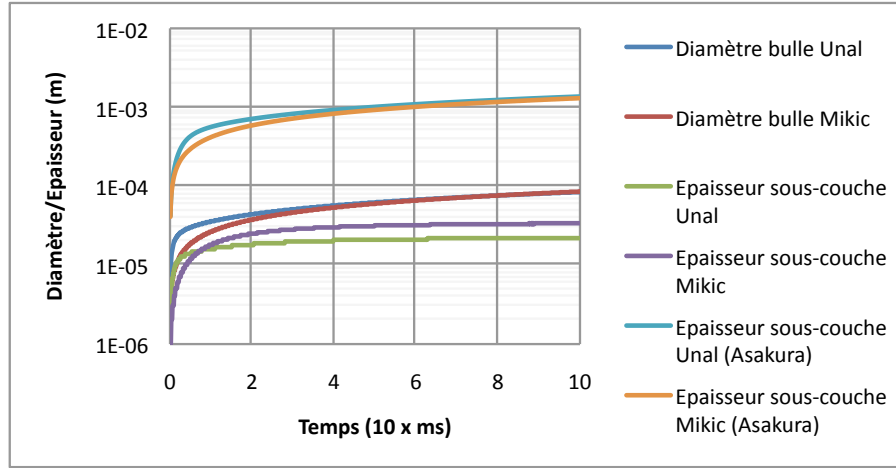


FIGURE 3.23 : Comparaison entre les épaisseurs de sous-couche calculées avec et sans les hypothèses d'Asakura ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $G = 3500$ ) et  $T_f = 320 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Afin de confirmer que le régime de croissance des bulles est un régime contrôlé par les échanges thermiques et non par les effets d'inertie, nous allons calculer le rayon de transition entre ces deux régimes via le modèle de Mikic et al. valable pour les deux régimes de croissance [38]. En effet, lors de la croissance d'une bulle, les deux régimes coexistent, au début de la croissance c'est le régime inertiel qui prédomine puis le régime contrôlé par les échanges thermiques. Le but ici est de montrer que la durée du régime inertiel est négligeable devant la durée du régime contrôlé par les échanges thermiques.

$$R_{Trans} = \frac{B^2}{A} \quad (3.65)$$

$$A = \left[ \frac{2 \cdot (T_p - T_f) \cdot L_{lv} \cdot \rho_v}{\rho_l \cdot T_{sat}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.66)$$

$$B = \left( \frac{12 \cdot \alpha_l}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot Ja \quad (3.67)$$

Avec :

- $T_p$  : la température de paroi ( $^\circ\text{C}$ ),
- $T_f$  : la température de fluide ( $^\circ\text{C}$ ),
- $L_{lv}$  : la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ ),
- $\rho_f$  : la masse volumique de la vapeur ( $kg.m^{-3}$ ),
- $\rho_l$  : la masse volumique du liquide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $T_{sat}$  : la température de saturation du fluide ( $^\circ\text{C}$ ),
- $\alpha_l$  : la diffusivité du fluide ( $m^2.s^{-1}$ ),
- $Ja$  : le nombre de Jakob égal à :  

$$= \frac{\rho_l \cdot c_{pl} \cdot (T_f - T_p)}{\rho_v \cdot L_{lv}},$$
- $c_{pl}$  : la capacité calorifique du fluide ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ ).

Nous obtenons ici un temps de transition de l'ordre de la nanoseconde (bien inférieur au temps de détachement qui lui est de l'ordre du dixième de seconde) ce qui permet de valider l'hypothèse d'une croissance de bulle selon un régime contrôlé par les effets thermiques.

L'expression de  $K_{vap}$  est donc la suivante :

$$K_{vap} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{4}{3}\right)^3 \cdot \left(\frac{\rho_v \cdot R_b}{\rho_l \cdot \delta_b}\right)^2$$

Avec :

$$\delta_b^2 = \frac{\mu \cdot U \cdot R}{R_b \cdot \left( \rho_l \cdot \left( R \cdot \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \cdot \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \right) + \frac{4 \cdot \mu}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \right)} \quad (3.68)$$

La figure 3.24 présente l'évolution de la constante  $K_{vap}$  en fonction de la pression pour le modèle d'Asakura (nous avons représenté sur la figure la corrélation de Westinghouse [77] et [78] tracée à partir des données expérimentales d'Asakura) et le modèle présenté ci-dessus. Les données expérimentales de Asakura, Charlesworth [48], Rassokhim [53] et de l'AECL [79] ont été ajoutées à ces graphiques. Le modèle présenté ci-dessus semble être en bon accord avec les données expérimentales de Rassokhim et de l'AECL. La corrélation de température de paroi d'Unal [44] a été utilisée pour des pressions supérieures à 15 bar et celle de Frost et Dzakovic [10] pour les autres pressions.

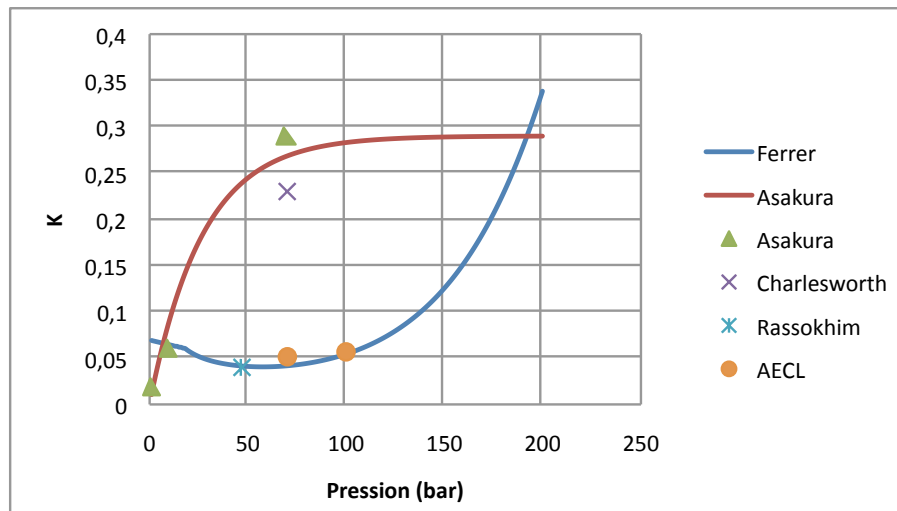


FIGURE 3.24 : Evolution de la constante  $K_{vap}$  en fonction de la pression.

De même que dans le cas de l'enrichissement, la constante  $K_{vap}$  dépend fortement des conditions d'ébullition. En effet, le mécanisme d'Asakura tel qu'il est présenté ici n'est valable que s'il y a ébullition à la surface du dépôt en contact avec le fluide et non dans le cas d'une ébullition dans le dépôt. Nous allons donc voir dans les paragraphes suivants l'évolution de  $K_{vap}$  en fonction du régime d'ébullition. Pour cela nous considérerons les deux mêmes cas que ceux présentés pour l'enrichissement :

**Cas 1 : ébullition à la surface du dépôt**  $T_p = T_{sat} + \Delta T_{sat}$

Dans ce cas, il y a ébullition à la paroi. Le mécanisme présenté ci-dessus est utilisable en tant que tel.

**Cas 2 : ébullition dans le dépôt (dépôt de forte épaisseur  $\delta > \delta_{max}$ ) et  $T_p < T_{sat} + \Delta T_{sat}$**

Dans ce cas, il y a ébullition dans le dépôt, l'ébullition est alimentée par le fluide provenant des cheminées comme cela est expliqué au paragraphe §3.17. Les particules et les ions sont

entraînés par cet effet de "pompage" à travers les capillarités. Les particules se déposent à la surface du dépôt et les plus petites dans les capillarités. La concentration des ions dans la porosité augmente du fait de la vaporisation du fluide à la base des cheminées conduisant à la précipitation de ces derniers. Dans ce cas, la constante  $K_{vap}$  est égale à 1,0 ( $V_2 = V_1$ ). En effet, l'ensemble des particules ou des ions contenus dans la sous couche d'épaisseur  $\delta_b$  qui entre dans le dépôt se retrouve piégé à l'intérieur.

### 3.3.3.2.1 Evolution de $K_{vap}$ en fonction de l'épaisseur de dépôt

L'épaisseur de dépôt à partir de laquelle on considère que la constante  $K_{vap}$  est égale à 1 correspond à l'épaisseur maximale de la sous-couche sous la bulle :  $\delta_b$  (en considérant qu'une bulle formée dans le dépôt a les mêmes caractéristiques qu'une bulle formée à la paroi). En effet, pour une épaisseur de dépôt inférieure à cette épaisseur, une partie des particules et des ions contenue dans cette couche ne va pas se déposer ( $1,0 > K_{vap} > K_{Surf}$ ),  $K_{Surf}$  étant calculé par l'équation (3.63).

Pour une épaisseur de dépôt supérieure à cette épaisseur on est dans le *Cas 2*.

La variation de  $K_{vap}$  en fonction de l'épaisseur est donnée par l'expression suivante (raccourcement linéaire) :

Si l'épaisseur de dépôt  $\delta$  est inférieure à l'épaisseur  $\delta_b$  :

$$K_{vap} = K_{Surf} + (1 - K_{Surf}) \cdot \frac{\delta}{\delta_b} \quad (3.69)$$

Sinon :

$$K_{vap} = 1,0 \quad (3.70)$$

### 3.3.3.3 Expression du débit de vaporisation

Dans nos conditions de fonctionnement (ébullition nucléée sous saturée) nous ne pouvons pas prendre l'expression d'Asakura du débit de vaporisation  $\dot{m}_v = \frac{\Phi}{L_{lv}}$ , supposant que l'ensemble du flux thermique est transmis par vaporisation au fluide. Nous allons donc utiliser l'expression du débit de vaporisation donnée au paragraphe §3.2.2.7 par l'équation (3.43). Cette expression présente l'avantage de prendre en compte l'épaisseur de dépôt.

### 3.3.3.4 Expression de la concentration

Asakura propose, dans son expression, de prendre la concentration de l'espèce considérée au cœur de l'écoulement. Cependant comme nous avons pu le voir dans le paragraphe sur l'étude du facteur d'enrichissement (Cf. §3.3.2), il existe une distribution radiale de concentration du fait des turbulences du fluide et de l'ébullition locale. Le mécanisme d'Asakura s'appliquant sur une couche de fluide proche de la paroi (sous-couche de fluide sous la bulle), il nous faut donc prendre en compte cette répartition des concentrations. Pour cela, nous avons choisi de remplacer la concentration  $C_0$  par  $F_E \cdot C_0$  avec  $F_E$  le facteur d'enrichissement calculé au paragraphe §3.3.2 par l'équation (3.60).

### 3.3.3.5 Etude paramétrique de la constante $K_{vap}$

Dans cette section nous allons étudier les variations des principaux paramètres du modèles ( $K_{vap}$  et  $\dot{m}_v$ ) ainsi que celles du taux de dépôt ( $K_{vap} \cdot \dot{m}_v$ ) en fonction du titre thermodynamique et des principaux paramètres thermohydrauliques ( $G$ ,  $\Phi$ ).

### 3.3.3.5.1 Variation en fonction du titre thermodynamique

La figure 3.25 représente l'évolution des principaux paramètres du modèle en fonction du titre thermodynamique dans les conditions du tableau 3.2. Le titre thermodynamique permet de situer le domaine d'ébullition dans lequel se trouve l'écoulement. Quand le titre thermodynamique augmente, l'ébullition est de plus en plus importante et le débit de vaporisation augmente (augmentation de la fréquence de nucléation). La constante  $K_{vap}$  augmente aussi, bien que relativement peu par rapport au débit de vaporisation. On peut donc conclure que plus l'ébullition est importante, plus le taux de dépôt est élevé. Ceci peut se comprendre par le fait que le mécanisme d'Asakura est un mécanisme de dépôt par vaporisation, il est d'autant plus considérable que la densité de site de nucléation actifs et que la fréquence de nucléation sont importants. Le taux de dépôt calculé par ce mécanisme devient d'autant plus grand que la sous-saturation du fluide diminue.

Paramètre	Valeur
Pression ( <i>bar</i> )	155
Titre d'entrée	-0,37
Température d'entrée (°C)	288
Hauteur ( <i>m</i> )	3,5
Épaisseur de dépôt ( $\mu m$ )	1

Tableau 3.2 : Paramètres de calcul en fonction de  $x_{th}$ .

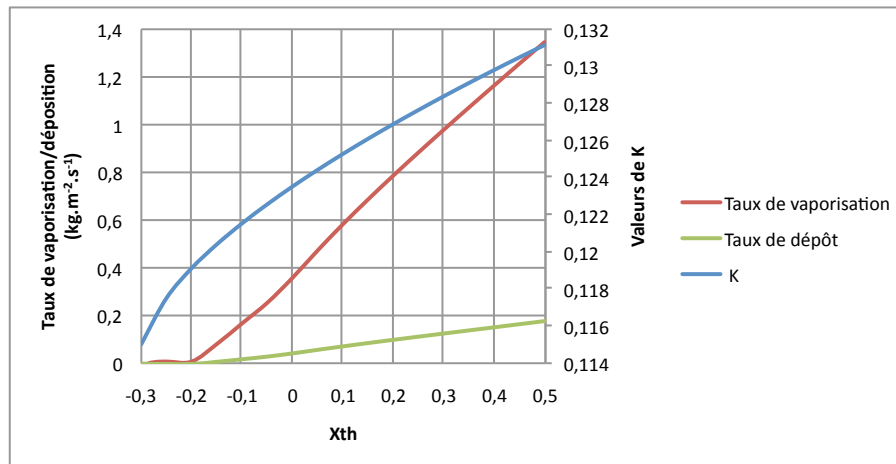


FIGURE 3.25 : Evolution des paramètres de calcul en fonction du titre thermodynamique.

### 3.3.3.5.2 Variation en fonction de la densité de flux thermique

La figure 3.26 présente l'évolution des principaux paramètres du modèle en fonction de la densité de flux thermique dans les conditions du tableau 3.2 avec un débit spécifique égal à  $3500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . On peut remarquer que plus la densité de flux thermique est grande, plus le débit de vaporisation est important et plus le taux de dépôt augmente. La constante  $K_{vap}$  varie relativement peu par rapport aux autres paramètres avec la densité de flux thermique.

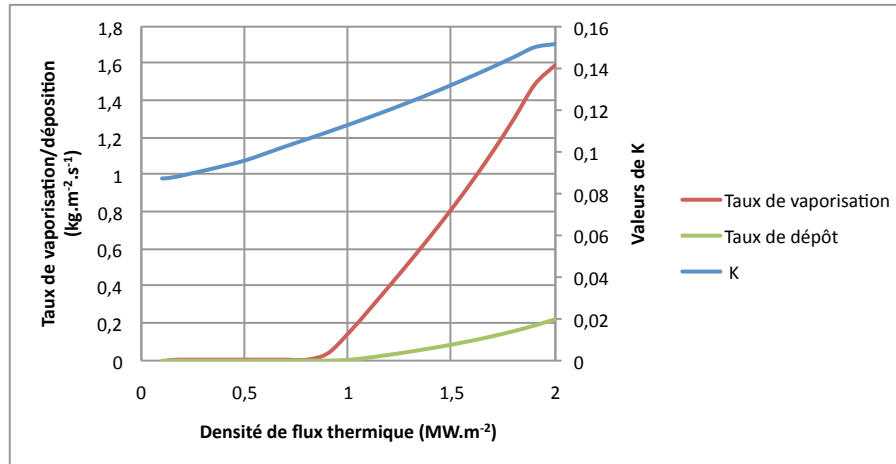


FIGURE 3.26 : Evolution des paramètres de calcul en fonction de la densité de flux thermique.

### 3.3.3.5.3 Variation en fonction du débit spécifique

La figure 3.27 présente l'évolution des principaux paramètres du modèle en fonction du débit spécifique  $G = U \cdot \rho_l$  dans les conditions du tableau 3.2 avec une densité de flux thermique de  $1,0 \text{ MW.m}^{-2}$ . On peut remarquer que plus le débit spécifique est important (i.e. refroidissement de la paroi est important), plus le débit de vaporisation diminue et plus le taux de dépôt est faible. La constante  $K_{vap}$  varie relativement peu par rapport aux autres paramètres avec le débit spécifique.

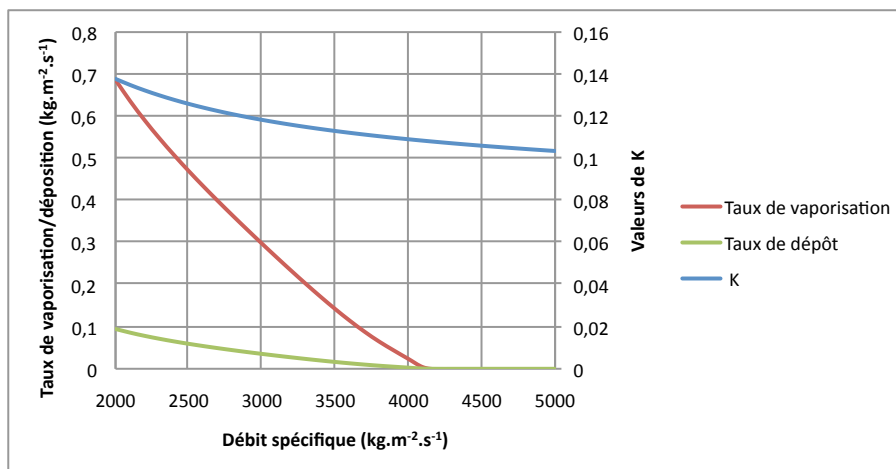


FIGURE 3.27 : Evolution des paramètres de calcul en fonction du débit spécifique.

### 3.3.4 Modélisation du mécanisme de dépôt par piégeage des particules à l'interface liquide/vapeur (sur les bulles)

En se basant sur les résultats de l'étude bibliographique et en particulier sur ceux de Lister et Cussac [20] (cf. §2.3.2.1), le flux de dépôt par évaporation présenté au paragraphe précédent (cf. §3.3.3) n'est pas le seul à être considéré. En effet, lors de la croissance des bulles à la paroi, un certain nombre de particules se retrouvent piégées à l'interface bulle/liquide. Au fur et à mesure de la croissance des bulles, ces particules vont "glisser" le long de cette interface et ainsi se déposer sur la paroi chauffante et alimenter la croissance du dépôt. Le

dépôt ainsi formé aura la forme de couronnes sphériques par opposition au dépôt formé par évaporation qui lui à la forme de "spot". Ce mécanisme est, selon Lister et Cussac, le mécanisme prépondérant de dépôt en condition d'ébullition sous-saturée. Les essais de Lister et Cussac [20] ont été menés dans les conditions suivantes :  $P = 1 \text{ bar}$ ,  $T = 90 - 96 \text{ }^\circ\text{C}$  ) et montrent que dans ces conditions c'est ce mécanisme qui est prépondérant.

En se basant sur les travaux de Lister et Cussac nous exprimons le flux de transfert de masse de ce mécanisme par l'expression suivante en s'appuyant sur le formalisme d'Asakura :

$$\frac{dm}{dt} = S_m \cdot \dot{m}_v \cdot K_{piégée} \cdot \left( \frac{1 + F_E}{2} \right) \cdot C_{part}^0 \quad (3.71)$$

$$K_{piégée} = \xi \cdot \int_{R(t=0)}^{R_b} \frac{\Omega(R_p)}{V_1} \quad (3.72)$$

Avec :

- $S_m$  : la surface mouillée ( $m$ ),
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ),
- $\frac{(1+F_E)}{2} \cdot C_{part}^0$  : la concentration moyenne des particules autour de la bulle ( $ppm$ ),
- $\xi$  : la proportion de particules restant effectivement collée à l'interface liquide/vapeur,
- $R(t)$  : le rayon des bulles en fonction du temps ( $m$ ),
- $R_b$  : le rayon des bulles au détachement ( $m$ ),
- $\Omega(R_p)$  : le volume de la couche de particules piégées à l'interface vapeur/liquide (en considérant des particules de rayon  $R_p$ ) ( $m^3$ ),
- $V_1$  : le volume de vapeur nécessaire à la création d'une bulle de rayon  $R(t)$  ( $m^3$ ).

Asakura donne l'expression suivante pour le calcul de  $V_1$  :

$$V_1 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R(t)^3 \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (3.73)$$

Avec :

- $R(t)$  : le rayon des bulles en fonction du temps ( $m$ ),
- $\rho_v$  et  $\rho_l$  respectivement la masse volumique de la vapeur et du liquide ( $kg \cdot m^{-3}$ ).

### 3.3.4.1 Expression du volume des particules piégées sur la bulle

Nous exprimons le volume de la couche de particules  $\Omega(R_p)$ , en considérant que ce volume constitue une enveloppe sphérique de particules en contact avec la bulle, par :

$$\Omega(R_p) = \frac{4}{3} \cdot \pi \left( (R(t) + R_p)^3 - R(t)^3 \right) \quad (3.74)$$

*On peut remarquer que ce mécanisme n'est applicable qu'aux colloïdes (forces surfaciques supérieures aux forces volumiques), soit des particules d'un diamètre inférieur à 1  $\mu m$  environ.*

Lorsque l'ébullition se produit dans le dépôt, on peut considérer que la portion de vapeur contenue dans le dépôt est relativement faible par rapport au volume de vapeur de la bulle formé à l'extérieur de la cheminée. En effet, le rayon des bulles est de l'ordre d'une cinquantaine de micromètres alors que le diamètre d'une cheminée est de l'ordre de cinq micromètres pour une hauteur d'une cinquantaine de micromètre au maximum. On peut donc considérer que le volume de la couche de particules  $\Omega(R_p)$  reste inchangée si l'ébullition se produit dans le dépôt lui-même.

### 3.3.4.2 Etude paramétrique

L'étude paramétrique de ce mécanisme porte sur la pression du fluide (un des paramètres impactant le diamètre de bulle) et sur le diamètre des particules (épaisseur de la couche de particules).

#### 3.3.4.2.1 Etude en fonction de la pression

La figure 3.28 représente l'évolution du volume de la couche de particules en fonction de la pression du fluide. Le diamètre des bulles diminuant avec la pression du fluide, le volume de la couche de particules diminue aussi. Le rayon des bulles étant à la puissance trois dans l'expression du volume de la couche de particules, l'évolution en fonction de la pression est très importante.

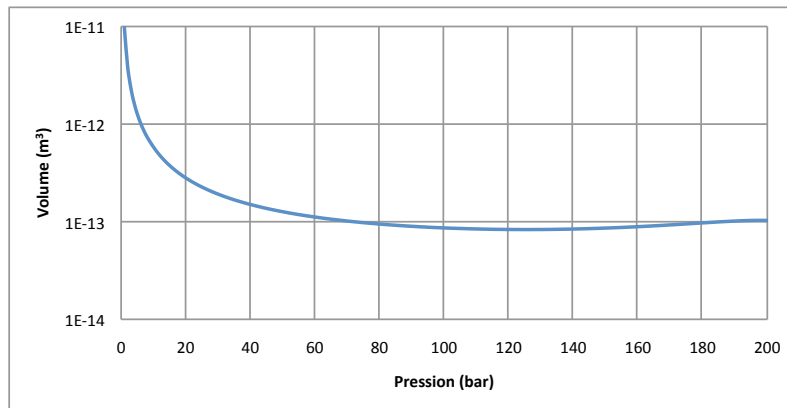


FIGURE 3.28 : Evolution du volume de la couche de particules en fonction de la pression du fluide ( $\Phi = 1 \text{ MW.m}^{-2}$ ,  $\Delta T_{sat} = 2 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $G = 3500 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$  et  $r = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ).

**3.3.4.2.2 Etude en fonction du diamètre des particules** La figure 3.29 présente l'évolution du volume de l'enveloppe de particules en fonction du diamètre des particules pour plusieurs rayon de bulle. Plus le rayon des particules est grand et plus le volume de cette enveloppe est important. Cependant, cette évolution n'est pas significative par rapport à celle due à la pression.

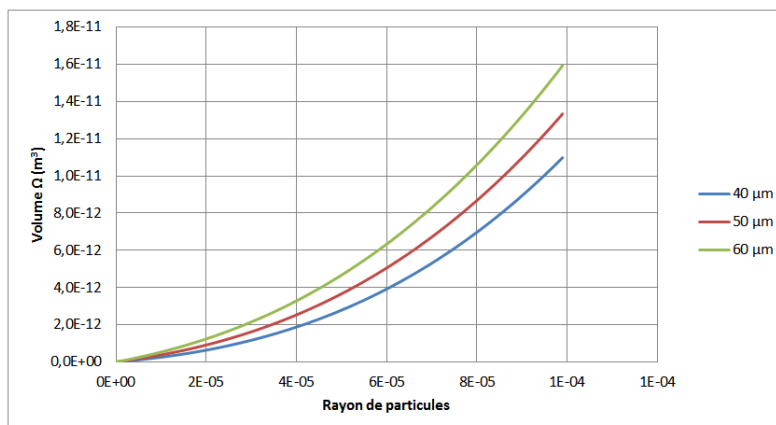


FIGURE 3.29 : Evolution du volume de la couche de particules en fonction du diamètre des particules.

### 3.3.5 Modélisation de l'érosion

Comme nous avons pu le voir dans l'étude bibliographique menée au chapitre précédent (cf. §2), les augmentations d'activité lors de certains cycles de fonctionnement sont dues à l'érosion de dépôts de fortes épaisseurs. Il est donc nécessaire de modéliser les mécanismes d'érosion du milieu *dépôt* vers le milieu *particules* dans le fluide primaire et ce quelle que soit l'épaisseur de dépôt. L'étude bibliographique menée au paragraphe §2.4 montre que les mécanismes d'érosion sont différents en fonction du régime d'écoulement. Le fait que les bulles collapent plus ou moins loin de la paroi implique une augmentation plus ou moins importante des turbulences du fluide localement entraînant ainsi une érosion plus importante du dépôt. Il nous faut donc un mécanisme capable de prendre en compte les conditions d'écoulement.

#### 3.3.5.1 Régime monophasique

En se basant sur les études menées par Pascal-Ribot (cf. §2.4.1.4), nous utiliserons dans le cas des écoulements monophasiques, le mécanisme suivant :

- tant que la masse du dépôt est inférieure à une masse critique  $m_{crit}$  nous utiliserons un flux d'érosion proportionnel à la masse du dépôt,
- dès que la masse de dépôt atteint la masse critique, le flux d'érosion ne dépend plus directement de la masse.

Cependant, nous prendrons en compte un terme de résistance à l'érosion dans l'expression du flux d'érosion, terme qui dépend de l'épaisseur du dépôt.

L'expression du flux d'érosion est la suivante :

Si  $m < m_{crit}$  :

$$\phi_{ero} = \frac{k}{\Psi} \cdot m \quad (3.75)$$

Sinon :

$$\phi_{ero} = \frac{k}{\Psi} \cdot m_{crit} \quad (3.76)$$

Avec :

- $k$  : la coefficient de réentraînement ( $s^{-1}$ ),
- $\Psi$  : la résistance à l'érosion [80],

$$\Psi = \frac{0,8}{e^{3,2 \cdot \delta}} + 0,2 \quad (3.77)$$

- $\delta$  : l'épaisseur de dépôt ( $mm$ ),
- $m$  : la masse de dépôt ( $kg$ ),
- $m_{crit}$  : la masse critique du dépôt ( $kg$ ).

##### 3.3.5.1.1 Expression de la constante $k$

Pour l'expression de la constante  $k$  nous allons utiliser le modèle de Cleaver et Yates présenté au paragraphe §2.4.1.1. Il suppose que ce sont des tourbillons créés par les turbulences au niveau de la couche laminaire du fluide qui vont éroder le dépôt. Ils obtiennent ainsi l'expression suivante de  $k$  :

$$k = \frac{\tau_w \cdot \log\left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)}{75 \cdot \mu_f} \quad (3.78)$$



Avec :

- $\tau_w$  : la contrainte pariétale ( $kg.m^{-1}.s^{-2}$ ),
- $\alpha$  : la proportion de particules érodées par un tourbillon,
- $\mu_f$  : la viscosité dynamique du fluide ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ),

Les facteurs 270 et 75 de l'équation (3.78) sont issus de l'étude théorique menée par Cleaver et Yates sur la statistique d'apparition des tourbillons dans le fluide proche de la paroi. La constante  $\alpha$  est un coefficient qu'il conviendra de paramétrer.

### 3.3.5.1.2 Expression de la contrainte pariétale $\tau_w$

La contrainte pariétale s'exprime par l'équation suivante :

$$\tau_w = \frac{1}{2} \cdot f \cdot \rho_f \cdot u^2 \quad (3.79)$$

Avec :

- $f$  : le facteur de frottement,
- $\rho_f$  : la masse volumique du fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $u$  : la vitesse moyenne du fluide au cœur de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ ).

Le facteur de friction de Fanning permet de prendre en compte l'état de surface (rugosité) sur la contrainte pariétale.

### 3.3.5.2 Régime diphasique

Le flux d'érosion est plus important en régime diphasique qu'en régime monophasique du fait des turbulences engendrées par les bulles qui collapent dans le fluide proche de la paroi. Cette distance dépend du régime d'ébullition de l'écoulement, dans le cas d'un régime d'écoulement fortement sous-saturé, les bulles vont collapser à une distance proche de la paroi entraînant donc des turbulences importantes sur le dépôt.

Le mécanisme choisi est proportionnel à la masse et à la contrainte pariétale, en effet à partir d'une certaine épaisseur, le dépôt va se desquamer impliquant le transfert du milieu *dépôt* vers le milieu *particule* de grande quantité de matière. Ce mécanisme n'est actif que si l'épaisseur de dépôt est supérieure à une épaisseur dite "épaisseur limite d'érosion". Cette épaisseur est de l'ordre de 20-40  $\mu m$ , elle est proche de l'épaisseur maximale atteignable par le dépôt. En effet, le dépôt situé au-dessus de cette épaisseur est soumis à une force d'érosion bien plus importante impliquant que l'équilibre entre les mécanismes de formation de dépôt et l'érosion soit rapidement atteint.

$$\phi_{ero} = \frac{k_{Ebu}}{\Psi} \cdot m_{Erodable} \quad (3.80)$$

Avec :

- $k_{Ebu}$  : le coefficient de réentraînement sous ébullition ( $k_{Ebu} > k$ ) ( $s^{-1}$ ),
- $\Psi$  : la résistance à l'érosion,
- $m_{Erodable}$  : la masse de dépôt érodable, c'est-à-dire la masse totale de dépôt déduite de la masse de dépôt correspondant à l'épaisseur d'ébullition.

### 3.3.5.3 Impact sur la répartition des tailles de particules dans le fluide

Fries et Yadigarolu [81] montrent que dans le cadre de dépôts importants, l'érosion d'agglomérats de particules est favorisée par rapport à l'érosion de particules. Cette remarque, va

donc conduire à considérer que le flux d'érosion s'appliquant sur le dépôt dans les régions sous ébullition (à partir du moment où il devient important) doit modifier la répartition moyenne des particules dans le fluide. Actuellement le code OSCAR utilise une loi log-normale centrée sur  $0,5 \mu m$  pour représenter la distribution des tailles des particules dans le fluide primaire. La modification de cette loi de probabilité, du fait de l'érosion de particules de taille plus importante sur les dépôts dans les régions sous ébullition, affecte en particulier le mécanisme de dépôt des particules actuellement utilisé dans le code. En effet, la distribution en taille impacte le calcul de la probabilité de collage, probabilité relative à la proportion de particule effectivement déposée (cf. §3.1.3.1). Celle-ci décroît fortement avec l'augmentation de la taille des particules.

#### 3.3.5.4 Etude paramétrique

Les principaux paramètres du modèle d'érosion étudiés dans cette section sont :

- la contrainte pariétale ( $\tau_w$ ),
- la proportion de particules érodées par un tourbillon ( $\alpha$ ),
- la vitesse moyenne du fluide ( $m.s^{-1}$ ).

##### 3.3.5.4.1 Etude en fonction de la contrainte pariétale

La contrainte pariétale est fonction du coefficient de friction de Fanning (cf. équation 3.79), lui-même fonction de la rugosité du dépôt. Le graphique de la figure 3.30 représente les variations du coefficient de réentraînement  $k$  en fonction de la contrainte pariétale  $\tau_w$ .

Plus la rugosité du dépôt est importante, plus la contrainte pariétale est élevée impliquant ainsi un coefficient de réentraînement (i.e. flux d'érosion) plus important.

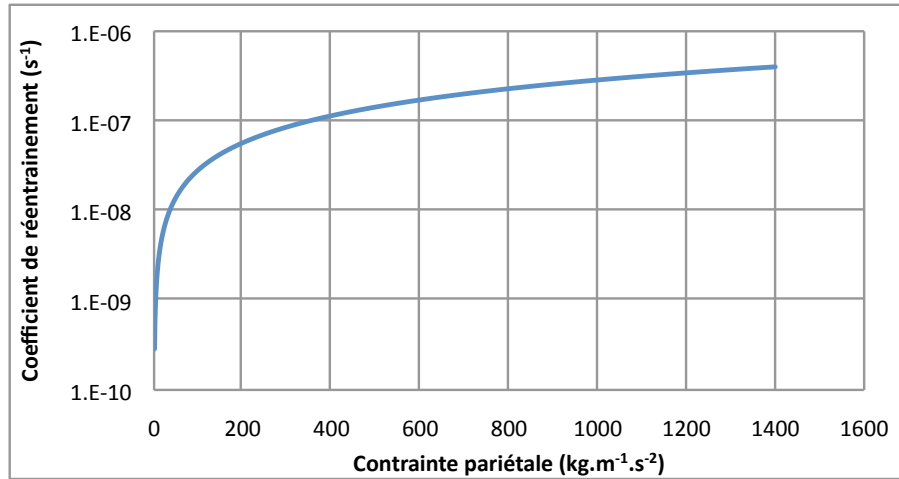


FIGURE 3.30 : Evolution du coefficient de réentraînement en fonction de la contrainte pariétale ( $P = 155 \text{ bar}$ ,  $T = 325 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $G = 3500 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $\alpha = 1.10^{-8}$ ).

### 3.3.5.4.2 Etude en fonction de la proportion de particules érodées par un tourbillon

Le graphique de la figure 3.31 représente l'évolution de la constante de réentraînement en fonction de la contrainte pariétale pour plusieurs valeurs de  $\alpha$  extrapolées à partir de données expérimentales extraites de la littérature. Plus le coefficient  $\alpha$  est faible plus la proportion de dépôt érodé par tourbillon est faible ce qui conduit à une constante de réentraînement plus faible. En conditions REP primaires, au niveau de la surface des gaines de combustible, pour une contrainte pariétale d'environ  $50 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  ( $Re \approx 400\,000$ ,  $T = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ ) et dans le cas des produits de corrosion, les données de Beal ( $\alpha = 4,3.10^{-7}$ ) sont les plus pertinentes.

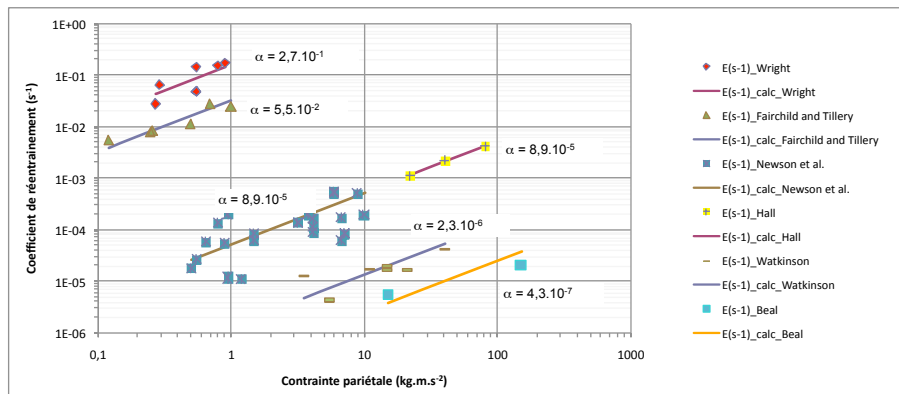


FIGURE 3.31 : Evolution du coefficient de réentraînement en fonction de la contrainte pariétale pour différentes valeurs de  $\alpha$  (données de la littérature et linéarisation).

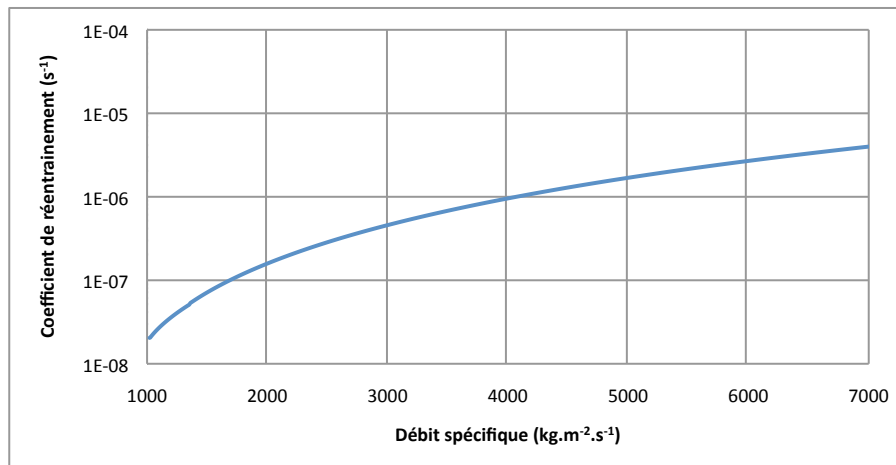
Le tableau 3.3 regroupe les données expérimentales pour chaque auteur cité sur le graphique de la figure 3.31. A contrainte pariétale donnée, d'après les données du tableau 3.3, le ré-entraînement est plus faible dans le cas des produits de corrosion. Ceci peut s'expliquer par le fait que le dépôt de produits de corrosion se compose de dépôt de particules « solidifié » par précipitation des ions.

Auteur	Fluide	Type de particule
Wright cité dans [69]	Air	Poudre de zinc
Fairchild et Tillery [82]	Air	Aluminium
Newson et al. [83]	Eau	Magnetite
Hall cité dans [62]	Eau	Polystyrène
Watkinson [68]	Eau	Grain de sable
Beal [64]	Eau	Produit de corrosion

Tableau 3.3 : Données expérimentales sur l'étude du coefficient  $\alpha$ .

### 3.3.5.4.3 Etude en fonction de la vitesse moyenne du fluide

La figure 3.32 présente l'évolution de la constante de réentrainement en fonction du débit spécifique du fluide  $G$  pour  $\alpha = 1.10^{-8}$ . Dans le calcul de la constante d'érosion, seule la contrainte pariétale dépend de la vitesse du fluide et plus la vitesse du fluide est grande, plus la contrainte pariétale est importante (plus la force exercée par le fluide sur la paroi et donc le dépôt est importante) impliquant une constante de réentrainement plus élevée.

FIGURE 3.32 : Evolution du coefficient de réentrainement en fonction du débit spécifique du fluide ( $\alpha = 1.10^{-8}$ ).

## 3.4 Conclusion partielle

Dans ce chapitre nous avons établi une modélisation complète de la formation de dépôt de produits de corrosions sur les gaines des crayons de combustible en régime local d'ébullition nucléée. Les différents flux de matière que nous avons à prendre en compte proviennent de :

- la sur-précipitation des ions à la surface/dans le dépôt du fait de l'enrichissement à la paroi (l'enrichissement est aussi valable pour les particules),
- le dépôt des particules par vaporisation de la sous-couche de fluide qui se forme à la paroi lors la croissance de celle-ci, ce mécanisme est aussi utilisable dans le cas des ions,
- le dépôt des particules par piégeage au niveau de l'interface liquide vapeur (i.e. sur les bulles), et qui se déposent lors du départ de la bulle de son site de nucléation,
- l'érosion des dépôts, le flux d'érosion est dans ce cas plus important que dans le cas de fonctionnement normal en régime monophasique du fait de l'importante épaisseur des

dépôts formés.

Les expressions de ces flux sont différentes en fonction des conditions d'ébullition (ébullition à la paroi ou non) et du dépôt (dépendance avec l'épaisseur de dépôt).

Ces mécanismes nécessitent la connaissance de données thermohydrauliques diphasiques, telles que le taux de vide, le titre massique, la dynamique des bulles, la surchauffe pariétale, ...

Dans ce chapitre, nous avons aussi présenté les principaux modèles utilisés pour ce calcul. Dans le chapitre suivant nous allons présenter un étude comparative des résultats de la modélisation avec ceux issus principalement de boucles d'essai. Nous allons aussi étudier l'importance relative de chacun des flux des mécanismes présentés ci-dessus, afin en particulier de déterminer qui du dépôt ou de la précipitation en régime d'ébullition prédomine. Nous présenterons aussi des calculs de validation afin de comparer les résultats de modélisation aux résultats issus du retour d'expérience, ceci permettra de valider la modélisation qui a été développée dans ce paragraphe.

# Chapitre 4

## Validation de la modélisation

Dans ce chapitre nous allons étudier les résultats de la modélisation présentée au chapitre précédent (cf. §3). Ces modèles portent d'une part sur la modélisation du milieu dépôt et d'autre part sur la modélisation des transferts de masse entre le fluide (milieu "ion" et milieu "particule") et le milieu "dépôt" dans le cas d'une région soumise à un régime d'ébullition nucléée sous-saturée. Dans un premier temps, nous allons faire une validation des mécanismes présentés dans le chapitre précédent via les résultats expérimentaux issus de la littérature (boucles d'essai en particulier). Puis, dans un second temps, de comparer les différents flux de transfert de masse de chaque mécanisme afin de déterminer l'importance relative de chacun d'entre eux. Nous comparerons ensuite les résultats de cette modélisation en termes d'activités volumiques et de masses déposées aux données issues du retour d'expérience des centrales du parc français. Enfin, dans une dernière partie nous effectuerons une étude sur les différents paramètres utilisateurs de cette modélisation.

### 4.1 Validation par mécanisme

Dans cette section nous allons comparer des résultats de calculs pour chaque mécanisme avec les données issues de l'étude bibliographique (cf 2). Le but ici est de valider la modélisation proposée par l'expérience.

#### 4.1.1 Validation du modèle de dépôt de particules par ébullition

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux mécanismes de dépôt de particules sous ébullition. Le dépôt de particules inertiel/turbulent est aussi considéré. Le mécanisme de dépôt par ébullition peut se décomposer en dépôt par vaporisation et dépôt par piégeage. En fonction des conditions thermohydrauliques des essais considérés il nous sera possible de les valider indépendamment l'un et l'autre. Pour le calcul, on considère les mécanismes suivants :

– le dépôt par vaporisation, de taux de dépôt  $\tau_{vap}$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),

$$\tau_{vap} = K_{vap} \cdot \dot{m}_v \cdot C_{part} \quad (4.1)$$

Avec :

- $K_{vap}$  : la constante de dépôt par vaporisation donnée par l'équation (3.69) du paragraphe §3.3.3.2,
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),
- $C_{part}$  : la concentration particulaire ( $kg.kg_{eau}$ ),

– le dépôt par piégeage, de taux de dépôt  $\tau_{piège}$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),

$$\tau_{piège} = K_{piège} \cdot \dot{m}_v \cdot C_{part} \quad (4.2)$$

Avec :

- $K_{piège}$  : la constante de dépôt par piégeage donnée par l'équation (3.71) du paragraphe §3.3.4,

– le dépôt inertiel/turbulente, de taux de dépôt  $\tau_{mono}$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ), calculé à partir du modèle de Papavergos [85] proche de celui de Beal [46] utilisé dans OSCAR,

– l'érosion du dépôt, de taux d'érosion  $\tau_{éro}$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ) :

$$\tau_{éro} = \frac{k_{éro} \cdot m_{dep}}{\Psi_{éro}} \quad (4.3)$$

Avec :

- $k_{éro}$  : la constante d'érosion ( $s^{-1}$ ) donnée par l'équation (3.78) du paragraphe §3.3.5.1, en prenant  $\alpha = 1.10^{-8}$ ,
- $\Psi_{éro}$  : la résistance à l'érosion donnée par l'équation (3.77) du paragraphe §3.3.5.1.

Nous considérons la concentration particulaire du fluide constante. Nous obtenons ainsi l'équation différentielle suivante pour le calcul de la masse surfacique de dépôt  $m_{dep}$  :

$$\frac{dm_{dep}}{dt} = \tau_{vap} + \tau_{piège} + \tau_{mono} - \tau_{éro} \quad (4.4)$$

#### 4.1.1.1 Validation en conditions atmosphériques

Pour cette première étape de validation nous allons nous baser sur les données de Basset [86], de Lister et Cussac [20] et de Khumsa-ang et Lister [56] en conditions atmosphériques. Les essais 1 et 2 sont en conditions d'ébullition sous-saturée et l'essai 3 en conditions plus proches de la saturation. Les conditions expérimentales sont celles du tableau 4.1 :

Conditions/Essais	Essai 1 [86]	Essai 2 [20]	Essai 3 [56]
Pression ( <i>bar</i> )	1	1	1
Reynolds	7 500	7 500	7 500
Température du fluide ( $^{\circ}C$ )	90	90	96
Densité de flux thermique ( $MW.m^{-2}$ )	0,1	0,19	0,24
Concentration en magnétite ( $kg.m^{-3}$ )	5,0	5,0	5,0
Durée ( <i>h</i> )	50	400	50

Tableau 4.1 : Conditions thermohydrauliques des essais considérés [86], [20] et [56].

Les comparaisons calculs/mesures sont présentées dans le tableau 4.2 et sur la figure 4.1 pour l'essai 3 (nous avons représenté celui dont les données expérimentales sont les plus proches du calcul). Le modèle présenté pour le dépôt de particules est en bon accord avec les données expérimentales. D'après ces comparaisons, il semblerait (conformément aux

hypothèses des auteurs présentés) que plus la sous-saturation est importante plus le dépôt par piégeage prédomine.

Conditions/Essais	Essai 1 [86]	Essai 2 [20]	Essai 3 [56]
Masse surfacique mesurée ( $kg.m^{-2}$ )	$2.10^{-4}$	NC	$8.10^{-4}$
Masse surfacique calculée ( $kg.m^{-2}$ )	$2,7.10^{-4}$	$17.10^{-4}$	$7,9.10^{-4}$
Vitesse de dépôt calculée (auteur) ( $m.s^{-1}$ )	$3,5.10^{-7}$	$1,15.10^{-7}$	NC
Vitesse de dépôt calculée ( $m.s^{-1}$ )	$3,0.10^{-7}$	$5,1.10^{-7}$	$6,13.10^{-7}$
Répartition ébullition/turbulent (%)	78,6	77	63,8
Répartition vaporisation/piégeage (%)	37	48	94

Tableau 4.2 : Comparaison calculs/mesures sur les essais (NC : Non Connu).

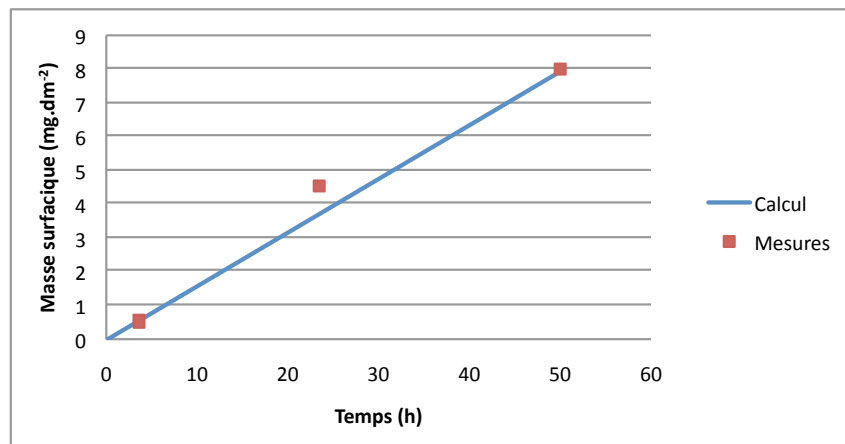


FIGURE 4.1 : Evolution de la masse surfacique en fonction du temps et comparaison avec les données expérimentales de [56].

#### 4.1.1.2 Validation en conditions secondaires

##### Résultats issus de générateurs de vapeur de Fessenheim 2

Selon [87] le nettoyage chimique du circuit secondaire de Fessenheim 2 donne annuellement des quantités de magnétite ( $Fe_3O_4$ ) comprises entre 2500  $kg$  et 3000  $kg$ . Cependant, dans ces résultats on ne tient pas compte de la masse décrochée lors de l'arrêt du réacteur (en particulier sur la partie basse des générateurs de vapeur).

Les résultats de calcul présentés dans les tableaux 4.4 et 4.5 prennent en compte le dépôt turbulent via le modèle de Papavergos [85] proche du modèle de Beal utilisé dans le code OSCAR ainsi que le dépôt par ébullition via les modèles présentés au chapitre §3. Nous comparons les résultats pour plusieurs diamètres de particules, afin de montrer l'influence de ce paramètre sur la répartition des dépôts (vaporisation, piégeage, turbulent/inertiel). Nous effectuons aussi une comparaison des constantes  $K_{vap}$  prises égales à 0,29 (Asakura) et 0,05 (AECL). Les conditions thermohydrauliques sont données dans le tableau 4.3. Ce calcul est effectué à paramètres constants, permettant ainsi d'avoir un ordre de grandeur de la masse totale.



Conditions	Valeur
Pression ( <i>bar</i> )	58,3
Débit massique ( $kg.s^{-1}$ )	906,12
Température d'entrée ( $^{\circ}C$ )	260
Concentration en particules ( $kg.m^{-3}$ )	$7.10^{-3}$
Diamètre des particules ( $\mu m$ )	1 ou 5

Tableau 4.3 : Conditions thermohydrauliques pour le calcul de la masse de magnétite déposée annuellement sur les générateurs de vapeur de Fessenheim 2.

Modèle utilisé	Asakura	AECL	Ferrer
$K_{vap}$	0,29	0,05	0,037
Masse déposée totale ( <i>kg</i> )	13590	4299	3720
Ratio ébullition/turbulent (%)	99	93	91
Ratio vaporisation/piégeage (%)	99	88	84

Tableau 4.4 : Calcul de la masse de magnétite déposée sur les générateurs de vapeur de Fessenheim 2 sur une année (diamètre de particule  $1 \mu m$ ).

Modèle utilisé	Asakura	AECL	Ferrer
$K_{vap}$	0,29	0,05	0,037
Masse déposée totale ( <i>kg</i> )	17970	8349	7914
Ratio ébullition/turbulent (%)	79	50	47
Ratio vaporisation/piégeage (%)	89	59	52

Tableau 4.5 : Calcul de la masse de magnetite déposée sur les générateurs de vapeur de Fessenheim 2 sur une année (diamètre de particule  $5 \mu m$ ).

Ces résultats de calcul permettent de fixer un ordre de grandeur de la constante  $K_{vap}$ , les ions ne sont pas considérés, la valeur de la constante  $\alpha$  dans le mécanisme d'érosion reste fixée à  $1.10^{-8}$ . Même si une partie du dépôt se décroche lors des arrêts, la masse totale déposée ne peut pas excéder un ordre de grandeur supérieur à cette valeur. Les résultats obtenus avec le modèle d'Asakura, c'est-à-dire avec une constante  $K_{vap}$  égale à 0,29 nous semblent donc conduire à une masse de dépôt trop importante (avec la constante d'érosion considérée). Une constante  $K_{vap}$  inférieure à 0,05 semble donner de bons ordres de grandeur.

L'ébullition a un impact sur le dépôt des particules que si ces dernières ont un diamètre inférieur à  $10 \mu m$ . Au-dessus de cette taille, la vitesse de dépôt turbulente devient prépondérante.

#### 4.1.1.3 Validation en conditions primaires

##### Résultats issus de la boucle BIHAN [50]

Un essai en conditions REP primaires avec ébullition a été réalisé sur la boucle BIHAN afin de déterminer les effets de l'ébullition sur les mécanismes de dépôt. Selon les auteurs, l'essai que nous allons présenter permet de ne pas considérer la solubilisation des dépôts du fait de la faible concentration en lithium dans le fluide primaire (0,2 ppm). Les conditions thermohydrauliques de l'essai sont regroupées dans le tableau 4.6.

Conditions	Valeur
Pression ( <i>bar</i> )	141
Débit spécifique ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	284
Densité de flux thermique ( $MW.m^{-2}$ )	1,90
Concentration particulaire (ppb)	80
Durée de l'essai ( <i>j</i> )	40

Tableau 4.6 : Conditions thermohydrauliques pour le calcul de la masse déposée sur le combustible de BIHAN.

Le tableau 4.7 regroupe les données issues du grattage des crayons de BIHAN après l'essai dans la zone avec ébullition.

Élément	Masse surfacique ( $g.m^{-2}$ )
Fe	20,7
Ni	1,49
Co	$5,14.10^{-2}$
Cr	$2,29.10^{-2}$
Mn	$5,49.10^{-2}$

Tableau 4.7 : Grattage sur les crayons de BIHAN [88].

A partir des données du tableau 4.7, les auteurs ont calculé [88] une masse moyenne de  $20,3 g.m^{-2}$ . Comme dans le paragraphe précédent, nous allons calculer la masse déposée pour les différentes valeurs de  $K_{vap}$ , les résultats sont présentés dans le tableau 4.8 (toujours avec une constante  $\alpha = 1.10^{-8}$  pour l'érosion).

Modèle utilisé	Asakura	AECL	Ferrer
$K_{vap}$	0,29	0,05	0,13
Masse surfacique déposée totale ( $g.m^{-2}$ )	41	20	29
Ratio ébullition/turbulent (%)	99	98	99
Ratio vaporisation/piégeage (%)	94	72	87

Tableau 4.8 : Calcul de la masse déposée sur les crayons de BIHAN (rayon de particule  $0,5 \mu m$ ).

Le calcul précédent a été effectué avec le diamètre moyen des particules utilisé dans le code OSCAR. Le modèle d'Asakura donne toujours des valeurs de dépôt trop importantes, les deux autres semblent en bon accord avec l'expérience. Pour de faibles diamètres de particule, le dépôt par vaporisation prédomine devant les autres mécanismes.

#### 4.1.2 Validation de la partie ionique du modèle de dépôt par ébullition

Dans cette section nous nous intéressons à la validation de la formation de dépôt par précipitation dans le dépôt et par précipitation à la surface du dépôt en contact avec le fluide. L'équation différentielle régissant la masse surfacique du dépôt est la suivante :

$$\frac{dm_{dép}}{dt} = \tau_{préci, dép} + \tau_{préci, surf} - \tau_{éro} \quad (4.5)$$

Avec :

- $\tau_{préci,dép}$  : le terme relatif à la précipitation dans le dépôt (cf. §2.3.1) ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),

$$\tau_{préci,dép} = K_{vap} \cdot \dot{m}_v \cdot C_{ion} \quad (4.6)$$

Avec :

- $K_{vap}$  : la constante de dépôt par vaporisation donnée par l'équation (3.69) du paragraphe §3.3.3.2,
- $\dot{m}_v$  : le débit de vaporisation calculée en fonction de l'épaisseur (cf. equation (3.43) §3.2.2.7),
- $C_{ion}$  : la concentration ionique ( $kg.m^{-3}$ ),

- $\tau_{préci,surf}$  : le terme relatif à la précipitation à la surface du dépôt (cf. §2.3.1) ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ),

$$\tau_{préci,surf} = \frac{1}{R} \cdot (F_E \cdot C_{ion}^{elm} - C_{eq}^{elm}) \quad (4.7)$$

Avec :

- $\frac{1}{R}$  : le terme de résistance de transfert des ions dans le fluide ( $m.s^{-1}$ ),
- $C_{ion}^{elm}$  : la concentration ionique de l'élément  $elm$  dans le fluide ( $kg.m^{-3}$ ),
- $C_{eq}^{elm}$  : la concentration ionique à l'équilibre de l'élément  $elm$  dans le fluide ( $kg.m^{-3}$ ) (calcul PHREEQ-CEA [73]),

- l'érosion du dépôt, de tau d'érosion  $\tau_{éro}$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ) :

$$\tau_{éro} = \frac{k_{éro} \cdot m_{dep}}{\Psi_{éro}} \quad (4.8)$$

Avec :

- $k_{éro}$  : la constante d'érosion ( $s^{-1}$ ) donnée par l'équation (3.78) du paragraphe §3.3.5.1, en prenant  $\alpha = 1.10^{-8}$ ,
- $\Psi_{éro}$  : la résistance à l'érosion donnée par l'équation (3.77) du paragraphe §3.3.5.1.

#### 4.1.2.1 Validation en conditions REP primaires

##### 4.1.2.1.1 Résultats de la boucle de Halden (cf. §2.1.2.1.1) du chapitre 2

Dans ce paragraphe nous allons calculer les épaisseurs de dépôt dans les conditions de fonctionnement du réacteur de Halden (Test 5). Les résultats sont présentés dans le tableau 4.10. Les conditions thermohydrauliques sont celles présentées dans l'étude bibliographique. Les conditions chimiques sont regroupées dans le tableau 4.9. La valeur de  $\alpha$  pour l'érosion est toujours fixée à  $1.10^{-8}$ .

Conditions	Test 3 phase 2	Test 5
Concentrations B (ppm)	1400	1170
Concentrations LiOH (ppm)	3,15	2,3
Concentrations Fe (ppb)	15	3-15
Concentrations Ni (ppb)	2	< 0,5
Concentrations Zn (ppb)	1 <	50
Concentrations Fe <sub>eq</sub> (ppb)	2,63	1,0
Concentrations Ni <sub>eq</sub> (ppb)	0,14	0,05
Concentrations Zn <sub>eq</sub> (ppb)	7,8	46

Tableau 4.9 : Conditions chimiques du Test 3 phase 2 et du Test 5.

Résultats	Test 3 phase 2	Test 5
Épaisseur de dépôt mesurée ( $\mu m$ )	500	65
Épaisseur de dépôt calculée ( $\mu m$ )	180	79

Tableau 4.10 : Comparaison de l'épaisseur de dépôt mesurée sur les crayons de Halden à celle calculée ici ( $\alpha = 1.10^{-8}$ ).

L'épaisseur de dépôt calculée dans le cas du réacteur de Halden avec l'équation (4.5) donne des résultats proches de ceux mesurés pour le Test 5. Dans le cas de la phase 2 du Test 3, l'écart avec les valeurs mesurées est relativement important. Cependant, nous n'avons considéré une formation de dépôt exclusivement ionique, un débit spécifique de l'ordre de  $1100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (débit maximum) et un densité de flux thermique constante (celle-ci pouvant être localement plus importante en particulier si le combustible est sur-enrichi en partie haute). Ces différents paramètres impliquent une formation de dépôt plus faible. Dans des conditions moins défavorables, nous obtenons une épaisseur de l'ordre  $420 \mu m$  avec une densité de flux locale égale à 1,5 fois la densité de flux moyenne et  $570 \mu m$  avec une densité de flux locale égale à 2 fois la densité de flux moyenne. La figure 4.2 présente l'évolution de l'épaisseur de dépôt en fonction du temps pour trois coefficients multiplicatifs de la densité de flux thermique (ou DPA<sup>1</sup>). Sur les courbes présentées, les sauts importants observés dans l'évolution de l'épaisseur au cours du temps pour une épaisseur proche de  $20 \mu m$  ( $10 \mu m$  pour un DPA de 2) sont dus à la brusque variation du débit de vaporisation avec l'épaisseur de dépôt dont l'expression est donnée par l'équation (3.43) du chapitre 3.

---

1. Distribution de puissance axiale

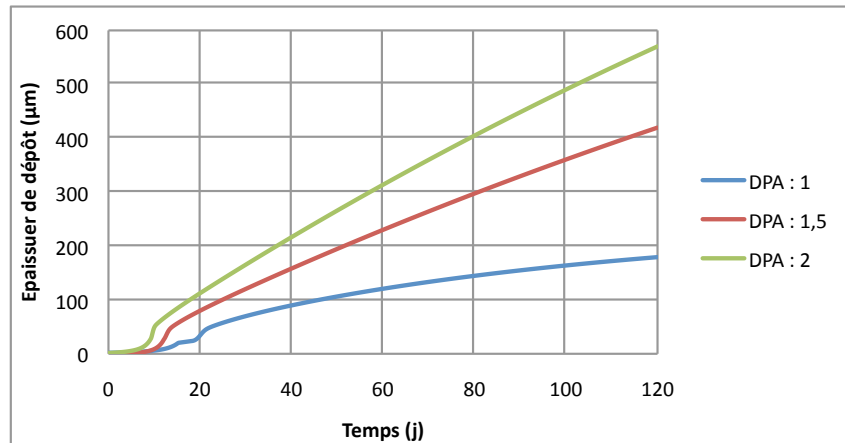


FIGURE 4.2 : Evolution de l'épaisseur de dépôt en fonction du temps pour les DPA : 1,0, 1,5 et 2,0.

#### 4.1.2.1.2 Résultats issus de l'essai CIRENE 2000-01

Les conditions thermohydrauliques de cet essai ont été présentées dans le tableau 2.6 du chapitre 2. Nous allons effectuer une simulation OSCAR dans les conditions de cet essai et comparer les résultats obtenus à ceux présentés dans le tableau 4.11. La figure 4.3 présente l'évolution au cours du temps de la masse surfacique calculée totale du dépôt sur les crayons chauffants de la boucle CIRENE aux cotes 15 cm, 60 cm, 110 cm et 160 cm. Les cotes 15 cm et 60 cm sont situées hors de la zone avec ébullition, celle de 110 cm est située dans une zone avec ébullition à forte sous-saturation et celle de 160 cm dans une zone avec ébullition à faible sous-saturation. Cet essai étant effectué avec injection d'ions (plusieurs mg), les transferts de masse ioniques sont prépondérants devant les transferts de masse sous forme particulaire.

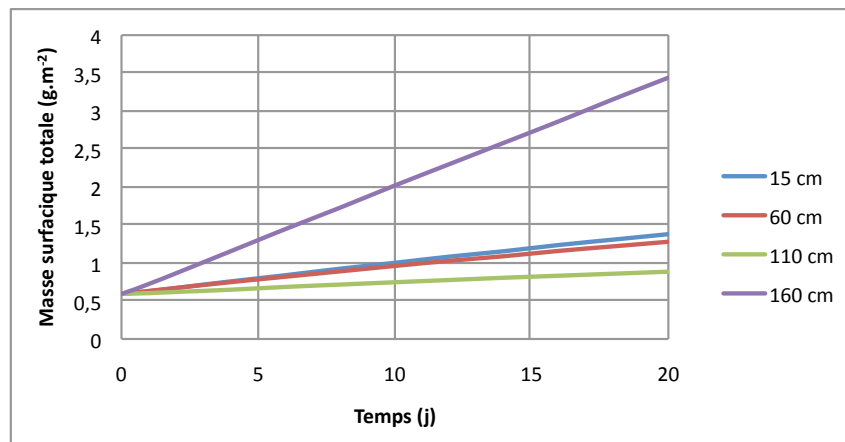


FIGURE 4.3 : Evolution de la masse surfacique calculée du dépôt au cours du temps (CIRENE-2000-01).

Nous obtenons une augmentation de la masse surfacique de dépôt en fonction de la cote axiale et donc du débit de vaporisation. Le tableau 4.11 présente une comparaison entre la masse surfacique calculée et la masse surfacique mesurée (après grattage) en fonction de la cote axiale.

Cote axiale	15 cm	60 cm	110 cm	160 cm
Masse surfacique (calcul) ( $g.m^{-2}$ )	1,4	1,3	0,9	3,4
Masse surfacique (grattages) ( $g.m^{-2}$ )	1,3	1,3	0,8	4,2

Tableau 4.11 : Comparaison calcul/mesure sur l'essai CIRENE 2000-01.

Les résultats donnés par le code OSCAR sont en bon accord avec les grattages effectués sur les crayons chauffants. L'écart entre le calcul et la mesure effectuée au niveau de la cote 160 cm peut être imputé à un débit de vaporisation calculé trop faible par rapport à l'expérience.

#### 4.1.2.1.3 Résultats issus de l'essai CIRENE 2005

Les conditions expérimentales de cet essai sont regroupés dans le tableau 2.10 du chapitre 2. Comme au paragraphe précédent, nous allons simuler cet essai avec le code OSCAR et effectuer une comparaison calcul/mesure sur les masses déposées. Cet essai étant effectué avec injection d'ions (plusieurs mg), les transferts de masse ioniques sont prépondérants devant les transferts de masse sous forme particulaire.

La figure 4.4 présente l'évolution de la masse surfacique sur les crayons chauffants en fonction du temps pour les côtes suivantes : 15 cm, 60 cm, 110 cm, 138 cm et 160 cm. L'ébullition démarre au-dessus de la cote 110 cm.

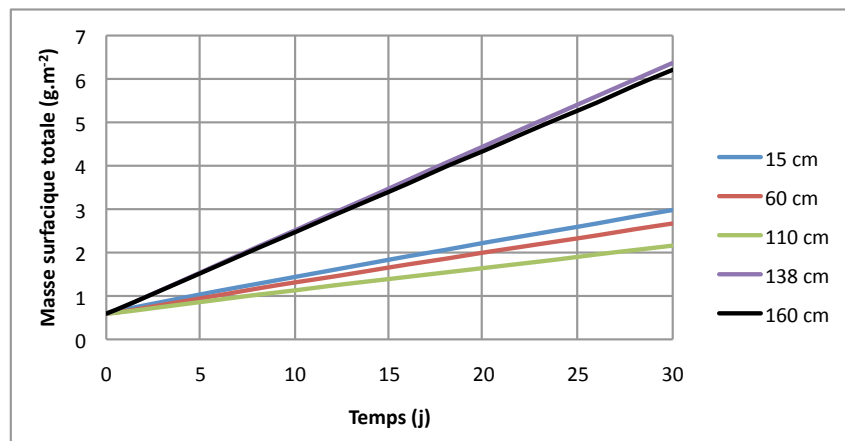


FIGURE 4.4 : Evolution de la masse surfacique du dépôt au cours du temps (CIRENE-2005).

Le tableau 4.12 présente une comparaison entre les masses surfaciques calculées et mesurées (grattage) pour les différentes côtes.

Cote axiale	15 cm	60 cm	110 cm	138 cm	160 cm
Masse surfacique (calcul) ( $mg.dm^{-2}$ )	3,0	2,7	2,2	6,4	6,2
Masse surfacique Gaine 1 (grattages) ( $mg.dm^{-2}$ )	0,9	1,4	3,0	3,7	3,7
Masse surfacique Gaine 2 (grattages) ( $mg.dm^{-2}$ )	1,0	1,0	5,5	7,0	5,5

Tableau 4.12 : Comparaison calcul/mesure sur l'essai CIRENE 2005.

Les résultats de la modélisation sont en accord avec les masses surfaciques recueillies par grattage sur les crayons chauffants. Il y a cependant un écart au niveau des cotes 15 et 60 cm entre le calcul et la mesure. Une partie du dépôt a pu être arrachée lors de l'arrêt ou bien lors de l'extraction des crayons de la section cœur de la boucle.

La masse surfacique est moins importante aux cotes 60 et 110 cm (hors ébullition) qu'à la cote 15 cm du fait que le fer a tendance à précipiter dans les régions les plus froides.

## 4.2 Etude comparative des différents flux de transfert de masse

Dans cette section nous allons étudier l'importance relative, dans les régions avec ébullition, des différents flux de transfert de masse modélisés au chapitre précédent. Nous rappelons que les flux issus des mécanismes avec et sans ébullition s'additionnent directement. Les différents flux étudiés sont :

- flux monophasiques :
  - flux de dépôt de particules (cf. §3.1.3.1),
  - flux de précipitation (sans enrichissement) (cf. §3.1.3.2),
  - flux d'érosion (cf. §3.3.5.1),
  - flux de dissolution (sans enrichissement),
- flux diphasiques :
  - flux de dépôt par vaporisation (particules et ions) (cf. §3.3.3),
  - flux de dépôt par piégeage (particules) (cf. §3.3.4),
  - flux de précipitation à la surface du dépôt (avec enrichissement) (cf. §3.3.2),
  - flux d'érosion (cf. §3.3.5.2),
  - flux de dissolution (avec enrichissement).

Nous avons vu que le fait de former des dépôts d'épaisseur importante impliquait une modification de la taille des particules érodées. Cette modification impacte notamment les flux de dépôt monophasique et diphasique.

### 4.2.1 Etude des flux de transfert de masse monophasique

#### 4.2.1.1 Définition du jeu de données pour la comparaison des flux de transfert de masse en régime monophasique liquide

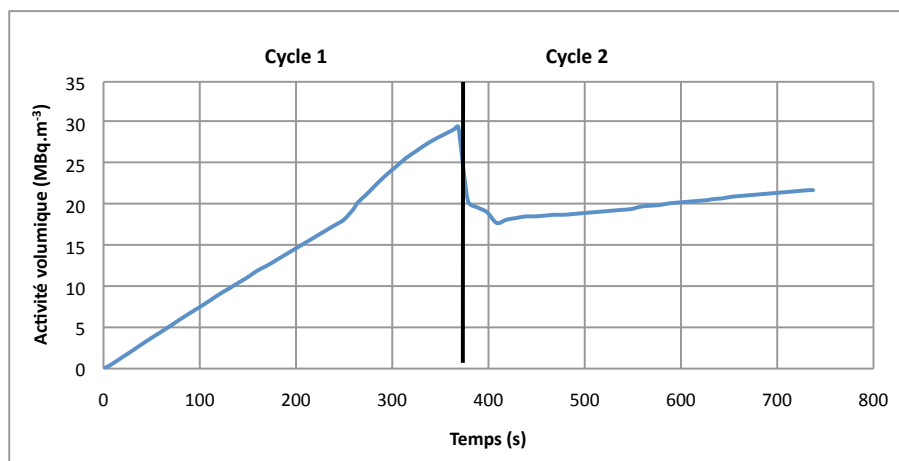
La comparaison des flux de matière, en régime monophasique, entre les milieux "dépôt" d'une part et "ion" et "particule" d'autre part sera effectuée sur un jeu de données comportant deux cycles de fonctionnement (le rechargement n'est pas simulé) dont les principaux paramètres d'entrée sont donnés dans le tableau 4.13. Ce premier calcul est un calcul sans ébullition, les conditions thermohydrauliques sont telles que l'ébullition n'est pas atteinte, c'est-à-dire que la température de paroi (ou d'interface oxyde/dépôt) n'atteint jamais la température d'ébullition.

Conditions	Cycle 1	Cycle 2
Température du fluide (°C)	323	323
Température de paroi (°C)	328	328
Reynolds	$4,95 \cdot 10^5$	$4,95 \cdot 10^5$
DPA	1,0	1,0
Densité de flux thermique moyenne ( $MW \cdot m^{-2}$ )	0,6	0,6

Tableau 4.13 : Conditions de calcul de la région considérée (Test sans ébullition).

Nous considérerons un fonctionnement avec un rechargement par tiers de cœur, c'est-à-dire qu'à la fin du premier cycle les régions indicées *A* seront rechargées, lors du second les régions indicées *B* et lors du troisième les régions indicées *C*. Les régions les plus chaudes du combustible sont situées au niveau du septième intergrille, ce seront donc celles-ci que l'on va étudier. Par souci de simplicité nous ne simulerons pas de rechargement au cours de cette étude, cependant nous considérons que l'ébullition ne se produit que sur une région d'un tiers de cœur. On considère dans ce calcul que la DPA est constante au cours des deux cycles de fonctionnement.

Les figures 4.5 et 4.6 représentent respectivement l'activité volumique au cours des deux cycles en  $^{58}Co$  et la masse surfacique déposée sur les régions considérées, ici, les régions *C7A* (région combustible 7<sup>ème</sup> intergrille Zone A) et *C7B* (région combustible 7<sup>ème</sup> intergrille Zone B). Sur la figure 4.6, les deux courbes sont parfaitement superposées du fait de l'absence de rechargement. La région *C7A* sera soumise à un régime d'ébullition dans la suite de cette étude. Cette région a une surface de  $299 \text{ m}^2$  ce qui correspond à 4,17 % de la surface du cœur. L'activité volumique est quant à elle étudiée dans la région *Branche chaude*, région dans laquelle les mesures d'activité volumique sont faites en centrale. Cependant, du fait de la forte convection turbulente du fluide primaire ( $Re \approx 400\,000$ ) l'activité volumique est quasiment identique dans tout le fluide primaire.

FIGURE 4.5 : Evolution de l'activité volumique en  $^{58}Co$  au cours du temps (sans ébullition).



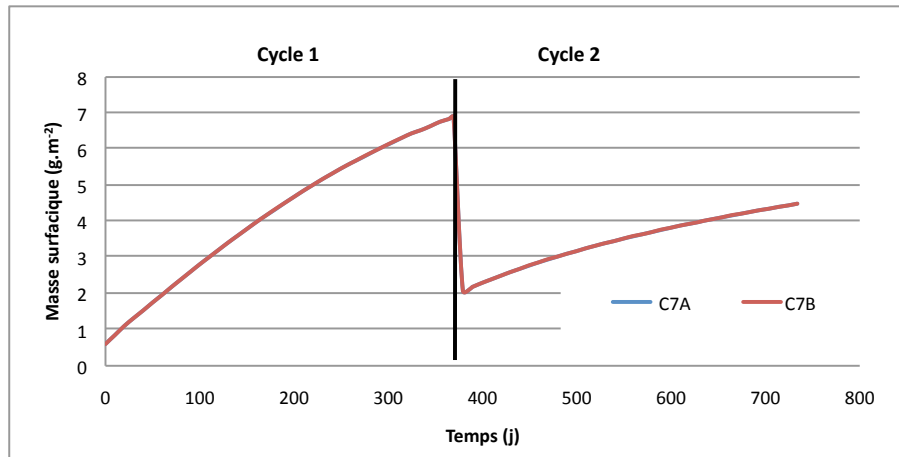


FIGURE 4.6 : Evolution de la masse surfacique sur les régions *C7A* et *C7B* (sans ébullition et sans rechargement).

Le premier cycle est un cycle sans ébullition. Les composants du circuit primaire sont considérés comme neufs ce qui induit un relâchement en ions métalliques plus important tant que leur surface n'a pas formé une couche protectrice (en particulier pour les générateurs de vapeur). Dans notre cas, en considérant que ce sur-relâchement ne dure que le temps d'un cycle, nous considérerons un premier cycle sans ébullition afin d'avoir un relâchement "normal" par la suite. Les transferts de masse durant cette étape sont "dopés" par ce relâchement plus important comme on peut le voir en comparant les activités volumiques entre le premier et le second cycle de la figure 4.5. De même, les épaisseurs de dépôt atteintes sont plus importantes au cours de ce premier cycle comme on peut le voir sur la figure 4.6.

La comparaison entre les flux de matière portera donc sur le second cycle de fonctionnement de ce calcul.

#### 4.2.1.2 Comparaison des flux de transfert de masse en régime monophasique

Avant de pouvoir faire une comparaison des différents flux de matière, nous nous proposons de donner quelques ordres de grandeur de masse surfacique de dépôt et d'activité volumique calculés pour différents isotopes.

La figure 4.7 représente l'évolution des activités volumiques dans le fluide primaire en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  en fonction du temps dans le cas de deux cycles sans ébullition, nous rappelons que le premier cycle est un cycle à fort relâchement.

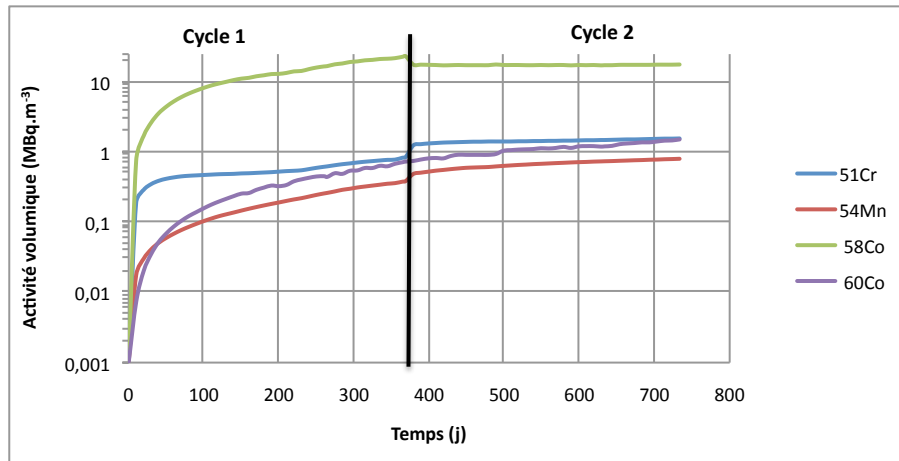


FIGURE 4.7 : Evolution de l'activité volumique dans le fluide en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  au cours du temps (sans ébullition).

La figure 4.8 présente l'évolution en fonction du temps de la masse surfacique du dépôt pour les deux éléments majoritaires constituant le dépôt : le nickel et le fer.

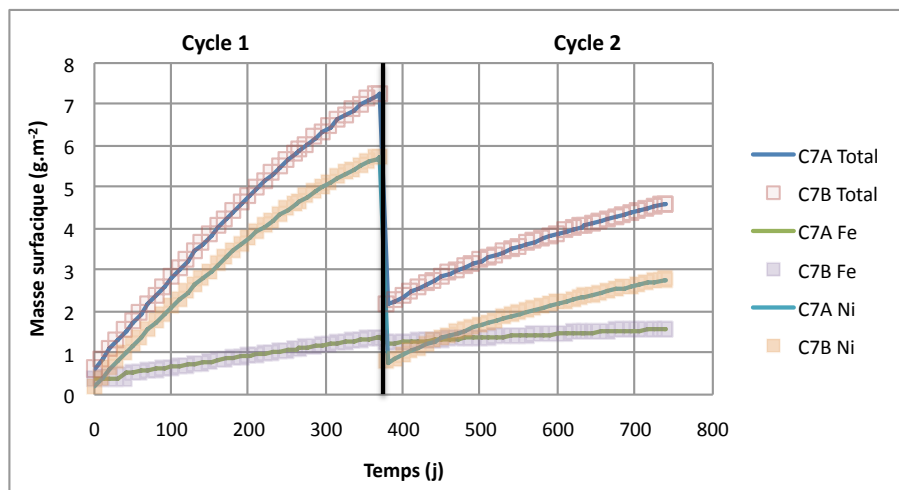


FIGURE 4.8 : Evolution de la masse surfacique sur les régions  $C7A$  et  $C7B$  pour les éléments  $Fe$  et  $Ni$  (sans ébullition).

La figure 4.9 représente l'évolution des flux de matière totaux (i.e. pour tous les éléments) en fonction du temps au cours de ces deux cycles de fonctionnement. On peut en particulier en déduire que le flux de dépôt de particules est le transfert de masse prépondérant entre le fluide et le dépôt.

Le dépôt de particules est plus fort au cours du premier cycle de fonctionnement car la concentration en particule dans le fluide primaire est plus importante du fait d'une érosion importante sur les générateurs de vapeur au cours du premier cycle de fonctionnement. Le flux d'érosion augmente en fonction de l'épaisseur de dépôt conformément au modèle présenté au paragraphe §3.3.5.1, l'épaisseur dite d'ébullition n'est cependant pas atteinte dans ces conditions de fonctionnement ( $\approx 20 \mu\text{m}$ ). La variation est due uniquement à la variation de résistance à l'érosion avec l'épaisseur.

Au cours du premier cycle de fonctionnement, la formation de dépôt est aussi due à la précipitation (relâchement important des GV en cours de passivation). Au cours du

second cycle on observe plutôt de la dissolution mais celle-ci reste faible devant le dépôt de particules.

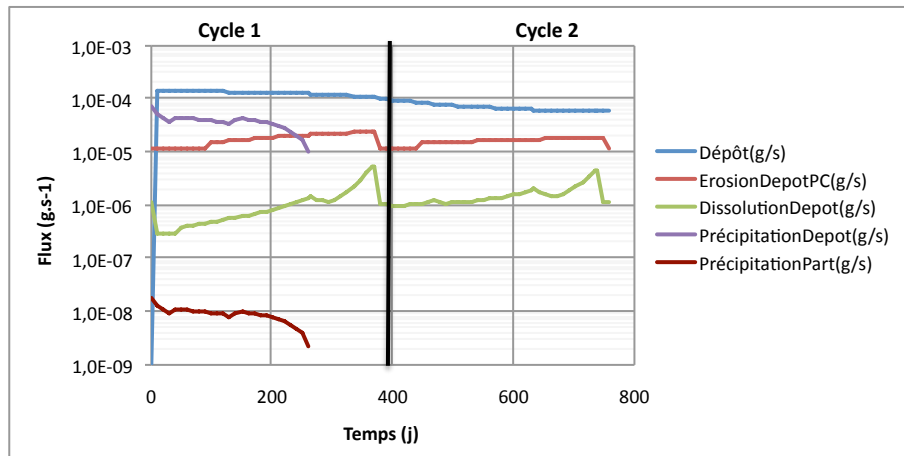


FIGURE 4.9 : Evolution des flux totaux de dépôt/érosion, précipitation/dissolution et précipitation sur les particules en fonction du temps (sans ébullition).

Le flux de précipitation des ions sur les particules étant très faible devant les autres flux, il ne sera plus pris en compte dans la suite de cette étude.

## 4.2.2 Etude des flux en régime diphasique

Nous allons maintenant étudier les flux de transfert de masse en régime diphasique et comparer leurs importances relatives. Une comparaison sera aussi menée avec les flux de transfert de masse en régime monophasique. Dans un premier temps nous allons définir un jeu de données permettant ces comparaisons.

### 4.2.2.1 Définition du jeu de données pour la comparaison des flux de transfert de masse en régime diphasique

Nous proposons un jeu de données simulant trois cycles de fonctionnement tels que :

- un cycle de passivation,
- un cycle en écoulement monophasique,
- un cycle avec ébullition à partir du deuxième tiers.

Les conditions du tableau 4.14 ont été utilisées pour le calcul.

Conditions	Cycle 1	Cycle 2	Cycle 3	
Durée ( $j$ )	368	368	264	104
Température du fluide ( $^{\circ}\text{C}$ )	323	323	325	330
Température de paroi ( $^{\circ}\text{C}$ )	328	328	338	345
Reynolds	$4,95.10^5$	$4,95.10^5$	$4,94.10^5$	$4,94.10^5$
DPA	1,0	1,0	1,0	1,5
Densité de flux thermique moyenne ( $MW.m^{-2}$ )	0,6	0,6	0,6	0,6

Tableau 4.14 : Conditions de calcul de la région sous ébullition (Test avec ébullition).

Avec ce jeu de données, nous pouvons faire une comparaison entre les flux de matière entre le second cycle de fonctionnement (régime monophasique liquide) et le troisième cycle de fonctionnement (passage d'un régime monophasique liquide à un régime d'ébullition nucléée sous-saturée). Nous allons présenter dans le paragraphe suivant les principales différences entre un cycle monophasique et un cycle avec ébullition pour le calcul de la masse déposée (i.e. masse surfacique sur le combustible) et du calcul de l'activité volumique dans le fluide. La température de paroi est fixée à la température d'ébullition à la paroi (calculée par la corrélation de Frost & Dzakovic, équation (3.28) du chapitre 3), la température du fluide est quand à elle calculée via le code Jacline [89] via une modélisation thermohydraulique de la boucle CIRENE que nous avons réalisée.

#### 4.2.2.2 Résultats préliminaires

La figure 4.10 représente l'évolution de la masse surfacique sur les régions  $C7A$  et  $C7B$  au cours des trois cycles de fonctionnement décrits dans le tableau 4.14 du paragraphe précédent. La région  $C7A$  est la seule à être soumise à un régime d'ébullition. Les courbes représentant les masses surfaciques des régions  $C7A$  et  $C7B$  se superposent jusqu'à l'apparition de l'ébullition. Après ce point, l'épaisseur de dépôt formée sur cette région est bien plus importante que celle de la région  $C7B$ , située à la même hauteur sur le combustible mais dont les conditions thermohydrauliques ne permettent pas d'atteindre un régime d'ébullition. On remarquera l'augmentation rapide de l'épaisseur. Sur la courbe représentative (figure 4.10) de l'évolution de la masse surfacique de  $C7A$  en fonction du temps, nous pouvons distinguer trois régimes :

- augmentation du débit de vaporisation en fonction de l'épaisseur (augmentation plus rapide que celle de la constante  $K_{vap}$ ),
- augmentation de la constante  $K_{vap}$  en fonction de l'épaisseur, le débit de vaporisation commençant lui à se stabiliser à sa valeur maximale,
- augmentation du flux d'érosion suffisante pour faire diminuer la vitesse de croissance du dépôt.

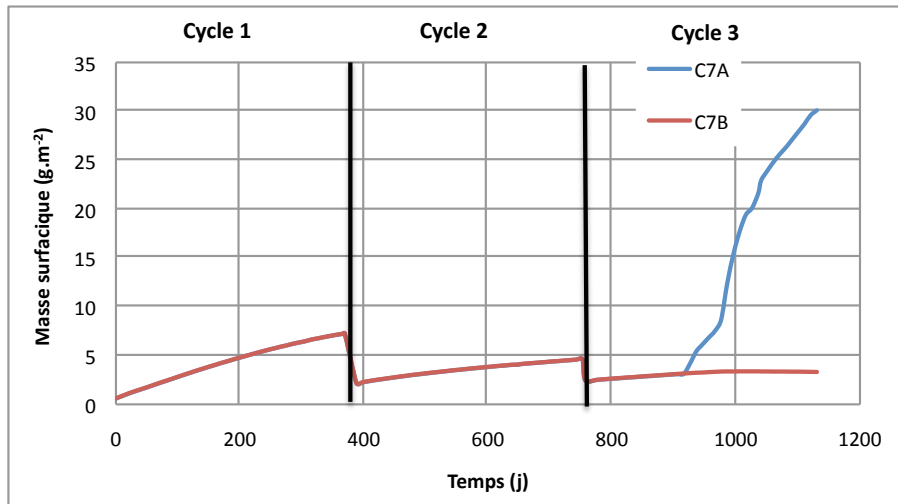


FIGURE 4.10 : Evolution de la masse surfacique totale sur les régions *C7 A* et *C7 B* (avec ébullition).

La figure 4.11 représente l'évolution de l'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  dans le fluide primaire au cours des trois cycles de fonctionnement décrits dans le tableau 4.14 du paragraphe précédent. Au cours du cycle 3, cycle comprenant une phase d'ébullition, on remarque une très forte montée d'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  atteignant presque  $200 \text{ MBq}\cdot\text{m}^{-3}$  induite par les conditions d'ébullition.

Au vu de ces résultats préliminaires nous allons nous intéresser dans la suite de ce chapitre aux flux de matière des différents mécanismes présentés lors du chapitre sur la modélisation.

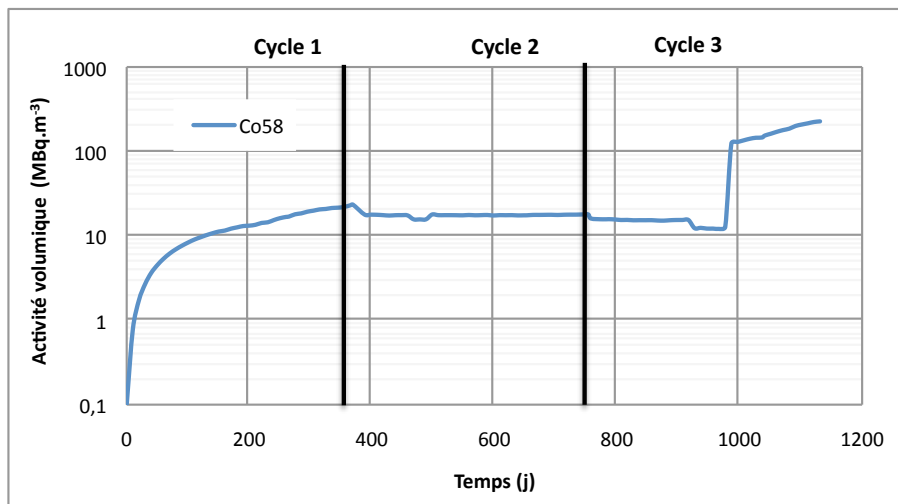


FIGURE 4.11 : Evolution de l'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  (avec ébullition).

#### 4.2.2.3 Etude de l'importance relative de chacun des flux

La figure 4.12 représente l'évolution des différents flux totaux de matière (i.e. pour tous les éléments) en fonction du temps au cours des trois cycles de fonctionnement présentés précédemment.

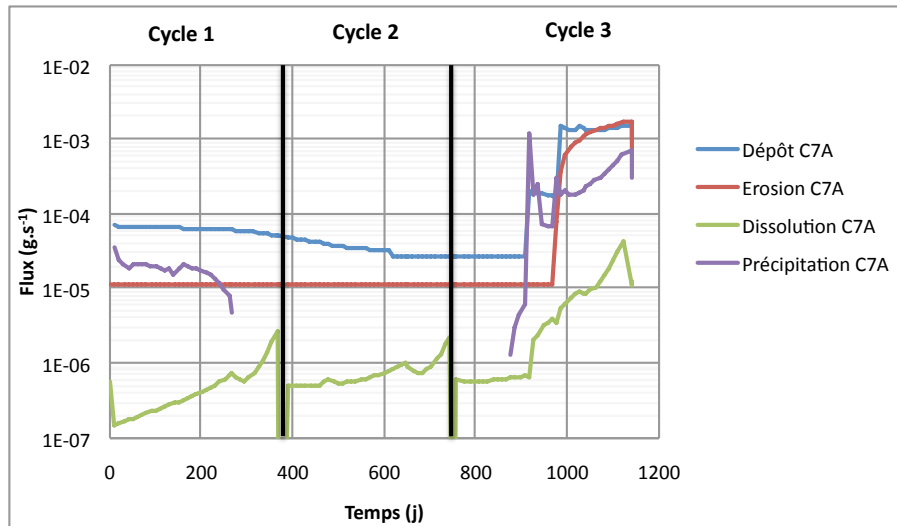


FIGURE 4.12 : Evolution des flux de matière totaux en fonction du temps (avec ébullition).

La troncature sur la courbe représentant le flux de précipitation C7A en fonction du temps de la figure 4.12 est due à la présence de valeurs nulles non représentées sur un diagramme en échelle logarithmique. Ceci restera valable dans la suite de cette étude.

L'écart le plus notable se produit au niveau du cycle avec ébullition, on remarque en effet une hausse très importante des flux de matière et en particulier du dépôt et de l'érosion. Dans la suite de cette section nous aborderons en détail chacun des flux de transfert de masse présenté ici.

#### 4.2.2.4 Etude des flux de dépôt

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre §3.1.3.1, la vitesse de dépôt sous ébullition est due à deux contributions liées au dépôt par vaporisation et au dépôt dû aux particules piégées à l'interface fluide/vapeur. Ces deux mécanismes peuvent coexister comme cela est décrit au paragraphe §3.3.4, l'importance relative de chacun dépend de la sous-saturation de l'écoulement sous ébullition (écart entre la température du fluide et la température de saturation). On peut distinguer trois types de bulles [38] :

- **bulles d'équilibre** : ce type de bulle est observé à faible densité de flux thermique, ces bulles présentent la caractéristique d'avoir un diamètre relativement important et qui est pratiquement indépendant de la pression du fluide. Par rapport aux autres types de bulle, elles ont un temps de séjour relativement important,
- **bulles de vaporisation** : ce type de bulle possède un diamètre relativement faible par rapport aux autres, diamètre qui est très sensible à la pression du fluide. Elles sont observées dans le cas d'une densité de flux thermique importante,
- **bulles de coalescence** : ce type de bulle est le résultat de la coalescence des bulles de vaporisation, le diamètre de ces bulles est compris entre celui des bulles de vaporisation et celui des bulles d'équilibre.

A la suite de cette étude sur les différents types de bulle, le mécanisme de formation de dépôt par vaporisation de la sous-couche de fluide à la base des bulles est prépondérant lors de la formation de bulle de vaporisation à la paroi. En effet, ces bulles possédant un diamètre relativement faible, le volume de la couche de particules piégées sur la bulle est donc faible.

Dans le cas de bulles d'équilibre, le volume de cette couche de particules sera plus important que précédemment, du fait que les bulles d'équilibre ont un diamètre plus important. A débit de vaporisation fixé, la densité de bulles formées à la paroi est donc plus faible, le flux de matière dû au mécanisme de dépôt par vaporisation sera donc plus faible que dans le cas précédent.

Dans le cas qui nous intéresse, l'écoulement dans le circuit primaire des réacteurs à eau sous pression est un écoulement sous-saturé. Nous pourrions donc a priori penser que le mécanisme de dépôt sous ébullition prépondérant soit le mécanisme de dépôt par piégeage. Cependant, à haute pression, les bulles formées à la paroi ont un diamètre très faible ce qui implique qu'à débit de vaporisation donné la densité de bulles à la paroi est très importante. Ces arguments sont plutôt en faveur du mécanisme de formation par vaporisation.

Nous nous proposons, en se basant sur une étude menée par Lister et Cussac [20], de faire une comparaison de ces modèles à basse pression pour un régime d'écoulement d'ébullition nucléée sous-saturée et un régime d'écoulement d'ébullition nucléée plus proche de la saturation. Un calcul sera aussi mené en conditions REP primaires.

### Calcul OSCAR

La figure 4.13 représente l'évolution au cours du temps de la masse surfacique du dépôt au cours des trois cycles de fonctionnement dans le cas où seul le dépôt de particules est activé. Les deux courbes présentées sur cette figure présentent respectivement la masse déposée uniquement par le mécanisme de dépôt par vaporisation et de la somme des masses déposées par les mécanismes de dépôt par vaporisation et par piégeage. Sans ébullition les deux courbes sont superposées (dépôt inertiel/turbulent et précipitation sur le dépôt sans enrichissement). Conformément aux calculs précédents, on peut voir que l'action du mécanisme de dépôt par vaporisation est prépondérante devant celle du mécanisme par piégeage.

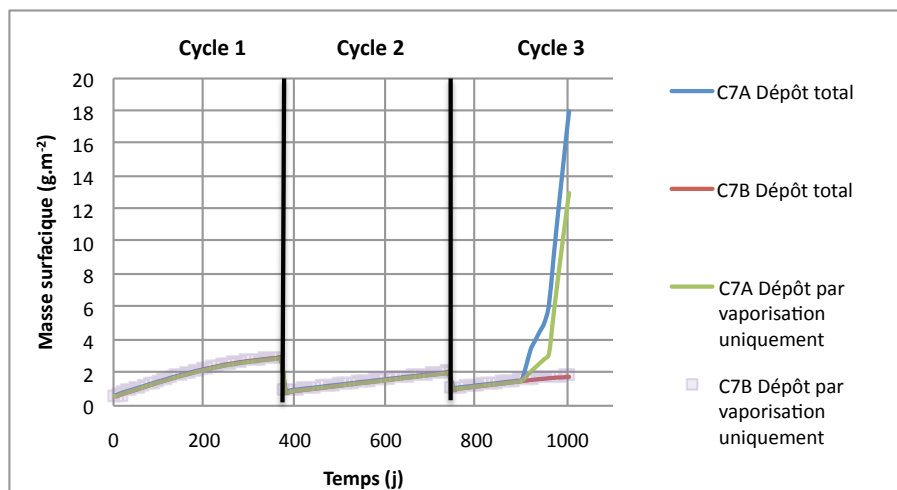


FIGURE 4.13 : Evolution de la masse surfacique du dépôt en fonction du temps, dépôt uniquement (avec ébullition).

La figure 4.14 représente l'évolution au cours du temps du flux de dépôt pour les trois cycles de fonctionnement. La courbe **bleu** représente le flux total de dépôt (vaporisation et piégeage) et la courbe **rouge** le flux de dépôt par vaporisation uniquement. Pour les deux premiers cycles de fonctionnement, sans ébullition, les flux de dépôt sont beaucoup plus faibles que ceux du cycle avec ébullition. Conformément à ce que nous avons dit

précédemment, le flux de dépôt par vaporisation est le flux majoritaire de dépôt (dépôt avec ébullition et dépôt turbulent/inertiel). Les augmentations observées sont respectivement dues à :

- l'augmentation de DPA en milieu de cycle pour la première augmentation,
- l'augmentation du débit de vaporisation principalement pour la seconde,
- l'augmentation de la constante  $K_{vap}$  principalement pour la troisième,
- la chute observée à  $t = 1000$  jours est due à la diminution du facteur d'enrichissement du fait de l'absorption du fluide par le dépôt,
- le flux continue d'augmenter du fait de l'augmentation du débit de vaporisation.

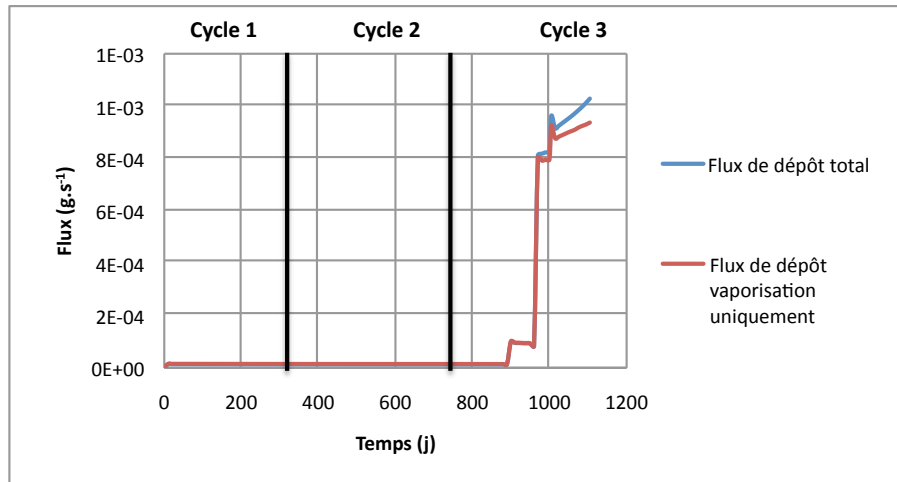


FIGURE 4.14 : Evolution du flux de dépôt en fonction du temps, dépôt uniquement (avec ébullition).

La figure 4.15 représente l'évolution des fractions de nickel et de fer dans le dépôt au cours des trois cycles de fonctionnement. Au cours du cycle avec ébullition, la croissance de la fraction de nickel dans le dépôt est plus rapide, la concentration en nickel en suspension dans le fluide étant plus importante que celle de fer.



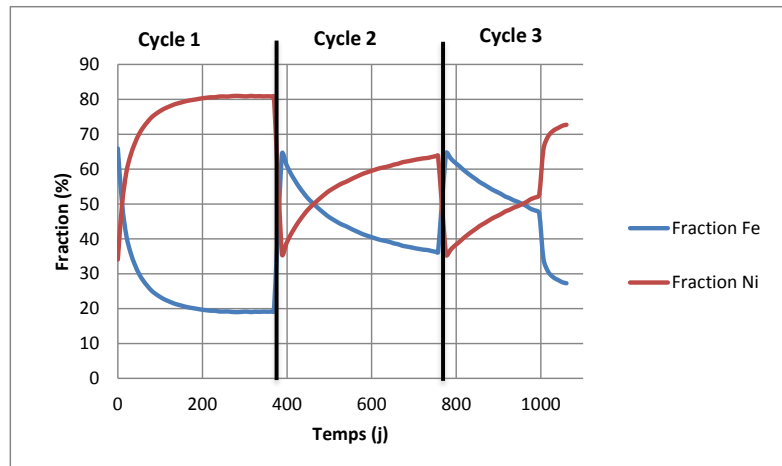


FIGURE 4.15 : Evolution de la fraction de nickel et de fer dans le dépôt en fonction du temps, dépôt uniquement (avec ébullition).

#### 4.2.2.5 Etude des flux de précipitation/dissolution

Nous étudions dans ce paragraphe l'influence des flux de précipitation d'une part et de dissolution d'autre part. Pour la précipitation nous étudierons l'impact du facteur d'enrichissement à la paroi et de la précipitation dans le dépôt.

##### 4.2.2.5.1 Précipitation à la surface

Comme nous l'avons vu au paragraphe §3.1.3.2 du chapitre précédent, le facteur d'enrichissement agit directement sur le flux de précipitation (par modification de la concentration en ion dans le fluide proche de la paroi). La figure 4.16 présente l'évolution du facteur d'enrichissement et du débit de vaporisation à la paroi en fonction du temps aux cours des trois cycles. L'ébullition ne s'amorçant qu'à partir du troisième cycle il est normal que le facteur d'enrichissement soit égal à 1.0 durant les deux premiers cycles de fonctionnement, de même le débit de vaporisation est nul. Au cours du troisième cycle, le facteur d'enrichissement augmente de la même manière que le débit de vaporisation.

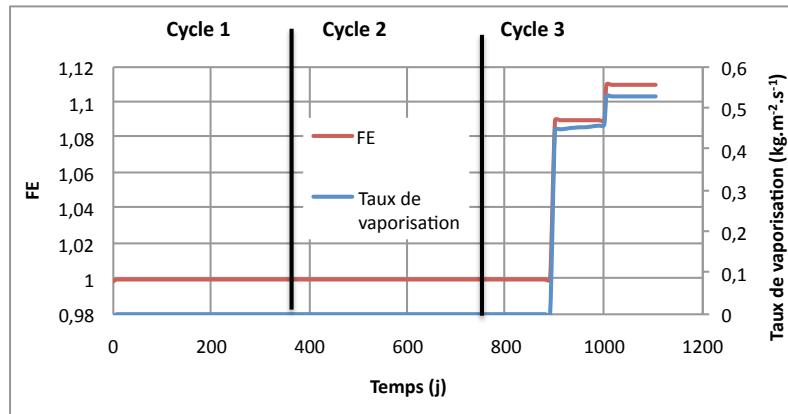


FIGURE 4.16 : Evolution du facteur d'enrichissement et du débit de vaporisation en fonction du temps (avec ébullition).

L'augmentation du facteur d'enrichissement est très faible puisque lors du cycle de fonctionnement avec ébullition il est légèrement supérieur à 1,1.

La figure 4.17 présente l'évolution de la masse surfacique au cours des trois cycles de fonctionnement en ne prenant en compte que l'impact du facteur d'enrichissement dans la région *C7A*. Dans la région *C7A*, au cours du cycle avec ébullition, on remarque une faible augmentation de la masse surfacique par rapport à celle de la région *C7B* sans ébullition.

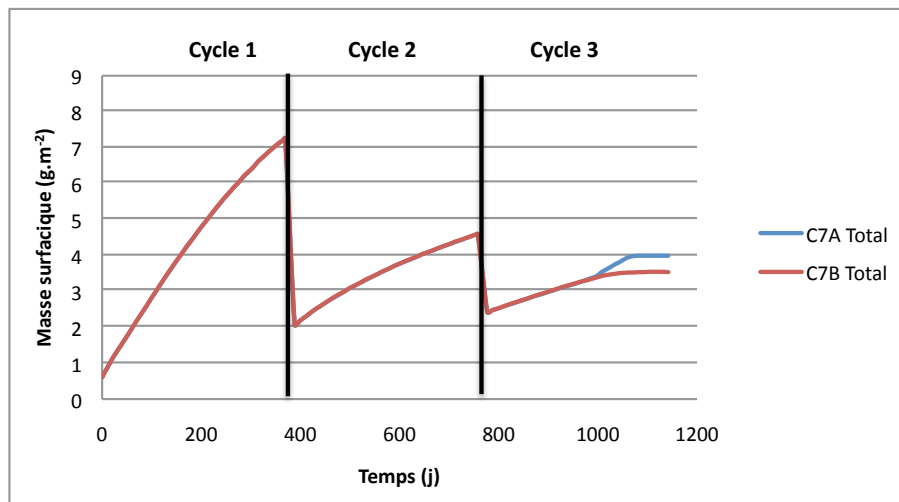


FIGURE 4.17 : Evolution de la masse surfacique du dépôt au cours du temps, précipitation à la surface uniquement (avec ébullition).

Pour comparaison, les essais menés par March [40] sur la boucle CIRENE conduisent à des valeurs du facteur d'enrichissement de l'ordre de 1,1 dans les régions proches de l'ONB et de 1,6 pour des écoulements moins sous-saturés.

#### 4.2.2.5.2 Précipitation dans le dépôt

La précipitation dans le dépôt dépendant du facteur d'enrichissement à la surface, il nous est impossible de désactiver la précipitation à la surface sans affecter la précipitation dans le dépôt. La figure 4.18 présente l'évolution de la masse surfacique dans le cas précédent,

c'est-à-dire avec uniquement l'impact du facteur d'enrichissement et dans le cas où la précipitation dans le dépôt est aussi activée. Comme on peut le voir sur la figure, la masse de dépôt due au mécanisme de précipitation dans le dépôt est bien plus importante que celle due à la seule précipitation à la surface. Nous rappelons que le flux de précipitation dans le dépôt est égal au flux de vaporisation pondéré par la constante  $K_{vap}$  calculée par l'équation (3.69) du paragraphe §3.3.3.2.

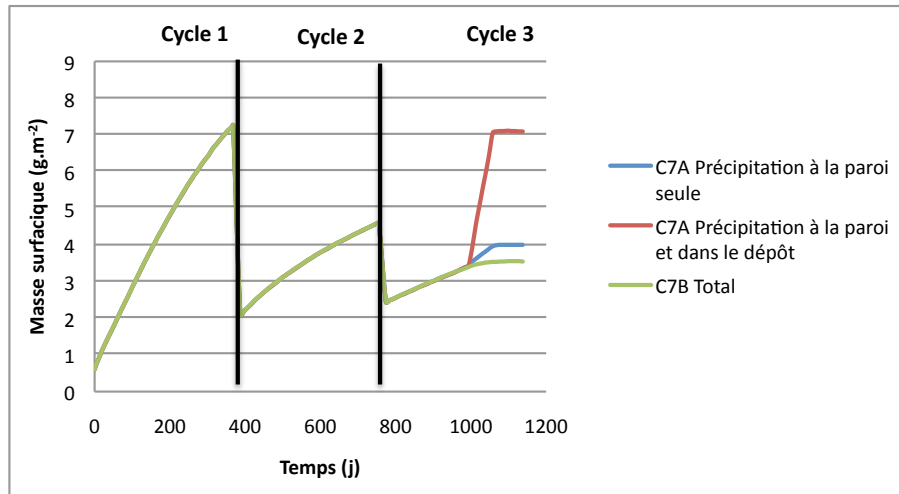


FIGURE 4.18 : Evolution de la masse surfacique du dépôt au cours du temps, précipitation à la surface et précipitation dans le dépôt (avec ébullition).

#### 4.2.2.5.3 Répartition nickel/fer dans le dépôt

Nous allons maintenant étudier la répartition des deux principaux composés du dépôt : le nickel et le fer. La figure 4.19 présente l'évolution de la fraction de nickel et de fer dans le dépôt au cours des trois cycles de fonctionnement. Le rapport Ni/Fe varie très peu entre le cycle avec ébullition et le cycle sans ébullition dans la région C7A. Les mécanismes de précipitation sous ébullition ont cependant très légèrement tendance à privilégier la formation de nickel sur le dépôt.

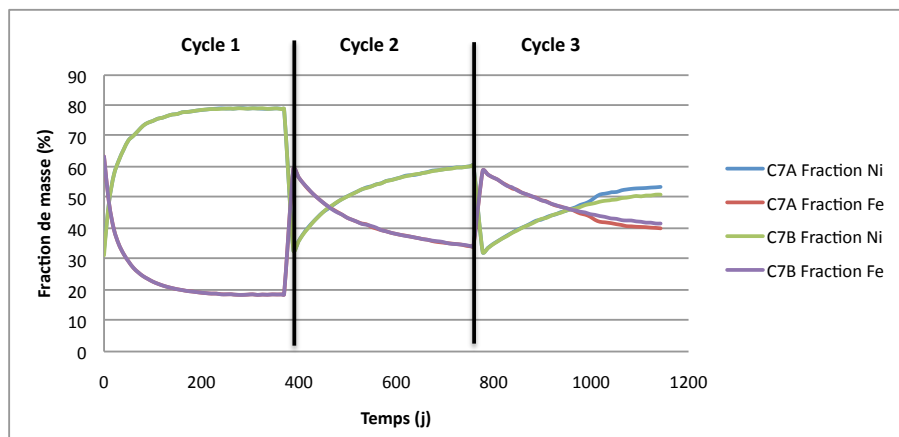


FIGURE 4.19 : Evolution des fractions de nickel et de fer dans le dépôt en fonction du temps et comparaison sans ébullition, précipitation à la surface et dans le dépôt (avec ébullition).

#### 4.2.2.5.4 Etude de la dissolution

La figure 4.20 présente l'évolution du flux de dissolution total au cours du troisième cycle de fonctionnement dans le cas où seule la précipitation à la surface du dépôt est considérée et dans le cas où la précipitation dans le dépôt est aussi considérée. Nous n'avons pas représenté les cycles précédents car le but ici est de montrer que lors de l'ébullition le flux de dissolution total reste inférieur au flux de précipitation total (i.e. pour tous les éléments). Sur la figure on remarque une augmentation du flux de dissolution dans le cas où le mécanisme de précipitation dans le dépôt est considéré. En effet l'épaisseur de dépôt étant plus importante, les concentrations en fer et en nickel le sont aussi. Bien qu'augmentant au cours du temps la dissolution du dépôt est toujours bien plus faible que la précipitation.

L'ensemble des éléments précipitent dans le dépôt (principalement nickel, fer et chrome) par contre certains éléments peuvent se dissoudre à la surface comme le fer.

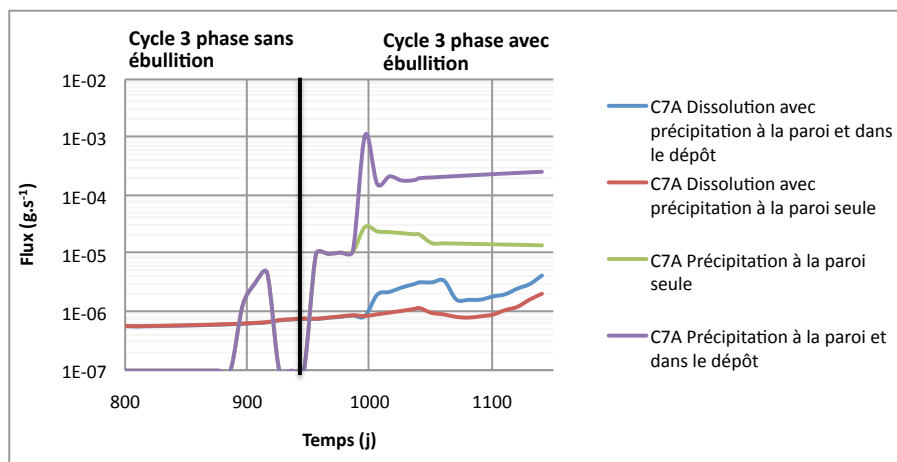


FIGURE 4.20 : Evolution du flux de dissolution au cours du temps, précipitation à la surface et dans le dépôt (avec ébullition).

#### 4.2.2.6 Etude du flux d'érosion

Dans ce paragraphe allons étudier le flux d'érosion. La figure 4.21 présente l'évolution du flux d'érosion au cours des trois cycles dans deux régions, *C7 A* région avec ébullition au cours troisième cycle et *C7 B* région sans ébullition située à la même hauteur sur le combustible. Au cours des deux cycles sans ébullition, l'évolution du flux d'érosion est la même pour les deux régions considérées. Le flux augmente au cours du temps du fait de l'augmentation de l'épaisseur de dépôt (diminution de la résistance à l'érosion avec l'épaisseur). Au cours du cycle avec ébullition le flux d'érosion de la région *C7 A* augmente fortement du fait de la forte augmentation de dépôt. Le flux d'érosion change de régime à partir du moment où l'épaisseur de dépôt dépasse l'épaisseur dite d'ébullition (ici environ 20  $\mu m$ ). L'augmentation importante du flux d'érosion implique un transfert de masse plus important du dépôt vers le fluide, ce qui implique une augmentation importante de l'activité volumique dans le fluide comme on peut le voir sur la figure 4.11.

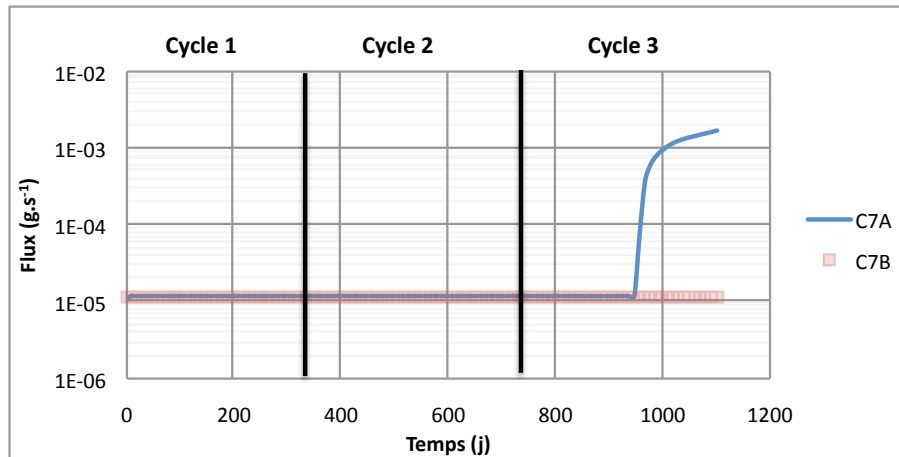


FIGURE 4.21 : Evolution du flux d'érosion en fonction du temps (avec ébullition).

L'érosion d'un dépôt important conduit au relâchement d'agglomérats de particules (desquamation du dépôt). Ceci est pris en compte dans la modélisation du flux d'érosion en supposant que lorsque l'ébullition se déclenche dans une région donnée, la loi de distribution des tailles des particules est modifiée par rapport à celle des autres régions sans ébullition. Ceci va considérablement modifier le comportement des particules (i.e. agglomérats de particules) érodées du dépôt des régions avec ébullition. En effet, ces particules ont une probabilité de collage quasiment nulle (cf. §3.1.3.1) elles restent donc en suspension dans le fluide primaire. Ces particules, après érosion, seront donc quasiment uniquement en suspension dans le fluide primaire et retenues dans le filtre à particules.

### 4.2.3 Conclusion partielle sur les flux de matière

L'étude des différents flux lors d'un cycle avec ébullition a montré la prépondérance des flux de dépôt par rapport aux flux de précipitation et en particulier du flux de dépôt par vaporisation. Du point de vue de la composition du dépôt, les calculs menés sur l'impact des différents flux tendent à démontrer un dépôt plus important de nickel que de fer sur le dépôt. Cependant, le rapport des masses déposées de fer et de nickel est du même ordre de grandeur que l'on soit en régime d'ébullition ou non.

Nous allons maintenant nous intéresser à la validation de la modélisation présentée par comparaison avec le retour d'expérience du parc nucléaire français ainsi que les résultats issus de l'étude bibliographique.

## 4.3 Validation globale de la modélisation

Cette étude vise à valider de manière globale et non plus flux par flux comme cela a été présenté à la section précédente §4.2.1, la modélisation présentée au chapitre précédent §3. Nous allons ainsi, à partir de données de fonctionnement de réacteurs du parc nucléaire français, extraire les principales caractéristiques de ces cycles de fonctionnement particuliers. A partir de ces données nous allons bâtir un jeu de données dit de validation qui nous permettra de confronter les résultats issus de la modélisation avec ce retour d'expérience.

### 4.3.1 Données issues du retour d'expérience du parc nucléaire français

Nous allons dans ce paragraphe présenter quelques montées d'activité volumique issues du retour d'expérience des centrales françaises. Nous verrons en particulier les effets du stretch-out, et quels sont les isotopes radioactifs affectés par ces montées d'activité.

#### 4.3.1.0.1 Montée d'activité en $^{58}\text{Co}$ sans stretch-out

Les figures 4.22 et 4.23 présentent des montées d'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  sans stretch-out<sup>2</sup>. Les variations de puissance ainsi que le débit du RCV sont aussi représentées sur ces figures respectivement en rouge et en vert. Au début du cycle considéré, l'activité volumique du  $^{58}\text{Co}$  dans le fluide primaire est stable aux alentours de 10-20 MBq.t<sup>-1</sup>. A la fin du cycle, celle-ci peut atteindre 1000 MBq.t<sup>-1</sup>.

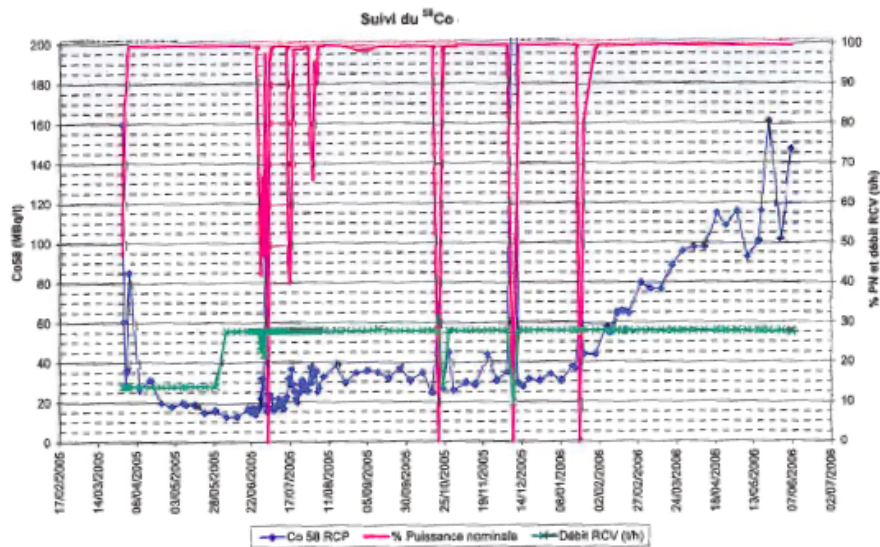


FIGURE 4.22 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$  observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

2. Stretch-out : appellation correspondant à l'allongement d'un cycle de fonctionnement au delà de sa longueur "naturelle" en diminuant la puissance nominale avec le temps.

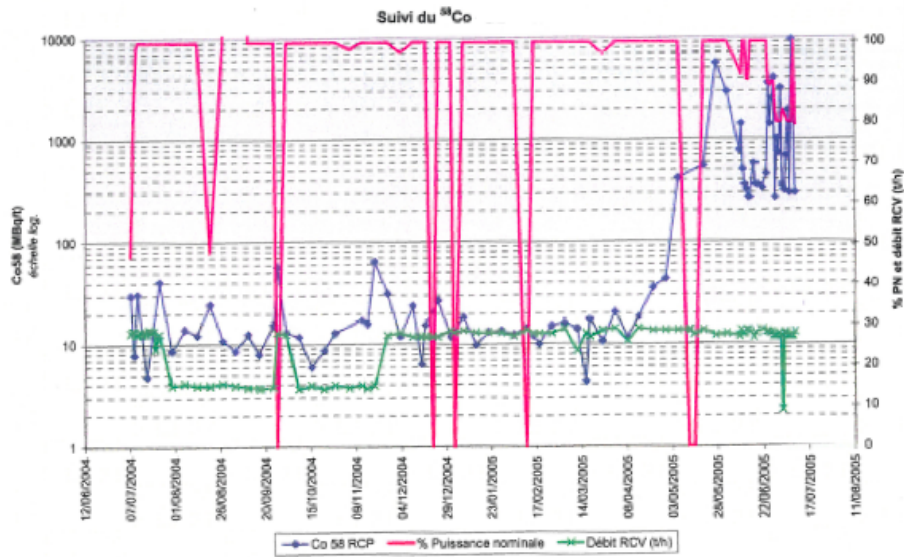


FIGURE 4.23 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$  observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

#### 4.3.1.0.2 Montée d'activité en $^{58}\text{Co}$ avec stretch-out

Les figures 4.24 et 4.25 présentent des montées d'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  avec stretch-out, celui-ci est caractérisé par la baisse linéaire de puissance en fin de cycle. On peut remarquer sur ces figures que lors du stretch-out, l'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  du fluide primaire diminue rapidement pour retrouver son niveau de début de cycle. En effet, lors du stretch-out, la puissance et la température (fluide et paroi) diminuent, les conditions nécessaires au déclenchement de l'ébullition à la paroi ne sont plus remplies et celle-ci cesse. Le transfert de masse entre le dépôt et le fluide diminue fortement et redevient petit à petit "normal", l'activité volumique, quant à elle, diminue par filtration des particules dans le circuit RCV.

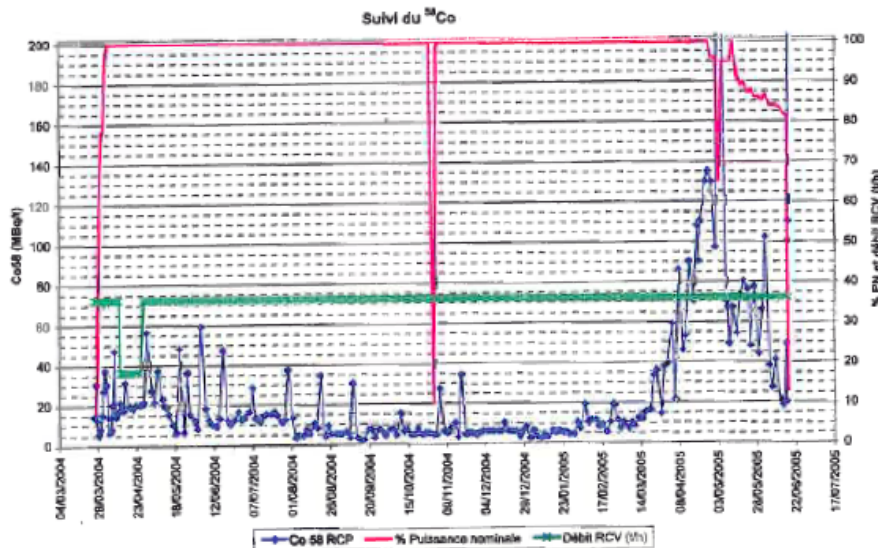


FIGURE 4.24 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$  avec stretch-out observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

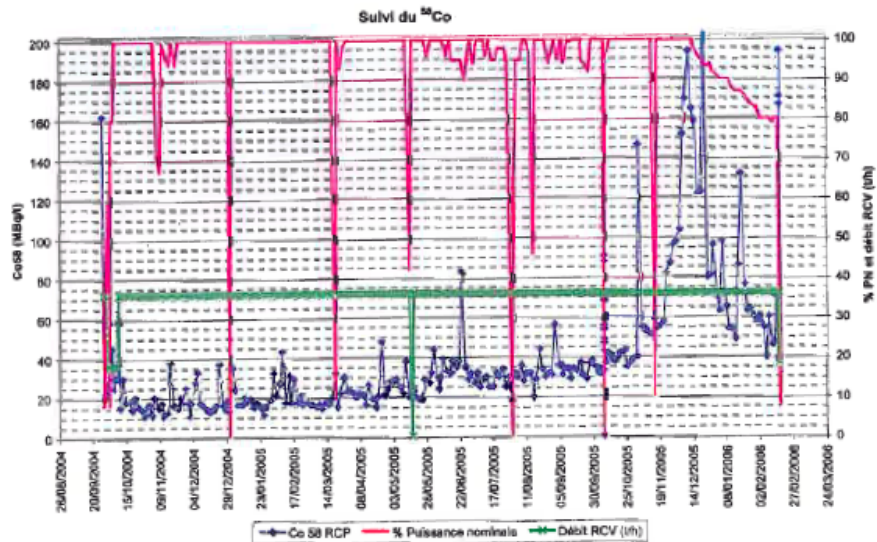


FIGURE 4.25 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$  avec stretch-out observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

#### 4.3.1.0.3 Montée d'activité en $^{58}\text{Co}$ , $^{60}\text{Co}$ , $^{51}\text{Cr}$ et $^{54}\text{Mn}$ avec stretch-out

Les figures 4.26 et 4.27 présentent des montées d'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  sur deux cycles REP français avec stretch-out. On peut remarquer sur ces figures que l'activité volumique dans le fluide primaire augmente fortement pour le  $^{58}\text{Co}$  et le  $^{51}\text{Cr}$  et relativement peu pour le  $^{60}\text{Co}$  et le  $^{54}\text{Mn}$ .



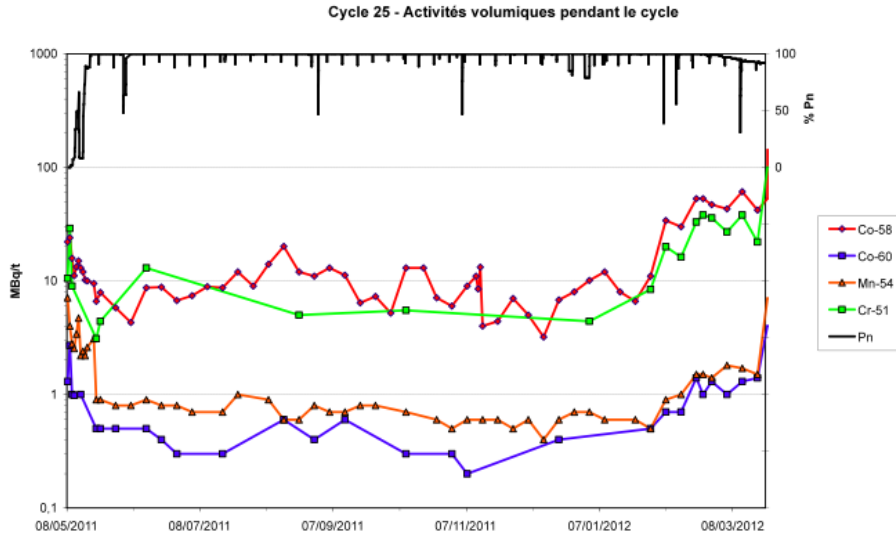


FIGURE 4.26 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  avec stretch-out observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

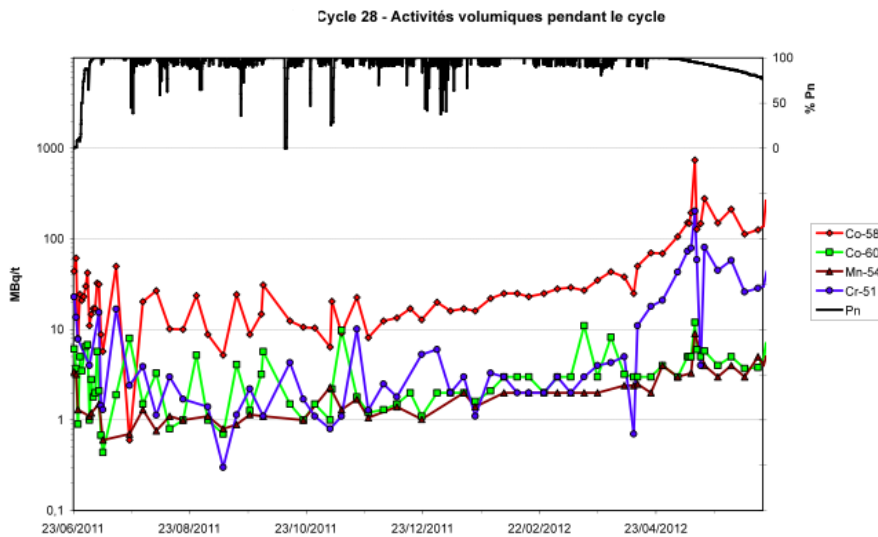


FIGURE 4.27 : Montée d'activité en  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  avec stretch-out observée dans un cycle d'un REP français (EDF).

Le retour d'expérience montre ici une forte augmentation des activités volumiques en  $^{58}\text{Co}$  et  $^{51}\text{Cr}$  alors que les activités volumiques en  $^{60}\text{Co}$  et  $^{54}\text{Mn}$  augmentent faiblement. L'activité du fluide primaire diminue (ou stagne) avec la baisse de puissance en fin de cycle comme nous l'avons vu dans le cas de cycles de fonctionnement avec stretch-out.

Bien que non représenté dans ce paragraphe, lors d'un cycle présentant une montée d'activité volumique, on n'observe généralement pas de contamination plus importante des surfaces hors flux. Concernant les épaisseurs de dépôt sur le combustible, d'après l'étude bibliographique, celle-ci peut atteindre entre une vingtaine et une centaine de micromètres. Du point de vue de la composition du dépôt, le rapport des masses fer/nickel dans le dépôt doit être du même ordre de grandeur que celui du dépôt non soumis à un régime

d'ébullition.

### 4.3.2 Définition du jeu de données pour l'étude de validation

En se basant sur l'étude menée au paragraphe §4.3.1, les points suivants sont à étudier :

- Les activités volumiques des isotopes  $^{58}\text{Co}$  et  $^{51}\text{Cr}$  doivent présenter une forte augmentation au cours d'un cycle avec ébullition,
- Les activités volumiques des isotopes  $^{60}\text{Co}$  et  $^{54}\text{Mn}$  doivent légèrement augmenter au cours d'un cycle avec ébullition,
- L'augmentation de l'activité surfacique des surfaces hors flux ne doit pas être trop importante, nous étudierons en particulier les surfaces des tubes des générateurs de vapeur pour vérifier ce point,
- Le rapport fer/nickel doit être du même ordre de grandeur au cours d'un cycle de fonctionnement avec ébullition que sans ébullition,
- L'épaisseur des dépôts formés en régime d'ébullition doit être très supérieure à celles des dépôts formés dans les régions sans ébullition,
- L'impact du stretch-out sur le calcul de l'activité sera aussi étudié (avec simulation d'une baisse de température), un arrêt de l'ébullition et une baisse d'activité volumique doivent être observés.

Pour les calculs d'activités volumiques nous utiliserons celles calculées au niveau de la région *Branche chaude*, région où le piquage de la ligne de prélèvement se situe dans un REP. Le nombre de Reynolds étant très important, la concentration des produits de corrosion dans le fluide peut être considérée comme homogène dans toutes les régions du circuit primaire.

Nous utiliserons un jeu de données avec les paramètres suivants :

- Réacteur type REP 1300 MWe,
- L'étude se fera sur la région la plus chaude d'un assemblage combustible, au niveau du septième inter-grille, avec ébullition au maximum sur un tiers de cœur,
- Durée : 4 cycles de fonctionnement sans rechargement du combustible. Le premier cycle permet de stabiliser le relâchement provenant des générateurs de vapeur (passivation des surfaces initialement neuves), l'impact des différents flux sera étudié sur le premiers tiers de cœur, celui chargé après ce premier cycle de fonctionnement afin que le relâchement plus important dû aux surfaces neuves des générateurs de vapeur ne perturbe pas l'étude (en particulier sur les niveaux d'activité volumique),
- Ebullition sur un tiers du cœur à partir du cycle 3 jusqu'en fin de cycle 4, cette surface correspond à 299 m<sup>2</sup> soit 4,1 % de la surface totale des gaines de combustible,
- Nous simulerons un stretch-out à la fin du cycle 4,
- Une comparaison sera faite avec les régions combustible situées à la même hauteur que celles avec ébullition, un calcul entièrement sans ébullition sera aussi effectué en particulier pour les calculs d'activité volumique et d'activité surfacique.

Les conditions thermohydrauliques de la région sous ébullition pour chaque cycle sont décrites dans les tableaux 4.15 et 4.16.

Conditions	Cycle 1	Cycle 2	Cycle 3		Cycle 4	
Durée (j)	368	368	264	104	264	104
Température du fluide (°C)	323	323	323	325	325	330
Température de paroi (°C)	338	338	338	345	345	345
Reynolds	$4,95.10^5$	$4,95.10^5$	$4,95.10^5$	$4,94.10^5$	$4,95.10^5$	$4,94.10^5$
DPA	1,08	1,08	1,08	1,2	1,2	1,5
Densité de flux thermique moyenne ( $MW.m^{-2}$ )	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6

Tableau 4.15 : Conditions de fonctionnement dans la région étudiée.

Conditions	Stretch-out
Durée (j)	80
Température du fluide (°C)	297
Température de paroi (°C)	310
Reynolds	$5.10^5$
DPA	1,5
Densité de flux thermique moyenne ( $MW.m^{-2}$ )	0,6

Tableau 4.16 : Conditions du stretch-out en fin de cycle 4.

La figure 4.28 représente l'évolution de la température de paroi et de fluide dans la région *C7A* au cours des 4 cycles de fonctionnement. Les températures de paroi et de fluide augmentent au cours des cycles avec ébullition et diminuent lentement lors du stretch-out du quatrième cycle de fonctionnement. Une mise à l'arrêt à froid (MAF) avec oxygénation est entièrement simulée en fin de quatrième cycle après le stretch-out.

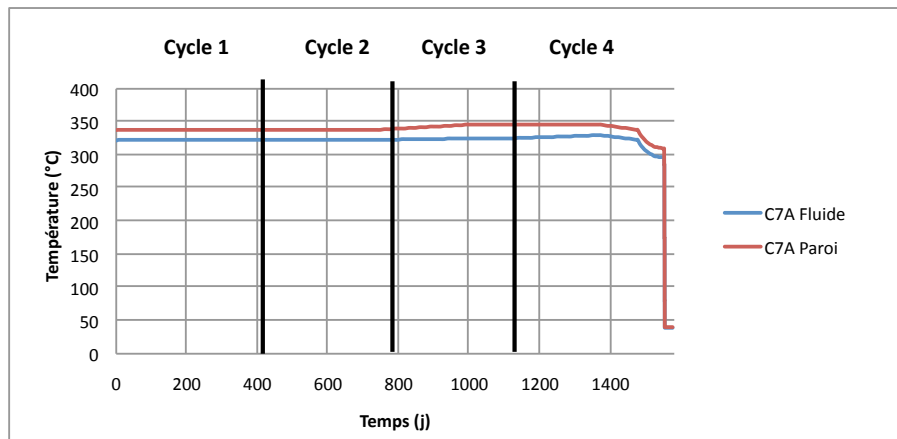


FIGURE 4.28 : Evolution de la température de paroi et de fluide au cours du temps et des 4 cycles de fonctionnement.

### 4.3.3 Etude des épaisseurs de dépôt

Nous calculerons l'épaisseur de dépôt formé à partir de la masse surfacique du dépôt donnée par calcul OSCAR. La figure 4.29 représente l'évolution de l'épaisseur du dépôt sur les régions *C7A* et *C7B* au cours des 4 cycles de fonctionnement. Dans la seconde moitié du

troisième cycle, l'épaisseur de dépôt de la région avec ébullition augmente brusquement jusqu'à atteindre 25 et 30  $\mu m$  bien au dessus de l'épaisseur du dépôt de la région sans ébullition ( $< 5 \mu m$ ). A la fin du troisième cycle, une mise à l'arrêt à froid provoque un changement des conditions chimiques du fluide primaire (passage progressif d'un régime réducteur en fonctionnement jusqu'à un régime oxydant avec injection d'oxygène à 80 °C), conditions favorisant la dissolution du nickel déposé sur le combustible.

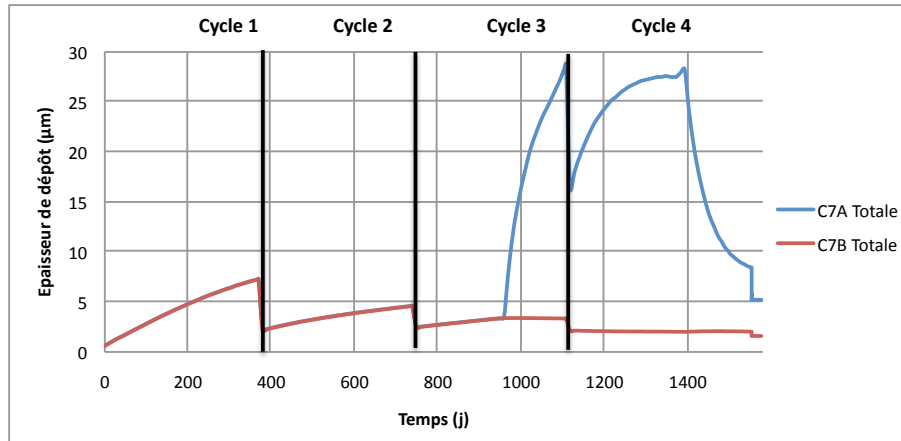


FIGURE 4.29 : Evolution de l'épaisseur de dépôt au cours du temps.

Cependant, comme on peut le voir sur la figure 4.30, bien que l'épaisseur de dépôt augmente fortement, le rapport Fe/Ni diminue un peu mais permet de confirmer la précipitation de fer sur (et dans) le dépôt en régime d'ébullition. Le nickel en contact avec le fer va former des phases solides (oxydes mixtes de nickel et de fer) moins solubles que le nickel métallique en milieu oxydant. Un dépôt important (ici environ 16  $\mu m$ ) va donc rester sur le combustible non déchargé ayant subi un régime d'ébullition avant d'entamer un autre cycle de fonctionnement. Lors du quatrième cycle de fonctionnement, l'épaisseur de dépôt ré-augmente rapidement, à partir de l'épaisseur initiale, jusqu'à la même valeur que celle du cycle précédent, représentant l'équilibre entre l'érosion et la dépôt/précipitation dans la région considérée.

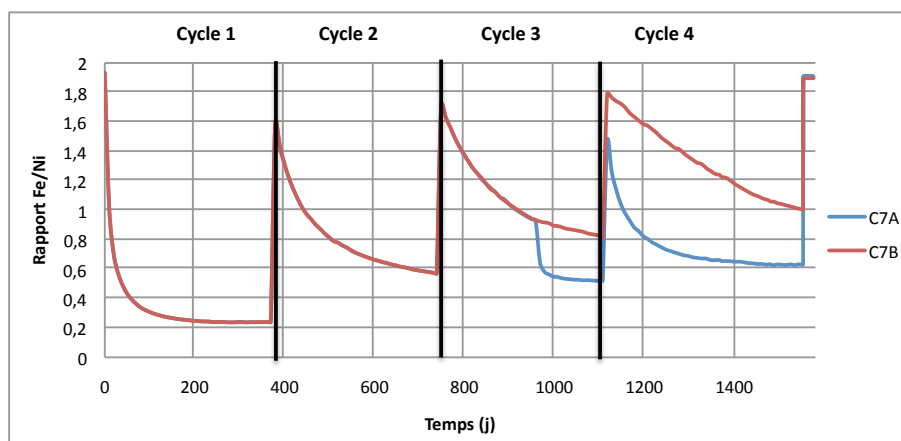


FIGURE 4.30 : Evolution du rapport Fe/Ni au cours du temps.

Lors du stretch-out simulé à la fin du quatrième cycle de fonctionnement, l'ébullition cesse du fait de la baisse de température (cf. figure 4.28), l'équilibre dépôt/précipitation et éro-

sion est rompu, le flux d'érosion reste important tandis que les flux de dépôt/précipitation diminuent très fortement ce qui implique une baisse importante de l'épaisseur de dépôt.

Les épaisseurs de dépôt atteintes ici sont en accord avec l'expérience (20 et 50  $\mu m$ ). L'épaisseur de dépôt dans les régions avec ébullition est principalement régit par le débit de vaporisation (qui dépend de la DPA et du flux thermique moyen) et l'épaisseur limite d'érosion  $e_{ebu}$  (paramètre du mécanisme d'érosion décrit au paragraphe §3.3.5.2) qui régit le changement de régime d'érosion. L'épaisseur augmente ainsi plus ou moins rapidement en fonction du débit de vaporisation mais elle est limitée par l'épaisseur limite d'érosion  $e_{ebu}$ . En effet, au-dessus de cette épaisseur, le flux d'érosion augmente avec la masse du dépôt, devenant ainsi plus important que les flux de précipitation/dépôt. Cependant, l'épaisseur de dépôt (et donc les activités volumiques) dépend de la calibration adoptée, en effet, avec une érosion sous ébullition moins forte l'épaisseur de dépôt serait plus importante.

#### 4.3.4 Etude des activités volumiques dans le fluide primaire

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'évolution au cours de ces 4 cycles de fonctionnement des activités volumiques des principaux radio-isotopes du fluide primaire ( $^{58}Co$ ,  $^{60}Co$ ,  $^{51}Cr$  et  $^{54}Mn$ ). La figure 4.31 présente l'évolution des activités volumiques de ces isotopes au cours de ces 4 cycles de fonctionnement. Lors des deux premiers cycles, l'activité volumique augmente peu et elle est inférieure à  $20 MBq.m^{-3}$  en  $^{58}Co$ . Au cours du troisième cycle, les activités volumiques en  $^{58}Co$  et en  $^{51}Cr$  augmentent rapidement pendant le dernier tiers de fonctionnement correspondant au déclenchement de l'ébullition dans la région *C7 A*. Les activités volumiques en  $^{60}Co$  et  $^{54}Mn$  augmentent durant ce dernier tiers de cycle mais restent très faibles devant les montées observées en  $^{58}Co$  et en  $^{51}Cr$ . Les activités volumiques atteignent pour le  $^{58}Co$  environ  $200 MBq.m^{-3}$  et  $50 MBq.m^{-3}$  pour le  $^{51}Cr$ . Ces résultats sont en accord avec les montées d'activités volumiques observées en centrale (cf. §4.3.1).

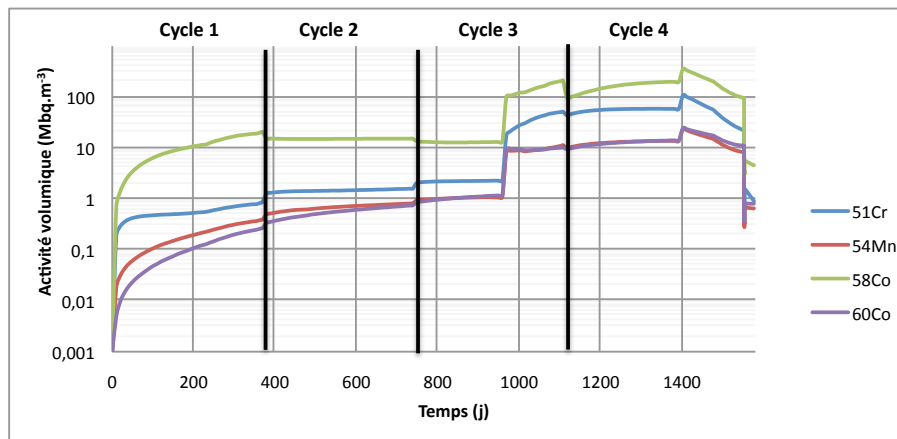


FIGURE 4.31 : Evolution des activités volumiques dans le fluide primaire au cours des 4 cycles de fonctionnement.

Au cours du dernier cycle de fonctionnement, avant le stretch-out, l'activité volumique en  $^{58}Co$  dans le fluide est importante et elle atteint les mêmes valeurs que celles du cycle précédent. Un pic important d'activité est observé au début du stretch-out. Ce pic d'activité volumique est dû à l'arrêt de l'ébullition dans la région *C7 A* du fait de la baisse de température au cours du stretch-out (cf. figure 4.28). En effet, si l'ébullition cesse alors

que le dépôt est important, l'équilibre entre les flux de précipitation/dépôt et érosion est rompu, l'érosion reste importante tandis que le dépôt diminue fortement. Le transfert de masse du dépôt vers le fluide est donc beaucoup plus important que celui du fluide vers le dépôt entraînant ainsi ce pic d'activité. L'activité volumique diminue ensuite du fait que le transfert de masse dû à l'érosion du dépôt diminue avec l'épaisseur de celui-ci comme on peut le voir sur la figure 4.29 (épaisseur diminue en fin de cycle du fait de l'arrêt de l'ébullition). La figure 4.32 illustre ce déséquilibre au cours du quatrième cycle de fonctionnement, on remarque qu'au début du stretch-out le flux d'érosion (en rouge sur la figure) devient supérieur au flux de dépôt/précipitation (respectivement en bleu et violet sur la figure) entraînant ainsi ce pic d'activité.

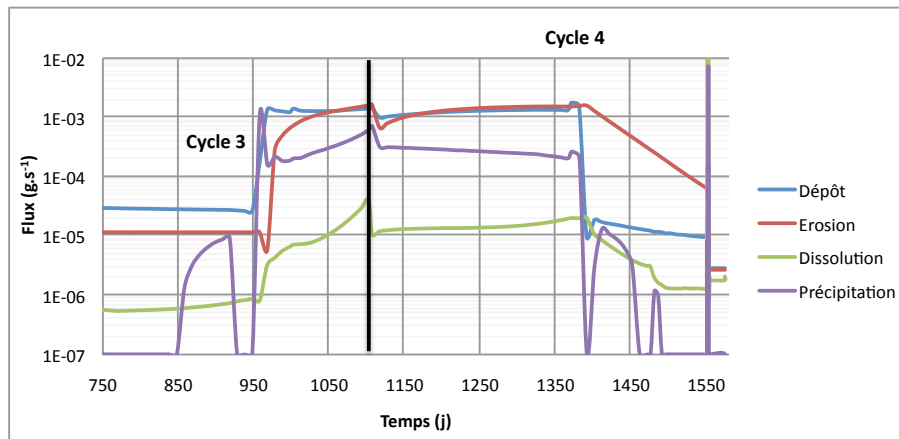


FIGURE 4.32 : Evolution des flux de matière totaux au cours des cycles 3 et 4.

L'activité volumique du fluide primaire provient principalement de l'érosion du dépôt sur le combustible, dû au dépôt de particules. En régime d'ébullition, toute modification du flux de dépôt a un impact sur la vitesse de croissance du dépôt et donc sur l'équilibre qui se produit entre le dépôt et l'érosion. Deux paramètres du mécanisme d'érosion peuvent influencer sur l'activité volumique. Le premier étant le coefficient d'érosion dans le régime d'érosion à forte épaisseur de dépôt qui fixe la cinétique de cet équilibre. Un coefficient important implique un équilibre rapide et une érosion plus importante (l'épaisseur de dépôt valant dans ce cas quasiment  $e_{ébu}$ ), un coefficient faible entraîne un équilibre lent et une augmentation d'épaisseur de dépôt bien au dessus de  $e_{ébu}$ . Le second paramètre est l'épaisseur limite d'érosion  $e_{ébu}$ , si celle-ci est importante, le déclenchement du régime d'érosion à forte épaisseur ne se fera qu'avec un dépôt important et donc la montée d'activité sera retardée par rapport au déclenchement de l'ébullition ou bien inexistante. Au contraire, une épaisseur faible entraîne un "retard" entre déclenchement de l'ébullition et montée d'activité pratiquement nul. La loi de distribution des tailles de particule est aussi un paramètre important pour l'activité volumique, en effet celle-ci impacte tout particulièrement le dépôt (dans les régions sans ébullition) et le temps de résidence des particules dans le fluide primaire comme nous le verrons au paragraphe suivant.

#### 4.3.5 Etude de la contamination des surfaces du circuit primaire

Une des exigences de cette modélisation est de ne pas plus contaminer les surfaces hors flux du circuit primaire du fait de l'ébullition sur une région du cœur combustible. En effet, un transfert de masse important du dépôt vers le fluide primaire implique une concentration particulière plus grande dans le fluide et donc tend à favoriser le dépôt dans toutes les

régions du circuit primaire et donc à sur-contaminer les surfaces. Comme nous l'avons expliqué avant, le dépôt de produits de corrosion qui se forme dans les régions avec ébullition est plus épais que celui formé dans les autres régions, ce qui peut conduire à ce que l'érosion "arrache" au dépôt des agglomérats de particules et non plus des particules (cf. §3.3.5.3). L'étude du flux de dépôt en régime monophasique menée au paragraphe §3.1.3.1 et en particulier sur les probabilités de collage montre que plus la taille des particules est importante (jusqu'à une certaine taille de particules), plus la probabilité que la particule reste sur le dépôt est faible. Cependant, utiliser une taille de particule trop importante implique que le dépôt sur les surfaces du circuit primaire et donc que l'activité surfacique de ces surfaces soient plus faibles qu'en régime monophasique. Ce phénomène est d'autant plus accentué que nous utilisons ici une seule taille de particules pour l'ensemble des particules du fluide primaire. Nous allons donc présenter dans ce chapitre des calculs d'activité surfacique en fonction de la taille des particules. L'influence de la taille des particules sur les autres paramètres tels que l'activité volumique ou l'épaisseur de dépôt sera menée plus loin dans ce chapitre.

La figure 4.33 représente l'évolution de l'activité surfacique (en  $^{58}\text{Co}$ ) d'une région d'un générateur de vapeur (*GV F*) (coté froid) au cours des 4 cycles de fonctionnement pour les diamètres de particules suivants :

- 0,5  $\mu\text{m}$  (diamètre moyen sans ébullition OSCAR),
- 2,0  $\mu\text{m}$ ,
- 3,0  $\mu\text{m}$ ,
- 3,5  $\mu\text{m}$ ,
- 5,0  $\mu\text{m}$ .

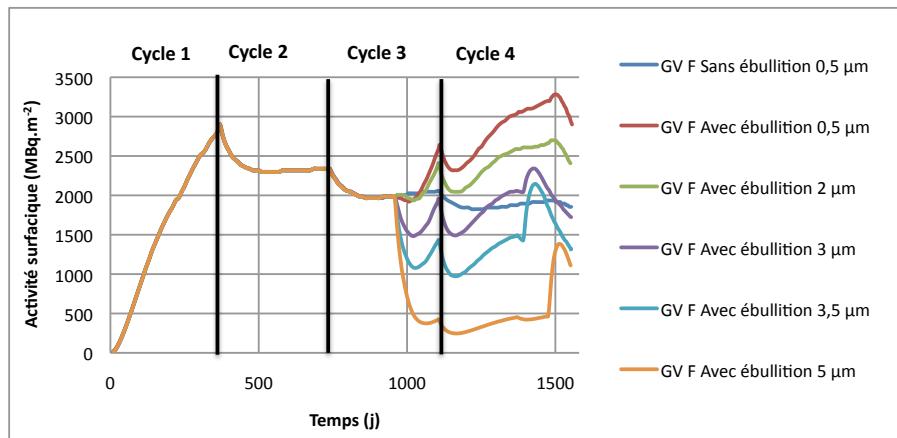


FIGURE 4.33 : Evolution de l'activité surfacique en  $^{58}\text{Co}$  de la région considérée sans ébullition au cours des 4 cycles de fonctionnement pour différents diamètres de particule.

Le calcul présenté sur la figure 4.33 montre bien que plus le diamètre de particules est important moins celles-ci se déposent. Le calcul précédent ne permet que de fixer un ordre de grandeur ou bien une tendance car nous avons modifié la granulométrie de l'ensemble des particules et non uniquement celles qui ont été érodées des régions avec ébullition d'où la variation brusque de l'activité surfacique en  $^{58}\text{Co}$  observée au cours du cycle 3 (la version actuelle du code OSCAR possède un seul milieu "particule" avec une granulométrie donnée). Un calcul plus précis nécessiterait la prise en compte de deux milieux particules de granulométries différentes.

L'activité surfacique sans ébullition dans la région *C7 A* est représentée par la courbe bleu intitulée *GV F Sans ébullition*, les autres courbes sont tracées avec ébullition dans la

région *C7A* et pour différents diamètres de particules. On remarque que si l'on garde la loi de distribution de particules du code OSCAR centrée sur  $0,5 \mu m$ , l'activité surfacique sur la région *GVF* augmente fortement. Avec un diamètre plus important, cette activité surfacique tend à décroître. Cependant, nous cherchons un diamètre de particule tel que l'activité surfacique soit proche de celle que l'on aurait s'il n'y avait pas ébullition. Du point de vue de la re-contamination des surfaces du circuit primaire, un diamètre de  $3 \mu m$  semble convenir. Cependant, le diamètre des particules n'influence pas uniquement la re-contamination des surfaces mais aussi l'activité volumique dans le fluide primaire. Une étude paramétrique sur ce point sera menée dans la section suivante.

### 4.3.6 Conclusion partielle

Dans cette section nous avons dans un premier temps effectué une validation par modèle avec les données issues de la littérature et en particulier des données issues de boucles d'essai. Puis, nous avons étudié les différents flux de transfert de masse en régime d'ébullition entre le fluide et le dépôt, et nous avons effectué une validation plus globale de la modélisation par comparaison au retour d'expérience des centrales françaises. Du point de vue des flux, nous avons finalement mis en évidence la prépondérance des flux de dépôt (dépôt par vaporisation et par piégeage) par rapport aux autres flux de matière (précipitation). Le flux de dépôt par vaporisation, du fait du faible diamètre des bulles formées à la paroi dans les conditions thermohydrauliques du circuit primaire, est le flux de dépôt le plus important même si le régime d'écoulement est sous-saturé. Nous avons aussi étudié l'importance de l'érosion sans laquelle la simulation des montées d'activités volumiques serait impossible.

Du point de vue de l'étude de validation, les résultats obtenus par le code OSCAR avec cette modélisation sont en bon accord avec les résultats du retour d'expérience en particulier sur les montées d'activité, les épaisseurs de dépôt et sur le fait que les surfaces du circuit primaire ne subissent pas de contamination plus importante du fait de l'ébullition dans certaines régions du cœur combustible.

Nous allons maintenant nous intéresser à certains paramètres clés de cette modélisation influençant grandement les valeurs présentées ci-dessus. Ces paramètres sont au nombre de 4 : la densité de flux thermique locale, le diamètre des particules, l'épaisseur limite d'érosion et la constante d'érosion.

## 4.4 Etude de l'influence des paramètres de la modélisation

Dans cette section nous allons nous intéresser à l'impact de certains paramètres définis par l'utilisateur du code OSCAR sur la modélisation des mécanismes de transfert de masse en régime d'ébullition. Pour toutes les régions du circuit primaire, l'utilisateur doit entrer les données thermohydrauliques suivantes :

- les températures de paroi et de fluide,
- la distribution de puissance axiale.

La température de fluide a un impact direct sur les mécanismes de transfert de masse, mais relativement faible pour les mécanismes avec ébullition. La température de paroi détermine la possibilité d'avoir ébullition dans la région considérée. En effet trois cas sont possibles :

- si la température de paroi est égale à la température d'ébullition  $T_{Ebu} = T_{sat} + \Delta T_{sat}$ , alors l'ébullition à la paroi est amorcée,



- si la température de paroi est inférieure à la température d'ébullition, l'ébullition peut s'amorcer dans le dépôt. Le code calcule la température d'interface oxyde/dépôt et si celle-ci devient égale à la température d'ébullition dans le dépôt, l'ébullition s'amorce,
- si la température de paroi est beaucoup plus faible que la température d'ébullition de sorte que la température d'interface oxyde/dépôt n'atteigne jamais la température d'ébullition, alors l'ébullition ne sera jamais amorcée dans cette région.

En pratique nous ne considérerons qu'une seule région combustible avec ébullition.

Une fois l'ébullition amorcée dans une région, c'est le débit de vaporisation qui va déterminer l'importance de l'ébullition. Le débit de vaporisation dépend de la densité de flux thermique comme cela est indiqué au paragraphe §3.2.2.7, la densité de flux thermique local est donnée par le produit de la densité de flux thermique moyenne et de la DPA (Distribution de Puissance Axiale) paramétrée par l'utilisateur.

Les modèles de dépôt par vaporisation et par piégeage reposent sur une modélisation physique du phénomène et ne possèdent pas de paramètres de calibration. Le facteur d'enrichissement ne dépend que de la densité de flux thermique et du titre thermodynamique et ne dépend pas de paramètres de calibration.

#### 4.4.1 Etude de l'influence de la densité de flux thermique

Nous étudierons dans ce paragraphe l'influence du flux thermique via une modification de la DPA dans la région avec ébullition. Pour cela, nous avons mené trois calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3* dans les conditions du tableau 4.17 sur 4 cycles de fonctionnement, seul la DPA est modifiée par rapport aux calculs menés précédemment.

Conditions	Cycle 1	Cycle 2	Cycle 3		Cycle 4	
Durée (j)	368	368	264	104	264	104 + SO
Température du fluide (°C)	323	323	323	325	325	330
Température de paroi (°C)	338	338	338	345	345	345
Reynolds	$4,95.10^5$	$4,95.10^5$	$4,95.10^5$	$4,94.10^5$	$4,95.10^5$	$4,94.10^5$
DPA ( <i>DPA 1</i> )	1,08	1,08	1,08	1,2	1,2	1,5
DPA ( <i>DPA 2</i> )	1,08	1,08	1,08	1,5	1,5	2,0
DPA ( <i>DPA 3</i> )	1,08	1,08	1,08	2,0	2,0	2,5
Densité de flux thermique moyenne ( $MW.m^{-2}$ )	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6

Tableau 4.17 : Conditions thermohydrauliques de la région *C7 A* pour les calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*. Le stretch-out (SO) est aussi simulé dans les mêmes conditions que celles du tableau 4.16.

##### 4.4.1.1 Etude de l'épaisseur de dépôt

La figure 4.34 représente l'évolution de l'épaisseur de dépôt au cours des 4 cycles de fonctionnement dans les conditions du tableau 4.17 pour les calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3* dans les régions *C7 A* et *C7 B*. On remarque sur la figure 4.34 que, plus la DPA est élevée (c'est-à-dire sur le calcul *DPA 3*), plus l'épaisseur déposée est importante. En effet, plus la DPA est important, plus la densité de flux thermique locale est importante et donc plus le débit de vaporisation est important ce qui implique que le dépôt avec ébullition est favorisée. L'équilibre avec l'érosion se fait à une épaisseur plus importante

si la DPA est plus grande. Une DPA passant de 1,5 à 2,5 entraîne une épaisseur de dépôt 65 % plus importante. Cependant, seules les conditions du calcul *DPA 1* sont réalistes dans un REP, les autres permettent d'étudier le comportement des modèles.

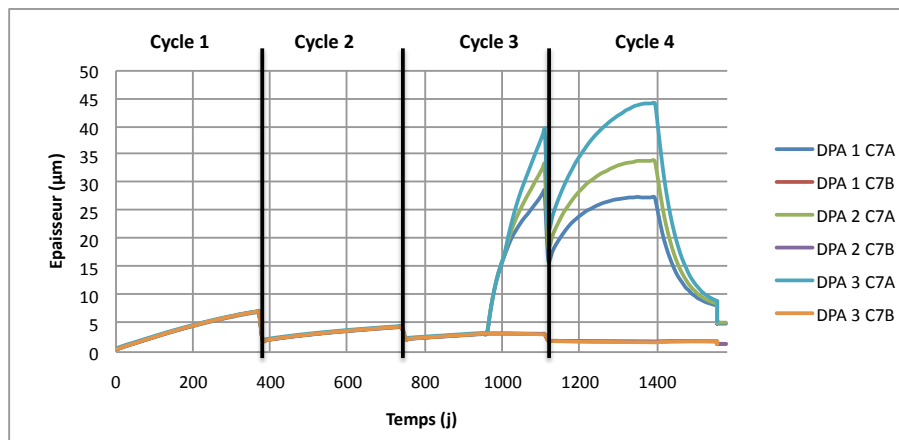


FIGURE 4.34 : Evolution de l'épaisseur de dépôt au cours des 4 cycles de fonctionnement dans les conditions des calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*.

#### 4.4.1.2 Etude de l'activité volumique dans le fluide primaire

Ayant étudié précédemment l'évolution des activités volumiques des 4 principaux isotopes  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  au paragraphe §4.3.4, nous ne présentons ici, par souci de ne pas surcharger les figures, uniquement l'évolution des activités volumiques du  $^{58}\text{Co}$  et du  $^{60}\text{Co}$ . La figure 4.35 présente l'évolution de l'activité volumique dans le fluide primaire du  $^{58}\text{Co}$  et du  $^{60}\text{Co}$  au cours des cycles 3 et 4 de fonctionnement pour les calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*. Au cours des cycles avec ébullition, l'activité en  $^{58}\text{Co}$  augmente fortement et plus la DPA locale est importante (*DPA 3*) plus ces montées d'activité sont importantes. Le pic observé avant le début du stretch-out est plus prononcé avec une DPA élevée, en effet l'épaisseur de dépôt étant plus importante la quantité de matière qui sera érodé est aussi plus importante conduisant à une activité volumique plus élevée dans le fluide primaire. L'activité volumique augmente à un niveau plus important avec l'augmentation de la DPA, mais aussi plus rapidement. L'équilibre avec l'érosion se fait à une épaisseur plus importante avec l'augmentation de la DPA. Lors du stretch-out, l'activité volumique diminue fortement du fait de l'arrêt de l'ébullition comme nous l'avons étudié au paragraphe §4.3.4.

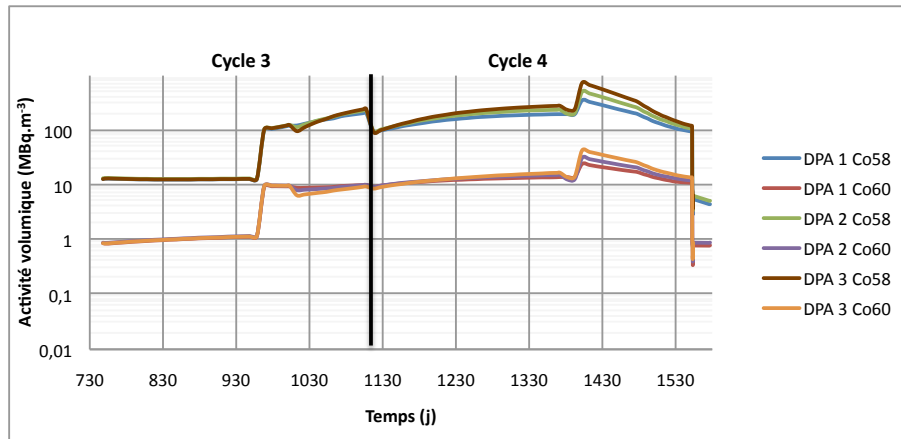


FIGURE 4.35 : Evolution de l'activité volumique du  $^{58}\text{Co}$  et du  $^{60}\text{Co}$  au cours des cycles 3 et 4 fonctionnement dans les conditions des calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*.

Les isotopes  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Mn}$  proviennent respectivement de l'activation des isotopes pères  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{50}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Fe}$ . La figure 4.36 présente l'évolution de la proportion de chaque isotope père dans le dépôt de la région *C7 A*. D'après ces résultats on remarque que les principaux isotopes qui se déposent sur le combustible sont le  $^{58}\text{Ni}$  et le  $^{54}\text{Fe}$  ce qui devrait donc conduire à une forte augmentation des activités volumiques en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{54}\text{Mn}$  dans le fluide primaire, ce qui est bien observé pour le  $^{58}\text{Co}$  mais pas pour le  $^{54}\text{Mn}$ . Une forte montée d'activité volumique en  $^{51}\text{Cr}$  est observée alors que la masse déposée en  $^{50}\text{Cr}$  est relativement faible. Ceci est dû au fait que la section efficace macroscopique (produit du nombre de noyaux par la section efficace microscopique) est bien plus élevée dans le cas du  $^{58}\text{Co}$  et du  $^{51}\text{Cr}$  que pour le  $^{54}\text{Mn}$  et le  $^{60}\text{Co}$  comme on peut le voir sur la figure 4.37 représentant l'évolution des activités surfaciques au cours des 4 cycles de fonctionnement.

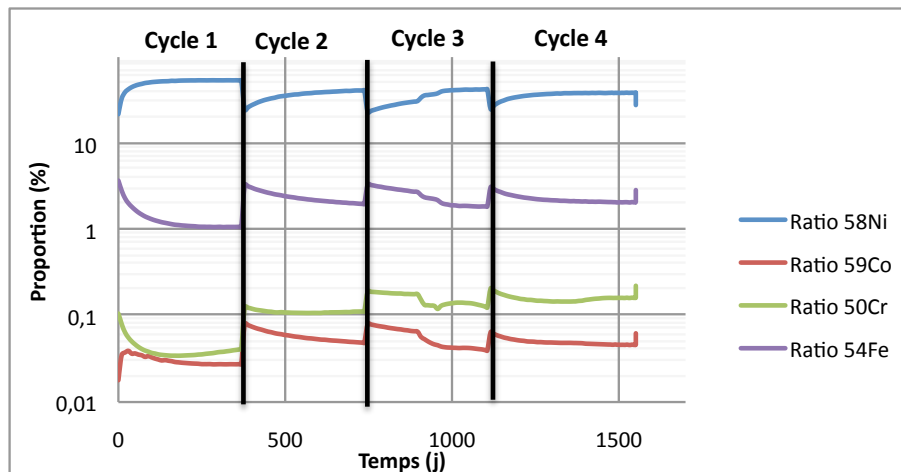


FIGURE 4.36 : Evolution de la proportion de la masse surfacique de l'isotope père au cours des 4 cycles de fonctionnement.

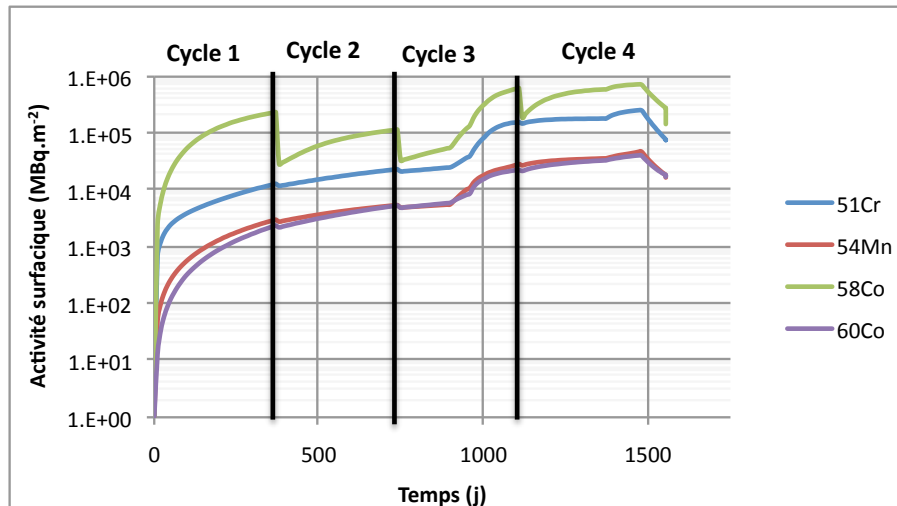


FIGURE 4.37 : Evolution de l'activité surfacique de la région *C7A* au cours des 4 cycles de fonctionnement.

#### 4.4.1.3 Evolution des paramètres thermohydrauliques

Une modification de la DPA de la région avec ébullition entraîne une modification des paramètres thermohydrauliques tels que le débit de vaporisation. La figure 4.38 représente l'évolution du débit de vaporisation de la région *C7A* au cours des 4 cycles de fonctionnement pour les calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*. Dès le déclenchement de l'ébullition dans la région *C7A*, le débit de vaporisation devient supérieur à 0 à la fin du troisième cycle et pour le quatrième cycle au complet (sans le stretch-out). La ligne noire verticale représente la séparation entre le cycle 3 et le cycle 4. Le débit de vaporisation augmente du fait de l'augmentation de l'épaisseur de dépôt et du fait de l'augmentation de la DPA (pour le cycle 4) et donc de la densité de flux thermique locale. On remarque que plus la DPA est importante (pour le calcul *DPA 3*) plus le débit de vaporisation est augmenté.

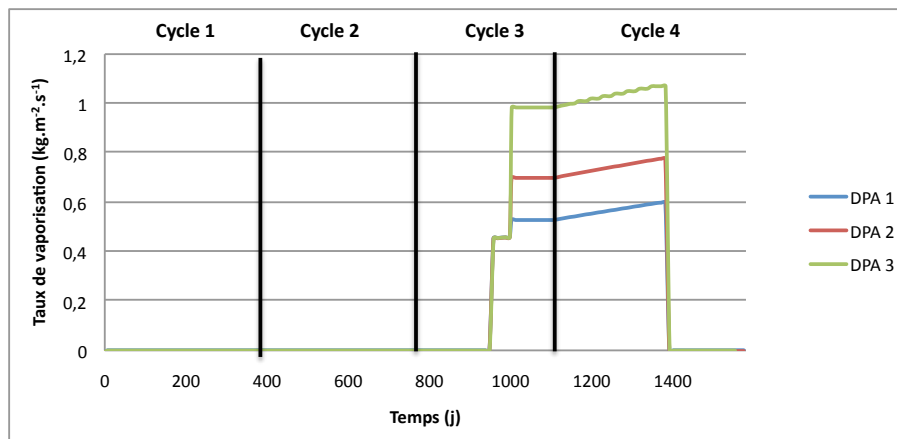


FIGURE 4.38 : Evolution du débit de vaporisation au cours des 4 cycles de fonctionnement dans les conditions des calculs *DPA 1*, *DPA 2* et *DPA 3*.

Le calcul *DPA 1* présente une valeur réaliste du débit de vaporisation en conditions REP primaires.

#### 4.4.2 Etude du mécanisme d'érosion

Le mécanisme d'érosion décrit au paragraphe §3.3.5 est paramétrable via deux paramètres :

- la constante d'érosion, paramètre permettant de définir la force de l'érosion (dans le cas du régime d'érosion à fortes épaisseurs, le flux d'érosion est proportionnel à la masse du dépôt ce qui tend à augmenter la valeur de ce flux),
- l'épaisseur limite d'érosion, paramètre permettant de définir l'épaisseur à partir de laquelle le régime d'érosion devient un régime à forte épaisseur (desquamation du dépôt).

La constante d'érosion est paramétrée dans le cas des régimes d'écoulement monophasique, mais celle-ci peut prendre une valeur différente dans le cas de l'ébullition.

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons étudier l'influence de ces deux paramètres sur la contamination due à l'ébullition.

##### 4.4.2.1 Etude de l'influence de l'épaisseur limite d'érosion

###### 4.4.2.1.1 Etude de l'influence sur l'épaisseur de dépôt

La figure 4.39 présente l'évolution de l'épaisseur de dépôt dans les régions *C7A* et *C7B* (respectivement avec et sans ébullition) au cours des 4 cycles de fonctionnement. Les deux calculs ont été menés avec des épaisseurs limites de 60, 40 et 20  $\mu m$ . On peut remarquer que plus l'épaisseur limite est importante plus l'épaisseur de dépôt observée au cours des cycles avec ébullition est grande. L'impact de ce paramètre sur l'épaisseur est toutefois assez modéré au-dessus de 40  $\mu m$ . Pour une épaisseur limite inférieure à 20  $\mu m$ , l'impact est très important sur l'épaisseur. Nous rappelons que l'épaisseur limite d'érosion ne représente pas l'épaisseur asymptotique du dépôt, mais un seuil avant un changement de régime d'érosion. Dans le cas de la figure 4.39, cette valeur peut être considéré comme une épaisseur asymptotique, en effet les flux de dépôt et de précipitation ne sont pas suffisant pour compenser ce changement de régime d'érosion.

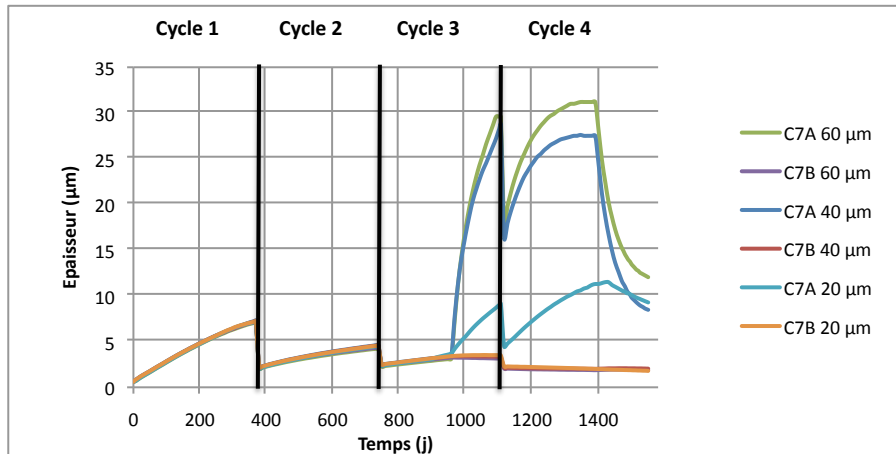


FIGURE 4.39 : Evolution de l'épaisseur de dépôt des régions *C7A* et *C7B* au cours des 4 cycles de fonctionnement pour différentes épaisseur d'érosion.

###### 4.4.2.1.2 Etude de l'influence sur l'activité volumique

La figure 4.40 présente les évolutions des activités volumiques dans le fluide primaire du  $^{58}\text{Co}$  et du  $^{60}\text{Co}$  au cours des 4 cycles de fonctionnement. L'épaisseur limite d'érosion a un impact très faible sur l'activité volumique au dessus de 40  $\mu m$ . En dessous de cette

valeur, l'accélération du dépôt du fait de l'augmentation de l'épaisseur de dépôt n'est pas possible car l'épaisseur limite d'érosion est supérieur à l'épaisseur limite  $e_{ebu}$  (épaisseur à partir de laquelle la constante  $K_{vap}$  est égale à 1. ).

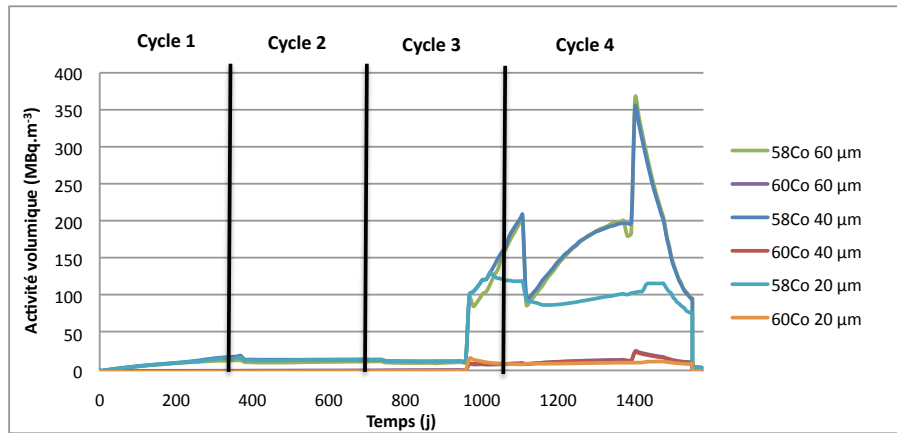


FIGURE 4.40 : Evolution de l'activité volumique en <sup>58</sup>Co et en <sup>60</sup>Co dans le fluide primaire au cours des 4 cycles de fonctionnement pour différentes épaisseurs d'érosion.

#### 4.4.2.2 Etude de l'influence de la constante d'érosion

Dans ce paragraphe nous allons présenter l'influence de la constante d'érosion du régime d'érosion à forte épaisseur sur l'épaisseur de dépôt et sur l'activité volumique.

##### 4.4.2.2.1 Influence sur l'épaisseur de dépôt

La figure 4.41 présente l'évolution de l'activité volumique au cours des 4 cycles de fonctionnement avec une constante d'érosion de  $1.10^{-8}$  et de  $1.10^{-9}$  pour le régime d'érosion à forte épaisseur pour les régions C7A et C7B. Plus la constante d'érosion est faible, plus l'épaisseur de dépôt est importante. Même si l'érosion à forte épaisseur dépend de la masse de dépôt, si la constante d'érosion est faible l'équilibre avec le dépôt se fera à une épaisseur plus importante. Un facteur dix sur la constante d'érosion diminue « l'épaisseur d'équilibre » d'environ un facteur trois.

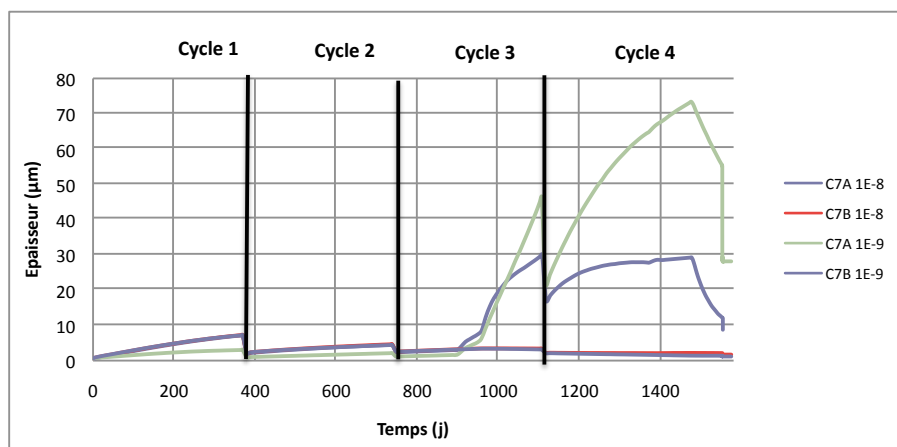


FIGURE 4.41 : Evolution de l'épaisseur de dépôt au cours des 4 cycles de fonctionnement pour différentes valeurs de la constante d'érosion.

#### 4.4.2.2 Influence sur l'activité volumique

La figure 4.42 présente l'évolution de l'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{60}\text{Co}$  dans le fluide primaire au cours des 4 cycles de fonctionnement pour les deux constantes d'érosion du régime à forte épaisseur de  $1.10^{-9}$  et de  $1.10^{-10}$ . On peut constater, que plus la constante d'érosion est faible plus l'activité volumique est faible. En effet, le dépôt étant moins érodé et donc d'épaisseur plus importante, le transfert de masse entre le dépôt et le fluide est plus faible et donc conduit à une concentration en particules activées plus faible dans le fluide primaire. L'activité reste donc en grande partie dans le dépôt.

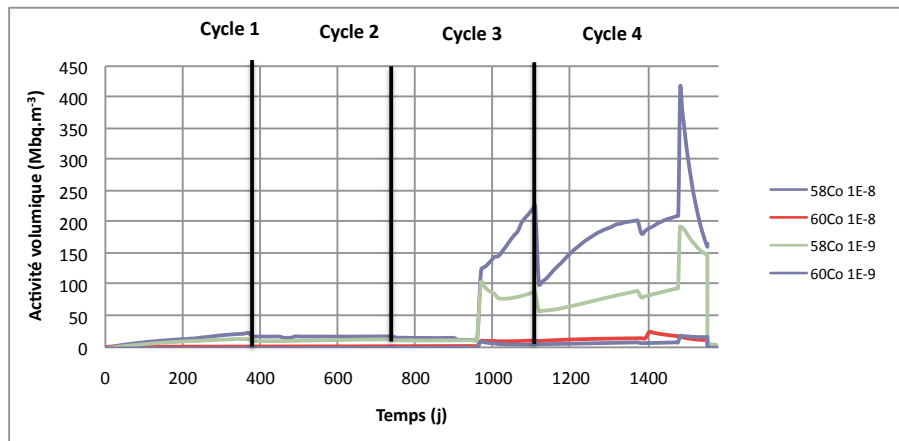


FIGURE 4.42 : Evolution de l'activité volumique en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{60}\text{Co}$  dans le fluide primaire au cours des 4 cycles de fonctionnement pour différentes valeurs de la constante d'érosion.

#### 4.4.3 Jeu de paramètres proposé

Après l'étude qui vient d'être présentée dans laquelle nous avons discuté des paramètres utilisateurs, nous nous proposons de donner un jeu de paramètres permettant la reproduction des résultats expérimentaux. Pour cela nous proposons d'adopter les paramètres du tableau 4.18.

Paramètre	Intervalle	Commentaires
Paramètres thermohydrauliques		
Température de paroi (°C)	340 - 345	En dessous de 340 °C l'ébullition ne se produira pas. 345 °C est légèrement au dessus de la température de saturation, permettant ainsi une ébullition sans attendre d'atteindre l'épaisseur de dépôt nécessaire à son déclenchement.
DPA	1,0 - 1,5	1,5 est une valeur maximale pour rester réaliste dans la description du flux thermique.
Paramètres des particules (pour une classe de particules)		
Diamètre moyen ( $\mu m$ )	3,0 - 3,5	Au dessus de 3,5 $\mu m$ les surfaces ne sont plus assez contaminées. En dessous de 3,0 $\mu m$ les surfaces deviennent trop contaminées. Le choix du diamètre moyen dans cet intervalle influe sur l'activité volumique.
Ecart type	1,089 - 1,076	Ces écart type permet d'avoir une loi de probabilité proche de la loi log-normale du code OSCAR avec respectivement un diamètre moyen de particules de 3 $\mu m$ et 3,5 $\mu m$ .
Paramètres de l'érosion		
Epaisseur limite d'érosion ( $\mu m$ )	40	Ce paramètre a assez peu d'impact sur l'activité volumique tant qu'il reste au dessus de 40 $\mu m$ . Entre 40 et 60 $\mu m$ ce paramètre est réaliste car il permet de situer le début de la desquamation du dépôt.
Constante d'érosion	$1.10^{-8}$	C'est avec cette valeur que nous obtenons le meilleur compromis épaisseur de dépôt et niveau d'activité volumique (couplé avec un diamètre moyen de particules 3,5 $\mu m$ ).

Tableau 4.18 : Jeu de paramètres proposé.

#### 4.4.4 Conclusion partielle

Dans cette section nous nous sommes intéressés à l'influence des paramètres de calibration en diphasique du code OSCAR. Au niveau de la thermohydraulique, seule la DPA permettant de calculer la densité de flux thermique locale a un impact sur les épaisseurs de dépôt et sur l'activité volumique. La température de paroi, permet le déclenchement ou non de l'ébullition dans la région considérée en fonction de son écart avec la température d'ébullition. Le modèle d'érosion que nous utilisons dans le code OSCAR laisse quant à



lui un certain nombre de degrés de liberté permettant d'ajuster la re-contamination des surfaces du circuit primaire (par le biais du diamètre moyen des particules) et par le paramétrage du régime d'érosion à forte épaisseur (épaisseur limite de changement de régime et constante d'érosion). Cependant, il nous faut prendre garde au fait que des modifications de ces paramètres peuvent avoir un impact non négligeable sur les activités volumiques dans le fluide.

## 4.5 Conclusion

Nous avons, dans ce chapitre, effectué une comparaison entre les données expérimentales de la littérature et les différents mécanismes présentés au chapitre précédent. Du point de vue du dépôt de particules, nous avons pu mettre en évidence la prédominance du mécanisme par vaporisation par rapport au dépôt par piégeage et au dépôt inertiel/turbulent en conditions REP primaires. Les modèles de précipitation dans le dépôt et de précipitation à la surface du dépôt du fait de l'enrichissement à la paroi ont pu être aussi confrontés aux données expérimentales.

Une validation plus globale des mécanismes a été effectuée par une comparaison entre les principaux résultats issus du retour d'expérience et les résultats de la modélisation. Pour cela, nous avons créé un jeu de données permettant de simuler les principales étapes du fonctionnement d'un réacteur. La comparaison a porté essentiellement sur trois points :

- l'évolution de l'activité volumique particulaire des principaux isotopes,
- l'évolution de l'épaisseur des dépôts,
- la contamination des surfaces du circuit primaire.

Dans le cas où nous avons simulé un régime d'ébullition dans une région du circuit primaire, nous avons pu observer des niveaux d'activité volumique et d'épaisseur de dépôt en bon accord avec les données de ce retour d'expérience. En effet, nous avons pu modéliser des montées d'activités importantes en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{51}\text{Cr}$  pouvant atteindre  $500 \text{ MBq.m}^{-3}$  tout en gardant des niveaux relativement bas pour les activités volumiques en  $^{60}\text{Co}$  et  $^{54}\text{Mn}$ . L'épaisseur de dépôt atteinte se situe aux alentours de la trentaine de micromètres. La non-recontamination des surfaces du fait d'une concentration en particules plus importante dans le fluide primaire à cause de l'augmentation du flux d'érosion dans la région avec ébullition (présentant donc un dépôt important) fait l'objet d'une étude qui nous a amené à modifier le mode d'érosion de ce dépôt. En effet, un dépôt de forte épaisseur ne se comporte pas, vis-à-vis de l'érosion, comme un dépôt de faible épaisseur du fait qu'il est sujet à la desquamation et donc à l'érosion d'agglomérats de particules. L'érosion d'agglomérats de particules et non plus de simples particules conduit donc à une modification de la loi de distribution des diamètres des particules présente dans la version actuelle du code OSCAR et donc à une modification du dépôt de ces particules (probabilité de collage) dans les régions sans ébullition.

Dans le chapitre suivant, nous nous proposons de présenter les conditions expérimentales et les résultats attendus d'un essai qui sera mené sur la boucle CIRENE du CEA/DEN/DTN (que nous avons déjà présentée en introduction de ce mémoire). Cet essai a pour but la validation du modèle de dépôt de particules avec ébullition (vaporisation et piégeage) avec le jeu de paramètres proposé.

## Chapitre 5

# Validation en conditions REP primaires avec la boucle CIRENE

Manquant de données expérimentales permettant la validation du mécanisme de dépôt de particules, il a été décidé de simuler dans cet essai les conditions de fonctionnement d'un circuit primaire d'un REP avec ébullition sur une partie du combustible. Afin d'accentuer le dépôt, une injection de particules sera aussi effectuée. Bien que l'essai sur la boucle CIRENE n'ait pas pu être accompli avant la publication de ce mémoire, nous allons décrire dans ce chapitre les enjeux de cet essai ainsi que les principaux résultats attendus.

Nous présenterons dans une première partie les principaux enjeux de cet essai puis les conditions expérimentales de l'essai et les moyens techniques de mesure mis en œuvre. Enfin, dans une dernière partie, nous présenterons les principaux résultats attendus via une modélisation OSCAR de la boucle CIRENE.

### 5.1 Enjeux de l'essai

Cet essai a pour but la validation du mécanisme de dépôt de particules sous ébullition présenté au chapitre §3 de ce mémoire en conditions REP primaires. Dans cet essai, nous allons recréer les conditions thermohydrauliques du circuit primaire d'un REP dans la boucle CIRENE permettant d'atteindre un régime d'ébullition nucléée sous-saturée dans la partie centrale et proche de la saturation dans la partie haute de la section cœur.

Le mécanisme de dépôt de particules se compose du dépôt par vaporisation et du dépôt par piégeage. Or, comme nous l'avons montré au chapitre 3, le mécanisme de dépôt par vaporisation est prépondérant en conditions REP primaires. Le dépôt sera favorisé par une injection de particules via une source externe. L'injection de particules se fera à débit constant. Deux tailles de particules différentes ont été choisies de manière à étudier leur impact sur le dépôt (avec et sans ébullition). Dans cet essai, nous nous intéresserons à la répartition du dépôt de ces particules dans la section cœur en fonction du degré d'ébullition. Les conditions thermohydrauliques étant fixées pour toute la durée de l'essai, nous pourrions ainsi remonter à la cinétique de dépôt par mesure de l'épaisseur de dépôt après essai et donc à la constante  $K_{Ebu}$ <sup>1</sup>.

L'essai sera divisé en trois phases :

- une première phase sans ébullition permettant de fixer un premier point de comparaison avec les phases suivantes,

---

1. Les mécanismes de dépôt par vaporisation par piégeage sont indissociables l'un de l'autre. Cependant, le dépôt par vaporisation prédomine largement, le calcul de la constante  $K_{Ebu}$  du dépôt total sera donc très peu différent de celui de la constante  $K_{vap}$

- une seconde phase avec injection de particules avec ébullition,
- une troisième phase avec injection de particules (granulométrie différente) avec ébullition.

Les comparaisons seront effectuées entre les différentes phases par mesure de l'épaisseur et de la composition dépôt. Nous expliquerons dans la suite de ce chapitre les méthodes d'analyse qui ont été retenues pour ces mesures.

## 5.2 Conditions de l'essai

Dans cette section nous allons présenter les conditions expérimentales ainsi que les méthodes d'analyse de cet essai CIRENE. La boucle ayant déjà été présentée au paragraphe §1.3.

### 5.2.1 Description géométrique de la boucle CIRENE

La figure 5.1 présente un schéma de fonctionnement de la boucle. Elle se compose d'un circuit principal (RCP) comprenant une section cœur composée de 4 crayons chauffants gainés en Zircaloy-4, d'un échangeur assurant le refroidissement du fluide de ce circuit et d'une pompe permettant la convection du fluide, un circuit dérivé permet le prélèvement d'échantillon de fluide pour analyse. Un circuit auxiliaire (circuit RCV) assurant d'une part le contrôle chimique et d'autre part les injections d'ions et de particules dans le fluide primaire. Ce circuit est relié au circuit primaire par un piquage situé en aval de la pompe primaire. Une injection de fer et de nickel solubles sera faite afin de fixer le dépôt de particules sur les gaines des crayons chauffants.

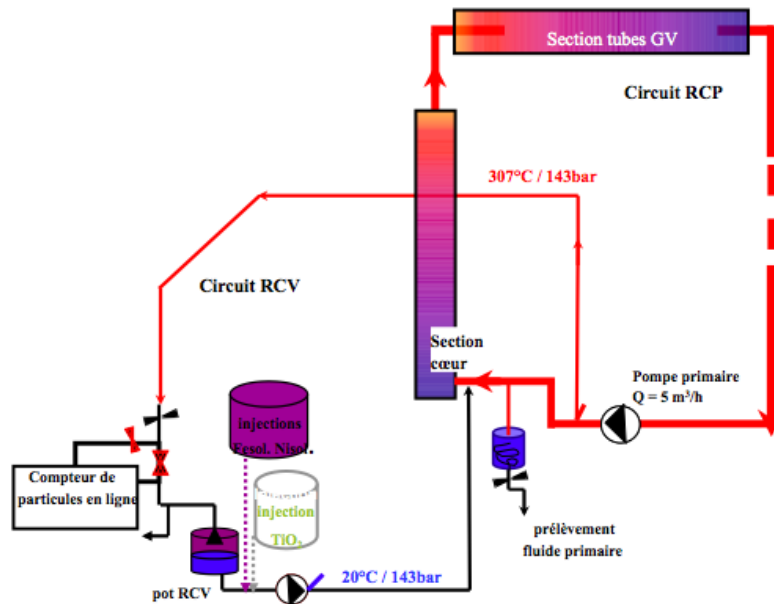


FIGURE 5.1 : Schéma de principe de la boucle CIRENE.

Dans cet essai, nous allons simuler un régime d'ébullition sur les crayons chauffants composant la section cœur. Ces crayons chauffants sont garnis de capteurs de mesure de pression différentiel comme cela est présenté sur la figure 5.2, les capteurs étant représentés par les

notations DPX. Nous allons faire apparaître les premières bulles après la grille  $G4$  juste après le capteur DP1 de manière à ce que l'ébullition n'entraîne pas un différentiel de pression sur celui-ci. Il permettra un suivi en ligne de la zone sans ébullition. Les autres capteurs étant situés dans la zone avec ébullition. La figure présente aussi la distinction entre les zones avec et sans flux thermique. La longueur sous flux thermique est de 181 cm pour une longueur totale du crayon de 414 cm.

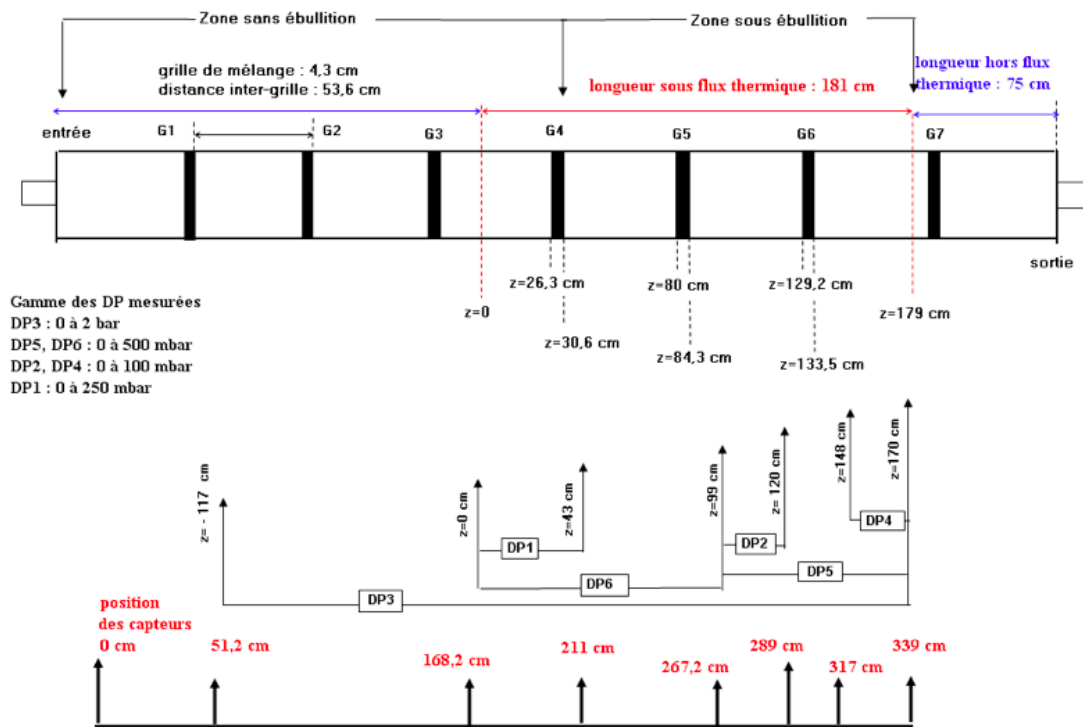


FIGURE 5.2 : Crayon chauffant CIRENE.

Le tableau 5.1 présente les caractéristiques géométriques de la section cœur de la boucle CIRENE.

Données	Valeurs
Volume de la boucle (RCP sans PRZ + RCV) (L)	29
Surface totale ( $m^2$ )	7,5
Surface du cœur ( $m^2$ )	0,77
Surface sous ébullition ( $m^2$ )	0,15
Section de passage ( $cm^2$ )	0,854
Périmètre chauffant ( $cm$ )	2,94
Diamètre hydraulique ( $cm$ )	1,144
Diamètre du crayon ( $cm$ )	0,95
Longueur chauffante ( $cm$ )	181
Longueur sous ébullition (sur un crayon) ( $cm$ )	123,8

Tableau 5.1 : Caractéristiques géométriques de la boucle CIRENE.

Pour cet essai nous utiliserons :

- 3 crayons chauffants neufs,
- 1 crayon chauffant ayant un historique d'environ 30 jours. Son état de surface est donc très différent des autres.

## 5.2.2 Conditions thermohydrauliques de l'essai

L'essai va se dérouler en trois phases dont deux avec ébullition. Les deux phases avec ébullition seront conduites dans les mêmes conditions thermohydrauliques.

### 5.2.2.1 Conditions thermohydrauliques de la phase sans ébullition

Les conditions thermohydrauliques de la phase sans ébullition sont regroupées dans le tableau 5.2.

Données	Valeurs
Pression (bar)	143
Débit pompe primaire ( $m^3.h^{-1}$ )	5
Température d'entrée cœur ( $^{\circ}C$ )	302
Densité de flux thermique ( $W.cm^{-2}$ )	$4 \times 40$
Calcul FLICA IV [35] (canal moyen)	
Température sortie cœur ( $^{\circ}C$ )	$< 325$
Débit de vaporisation global ( $kg.m^{-2}.h^{-1}$ )	$\approx 0$
Débit de vide en sortie cœur (%)	$\approx 0$

Tableau 5.2 : Conditions thermohydrauliques de la phase sans ébullition.

### 5.2.2.2 Conditions thermohydrauliques des phases avec ébullition

Comme nous l'avons dit précédemment, les conditions d'ébullition doivent être atteintes derrière la grille *G4* de manière à ce que le capteur *DP1* ne voit qu'un régime monophasique. L'ébullition doit donc démarrer à une cote supérieure à  $z = 40$  *cm*. Par rapport aux

conditions de la phase sans ébullition, seule la densité de flux thermique est modifiée, elle passe de  $4 \times 40 \text{ W.cm}^{-2}$  à  $4 \times 75,8 \text{ W.cm}^{-2}$ . Un tel flux permet d'atteindre un taux de vide de 6 % en sortie de section cœur pour un débit de vaporisation global de  $2400 \text{ kg.m}^{-2}.h^{-1}$ . La figure 5.3 présente l'évolution en fonction de la cote axiale des températures de fluide et de paroi ainsi que du débit de vaporisation. L'ébullition démarre bien à une cote supérieure à  $z = 40 \text{ cm}$ .

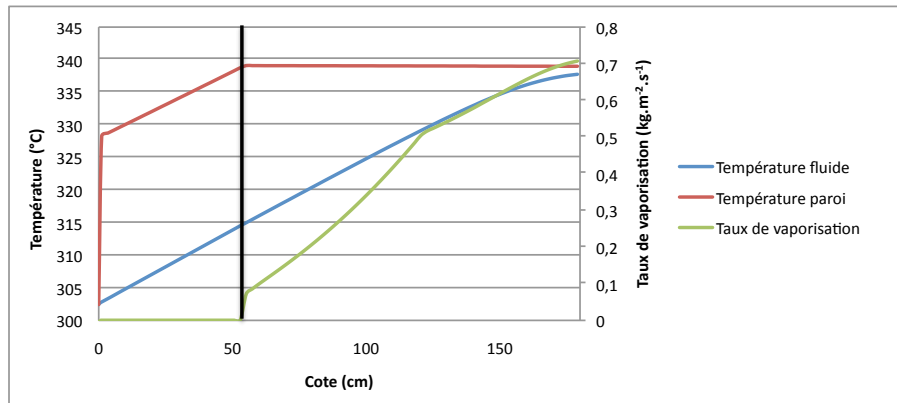


FIGURE 5.3 : Evolution des températures de paroi, de fluide et du débit de vaporisation en fonction de la cote axiale lors de la phase avec ébullition, calcul avec le code FLICA IV[35].

### 5.2.3 Choix de la poudre à injecter

L'injection d'une poudre de particules permet la formation d'un dépôt d'épaisseur plus importante. Afin de ne pas endommager la boucle par abrasion (en particulier le bon fonctionnement de la pompe du circuit primaire), une masse maximale de 6 g de particules peut être injectée. Le choix de la nature de poudre à injecter s'est porté sur une poudre de  $TiO_2$ . Cette poudre possède une dureté de 7 (sur l'échelle Moh's) tout en ayant une densité proche de celle de la zircone ce qui la rend parfaitement compatible avec les conditions de fonctionnement de la boucle. L'oxyde de titane n'est pas présent en conditions normales dans la boucle ce qui permettra de la distinguer par rapport aux autres composées (oxyde de nickel, de fer et de zircone ( $ZrO_2$ )). Cette poudre est aussi inerte chimiquement dans nos conditions de fonctionnement ce qui implique que son dépôt ne peut être dû qu'au dépôt particulaire (avec et/ou sans ébullition).

Afin de voir l'impact de la granulométrie sur le mécanisme de dépôt, deux injections de particules seront faites. L'une avec des particules donc la distribution en taille est centrée sur  $1 \mu m$  et l'autre sur  $2 \mu m$ . La deuxième distribution a été choisie de manière à correspondre à un dépôt inertiel/turbulente proche du maximum.

La masse injectée est constante quel que soit le diamètre des particules ce qui implique que la concentration en particules dans le fluide sera plus faible lors de la deuxième phase de l'essai. Le dépôt par ébullition est considérée comme étant indépendant de la taille des particules (mais son flux diminue si on diminue la concentration de particule dans le fluide). Ainsi, l'injection se faisant à masse constante, le flux de dépôt par ébullition sera plus faible lors de la seconde injection. Nous nous attendons donc à avoir un dépôt plus faible dans la zone avec ébullition lors de la seconde injection mais un dépôt plus important dans les zones sans ébullition. De plus, la masse déposée par ébullition sera plus importante lors de la première injection que lors de la seconde. Un calcul via le modèle simplifié du dépôt de particules avec ébullition présenté dans le paragraphe 4.1.1 donne la répartition

du dépôt par mécanisme du tableau 5.3.

Mécanisme	1 $\mu m$	2 $\mu m$
Dépôt monophasique (%)	51	94
Dépôt par piégeage (%)	4	1
Dépôt par vaporisation (%)	45	5

Tableau 5.3 : Répartition du dépôt par mécanisme pour chaque granulométrie.

Les phases d'injection de particules se dérouleront l'une après l'autre avec une phase d'arrêt et extraction d'un des crayons neufs et du crayon ayant subi un essai. Ces crayons seront remplacés par des neufs.

### 5.2.4 Moyens de mesure

Les moyens de caractérisation des produits de corrosion disponibles en ligne (mesures en temps réel) sont :

- mesure de concentration de particules par granulométrie laser via un compteur de particules placé dans le *RCV*,
- mesure de pression différentiel via une série de capteurs placés le long des crayons chauffant comme indiqué sur la figure 5.2.

Des analyses en ligne sont possibles sur des prélèvements d'échantillons de fluide primaire. Des études "post essai" seront réalisées, comme nous le détaillerons par la suite, sur les crayons chauffants. Pour ces dernières analyses, un arrêt avec oxygénation rapide sera mené afin de conserver au mieux l'intégrité du dépôt pour une mesure au plus juste de la quantité de dépôt formée.

#### 5.2.4.1 Compteur de particules

La concentration particulaire dans le fluide primaire sera suivie en ligne via un compteur de particules. La cinétique de dépôt par ébullition peut être suivie en comparant les concentrations particulières entre les essais avec et sans ébullition. Ceci n'est possible que si l'écart de concentration entre les deux essais est significatif, l'ébullition se produisant que sur une partie réduite du circuit primaire. La figure 5.4 représente l'évolution au cours du temps de la concentration de particules dans le fluide primaire pour les deux injections avec et sans ébullition (Calcul OSCAR). Ces résultats ont été obtenus via un calcul OSCAR dans les conditions de l'essai. Bien qu'il y ait un écart de concentration entre les calculs avec et sans ébullition pour les deux injections, celui-ci ne sera malheureusement pas suffisant pour faire une étude de la cinétique de dépôt à partir du compteur de particules du fait en particulier de l'incertitude due au compteur ( $\approx 10\%$ ) et de l'incertitude due à l'injection (non quantifiable).

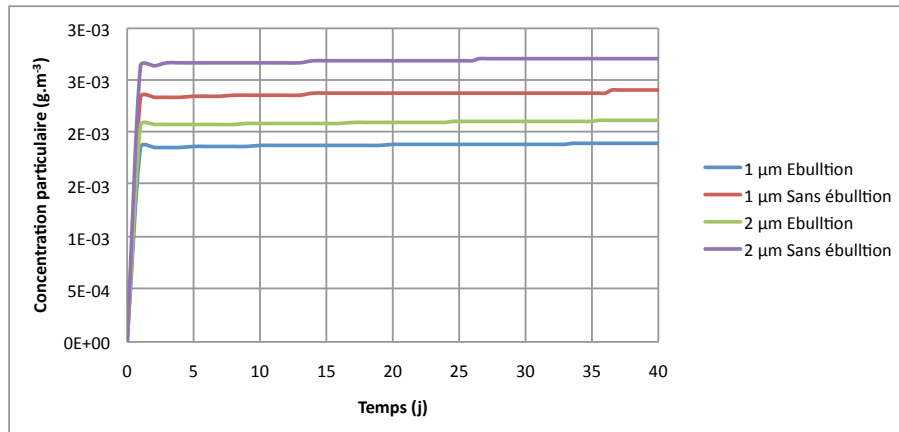


FIGURE 5.4 : Evolution de la concentration particulaire pour les deux injections avec et sans ébullition (Calcul OSCAR - CIRENE).

#### 5.2.4.2 Capteurs de pression

Il est possible de suivre l'évolution des pertes de pression le long des crayons chauffants via les capteurs de pression, un dépôt localement plus important pourrait entraîner une perte de pression plus importante. Cependant le dépôt formé est trop faible pour avoir un impact significatif sur les pertes de pression. Le déclenchement d'un régime d'ébullition sur les crayons chauffants entraîne aussi des pertes de pression supplémentaires qui masqueront les pertes dues à l'accroissement du dépôt. Un calcul de pertes de pression mené avec l'approximation du modèle homogène équilibré (HEM) en supposant que le sous-canal se comporte comme une conduite cylindrique conduit à un différentiel de perte de pression entre un dépôt nul et un dépôt de  $5 \mu\text{m}$  d'épaisseur de  $30 \text{ Pa}$  ! Différentiel indétectable par les capteurs de pression et très inférieur aux pertes de pression dues à la seule ébullition ( $\approx 15 \text{ kPa}$ ). Les capteurs de pression seront quand même en fonctionnement pour des mesures d'ordre thermohydraulique (position de la zone avec ébullition) mais ils ne nous seront malheureusement pas utiles pour la caractérisation du dépôt.

#### 5.2.4.3 Analyses post-essai

Les analyses en ligne, capteurs de pression et compteur de particules ne permettent pas d'obtenir suffisamment d'informations pour caractériser le dépôt sur les crayons chauffants. Nous aurons donc recours à une microscopie électronique à balayage (MEB) après une étape d'enrobage des dépôts après essai (afin de garder l'intégrité du dépôt). Ces analyses vont permettre d'obtenir des informations suivantes :

- l'épaisseur de dépôt,
- la structure du dépôt,
- la composition du dépôt.

Les analyses destructives seront effectuées sur trois tronçons d'un des crayons chauffants, un situé dans la zone sans ébullition, un situé au début de la zone avec ébullition (ébullition sous-saturée) et un dernier dans la zone avec ébullition proche de la saturation. Après la première injection, nous analyserons de cette manière deux crayons chauffants, celui ayant subi l'historique le plus long et un des trois autres. Lors de la seconde injection, nous étudierons deux crayons, un de ceux qui ont subi les deux injections et un autre n'ayant subi que la dernière.



La mesure de l'épaisseur de dépôt couplée à celle de la composition va nous permettre de remonter au calcul de la constante  $K_{Ebu}$  connaissant les conditions thermohydrauliques et la concentration particulaire dans le fluide. L'étude de la structure de dépôt va nous permettre de déterminer les différences entre un dépôt avec ébullition et un dépôt sans. L'injection de fer et nickel sous forme soluble va permettre de consolider le dépôt de particules. Cet effet est d'autant plus considérable que la surconcentration est importante.

### 5.3 Modélisation de l'essai par le code OSCAR

Dans cette section nous allons présenter les principaux résultats de la modélisation de cet essai réalisée à l'aide du code OSCAR. Nous présenterons dans un premier temps le jeu de données utilisé pour le calcul puis, dans un second temps, les principaux résultats obtenus.

#### 5.3.1 Définition du jeu de données

Le jeu de données utilisé pour cette modélisation présente un certain nombre de particularités par rapport à un jeu de données REP :

- la description de la section cœur est différente de celle d'un REP classique du fait qu'elle est constituée de crayons chauffants et non des crayons de combustible, il n'y règne donc aucun flux neutronique. Durant cet essai il n'y aura pas de rechargement,
- l'injection de fer et de nickel soluble dans le circuit primaire se fera dans le circuit *RCV* par la définition de sources externes (fonctionnalité d'OSCAR),
- afin de simuler les injections de  $TiO_2$  dans le fluide nous ajouterons une source externe de cet élément.

Un calcul sera mené par phase d'injection. Nous simulerons une durée de 40 jours par phase d'injection à débit constant, c'est-à-dire avec un débit de  $1,74 \mu g.s^{-1}$ . Les conditions thermohydrauliques sont celles présentées au paragraphe §5.2.2.2.

#### 5.3.2 Résultats

La figure 5.5 présente l'évolution des épaisseurs de dépôt (en  $TiO_2$ ) sur les crayons chauffants dans une région avec ébullition et une région sans ébullition pour les deux injections de particules.

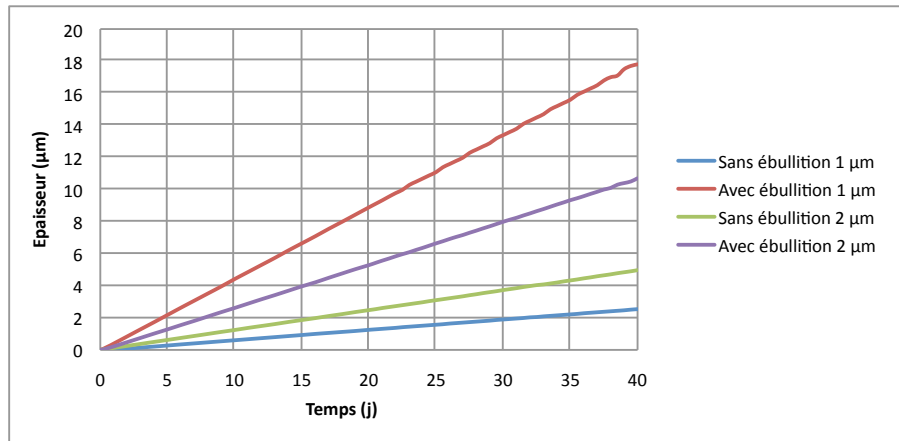


FIGURE 5.5 : Evolution de l'épaisseur de dépôt dans deux régions (avec et sans ébullition) sur les crayons chauffants pour les deux injections de particules (Calcul OSCAR - CIRENE).

Dans la région sans ébullition l'épaisseur de dépôt calculée est plus grande lors de l'injection de particules de 1  $\mu\text{m}$ , alors que dans la région avec ébullition c'est l'inverse qui se produit, le dépôt formé est plus important lors de la première injection de 1  $\mu\text{m}$  ce qui tend à confirmer ce qui a été dit précédemment. Le dépôt formé est relativement important avec une injection de 6 g de  $\text{TiO}_2$  il atteint presque 20  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dans la zone avec ébullition lors de la première injection. Le dépôt dans la zone hors ébullition lui atteint une épaisseur de 4  $\mu\text{m}$ . La figure 5.6 présente l'évolution au cours du temps pour les deux injections du ratio entre la masse déposée par les mécanismes de dépôt par ébullition (rappelons que le dépôt par vaporisation prédomine à cette pression) sur la masse totale déposée.

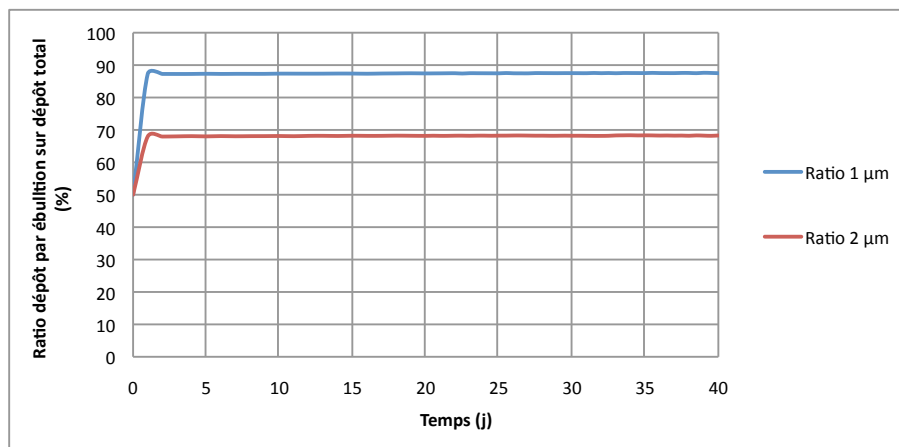


FIGURE 5.6 : Evolution du ratio masse déposée par vaporisation sur masse déposée totale pour les deux injections de particules (Calcul OSCAR - CIRENE).

Pour les deux injections, le dépôt par vaporisation prédomine largement cependant comme nous l'avons dit précédemment, il est plus faible lors de la seconde injection du fait que la concentration en particules dans le fluide soit plus faible alors que le flux de dépôt inertiel/turbulent est quasiment maximum (maximum par rapport à la quantité de particules déposée pour une taille et une masse donnée).

Les calculs précédents ont été menés avec une valeur de  $K_{Ebu}$  constante (environ  $\approx 0,1$ ) et égale à celle calculée à la surface (valeur minimale) dans les conditions de fonctionnement de la boucle, ceci afin de minimiser les effets de l'ébullition dans le calcul.

Ces résultats de calculs sont en accord avec les hypothèses que nous avons formulées par rapport à la répartition des masses déposées en fonction de l'injection de particules considérée. Nous avons pu aussi étudier les épaisseurs de dépôt formées sur les crayons chauffants, celles-ci sont largement suffisantes pour pouvoir être mesurées. De plus, la différence d'épaisseur de dépôt calculée entre les régions avec et sans ébullition est suffisante pour permettre de les distinguer.

## 5.4 Conclusion

Cet essai sur la boucle CIRENE a pour but de valider le mécanisme de dépôt de particules par ébullition. Ce sera principalement le mécanisme de dépôt par vaporisation qui sera validé du fait que le mécanisme de dépôt par piégeage est quasi-inexistant dans ces conditions de température et de pression et du fait que les particules sont relativement grosses. Cet essai va nous permettre de mettre en évidence l'existence de ce mécanisme de dépôt par le fait que le dépôt en  $TiO_2$  dans les zones avec ébullition soit plus important que dans les zones sans ébullition. Nous allons ensuite estimer sa cinétique par mesure de l'épaisseur de dépôt en fin d'essai. Nous avons vu dans l'analyse des moyens de mesure présentée dans ce chapitre que les suivis en ligne n'étaient pas possibles du fait que l'ébullition se produit très localement dans la boucle. Seules les analyses post-essai vont nous permettre par microscopie électronique à balayage de déduire épaisseur, structure et composition du dépôt mais aussi de remonter au calcul de la constante  $K_{Ebu}$ .

L'essai sera réalisé dans les prochains mois.

# Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire de thèse une étude des effets de l'ébullition sur les mécanismes de formation de dépôt de produits de corrosion dans les réacteurs à eau sous pression (REP). En condition normale de fonctionnement, l'écoulement du fluide dans le circuit primaire des REP est monophasique liquide sous-saturé. Cependant, lors de certains cycles de fonctionnement et en fonction de la gestion du combustible, un régime d'ébullition peut se créer de manière très localisée dans certains assemblages de combustible. La présence de ce régime d'écoulement peut modifier grandement les transferts de masse entre les particules et les ions advectés par le fluide issus de la corrosion du circuit primaire et le dépôt sous ébullition de ces mêmes produits sur les crayons combustible. Nous avons mis en évidence plusieurs phénomènes susceptibles de se produire lors de l'apparition de ce régime :

- **l'enrichissement** : du fait de l'ébullition, il se crée un déséquilibre entre les flux de matière entrant et sortant de la région du fluide proche de la paroi induisant une sur-concentration en espèces ioniques et particulaires proches de la paroi. Cette sur-concentration implique une précipitation plus importante des ions, un dépôt plus grand des particules à la paroi mais aussi une précipitation plus forte des ions sur les particules du fluide. L'enrichissement peut aussi modifier le comportement de certains éléments en particulier le fer, les zones chaudes et sans ébullition le fer aurait tendance à se dissoudre et avec ébullition précipiter.
- **Un dépôt sous ébullition** :
  - **par vaporisation** : la vaporisation du fluide à la paroi entraîne le dépôt (respectivement la précipitation) à la paroi d'une partie des particules (respectivement des ions) contenues dans ce fluide. Au fur et à mesure de la croissance du dépôt, l'ébullition va se produire dans le dépôt lui-même (température d'ébullition plus faible dans le dépôt qu'à l'interface dépôt/fluide), les particules les plus petites vont se retrouver piégées dans les capillarités alimentant l'ébullition et les plus grosses à la surface du dépôt. Les ions vont précipiter dans les capillarités et en particulier à la base des cheminées où la vaporisation a lieu,
  - **par piégeage** : un second effet ne concernant que les petites particules a aussi été mis en évidence, les forces de tension agissant au niveau de l'interface bulle/fluide vont piéger une partie des particules au niveau de cette interface. Quand la bulle va quitter son site de nucléation, une partie de ces particules vont se retrouver sur le dépôt,
- **l'érosion** : à partir d'une certaine épaisseur de dépôt, les forces hydrodynamiques exercées par le fluide sur le dépôt sont telles que le dépôt se desquame, entraînant ainsi des agglomérats de particules dans le fluide. En outre, la desquamation du dépôt va modifier la distribution en taille des particules dans le fluide primaire et impacter tout particulièrement le dépôt de particules (avec et sans ébullition).

L'ensemble de ces phénomènes conduit à la formation d'un dépôt de forte épaisseur pouvant atteindre  $100 \mu m$ . Il faut comparer cette valeur à celles observées sans ébullition qui sont inférieures à quelques micromètres. Ces dépôts de fortes épaisseurs vont subir une érosion plus importante que ceux formés dans les régions sans ébullition conduisant ainsi à un transfert de masse en produits de corrosion activés plus important entre le dépôt et le fluide. L'activité volumique maximale atteinte dans le fluide primaire lors des cycles avec ébullition est ainsi beaucoup plus importante que celle atteinte lors des cycles "normaux" (de 10 à 100 fois plus).

L'étude présentée dans ce mémoire de thèse donne une explication des montées d'activité volumique observées lors de certains cycles de fonctionnement ainsi qu'une modélisation permettant leur simulation par le code OSCAR. Nous avons ainsi, à la suite d'une étude bibliographique, présenté une phénoménologie de croissance du dépôt de produits de corrosion en régime d'ébullition et en fonction des conditions thermohydrauliques locales. Les principaux mécanismes de dépôt ont été modélisés et implémentés dans le code OSCAR. Nous avons en particulier élaboré un mécanisme de dépôt de particules et de précipitation d'ions dans le dépôt et adapté les mécanismes de précipitation à la paroi (prise en compte de l'enrichissement) et de dépôt par piégeage. Un modèle d'érosion a aussi été créé afin de modéliser au plus juste les transferts de masse entre le dépôt et le fluide primaire en fonction de l'épaisseur de dépôt.

Dans les conditions de calcul OSCAR, une étude sur l'importance relative de chaque mécanisme nous permet d'affirmer que le dépôt de particules est prépondérant durant les phases d'ébullition devant les autres mécanismes de dépôt (ions et particules) et ceci est d'autant plus vrai avec l'augmentation de la granulométrie des particules du fait de la desquamation du dépôt. Nous avons aussi étudié certains paramètres de la modélisation tels que la densité de flux thermique qui impacte tout particulièrement les mécanismes de dépôt sous ébullition via le calcul du taux de vaporisation ou bien les paramètres liés à l'érosion (épaisseur limite et constante d'érosion).

Les résultats de la modélisation ont été comparés avec les données de la littérature. Les essais retenus pour ces comparaisons calcul/mesure présentent la particularité de ne valider qu'une partie de la modélisation à la fois, ionique (via des injections d'éléments solubles) ou bien particulaire (via des injections de particules). Il nous a cependant été impossible de dissocier l'érosion de la validation de la formation de dépôt, ni même de valider indépendamment chacun des mécanismes (impossible de distinguer la précipitation due à l'enrichissement à la surface du dépôt de la précipitation dans le dépôt, si ce dernier est faible).

Les résultats de la modélisation ont aussi été confrontés avec les données issues du retour d'expérience des centrales françaises. Nous avons ainsi comparé les épaisseurs de dépôt formé dans les régions les plus chaudes (celles où l'ébullition est susceptible de se produire) du circuit primaire et les activités volumiques dans le fluide primaire. En particulier, les montées des activités volumiques en  $^{58}\text{Co}$  et en  $^{51}\text{Cr}$  dues à une forte activation des dépôts de nickel et de chrome dans les régions avec ébullition ont été modélisées. De même nous avons montré par le calcul que l'activité volumique n'augmentait que très peu en régime d'ébullition pour le  $^{60}\text{Co}$  et le  $^{54}\text{Mn}$  bien que le fer soit l'un des composants majeurs du dépôt de produit de corrosion. Nous avons aussi constaté, conformément au retour d'ex-

périence, que ces montées d'activité sont principalement sous forme particulière.

Un essai sur la boucle CIRENE du CEA est prévu dans les prochains mois afin de disposer de plus de données de validation pour le mécanisme de dépôt de particules en régime d'ébullition. Cet essai va permettre une validation du mécanisme de dépôt avec ébullition et en particulier du dépôt par vaporisation (dans ces conditions le mécanisme de dépôt par vaporisation est prépondérant). Cette validation se fera par mesure de l'épaisseur de dépôt en fin d'essai ce qui permettra le calcul de la constante  $K_{vap}$ . Une étude sur la structure et la composition du dépôt sera menée. Deux injections de particules avec des granulométries différentes seront effectuées afin d'étudier l'impact de la taille des particules sur les mécanismes de dépôt et en particulier sur la répartition entre dépôt dû à la vaporisation et dépôt inertiel/turbulent.

Lors d'un futur essai sous ébullition, il pourrait être intéressant d'effectuer une injection de particules radioactives afin de suivre la cinétique de dépôt par des mesures en ligne par spectrométrie gamma. Cependant, du fait de l'utilisation de radiotraceurs, les caractérisations post-essai seront bien plus difficiles à réaliser (nécessité d'installations pouvant recevoir des échantillons radioactifs). Des données expérimentales sur l'érosion, et en particulier sur l'érosion de dépôt de produits de corrosion (constitués de particules et de précipités) seraient nécessaires afin de valider les mécanismes proposés dans nos conditions de fonctionnement.

Du point de vue de la modélisation de ces phénomènes dans le code OSCAR, il nous paraît pertinent de diviser le milieu particule actuel en milieux de granulométries différentes, ceci afin de pouvoir modéliser avec plus de précision le transfert des particules provenant de l'érosion des surfaces hors ébullition. Actuellement, l'utilisation d'un seul milieu avec une granulométrie variable provoque des montées d'activités volumiques brusques ainsi que des problèmes au niveau de la contamination des surfaces hors flux du circuit primaire comme cela a été décrit dans le chapitre sur la validation des mécanismes. D'autre part, pour le dépôt de particules, nous n'avons pas pris en compte le comportement des colloïdes lié aux forces de Van der Waals et aux forces électrostatiques (qui dépendent de l'état de surface). Un certain nombre de questions peut se poser sur l'influence de l'ébullition sur les colloïdes (la vaporisation favorise-t-elle leur dépôt?). Actuellement, dans les modèles nous considérons que leur probabilité de collage est de 100 %.

Enfin du point de vue du fonctionnement il serait intéressant d'utiliser la modélisation présentée pour la prédiction d'une mise en arrêt à froid et comparaison avec le retour d'expérience EDF.

Une nouvelle version de l'IHM<sup>2</sup> d'entrée du code OSCAR incluant les différents paramètres nécessaires aux modèles avec ébullition tels que l'épaisseur limite d'érosion, la constante d'érosion ou bien la granulométrie des particules (diamètre moyen et écart-type de la distribution) devraient être développés prochainement afin de faciliter l'utilisation de ces modèles. Une version officielle du code OSCAR comprenant l'ensemble des mécanismes présentés dans ce mémoire est en cours de développement.

---

2. Interface Homme Machine : cette interface graphique permet de créer un jeu de données.



# Références bibliographiques

- [1] R. V. MACBETH : Boiling on surface overlaid with a porous deposit : heat transfer rates obtainable by capillary action. Rapport technique, AEEW Winfrith R.711, 1971.
- [2] G. NAUDET et P. REUSS : *Energie, électricité et nucléaire*. EDP Science, 2004.
- [3] C. MARCHETTO : *Modélisation et simulation numérique du transport des produits de corrosion dans le circuit primaire des réacteurs à eau sous pression*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 2002.
- [4] S. ANTHONI, Ph. RIDOUX, J. L. BRETELLE, A. ROCHER et C. BRUN : Corele : an out-of-pile loop for corrosion product release measurement from steam generator tubes. *In JAIF International conference on water chemistry in nuclear power plants*, 1998.
- [5] F. COULET : *Etude et modélisation de l'influence des matériaux sur la contamination du circuit primaire des réacteurs à eau pressurisée par les produits de corrosion*. Thèse de doctorat, INPG, 1996.
- [6] F. DACQUAIT, C. ANDRIEU, L. GUINARD, J.L. BRETELLE, F. BARDET et C. BRUN : Status of primary system contamination in pwr's. *In International Conference on Water Chemistry in nuclear reactors systems*, 2004.
- [7] H. REICHARDT : Gesetzmässigkeiten der freien turbulenz. *VDI Forschungsheft*, 1942.
- [8] W. A. BYERS et J. DESHON : Structure and chemistry of pwr crud. Rapport technique, EPRI, 2004.
- [9] F. DACQUAIT : Contamination des rep par les produits de corrosion. *In Formation INSTN session "Corrosion des centrales nucléaires"*, NC.
- [10] W. FROST et G. S. DZAKOVIC : Manual of boiling heat transfer design correlations. Rapport technique, Arnold Engineering Development Complex, 1969.
- [11] Y. HSU et R. W. GRAHAM : *Transport Process in Boiling and Two-Phase Systems*. American Nuclear Society, 1986.
- [12] P. BENNETT : Effects of water chemistry and thermal-hydraulic conditions on crud formation on pwr fuel in the halden reactor. *In International Conference on Water Chemistry of Nuclear Reactor Systems*, 2008.
- [13] Y. ASAKURA, M. KIKUCHI, S. UCHIDA et H. YUSA : Deposition of iron oxide on heated surfaces in boiling water. *Nuclear Science and Engineering*, 1978.
- [14] M. A. STYRIKOVICH, V. S. POLONSKY et V. W. TSIKLARI : *Two phase cooling and corrosion in nuclear power plant*. High Temperature Institute of the USSR Academy of Science, 1987.
- [15] M. NOE et E. VESCO : Corrosion d'une gaine de zircaloy en condition d'ébullition nucléée. essai de longue durée dans la boucle bihan (bihan-8). Rapport technique, CEA/SEN/83-181, 1983.



- [16] M. NOE : Etude de la corrosion sous dépôt des gaines de combustible dans les conditions d'ébullition nucléée, essai cirene 10 ci1 et ci2. Rapport technique, CEA/SEN/85-221, 1985.
- [17] P. BILLOT : *Etude du dépôt de produits de corrosion sur les éléments combustibles des réacteurs à eau pressurisée dans les conditions d'ébullition nucléée*. Thèse de doctorat, Université de Haute Alsace, 1983.
- [18] J. PEYBERNÈS : *Influence de l'ébullition sur la corrosion externe des gaines de crayons combustibles des réacteurs à eau sous pression*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 1994.
- [19] E. R. VAN DRIEST : On turbulent flow near the wall. *J. Aeron Sci.*, 1036, 1956.
- [20] D. H. LISTER et F. CUSSAC : Modelling of particulate fouling on heat exchanger surfaces : influence of bubbles on iron oxide deposition. *Heat Transfer Engineering*, 2009.
- [21] L. MCCREA : *Deposition of corrosion product particles onto heat exchange surfaces*. Thèse de doctorat, University of New Brunswick, 2001.
- [22] P. COHEN : Heat and mass transfer for boiling in porous deposits with chimneys. *AIChE Symposium Series*, 70, 1974.
- [23] L. F. PICONE, D. D. WHYTE et G. R. TAYLOR : Radio-tracer studies of hideout at high temperature and pressure, wcap-3731. Rapport technique, Westinghouse Electric corp., 1996.
- [24] N. G. RASSOKHIN, L. P. KABANOV, S. A. TELVIN et V. A. TERSIN : Np. In *International Meeting on High Temperature and High Pressure Electrochemical*, 1973.
- [25] S. Z. ROUHANI et E. AXELSSON : Calculation of void volume fractions in subcooled and quality boiling regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13, 1970.
- [26] C. PAN, B. G. JONES et A. J. MACHIELS : Wick boiling performance in porous deposits with chimneys. In *ASME, National Heat Transfer Conference Symposium on Multiphase flow and Heat Transfer*, 1985.
- [27] B. G. JONES, S. BAOLAN et C. PAN : Parametric study of boiling heat transfer in porous media. Rapport technique, Department of Nuclear Engineering, University of Illinois, 1996.
- [28] M. JAKOB : *Heat transfer*. John Wiley and Sons, 1949.
- [29] B. G. JONES : Modeling and thermal performance evaluation of porous crud layers in sub-cooled boiling region of pwr and effects of sub-cooled nucleate boiling on anomalous porous crud deposition on fuel pin surfaces. Rapport technique, Department of Nuclear Engineering, University of Illinois, 2005.
- [30] J. HENSHAW, J. C. MCGURK, H. E. SIMS, A. TUSON, S. DICKINSON et J. DESHON : A model of chemistry and thermal hydraulics in pwr fuel crud deposit. *Journal of Nuclear Material*, 2006.
- [31] R. F. HAZELTON : Characteristics of fuel crud and its impact on storage, handling and shipment of spend fuel. Rapport technique, Pacific Northwest Lab, 1987.
- [32] S. DICKINSON, J. HENSHAW, J. C. MCGURK, H. E. SIMS et A. TUSON : Modeling pwr fuel corrosion product deposition and growth processes. Rapport technique, EPRI, 2004.
- [33] P. FRATTINI et J. A. SAWICKI : Characterization of corrosion products on the callaway cycle 9 pwr core. Rapport technique, EPRI, 2001.

- [34] Y. YAGNIK : Crud deposition in the cirene loop. Rapport technique, EPRI, 2000.
- [35] Ph. FILLION, A. BERGERON, D. GALLO, O. GRÉGOIRE, E. RICHEBOIS, E. ROYER, S. ZIMMER et TMA DDS : Version 1.10.16 guide de l'utilisateur : manuel de référence des modules et des procédures. Rapport technique, CEA, 2005.
- [36] M. GIRARD, S. BANTICHE, G. FRITZ, P. GALLIANO et P. LE TIEC : Compte rendu de l'essai "aoa" 2005. Rapport technique, CEA, 2005.
- [37] R. V. MACBETH, R. TREMBERTH et R. W. WOOD : An investigation into the effect of "crud" deposits on surface temperature, dry-out and pressure drop, with forced convection boiling of water at 69 bar in annular test section. Rapport technique, AEEW Winfrith R.705, 1971.
- [38] Van P. CAREY : *Liquid vapor phase change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*. Taylor et Francis, 1992.
- [39] H. J. VAN OUVERKERK : The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14, 1971.
- [40] P. MARCH : *Caractérisation et modélisation de l'environnement thermohydraulique et chimique des gaines de combustible des réacteurs à eau sous pression*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 1999.
- [41] J. WEISMAN et B. S. PEI : Prediction of critical heat flux under highly subcooled. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26, 1983.
- [42] S. PUJET : *Modélisation de l'écoulement autour d'une bulle de vapeur en formation sur une paroi chauffante en ébullition convective sous-saturée*. Thèse de doctorat, INPT Toulouse, 1998.
- [43] J. Y. YANG et J. WEISMAN : A phenomenological model of subcooled flow boiling in the detached bubble region. *International Journal of Multiphase Flow*, 17, 1991.
- [44] H. C. UNAL : Maximum bubble diameter, maximum bubble growth time and bubble growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to  $17,7 \text{ mw.m}^{-2}$ . *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19, 1976.
- [45] P. FRATTINI, E. BLANDFORD, D. HUSSEY, Morvan A., Blok J., E. DECOSSIN et Faner N. : Modeling axial offset anomaly. *In International Conference on Water Chemistry of Nuclear Reactor Systems*, 2004.
- [46] S. K. BEAL : Deposition particles in turbulent flow on channel or pipe wall. *Nuclear Science and Engineering*, 40, 1970.
- [47] D. SOUSSAN : Nt smet lmta 99 18. Rapport technique, CEA, 1999.
- [48] D. H. CHARLESWORTH : The deposition of corrosion products in boiling water systems. *Chemical Engineering Program Symposium Series*, 66, 1970.
- [49] N. N. MANKINA : Nr. Rapport technique, Toploenergetica, 1960.
- [50] P. BESLU et A. LALET : Modèle de déposition de produits de corrosion en régime d'ébullition nucléé. Rapport technique, CEA/SEN/ECC, 1980.
- [51] K. TORIGAI : Nr. *Transaction of the Japan society of mechanical engineering*, 32, 1966.
- [52] C. W. TURNER, S. J. KLIMAS et M. G. BRIDEAU : L'effet des amines sur la vitesse d'encrassement des tubes des générateurs de vapeur. Rapport technique, AECL, 1997.
- [53] N. G. RASSOKHIM, Staehle R. W. et Jones D. de G. : Iron oxide deposits on heat surfaces and their removal. *High Temperature High Pressure Electrochemistry in Aqueous Solutions*, NR, 1976.

- [54] M. BASSET, N. ARDBEAU, J. MCINERNEY et D. H. LISTER : Deposition of particles onto alloy-800 steam generator tubes. Rapport technique, Department of Chemical Engineering, University of New Brunswick, NR.
- [55] D. H. LISTER et F. CUSSAC : Modeling of particulate fouling on heat exchanger surfaces : influence of bubbles on iron oxide deposition. *Heat Transfer Engineering*, 30, 2009.
- [56] K. KHUMSA-ANG et D. H. LISTER : The investigation of particulate corrosion product deposition on heat transfer surfaces : a comparison of experiments and theory and a preliminary study of the removal mechanism. *In International Conference on Heat Exchanger Fouling and Cleaning VIII*, 2009.
- [57] J. REED, D. HALL et M. W. REEKS : The variation of particle gas-borne concentration with time in a gas cooled reactor. Rapport technique, Berkeley Nuclear Laboratories, 1985.
- [58] M. W. REEKS et D. HALL : Kinetic models for particle resuspension in turbulent flow. *Journal of Aerosol Science*, 2001.
- [59] G. VANSHTAIN, M. ZISKIND et C. FISHMAN : Kinetic model of particle resuspension by drag force. Rapport technique, Faculty of Mechanical Engineering, 1996.
- [60] A. HONTANON, A. De los REYES et J. A. CAPITAO : The caesar code for aerosol resuspension in turbulent pipe flows. assessments against the storm experiment. *Journal of Aerosol Science*, 2000.
- [61] M. GUINGO : *Modélisation stochastique du dépôt et du réentraînement des particules dans un écoulement turbulent*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, 2008.
- [62] J. W. CLEAVER et B. YATES : Mechanism of detachment of colloidal particles from a flat substrat in a turbulent flow. *Journal of Colloid and Interface Science*, 3, 1972.
- [63] J. TABOREK, T. AOKI, R. B. RITTER, J. W. PALEN et J. G. KNUDSEN : Fouling : The major unresolved problem in heat transfer. *Chemical Engineering Progress*, 1972.
- [64] S. K. BEAL : Correlations for the sticking probability and erosion of particles. *Journal of Aerosol Science*, 1978.
- [65] S. PASACAL-RIBOT : Etude du dépôt de boues sur la plaque à tubes d'un gv. application à la maquette frida 2. Rapport technique, Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, 1996.
- [66] J. S. PUNJRATH et D. R. HELDMAN : Mechanisms of small particle re-entrainment from flat surfaces. *Journal of Aerosol Science*, 1972.
- [67] J. L. COSSABOOM et D. H. LISTER : The fouling of alloy 800 heat exchanger tubes by nickel ferrite under bulk boiling conditions. *ECI Symposium Series, Procedure of 6th International Conference on Heat Exchanger Fouling and Cleaning*, 2005.
- [68] A. P. WATKINSON : *Particle fouling of sensible heat exchanger*. Thèse de doctorat, University of British Columbia, 1968.
- [69] S. COHEN, S. K. BEAL et J. H. CHEN : A model of sludge behavior in nuclear plant steam generator. Rapport technique, EPRI, 1986.
- [70] M. BASSET, J. MCINERNEY, N. ARDBEAU et D. H. LISTER : The fouling of alloy 800 heat exchange surfaces by magnetite particles. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2000.
- [71] F. DACQUAIT, J. FRANCESCOTTO et F. BROUTIN : Oscar v1.3 - spécifications détaillées des modèles physiques. Rapport technique, CEA DEN/CAD/DTN/SMTM/LMTR, 2012.

- [72] J. M. DELHAYE : *Thermohydraulique des réacteurs*. EDP science, 2008.
- [73] G. PLANQUE, D. YOU, E. BLANCHARD, V. MERTENS et C. LAMOUREUX : Rôle de la chimie dans les phénomènes survenant dans les circuits des centrales nucléaires. *Revue Générale Nucléaire*, 2011.
- [74] M. MONTOUT : *Contribution au développement d'une approche prédictive locale de la crise d'ébullition*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2009.
- [75] E. MANON : *Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 2000.
- [76] G. KOCAMUSTAFAOGULLARI et Ishii M. : Interfacial area and nucleation site density in boiling system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1993.
- [77] R. H. KEEFER, J. L. RIDER et L. A. WALDMAN : An analytical model for particulate deposition on vertical heat transfer surfaces in a boiling environment. Rapport technique, Bettis Atomic Power Laboratory, 1993.
- [78] M. H. HU : A model for sludge distribution within steam generator nsd-jlh-5416. Rapport technique, Westinghouse Electric Corporation, NC.
- [79] C. W. TURNER, Y. LINER et M. B. CARVER : Modelling magnetite particle deposition in nuclear steam generator and comparison with data plant. Rapport technique, AECL, 1961.
- [80] B. M. ZAKHAROV, M. G. TROFINOV, Y. I. GUSEVA, A. A. GOLOVKIN et V. KONONOV : Bond strength of coating applied by the flame plating technique. Rapport technique, Union Institute of Aviation Materials, 1970.
- [81] H. FRIES et G. YADIGAROLU : Modelling of resuspension of particle clusters from multilayer aerosol deposits with variable porosity. *Journal of Aerosol Science*, 2002.
- [82] C. I. FAIRCHILD et M. I. TILLERY : Wind tunnel measurements of the resuspension of ideal particles. *Atmospheric Environment*, 1982.
- [83] I. H. NEWSON, T. R. BOTT et C. I. HUSSAIN : Studies of magnetite deposition from a flowing suspension. *Fouling in Heat Exchange Equipment*, 1981.
- [84] M. NOE : Etude des dépôts de produits de corrosion sur les gaines de combustible et de la corrosion des gaines : synthèse des travaux effectués par le commissariat à l'énergie atomique. Rapport technique, CEA, 1984.
- [85] P. G. PAPAVERGOS et A. B. HEDLEY : Particle deposition behaviour from turbulent flows. *Chemical Engineering Research Design*, 1984.
- [86] M. BASSET : *Deposition of particles onto alloy-800 steam generator tubes*. Thèse de doctorat, ENSC, 1995.
- [87] NC : Doctrine de maintenance préventive. le faisceau tubulaire du générateur de vapeur. Rapport technique, CEA/DPT-EPN, 1994.
- [88] P. BESLU, M. NOE, C. URLACHER et C. VESCO : Bihan ébullition nucléée - expérience 1 : Base teneur en lithine. Rapport technique, CEA/SEN/ECC, 1979.
- [89] A. GIORDANO : Note de présentation et de validation du code cochise v3.0 dec/sh2c/lcg/00.008. Rapport technique, CEA, 2000.

