Nancy-Université
INPL

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.
Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur au même titre que sa version papier. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.
D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite entraîne une poursuite pénale.

Contact SCD INPL : scdinpl@inpl-nancy.fr

LIENS

Code de la propriété intellectuelle. Articles L 122.4
Code de la propriété intellectuelle. Articles L 335.2 – L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Institut National Polytechnique de Lorraine Ecole doctorale EMMA

THESE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine

Spécialité : Mécanique et Energie

Préparée au laboratoire de physico-chimie et de thermohydraulique multiphasique du Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble

Présentée et soutenue publiquement le 12 décembre 2008

par

Mathieu Guillaumé

Ingénieur de l'Ecole Centrale Paris

Modélisation de l'interaction entre le cœur fondu d'un réacteur à eau pressurisée et le radier en béton du bâtiment réacteur

Jury :

M.	H. Combeau	Directeur de thèse
M.	J.M. Seiler	Co-directeur de thèse
M.	K. Atkhen	Examinateur
M.	F. Fichot	Examinateur
M.	D. Gobin	Examinateur
M.	L. Tadrist	Examinateur

Remerciements

Ainsi s’achèvent ces trois années de thèse. Je tiens à remercier ici les personnes sans lesquelles le travail ne serait pas ce qu’il est aujourd’hui.

Je commence par les deux personnes qui m’ont encadré, Jean-Marie Seiler et Hervé Combeau. Je vous remercie pour votre grande compétence scientifique, votre disponibilité, votre motivation sans faille et votre exigence. Je pense avoir appris beaucoup à vos côtés.

Je remercie Erik de Malmazet de sa présence à mes côtés pendant ces trois années. Je garderai un souvenir très fort des conversations passionnantes que nous avons pu avoir.

Je remercie Karine Froment, la chef du laboratoire LPTM, ainsi que les membres du groupe « accidents graves » de m’avoir accueilli dans leur équipe.

Pendant ces trois années, j’ai croisé la route de très nombreux stagiaires, thésards, post-doc. Une pensée amicale à Manon, Jean-Charles, Martin, Cédric, Santiago, … et à tous les autres !

Je remercie les membres du jury, Messieurs Fichot, Gobin, Tadrist et Atkhen, d’avoir consacré de leur temps à l’évaluation de ce travail.

Enfin, ma dernière pensée va à Sophie que je remercie pour son soutien et pour tout le reste.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE 15

CHAPITRE 1 BILAN DES EXPERIENCES ET MODELISATIONS DE L'INTERACTION CORIUM – BETON 17

1.1. DESCRIPTION DES MATERIAUX 17
1.1.1. Cœur fondu 17
1.1.2. Béton 17
1.1.3. Corium 19
1.2. PROBLEMATIQUE DE L'INTERACTION CORIUM – BETON 20
1.2.1. Puissance résiduelle 20
1.2.2. Objectifs des études sur l'interaction corium - béton 21
1.2.3. Objectif de l'étude menée dans cette thèse 21
1.2.4. Les limitations de cette étude 23
1.3. LES ESSAIS D'INTERACTION CORIUM – BETON ; APPORTS ET LIMITES 24
1.3.1. Les essais d'interaction corium - béton 24
1.3.1.1. Les essais ACE 25
1.3.1.2. Les essais MACE 26
1.3.2. Les apports 28
1.3.2.1. Température du corium 28
1.3.2.2. Macroségrégation 29
1.3.2.3. Instabilité du front de fusion 30
1.3.3. Les limites 31
1.4. MODELISATION 32
1.4.1. Phénoménologie de l'interaction entre le corium et le radier en béton 32
1.4.2. Liste des modèles 33
1.4.3. Les modèles thermohydrauliques 34
1.4.3.1. Modèle de CORCON 34
1.4.3.2. Modèle de WECHSL 36
Les modèles physico-chimiques 39
1.4.3.3. Le modèle de ségrégation de phases 39
1.4.3.4. Modèle de CORQUENCH 43
1.4.3.5. Modèle de COSACO 44
1.4.4. Le modèle paramétrique 46
1.5. INTERPRETATION DES RESULTATS DES ESSAIS ACE ET MACE 47
1.5.1. Température du corium 47
1.5.2. Position du front de fusion du béton 48
1.5.3. Macroségrégation 48
1.5.4. Instabilité du front de fusion 48
1.5.5. Conclusion 49
1.6. CONCLUSION 50

CHAPITRE 2 DESCRIPTION DES ESSAIS ARTEMIS ET ANALYSE DES RESULTATS 51

2.1. DESCRIPTION DES ESSAIS ARTEMIS 51
2.1.1. Similitude 51
2.1.2. Descriptif du dispositif expérimental 52
2.1.3. Déroulement d'un essai 55
2.1.4. Grille des essais ARTEMIS 1D 56
2.2. ANALYSE DES RESULTATS DES ESSAIS ARTEMIS 2, 3, 4 ET 6 57
2.2.1. Détermination expérimentale de la température d'interface et du coefficient de transfert de chaleur 57
2.2.1.1. Répartition spatiale de la phase solide 57
2.2.1.2. Définitions du milieu interfacial et du bain 59
2.2.1.3. Température d'interface 59
2.2.1.4. Coefficient de transfert de chaleur 60
2.2.1.5. Conclusion 62
2.2.2. Caractérisation de la nature et de la résistance thermique du milieu interfacial 63

2.2.2.1. Définitions des régimes transitoire et quasi-permanent du milieu interfacial 63
2.2.2.2. Nature du milieu interfacial 64
2.2.2.3. Résistance thermique du milieu interfacial 66
2.2.2.4. Conclusion 67
2.2.3. Mise en évidence d'un mouvement du liquide au sein du milieu interfacial et de ses conséquences 68
2.2.3.1. Origine du mouvement 68
2.2.3.2. Conséquences sur le transfert de chaleur 69
2.2.3.3. Bouchage du milieu interfacial 71
2.2.3.4. Conclusion 72
2.3. CONCLUSION 73

CHAPITRE 3 MODELISATION DES TRANSFERTS DANS LE MILIEU INTERFACIAL 75

3.1. INTRODUCTION 75
3.2. APPROCHE DE LA PHENOMENOLOGIE DANS LE MILIEU INTERFACIAL 75
3.2.1. Synthèse bibliographique sur la convection naturelle en solidification dirigée 75
3.2.2. Simulation numérique avec le logiciel SOLID 79
3.2.2.1. Définition du calcul 80
3.2.2.2. Formation du milieu interfacial 82
3.2.2.3. Structure du milieu interfacial 83
3.2.2.4. Ecoulement du liquide 83
3.2.2.5. Température 85
3.2.2.6. Composition du liquide 86
3.2.2.7. Bouchage 87
3.2.3. Conclusion 88
3.3. MODELE 89
3.3.1. Hypothèses physiques 89
3.3.2. Définition de la cellule géométrique élémentaire 91
3.3.3. Convention sur les vitesses 92
3.3.4. Conditions aux limites et initiales 93
3.3.5. Modèle complet 95
3.3.5.1. Equations 95
3.3.5.2. Synthèse des équations 100
3.3.6. Modèle simplifié 102
3.3.6.1. Hypothèses supplémentaires 102
3.3.6.2. Résolution 103
3.3.7. Données d'entrée du modèle 114
3.3.7.1. Liste des données d'entrée 114
3.3.7.2. Diamètre des grains 114
3.3.7.3. Diamètre des cheminées 114
3.3.7.4. Densité surfacique de cheminées 115
3.3.8. Vérification de la validité des hypothèses non justifiées 116
3.4. CONCLUSION 117

CHAPITRE 4 APPLICATIONS DU MODELE DANS LES CONDITIONS DES ESSAIS ARTEMIS 119

4.1. INTRODUCTION 119
4.2. COMPARAISON DES RESULTATS DU MODELE ET DU CALCUL AVEC SOLID 119
4.2.1. Choix de l'instant initial du calcul avec le modèle 119
4.2.2. Délimitation de la cellule de convection dans la simulation avec SOLID 120
4.2.3. Valeur des données d'entrée du modèle 120
4.2.4. Vitesse du liquide dans la zone poreuse 122
4.2.5. Vitesse du liquide dans la cheminée 125
4.2.6. Température 126
4.2.7. Composition du liquide 127
4.2.8. Vitesse de bouchage 129
4.2.9. Evolution temporelle des grandeurs 130
4.2.10. Conclusion 131
4.3. ETUDE DE SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR AUX DONNEES D'ENTREE 131
4.3.1. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des cheminées 133

4.3.2. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des grains ... 133
4.3.3. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur à la distance entre cheminées ... 134
4.3.4. Conclusion de l'étude de sensibilité ... 134
4.4. APPLICATION DU MODELE AUX ESSAIS ARTEMIS ... 135
4.4.1. Valeur des données d'entrée du modèle ... 135
4.4.2. Distribution du flux de chaleur en fonction de la fraction liquide du milieu interfacial ... 136
4.4.3. Gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial ... 138
4.5. CONCLUSION ... 139

CHAPITRE 5 MODELISATION COUPLEE DU BAIN ET DU MILIEU INTERFACIAL ... 141

5.1. INTRODUCTION ... 141
5.2. MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET DU TRANSFERT DE SOLUTE SUR LA TEMPERATURE DE L'INTERFACE BAIN – MILIEU INTERFACIAL ... 141
5.3. SIMPLIFICATION DE LA MODELISATION DES TRANSFERTS A L'INTERFACE ENTRE LE BAIN ET LE MILIEU INTERFACIAL PAR LA DEFINITION DE DEUX CAS LIMITES ... 142
5.4. MODELISATION COUPLEE DU BAIN ET DU MILIEU INTERFACIAL ... 144
5.4.1. Introduction ... 144
5.4.2. Hypothèses physiques de modélisation ... 144
5.4.3. Les équations ... 146
5.4.4. Résolution du problème ... 153
5.5. ANALYSE DE TENDANCES DES DEUX MODELES ... 156
5.5.1. Modèle à épaisseur de milieu interfacial constante ... 156
5.5.2. Modèle liquidus ... 161
5.5.3. Conclusion ... 162
5.6. APPLICATION DES MODELES AUX ESSAIS ARTEMIS ... 163
5.6.1. Application du modèle à épaisseur de milieu interfacial constante ... 163
5.6.1.1. Valeur des données d'entrée du modèle ... 163
5.6.1.2. Valeurs du temps de bouchage du milieu interfacial ... 164
5.6.1.3. Calcul de la température du bain ... 165
5.6.1.4. Calcul de la vitesse de fusion du béton ... 166
5.6.2. Application du modèle liquidus ... 167
5.7. CONCLUSION ... 168

CONCLUSION GENERALE ... 169

ANNEXES ... 173

NOMENCLATURE ... 215

REFERENCES ... 221

Liste des figures

FIGURE 0.1 : CRAYON DE COMBUSTIBLE ET SA GAINE EN ZIRCALLOY (A GAUCHE) – CUVE EN ACIER (A DROITE).. 15
FIGURE 0.2 : BATIMENT REACTEUR 16

FIGURE 1.1 : DIAGRAMME DU PSEUDO-BINAIRE (UO_2 - ZrO_2 ; PRODUITS DE DECOMPOSITION DU BETON) 19
FIGURE 1.2 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA PUISSANCE RESIDUELLE APRES LA CHUTE DES BARRES DE CONTROLE 20
FIGURE 1.3 : EVACUATION DE LA PUISSANCE RESIDUELLE ET FUSION DU RADIER EN BETON 20
FIGURE 1.4 : ESSAIS ACE - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 25
FIGURE 1.5 : ASPECT FINAL DES CREUSETS DES ESSAIS ACE L5 (GAUCHE) ET L2 (DROITE) 26
FIGURE 1.6 : ESSAIS MACE – DISPOSITIF EXPERIMENTAL 27
FIGURE 1.9 : TEMPERATURE ET TEMPERATURE DE LIQUIDUS DU CORIUM DANS L'ESSAI MACE M3B 28
FIGURE 1.8 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA PUISSANCE INJECTEE (A GAUCHE) ET DE LA TEMPERATURE DU CORIUM (A DROITE) DANS L'ESSAI MACE M3B 29
FIGURE 1.11 : PROFIL VERTICAL DE LA CONCENTRATION EN URANIUM DANS LE CORIUM SOLIDE (POST-MORTEM) – ESSAIS ACE L2 ET L5..... 30
FIGURE 1.12 : PROFIL VERTICAL DE LA CONCENTRATION EN UO_2 ET ZrO_2 DANS LE CORIUM SOLIDE (POST-MORTEM) – ESSAI MACE M1B (A GAUCHE) – ESSAI MACE M3B (A DROITE)..... 30
FIGURE 1.13 : ESSAI MACE M3B – EVOLUTION TEMPORELLE DE LA POSITION DU FRONT DE FUSION DU BETON... 31
FIGURE 1.14 : REPARTITION SPATIALE DES PHASES DANS LE MODELE DE CORCON 35
FIGURE 1.15 : EVOLUTION DE LA FRACTION SOLIDE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU CORIUM..... 36
FIGURE 1.16 : REPARTITION SPATIALE DES PHASES DANS LE MODELE DE WECHSL 36
FIGURE 1.17 : CROISSANCE DE LA CROUTE (A GAUCHE) – CROUTE AVEC UNE EPAISSEUR MAXIMALE (A DROITE). 40
FIGURE 1.18 : DISSOLUTION PROGRESSIVE DE LA CROUTE..... 40
FIGURE 1.19 : REPARTITION SPATIALE DES PHASES DANS LE MODELE DE SEGREGATION DE PHASES..... 42
FIGURE 1.20 : REPARTITION SPATIALE DES PHASES DANS LE MODELE DE COSACO 44
FIGURE 1.21: REPRESENTATION DES COUCHES A LA FRONTIERE ENTRE LE CORIUM ET LE BETON DANS LE MODELE DE MEDICIS..... 46
FIGURE 1.22 : MECANISME D'INSTABILITE DE CROUTES DE SEILER ET FROMENT 49

FIGURE 2.1 : DIAGRAMME DE PHASES $BaCl_2$ - LICL 52
FIGURE 2.2 : SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DES ESSAIS ARTEMIS..... 53
FIGURE 2.3 : SCHEMA DE LA POINTE DE LA SONDE MOBILE MONTRANT LES DIFFERENTS THERMOCOUPLES..... 54
FIGURE 2.4 : EVOLUTION DE LA POSITION DU FRONT DE FUSION DANS L'ESSAI 3..... 55
FIGURE 2.5 : EVOLUTION DE LA TEMPERATURE DU CORIUM DANS L'ESSAI 2 55
FIGURE 2.6 : EVOLUTIONS TEMPORELLES DE LA POSITION DU FRONT DE FUSION DU BETON ET DE LA COTE D'ARRET DE LA POINTE DE SONDE MOBILE DANS L'ESSAI 4 58
FIGURE 2.7 : EVOLUTIONS TEMPORELLES DE LA TEMPERATURE DU CORIUM ET DE SA TEMPERATURE DE LIQUIDUS DANS L'ESSAI 4..... 58
FIGURE 2.8 : REPRESENTATION DU BAIN ET DU MILIEU INTERFACIAL 59
FIGURE 2.9 : COMPARAISON DE LA TEMPERATURE DE L'INTERFACE ENTRE LE BAIN ET LE MILIEU INTERFACIAL ET DE LA TEMPERATURE DE LIQUIDUS DU BAIN POUR L'ESSAI 6 60
FIGURE 2.10 : COMPARAISON DE LA TEMPERATURE DE L'INTERFACE ENTRE LE BAIN ET LE MILIEU INTERFACIAL ET DE LA TEMPERATURE DE LIQUIDUS DU BAIN POUR L'ESSAI 3 60
FIGURE 2.11 : EVOLUTION TEMPORELLE DE L'EPAISSEUR DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 4..... 63
FIGURE 2.12 : IMAGE MEB D'UN ECHANTILLON DE LA CROUTE POST-MORTEM DE L'ESSAI 3..... 64
FIGURE 2.13 : ZOOM SUR QUELQUES GRAINS 64
FIGURE 2.14 : OBSERVATION DES ORIFICES DE CHEMINEES DANS LA CROUTE POST MORTEM DE L'ESSAI 2 65
FIGURE 2.15 : EVOLUTION DE LA MASSE DE LICL DANS LE BAIN ET DANS LE CORIUM DANS L'ESSAI 3..... 66
FIGURE 2.16 : PROFILS VERTICAUX DE LA CONCENTRATION DU LIQUIDE EN CHLORURE DE LITHIUM (A GAUCHE) ET DE LA MASSE VOLUMIQUE DU LIQUIDE (A DROITE) DANS LE MILIEU INTERFACIAL 68
FIGURE 2.17 : SCHEMATISATION SIMPLIFIEE DU MILIEU INTERFACIAL..... 70
FIGURE 2.18 : EVOLUTION DE LA MASSE DE LICL DANS LE BAIN ET DANS LE CORIUM DANS L'ESSAI 4..... 71
FIGURE 2.19 : EVOLUTION DE L'EPAISSEUR DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 4 71

FIGURE 3.1 : PHOTOGRAPHIE D'UNE ZONE PATEUSE OBTENUE PAR LA SOLIDIFICATION D'UNE SOLUTION AQUEUSE DE CHLORURE D'AMMONIUM – IMAGE EXTRAITE DE WORSTER (1997) 76
FIGURE 3.2 : ILLUSTRATION DES CHEMINEES SE FORMANT DANS UNE ZONE PATEUSE – IMAGE EXTRAITE DE SCHULTZE ET WORSTER (1998) 76

FIGURE 3.3 : VISUALISATION DES « FRECKLES » A LA SURFACE D'UN LINGOT – IMAGE EXTRAITE DU SITE INTERNET DE C. BECKERMANN 77
FIGURE 3.4 : GROS PLAN SUR UNE FISSURE – IMAGE EXTRAITE DU SITE INTERNET DE C. BECKERMANN 77
FIGURE 3.5 : CONCENTRATION DU LIQUIDE (A) ET FRACTION SOLIDE (B) AU TEMPS T = 140 S – D'APRES JAIN ET AL (2007-1) 77
FIGURE 3.6 : CONCENTRATION DU LIQUIDE (A) ET TEMPERATURE (C) AU TEMPS T = 15 S – D'APRES JAIN ET AL (2007-2) 77
FIGURE 3.7 - EVOLUTION TEMPORELLE DU NOMBRE DE CHEMINEES – D'APRES JAIN ET AL. (2007-1) 78
FIGURE 3.8 : GEOMETRIE DU VOLUME DE CALCUL AVEC SOLID 80
FIGURE 3.9 : APERÇUS DU MILIEU INTERFACIAL AUX TEMPS T = 200 S (A), T = 500 S (B), T = 1600 S (C) ET T = 4000 S (D) 82
FIGURE 3.10 : COUPES HORIZONTALES DE LA FRACTION LIQUIDE ET DE LA VITESSE VERTICALE AU TEMPS T = 1600 S ET A LA COTE Z = 2,5 CM 83
FIGURE 3.11 : MISE EN EVIDENCE DU MOUVEMENT DU LIQUIDE DANS LE MILIEU INTERFACIAL AU TEMPS T = 1600 S 84
FIGURE 3.12 : PROFIL VERTICAL DE LA VITESSE VERTICALE DE LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE AU TEMPS T = 1600 S 84
FIGURE 3.13 : PROFIL VERTICAL DE LA VITESSE VERTICALE DE LIQUIDE DANS UNE CHEMINEE (X= 11,9 CM) AU TEMPS T = 1600 S 84
FIGURE 3.14 : PROFILS VERTICAUX DE LA PRESSION MOTRICE DANS LA ZONE POREUSE (X = 10,4 CM) ET DANS UNE CHEMINEE (X = 11,9 CM) AU TEMPS T = 1600 S 85
FIGURE 3.15 : PROFILS VERTICAUX DE LA TEMPERATURE DANS LA ZONE POREUSE (X = 10,4 CM) ET DANS UNE CHEMINEE (X = 11,9 CM) AU TEMPS T = 1600 S 85
FIGURE 3.16 : PROFILS HORIZONTAUX DE LA TEMPERATURE A DEUX COTES DIFFERENTES, ET DE LA FRACTION LIQUIDE AU TEMPS T = 1600 S 85
FIGURE 3.17 : PROFILS VERTICAUX DE LA COMPOSITION DU LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE (X = 10,4 CM) ET DANS UNE CHEMINEE (X = 11,9 CM) AU TEMPS T = 1600 S 86
FIGURE 3.18 : PROFILS HORIZONTAUX DE LA FRACTION LIQUIDE A LA COTE Z = 2,5 CM A DIFFERENTS INSTANTS . 87
FIGURE 3.19 : PROFILS HORIZONTAUX DE LA VITESSE VERTICALE A LA COTE Z = 2,5 CM A DIFFERENTS INSTANTS 87
FIGURE 3.20 : PROFILS HORIZONTAUX DE LA TEMPERATURE A LA COTE Z = 2,5 CM A DIFFERENTS INSTANTS 87
FIGURE 3.21 : VUE D'ENSEMBLE DES DIFFERENTES ZONES DU MILIEU INTERFACIAL 91
FIGURE 3.22 : VUE DE DESSUS DU MILIEU INTERFACIAL 91
FIGURE 3.23 : LES CELLULES ELEMENTAIRES DU MILIEU INTERFACIAL VUES DE DESSUS 92
FIGURE 3.24 : DEFINITION DES AXES 93
FIGURE 3.25 : PROFIL RADIAL DE LA CONCENTRATION EN LICL DANS LA CHEMINEE 105
FIGURE 3.26 : PROFIL RADIAL DE LA VITESSE VERTICALE DANS LA CHEMINEE 106

FIGURE 4.1 : MISE EN EVIDENCE DES CELLULES DE CONVECTION DANS LE MILIEU INTERFACIAL AU TEMPS T = 1600 S 120
FIGURE 4.2 : PROFIL HORIZONTAL DE LA VITESSE HORIZONTALE A LA COTE Z = 1,8 CM ET AU TEMPS T = 1600 S 120
FIGURE 4.3 : PROFIL VERTICAL DE LA FRACTION LIQUIDE A L'ABSCISSE X = 10,4 CM CALCULE PAR SOLID AU TEMPS T = 1600 S 122
FIGURE 4.4 : COMPARAISON DES VITESSES VERTICALES DE LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE CALCULEES AVEC LE MODELE ET AVEC SOLID A LA COTE Z = 1,8 CM ET A L'INSTANT T = 1600 S 123
FIGURE 4.5 : COMPARAISON DES VITESSES VERTICALES DE LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE CALCULEES AVEC SOLID ET AVEC LE MODELE LORSQU'ON IMPOSE L'ECART DE MASSE VOLUMIQUE CALCULE PAR SOLID, A LA COTE Z = 1,8 CM ET AU TEMPS T = 1600 S 123
FIGURE 4.6 : PROFIL HORIZONTAL DE LA FRACTION LIQUIDE CALCULE PAR SOLID A LA COTE Z = 1,8 CM ET AU TEMPS T = 1600 S 124
FIGURE 4.7 : COMPARAISON DES VITESSES VERTICALES DE LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE CALCULEES AVEC SOLID ET AVEC LE MODELE LORSQU'ON FAIT VARIER LA FRACTION LIQUIDE ENTRE SES VALEURS EXTREMALES, A LA COTE Z = 1,8 CM ET AU TEMPS T = 1600 S 124
FIGURE 4.8 : COMPARAISON DES VITESSES VERTICALES DE LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE CALCULEES AVEC LE MODELE ET AVEC SOLID A LA COTE Z = 2,8 CM ET A L'INSTANT T = 1600 S 125
FIGURE 4.9 : PROFIL HORIZONTAL DU QUOTIENT DE LA VITESSE DANS LA CHEMINEE SUR LA VITESSE DANS LA ZONE POREUSE A LA COTE Z = 1,8 CM ET AU TEMPS T = 1600 S 126
FIGURE 4.10 : COMPARAISON DES PROFILS VERTICAUX DE TEMPERATURE DANS LA ZONE POREUSE (A GAUCHE) ET DANS LA CHEMINEE (A DROITE) CALCULES AVEC LE MODELE ET AVEC SOLID AU TEMPS T = 1600 S 126

FIGURE 4.11 : COMPARAISON DES PROFILS VERTICAUX DE COMPOSITION DU LIQUIDE DANS LA ZONE POREUSE (A GAUCHE) ET DANS LA CHEMINEE (A DROITE) CALCULES AVEC LE MODELE ET AVEC SOLID AU TEMPS T = 1600 S 128
FIGURE 4.12 : COMPARAISON DES PROFILS VERTICAUX DE LA COMPOSITION DU LIQUIDE DANS LA CHEMINEE EN SUPPOSANT QUE LA BASE DES CHEMINEES SE SITUE A LA MEME COTE (Z = 1,2 CM) 128
FIGURE 4.13 : PROFILS VERTICAUX DE LA VITESSE DE BOUCHAGE DANS LA ZONE POREUSE CALCULES AVEC LE MODELE (A GAUCHE) ET AVEC SOLID (A DROITE) AU TEMPS T = 1600 S 129
FIGURE 4.14 : COMPARAISON DES VITESSES DE BOUCHAGE DE LA ZONE POREUSE CALCULEES AVEC LE MODELE ET AVEC SOLID A LA COTE Z = 1,8 CM ET A L'INSTANT T = 1600 S 130
FIGURE 4.15 : ETUDE DE LA SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR AU DIAMETRE DES CHEMINEES 133
FIGURE 4.16 : ETUDE DE LA SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR AU DIAMETRE DES GRAINS 134
FIGURE 4.17 : ETUDE DE LA SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR A LA DISTANCE ENTRE CHEMINEES 134

FIGURE 5.1 : EVOLUTION DE LA VALEUR DU TEMPS DE BOUCHAGE EN FONCTION DE LA COTE A LAQUELLE IL EST CALCULE 159
FIGURE 5.2 : CALCULS DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TEMPERATURE DU BAIN (A GAUCHE) ET DE LA VITESSE DE FUSION DU BETON (A DROITE) AVEC LE MODELE A EPAISSEUR DE MILIEU INTERFACIAL CONSTANTE POUR DIFFERENTES VALEURS DU TEMPS DE BOUCHAGE 159
FIGURE 5.3 : EVOLUTION DU TEMPS DE BOUCHAGE EN FONCTION DE LA COTE A LAQUELLE IL EST CALCULE POUR L'ESSAI 3 (A GAUCHE) ET L'ESSAI 4 (A DROITE) 165
FIGURE 5.4 : CALCUL DE LA TEMPERATURE DU BAIN AVEC LE MODELE A EPAISSEUR DE MILIEU INTERFACIAL CONSTANTE POUR L'ESSAI 3 (A GAUCHE) ET L'ESSAI 4 (A DROITE) 165
FIGURE 5.5 : CALCUL DE LA VITESSE DE FUSION DU BETON AVEC LE MODELE A EPAISSEUR DE MILIEU INTERFACIAL CONSTANTE POUR L'ESSAI 3 (A GAUCHE) ET L'ESSAI 4 (A DROITE) 166
FIGURE 5.6 : EVOLUTION EXPERIMENTALE DE LA TEMPERATURE DU BAIN DANS L'ESSAI 2 (A GAUCHE) ET L'ESSAI 6 (A DROITE) 167

FIGURE A.1 : DIAGRAMME DE PHASES DU BINAIRE $BaCl_2$ - LICL 184
FIGURE A.2 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA MASSE VOLUMIQUE MOYENNE DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 6 193
FIGURE A.3 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA MASSE VOLUMIQUE MOYENNE DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 3 (A GAUCHE) ET L'ESSAI 4 (A DROITE) 193
FIGURE A.4 : SCHEMA DU MILIEU INTERFACIAL EN GEOMETRIE 2D PLAN 195
FIGURE A.5 : EVOLUTION DU RAPPORT (B)/(A) EN FONCTION DE LA COTE 204
FIGURE A.6 : FORME GENERALE DE L'ALGORITHME DE RESOLUTION 213

Liste des tableaux

TABLEAU 1.1 : COMPOSITION DES BETONS EN POURCENTAGE MASSIQUE, D'APRES THOMPSON ET AL. (1997) 18
TABLEAU 1.2 : TEMPERATURES DE LIQUIDUS ET DE SOLIDUS DES BETONS, D'APRES ROCHE ET AL. (1993) 18
TABLEAU 1.3 : LISTE DES PRINCIPALES CAMPAGNES D'ESSAIS D'INTERACTION CORIUM - BETON 24
TABLEAU 1.4 : TEMPERATURE DU CORIUM DANS LES ESSAIS ACE 28
TABLEAU 1.5 : PROPRIETES DU CŒUR FONDU 33
TABLEAU 1.6 : PROPRIETES DU BETON 33
TABLEAU 1.7 : CONDITIONS INITIALES CONCERNANT LE CŒUR FONDU 33
TABLEAU 1.8 : CONDITIONS INITIALES CONCERNANT LE BETON 33
TABLEAU 1.9 : LISTE DES PRINCIPAUX MODELES D'INTERACTION CORIUM - BETON 34
TABLEAU 1.10 : ETUDE PARAMETRIQUE SUR LA VITESSE SUPERFICIELLE DES GAZ 38
TABLEAU 1.11 : PROPRIETES DU CORIUM SOLIDE 41

TABLEAU 2.1 : PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES SELS D'ARTEMIS (I) 52
TABLEAU 2.2 : PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES SELS D'ARTEMIS (II) 52
TABLEAU 2.3 : GRILLE DES ESSAIS ARTEMIS 1D 56
TABLEAU 2.4 : VALEURS EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR DANS LE BAIN A L'INTERFACE AVEC LE MILIEU INTERFACIAL DANS LES ESSAIS 3, 4 ET 6 62
TABLEAU 2.5 : COMPOSITION DE LA CROUTE POST-MORTEM 65
TABLEAU 2.6 : POROSITE MOYENNE DU MILIEU INTERFACIAL 65
TABLEAU 2.7 : COMPARAISON DU FLUX DE CHALEUR TRANSMIS AU BETON ET DU FLUX DE CHALEUR TRANSMIS PAR CONDUCTION A TRAVERS LE MILIEU INTERFACIAL 67
TABLEAU 2.8 : GRANDEURS CARACTERISTIQUES DES ESSAIS ARTEMIS 69
TABLEAU 2.9 : FLUX DE CHALEUR MANQUANT 71

TABLEAU 3.1 : COEFFICIENTS DE LA LOI DE MASSE VOLUMIQUE UTILISEE DANS SOLID 81

TABLEAU 4.1 : VALEURS DES DONNEES D'ENTREE DU MODELE 2D PLAN 121
TABLEAU 4.2 : PROPRIETES THERMO-PHYSIQUES DES MATERIAUX 127
TABLEAU 4.3 : VALEURS CARACTERISTIQUES DES GRANDEURS DU MILIEU INTERFACIAL 127
TABLEAU 4.4 : VALEURS DES DONNEES D'ENTREE DU MODELE POUR LES ESSAIS 3, 4 ET 6 136
TABLEAU 4.5 : VALEURS EXPERIMENTALES DU FLUX DE CHALEUR TRANSFERE AU BETON DANS LES ESSAIS 3, 4 ET 6 137
TABLEAU 4.6 : VALEURS CALCULEES AVEC LE MODELE DU FLUX DE CHALEUR TRANSFERE AU BETON LORSQUE LA FRACTION LIQUIDE DU MILIEU INTERFACIAL EST NULLE 137
TABLEAU 4.7 : DISTRIBUTION DU FLUX DE CHALEUR CALCULEE AVEC LE MODELE LORSQUE LA FRACTION LIQUIDE DU MILIEU INTERFACIAL VAUT 0,3 137
TABLEAU 4.8 : DISTRIBUTION DU FLUX DE CHALEUR CALCULEE AVEC LE MODELE LORSQUE LA FRACTION LIQUIDE DU MILIEU INTERFACIAL VAUT 0,4 ET LA CAPACITE CALORIFIQUE DU LIQUIDE EST NULLE 138
TABLEAU 4.9 : COMPARAISON DU GRADIENT MOYEN DE TEMPERATURE ET DU GRADIENT DE TEMPERATURE A L'INTERFACE ENTRE LE BAIN ET LE MILIEU INTERFACIAL DANS LES ESSAIS 3, 4 ET 6 139
TABLEAU 4.10 : COMPARAISON MODELE/EXPERIENCE DU GRADIENT DE TEMPERATURE A L'INTERFACE ENTRE LE BAIN ET LE MILIEU INTERFACIAL POUR LES ESSAIS 3, 4 ET 6 139

TABLEAU 5.1 : PROPRIETES PHYSIQUES DES MATERIAUX UTILISES DANS ARTEMIS 156
TABLEAU 5.2 : VALEURS TYPIQUES DES ESSAIS ARTEMIS DES GRANDEURS UTILES AU CALCUL DES TEMPS CARACTERISTIQUES 156
TABLEAU 5.3 : VALEURS DES GRANDEURS RELATIVES A LA MODELISATION DU MILIEU INTERFACIAL 156
TABLEAU 5.4 : VALEURS DES DONNEES D'ENTREE DU MODELE A EPAISSEUR DE MILIEU INTERFACIAL CONSTANTE POUR LES ESSAIS 3 ET 4 164

TABLEAU A.1 : PROPRIETES D'UO_2 ET DE ZrO_2 175
TABLEAU A.2 : PROPRIETES DU CŒUR FONDU 175
TABLEAU A.3 : PROPRIETES THERMO-PHYSIQUES DU BETON A 300 K 176
TABLEAU A.4 : CHALEUR DE DECOMPOSITION DES TROIS TYPES DE BETON 176
TABLEAU A.5 : PROPRIETES DU CORIUM SOLIDE 176
TABLEAU A.6 : PROPRIETES DE $BaCl_2$ 183

TABLEAU A.7 : PROPRIETES DU BETON 183
TABLEAU A.8 : SYNTHESE DES PROPRIETES DU CORIUM UTILISEES DANS LES CALCULS 184
TABLEAU A.9 : PROPRIETES DE L'ARGON 187
TABLEAU A.10 : MASSES, COMPOSITIONS DU CORIUM ET DU BAIN DANS L'ESSAI 3 191
TABLEAU A.11 : MASSE, MASSE VOLUMIQUE ET FRACTION LIQUIDE MOYENNE DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 3 191
TABLEAU A.12 : VALEUR DES DONNEES D'ENTREE 199
TABLEAU A.13 : SYNTHESE DE QUELQUES RESULTATS DU MODELE 199

Introduction générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des études sur les accidents graves des réacteurs à eau pressurisée. Un accident grave est un accident au cours duquel le combustible est significativement dégradé lors d'une fusion plus ou moins complète du cœur. Le moteur de la progression de l'accident est le dégagement de chaleur provoqué par la désintégration des produits de fission, que l'on nomme puissance résiduelle.
Au démarrage de l'accident, on considère que le cœur n'est plus refroidi convenablement par le fluide caloporteur. Le combustible s'échauffe alors progressivement sous l'effet de la puissance résiduelle. Il se produit tout d'abord une oxydation exothermique des gaines de zirconium par le caloporteur qui libère une quantité importante d'hydrogène, avec un risque de combustion violente si l'hydrogène formé entre en combustion avec l'oxygène de l'air présent dans le bâtiment réacteur. Parallèlement, les produits de fission les plus volatils seraient relâchés dans l'enceinte du bâtiment, où ils sont confinés.

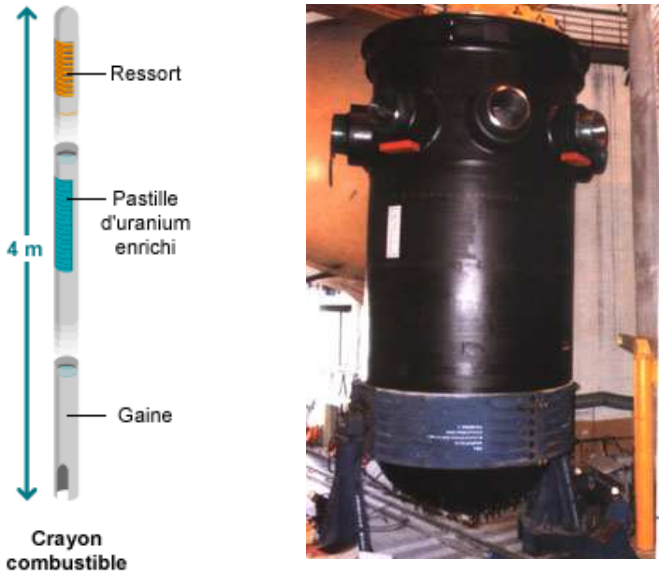


Figure 0.1 : Crayon de combustible et sa gaine en zircalloy (à gauche) – Cuve en acier (à droite)

En quelques heures, il peut se former, dans le cœur, un mélange de matériau en fusion nommé corium. En s'écoulant dans le fond de la cuve, le corium entre en contact avec l'eau résiduelle, ce qui peut provoquer une explosion de vapeur, du fait de la différence de température entre les deux corps. Si la paroi de la cuve est percée, le corium tombe généralement dans le puits de cuve en béton ; il se produit alors l'interaction corium – béton.

Le fond du puits de cuve n'est autre que le radier du bâtiment réacteur et constitue de ce fait la dernière barrière de confinement entre les matériaux radioactifs et l'environnement extérieur. Même si la probabilité d'occurrence de l'interaction corium – béton est très faible, il est fondamental de définir les moyens à mettre en œuvre pour éviter la fusion complète du radier. Pour cela, il est nécessaire de savoir prédire à quelle vitesse et dans quelles conditions le béton fond. Des études sont réalisées et conduisent aux développements de modèles qui sont validés à partir d'expériences globales ou plus analytiques.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce contexte et constitue une contribution à la modélisation de l'interaction entre un corium oxyde et un radier en béton.

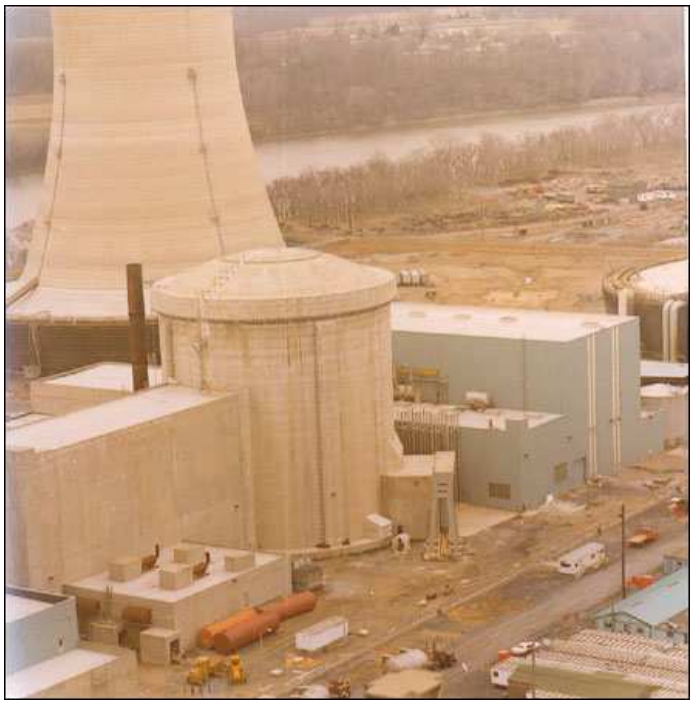


Figure 0.2 : Bâtiment réacteur

Le plan général du mémoire est le suivant.

Le chapitre 1 est consacré à une synthèse bibliographique sur l'interaction corium-béton. On décrit successivement les matériaux mis en jeu, la problématique des études sur l'interaction corium – béton, les campagnes d'essais, les modèles, et enfin les éléments d'interprétation des résultats expérimentaux.

Le chapitre 2 porte sur une description et une analyse des résultats des essais ARTEMIS, réalisés au laboratoire avant le démarrage de ce travail de thèse.

Le chapitre 3 est consacré au développement d'un nouveau modèle de transferts de chaleur et de masse à l'interface avec le béton, dont l'application dans le cadre des essais ARTEMIS est présentée au chapitre 4.

Enfin, le chapitre 5 est dédié à une modélisation couplée du bain et du milieu situé à l'interface avec le béton, et à l'application du modèle couplé aux essais ARTEMIS.

Chapitre 1 Bilan des expériences et modélisations de l'interaction corium – béton

Le premier chapitre du mémoire est consacré à un bilan des expériences et modélisations de l'interaction corium – béton. Dans un premier temps, nous décrirons les matériaux mis en jeu, puis nous exposerons l'objectif général des études sur l'interaction corium – béton, et plus particulièrement du travail effectué dans cette thèse. Il s'en suivra une présentation des principales campagnes d'essais menées jusqu'en l'an 2000, axée sur les essais ACE et MACE, dont nous ferons ressortir les apports et les limites. Nous décrirons ensuite les modèles d'interaction corium – béton. Enfin, nous effectuerons une interprétation des résultats des essais ACE et MACE, sur la base des modèles existants.

1.1. Description des matériaux

Dans la littérature, le terme « corium » est source de confusions car il désigne aussi bien le cœur fondu que le mélange de ce matériau avec les produits de décomposition du béton. Or ces deux matériaux ont des propriétés physico-chimiques très différentes. Dans toute la suite, on nomme « cœur fondu » le matériau issu de la fusion du cœur et « corium » le mélange du cœur fondu et des produits de décomposition du béton.

1.1.1. Cœur fondu

Le cœur fondu résulte, comme son nom l'indique, de la fusion du cœur du réacteur. Il est composé majoritairement d'oxyde d'uranium (UO_2) provenant des pastilles du combustible, de zirconium sous forme métallique (Zr) ou oxydée (ZrO_2) issu de la gaine des crayons combustibles et des produits de fission (Sr, Ru, Ba, La, …). Il contient sous forme minoritaire des actinides (Pu, Am, Cu, …) et les absorbants neutroniques des barres de contrôle (AIC ou B_4C). A une étape plus avancée de l'accident, la cuve peut fondre. Le cœur fondu incorpore alors ses éléments constitutifs, à savoir l'acier composé de fer, de chrome et de nickel. On peut classer les espèces qui le constituent en deux grandes familles :

- Les espèces oxydes : UO_2, ZrO_2, …
- Les espèces métalliques : Zr, Fe, Cr, Ni, …

Selon Seiler et Froment (2000), la fusion d'un cœur de REP de 1000 MWe conduit à la formation d'un mélange contenant 100 t d'UO_2 et 18 t de ZrO_2, soit 85 % en masse d'UO_2. Les propriétés thermo-physiques du cœur fondu sont détaillées dans l'annexe 1.

1.1.2. Béton

Les bétons sont fabriqués à partir de trois matériaux : du ciment, des agrégats (par exemple du sable et des graviers) et de l'eau. A haute température (> 800 °C), les constituants les plus courants du béton sont la silice (SiO_2), l'oxyde de calcium (CaO), la magnésie (MgO), l'alumine (Al_2O_3), l'hématite (Fe_2O_3, puis FeO), la vapeur d'eau et le gaz carbonique (CO_2).

La répartition de ces espèces permet de définir les trois principaux types de béton (Thompson et al., 1997).

	Siliceux (Siliceous)	Silico – calcaire (Limestone – common sand)	Calcaire (Limestone)
SiO_2	**69**	**28**	7
CaO	13,5	**26**	**43**
MgO	0,7	9,5	7,5
Al_2O_3	4	3,5	2
Fe_2O_3	1	1,5	0,8
H_2O	3,5	6	7
CO_2	4	**21,5**	**33,5**
Total Gaz	7,5	27,5	40

Tableau 1.1 : Composition des bétons en pourcentage massique, d'après Thompson et al. (1997)

La montée en température du béton provoque sa décomposition puis sa fusion. Les principales étapes de la décomposition sont les suivantes (Corradini, 1983) :

- A 100 °C, évaporation de l'eau libre
- Entre 450 °C et 550 °C, libération de l'eau liée :

Exemple : $Ca(OH)_2$ -> $CaO + H_2O$

- Entre 800 °C et 1000 °C, décomposition des carbonates et libération de gaz carbonique

Exemples :

$CaCO_3$ -> $CaO + CO_2$
$MgCO_3$ -> $MgO + CO_2$

- Vers 1100 °C, début de la fusion.

On note que la décomposition du béton libère une quantité élevée de gaz, sous la forme de vapeur d'eau et de gaz carbonique. Nous verrons par la suite que ce phénomène joue un rôle important dans l'interaction corium – béton.

Les températures de liquidus et de solidus des trois types de bétons ont été déterminées expérimentalement par Roche et al. (1993) (Tableau 1.2). Ces expériences ont montré que l'écart entre les températures de liquidus et de solidus est faible pour les bétons siliceux et silico-calcaires (< 150 °C) et très élevé pour les bétons calcaires (> 1000 °C).

	Siliceux	Silico – calcaire	Calcaire
Température de solidus (°C)	1130	1120	1220
Température de liquidus (°C)	1250	1300	2300

Tableau 1.2 : Températures de liquidus et de solidus des bétons, d'après Roche et al. (1993)

Les propriétés du béton sont détaillées dans l'annexe 1.

1.1.3. Corium

Le corium est par définition le mélange du cœur fondu et du béton. Sa composition moyenne évolue dans le temps car il s'enrichit progressivement en béton fondu. Initialement, il est uniquement composé du cœur fondu.

Afin de faciliter la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, on considère généralement que le corium est le mélange de deux « corps purs » constitués par le cœur fondu d'une part et le béton d'autre part, ce qui permet de construire un diagramme de phases « pseudo binaire ». Roche et al. (1993) ont construit ces diagrammes pour les trois types de béton (Figure 1.1).

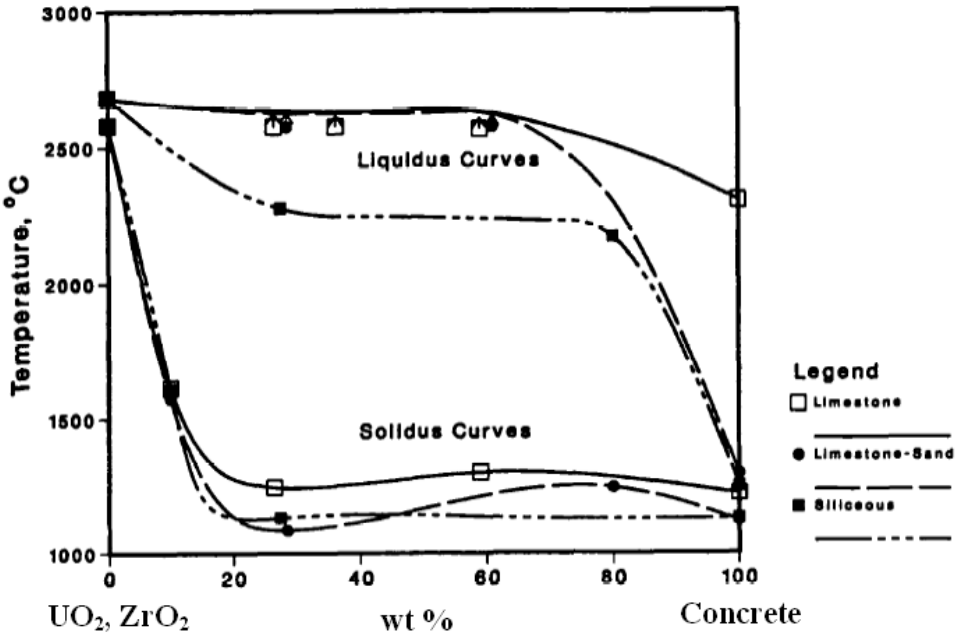


Figure 1.1 : Diagramme du pseudo-binaire (UO_2 - ZrO_2 ; produits de décomposition du béton)

Ces diagrammes possèdent plusieurs propriétés remarquables. Premièrement, la courbe de solidus aux faibles concentrations en béton est quasiment verticale. Cela signifie que la phase solide a une composition proche de celle du cœur fondu ou, autrement dit, que le coefficient de partage tend vers zéro. Deuxièmement, l'écart entre les températures de liquidus et de solidus est très élevé, de l'ordre de 1000 °C. Enfin, la température de liquidus varie relativement peu sur une large plage de concentrations en béton fondu.

Le pseudo binaire est un outil destiné à faciliter la compréhension des phénomènes physiques ; mais lorsqu'il s'agit de faire des calculs plus précis, on utilise un logiciel de calcul d'équilibres thermodynamiques, comme GEMINI (THERMODATA, 2000).

Les propriétés du corium sont détaillées dans l'annexe 1.

1.2. Problématique de l'interaction corium – béton

1.2.1. Puissance résiduelle

Les produits de fission contenus dans le cœur fondu sont radioactifs. Leur désintégration entraîne un dégagement significatif de chaleur nommé « puissance résiduelle ». A l'instant où le réacteur est arrêté par la chute des barres de contrôle, la puissance résiduelle est de 60 MW environ. Cette puissance diminue très rapidement dans les premières heures ; ensuite elle décroît très lentement (Figure 1.2).

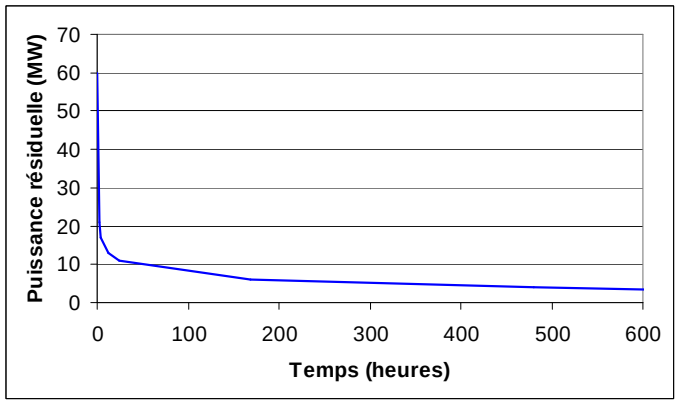


Figure 1.2 : Evolution temporelle de la puissance résiduelle après la chute des barres de contrôle

Pour les besoins des calculs d'ordre de grandeur de l'interaction corium - béton, on considère généralement que la puissance résiduelle est de l'ordre de 10 à 20 MW. **Le moteur de la progression d'un accident grave et de la fusion du radier en béton est l'évacuation de la puissance résiduelle (**Figure 1.3**).**

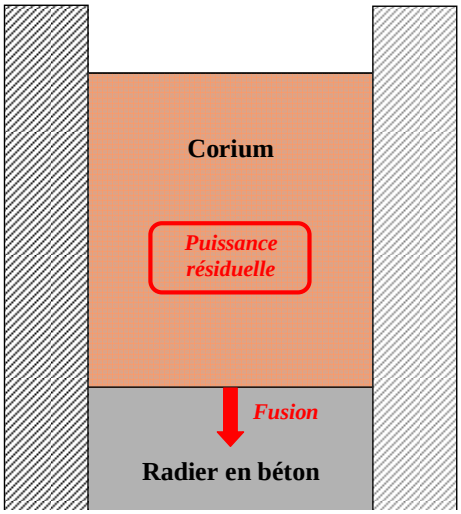


Figure 1.3 : Evacuation de la puissance résiduelle et fusion du radier en béton

1.2.2. Objectifs des études sur l'interaction corium - béton

Du point de vue de la sûreté nucléaire, la question centrale est la suivante : l'énergie résiduelle est elle suffisante pour faire fondre tout le radier en béton ? Estimons l'énergie résiduelle, égale par définition à l'intégrale de la puissance résiduelle (P) :

$$E_{res} = \int_0^{\infty} P dt \qquad (1.1)$$

A partir de la courbe représentée sur la Figure 1.2, on estime que l'énergie résiduelle est de l'ordre de 2.10^7 MJ. Estimons l'énergie nécessaire pour chauffer le béton solide de la température ambiante jusqu'à sa température de fusion et pour le fondre. Celle-ci s'écrit :

$$E_{beton} = \rho_{BS} S H \Delta H_B \qquad (1.2)$$

ρ_{BS} est la masse volumique du béton solide : ρ_{BS} = 2300 kg/m^3
S est la surface horizontale du radier en béton : S = 28,3 m²
H est l'épaisseur du radier en béton : H = 3 m
ΔH_B est la chaleur de décomposition du béton : $\Delta H_B \sim 2{,}5$ MJ.kg^{-1}

On obtient que l'énergie nécessaire à la décomposition du radier en béton est de l'ordre de 5.10^5 MJ. Cette dernière est largement inférieure à l'énergie résiduelle disponible. Autrement dit, si toute l'énergie résiduelle est transférée au béton, alors il peut y avoir transpercement du radier. **Par conséquent, l'objectif général des études sur l'interaction corium - béton est d'estimer le temps de percement du radier, ce qui revient à calculer la vitesse de fusion du radier, si l'on connaît son épaisseur.**

1.2.3. Objectif de l'étude menée dans cette thèse

Estimons l'ordre de grandeur du temps de transpercement. Pour cela, on suppose que toute la puissance résiduelle est transférée au béton. Un bilan d'énergie à l'interface corium – béton permet de relier la vitesse de fusion du béton à la puissance résiduelle :

$$v_{FB} = \frac{P}{\rho_{BS} \Delta H_B S} \qquad (1.3)$$

En supposant que la puissance résiduelle est de l'ordre de 10 MW, on trouve que la vitesse de fusion est de l'ordre de 0,06 mm.s^{-1}. Sachant que l'épaisseur du radier est de 3m, on obtient un temps de transpercement d'environ 14 h. La valeur que nous venons de calculer permet de fixer l'ordre de grandeur du temps de transpercement, mais elle n'est pas du tout précise. Pour obtenir l'équation (1.3), on a par exemple supposé qu'il n'y a pas de résistance au transfert de chaleur entre le corium et le béton, ce qui n'est pas justifié.

Afin de calculer la vitesse de fusion du radier en béton, on utilise généralement le jeu d'équations suivant (Alsmeyer et al., 2007). Il faut noter que nous n'avons pas trouvé dans la littérature de démonstration du développement de ces équations.

Bilan de masse du corium

$$\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF} \qquad (1.4)$$

m_P est la masse du corium
$\dot{m}_{BF}$ est le débit massique de béton fondu

Bilan d'enthalpie du corium

$$m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} = P - \dot{m}_G C_{PG} (T_P - T_{FB}) - \dot{m}_{BF} C_{PL} (T_P - T_{FB}) - \Phi_{Fus} \qquad (1.5)$$

T_P est la température du corium
T_{FB} est la température de fusion du béton
P est la puissance résiduelle
C_{PL} est la capacité calorifique du liquide
$\dot{m}_G$ est le débit massique des gaz provenant de la décomposition du béton
C_{PG} est la capacité calorifique des gaz
Φ_{Fus} est le flux de chaleur en direction du radier en béton

Conservation de l'énergie à l'interface entre le corium et le béton

$$\Phi_{Fus} = \dot{m}_B \Delta H_B \qquad (1.6)$$

$\dot{m}_B$ est le débit massique associé à la fusion du béton (gaz + liquide)
ΔH_B est la chaleur de décomposition du béton

Conservation de la masse

Les deux relations suivantes permettent d'exprimer les débits de gaz et de béton fondu en fonction du débit de fusion et de la fraction massique de gaz dans le béton, notée w_G^{BS} :

$$\dot{m}_G = w_G^{BS} \dot{m}_B \qquad (1.7)$$
$$\dot{m}_{BF} = (1 - w_G^{BS}) \dot{m}_B \qquad (1.8)$$

Calcul de la vitesse de fusion du béton

La dernière équation relie la vitesse de fusion du béton au débit de béton :

$$v_{FB} = \frac{\dot{m}_B}{\rho_{BS} S} \qquad (1.9)$$

On constate que le problème comporte 6 équations et 7 inconnues :

- m_P
- Φ_{Fus}
- $\dot{m}_B$
- $\dot{m}_G$
- $\dot{m}_{BF}$
- v_{FB}
- T_P

Il manque donc une équation. Pour l'obtenir, on exprime le flux de chaleur à la frontière entre le corium et le béton en fonction :

- d'un coefficient de transfert de chaleur, noté h. De façon classique, ce coefficient caractérise l'intensité du transfert de chaleur et dépend des mécanismes mis en jeu dans la couche limite thermique.
- d'une température d'interface, notée T_I. Cette température est une condition aux limites qui dépend de la nature et de la structure du milieu situé à la frontière avec le béton. Nous verrons par la suite ce que représente physiquement cette température.

Ainsi :

$$\Phi_{Fus} = h(T_P - T_I)S \qquad (1.10)$$

L'objectif des modèles d'interaction entre le corium et le radier en béton est de modéliser la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur. Dans ce cadre, **l'objectif de l'étude menée dans cette thèse est de contribuer à la compréhension et à la modélisation de ces deux grandeurs.**

1.2.4. Les limitations de cette étude

Pour établir le jeu d'équations (1.4) à (1.10), nous avons implicitement effectué des hypothèses simplificatrices destinées à définir un cadre propice à une étude approfondie de la température d'interface et du coefficient de transfert de chaleur. Nous allons préciser ici quelles sont ces hypothèses, afin de permettre au lecteur de garder à l'esprit que des études complémentaires relatives à l'interaction corium – béton sont menées dans le but d'évaluer la vitesse de fusion du radier en béton.

Premièrement, le bilan d'enthalpie du corium (équation 1.5) ne fait pas intervenir de flux de chaleur aux niveaux des frontières verticales du puits de cuve et de la surface libre du corium, ce qui revient à supposer que le transfert de chaleur dans ces directions est nul, ce qui n'est évidemment pas le cas. Pour modéliser ces flux de chaleur, on peut suivre la même démarche que pour le flux de chaleur en direction du radier en béton, en introduisant une température d'interface et un coefficient de transfert de chaleur qui doivent être modélisés. Ainsi, la détermination de la température d'interface le long d'une paroi verticale a déjà été étudiée et continue de faire l'objet de travaux de recherche (programme ARTEMIS 2D au CEA Grenoble).
Deuxièmement, nous considérons que le corium est uniquement composé des espèces oxydes du cœur fondu. Cette simplification permet de s'affranchir des phénomènes de démixtion du corium liquide, d'oxydation des espèces métalliques par les gaz, … Le lecteur intéressé par une présentation de ces phénomènes et de leur modélisation en trouvera une synthèse dans (Seiler et Froment, 2000).

1.3. Les essais d'interaction corium – béton ; apports et limites

Comme le problème est très complexe, la première étape a été de réaliser des essais d'interaction corium – béton dans le but de mettre en évidence les phénomènes physiques prépondérants contrôlant la vitesse de fusion du béton. Dans un premier temps, nous présenterons les campagnes d'essais, puis nous montrerons quels ont été leurs apports et quelles sont leur limites.

1.3.1. Les essais d'interaction corium - béton

Le Tableau 1.3 recense les essais les plus significatifs, d'après Seiler et Froment (2000) et Cranga et al. (2001).

Nom de la campagne d'essais	Nature du corium			Géométrie	Référence
	Oxyde	Métal	Mélange		
ACE	**x**		**x**	1D	Thompson et al., (1997)
BETA		**x**	**x**	2D	Alsmeyer (1987)
CCI	**x**			2D	Farmer et al. (2005) Farmer et al. (2006)
COTELS			**x**	1D	Maruyama et al. (2006)
MACE	**x**			1D	Farmer et al. (1997) Farmer et al. (2001-a)
SURC		**x**	**x**	1D	Copus et al. (1992)
VULCANO	**x**		**x**	2D	Journeau et al. (2008)

Tableau 1.3 : Liste des principales campagnes d'essais d'interaction corium - béton

Ces campagnes d'essais sont généralement très différentes les unes des autres. Sans entrer dans le détail, on notera qu'elles se distinguent plus particulièrement sur les caractéristiques suivantes :

- Nature du corium : le corium peut être composé d'espèces oxydées, ou d'espèces métalliques, ou d'espèces des deux types.
- La géométrie peut être monodimensionnelle (fusion dans la direction verticale uniquement) ou bidimensionnelle (fusion du béton dans les directions verticale et radiale).

Dans le cadre du travail de thèse, nous avons défini un cadre d'étude comportant deux principales restrictions. D'une part la géométrie considérée est monodimensionnelle, et d'autre part le corium est de type oxyde. Compte tenu de ces restrictions, seules les campagnes d'essais ACE et MACE sont exploitées.

1.3.1.1. Les essais ACE

Les essais ACE (Advanced Containment Experiment) ont été conduits par l'ANL (Argonne National Laboratory) entre 1988 et 1991 dans le cadre d'une collaboration internationale (Thompson et al., 1997). Sept essais ont été réalisés, d'une durée allant de 5 min à 120 min, et ont permis de tester l'influence de la nature du béton (siliceux, silico-calcaire ou calcaire), du niveau de puissance injectée, ainsi que de la présence d'espèces métalliques dans le corium (Fe, Zr). Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1.4.

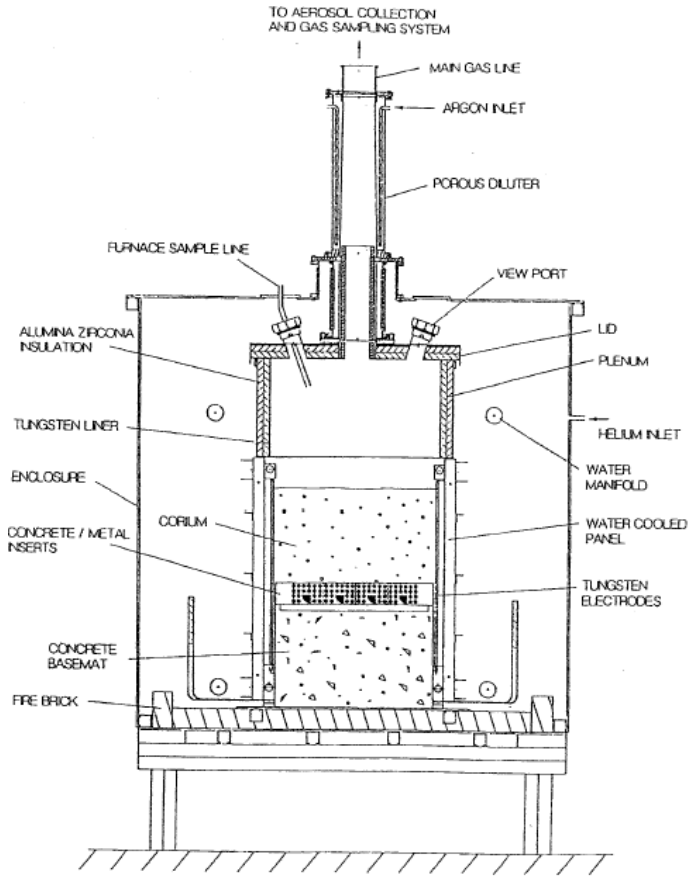


Figure 1.4 : Essais ACE - dispositif expérimental

Une chambre expérimentale renferme un bloc de béton de 200 kg environ sur lequel sont versés 300 kg de corium initialement sous forme de poudre. La chambre expérimentale et le béton ont une section carrée horizontale de 50 cm x 50 cm. Le béton a une épaisseur de 30 cm. La montée en température du corium est amorcée à l'aide de résistances en tungstène. Lorsque la température est suffisamment élevée, le mélange est chauffé par courant direct (effet Joule). Le courant électrique est amené via deux rangées d'électrodes en tungstène placées de part et d'autre du volume de corium. Le couvercle et les parois verticales sont réalisées avec des matériaux réfractaires (alumine et zircone), afin d'éviter leur fusion. Ces deux frontières sont refroidies par un écoulement d'eau, dans le but d'éviter leur fusion ou leur dissolution. La puissance perdue par conduction à travers ces parois est déduite de bilans thermiques sur l'eau de refroidissement. Le couvercle est percé de plusieurs orifices, dont le principal sert à évacuer les gaz issus de la décomposition du béton vers une autre chambre où ils sont analysés. Enfin, en général, une couche de 2-3 cm de haut contenant du zirconium métallique peut être insérée entre le corium et le béton.

La Figure 1.5 montre l'aspect final des creusets de deux essais, les essais L2 et L5, après coupure de la puissance et refroidissement de la cellule d'essai. Le corium s'est complètement solidifié et on retrouve des morceaux collés aux parois verticales et au plafond. On constate parfois que toute la poudre de corium n'a pas fondu.

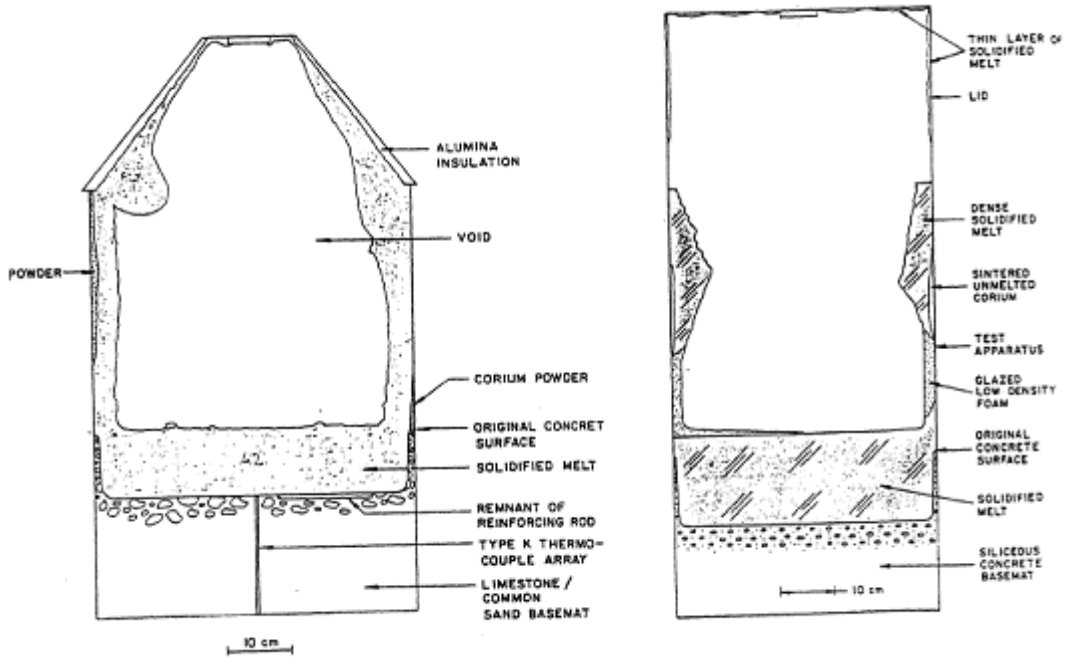


Figure 1.5 : Aspect final des creusets des essais ACE L5 (gauche) et L2 (droite)

L'instrumentation permet de connaître :

- La puissance électrique injectée, par le biais de la mesure de la tension et de l'intensité du courant.
- Les pertes thermiques dans les parois latérales et supérieures.
- La position du front de fusion grâce à des thermocouples de type K (Cr/Al) implantés dans le béton à différentes cotes. On considère que le front de fusion correspond à l'isotherme T = Tliquidus du béton.
- La température du bain grâce à des thermocouples de type C (W5Re/W26Re) implantés à différentes cotes dans le bain de corium et dans le béton (ces thermocouples se retrouvent dans le bain au fur et à mesure de l'érosion du béton).
- La vitesse superficielle des gaz grâce à la mesure du débit volumique de gaz.
- La composition des gaz : elle est déterminée par un spectromètre de masse.
- La composition du corium solide à différentes cotes dans le résidu solide (post-mortem).

1.3.1.2. Les essais MACE

Les essais MACE ont été réalisés à la suite des essais ACE à l'ANL (Farmer et al., 1997 ; Farmer et al., 2001-a). L'objectif principal était de savoir si l'on pouvait arrêter la fusion du béton en injectant de l'eau sur le bain de corium. Parmi les sept essais réalisés entre 1989 et

1999, quatre essais sont exploitables. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1.6

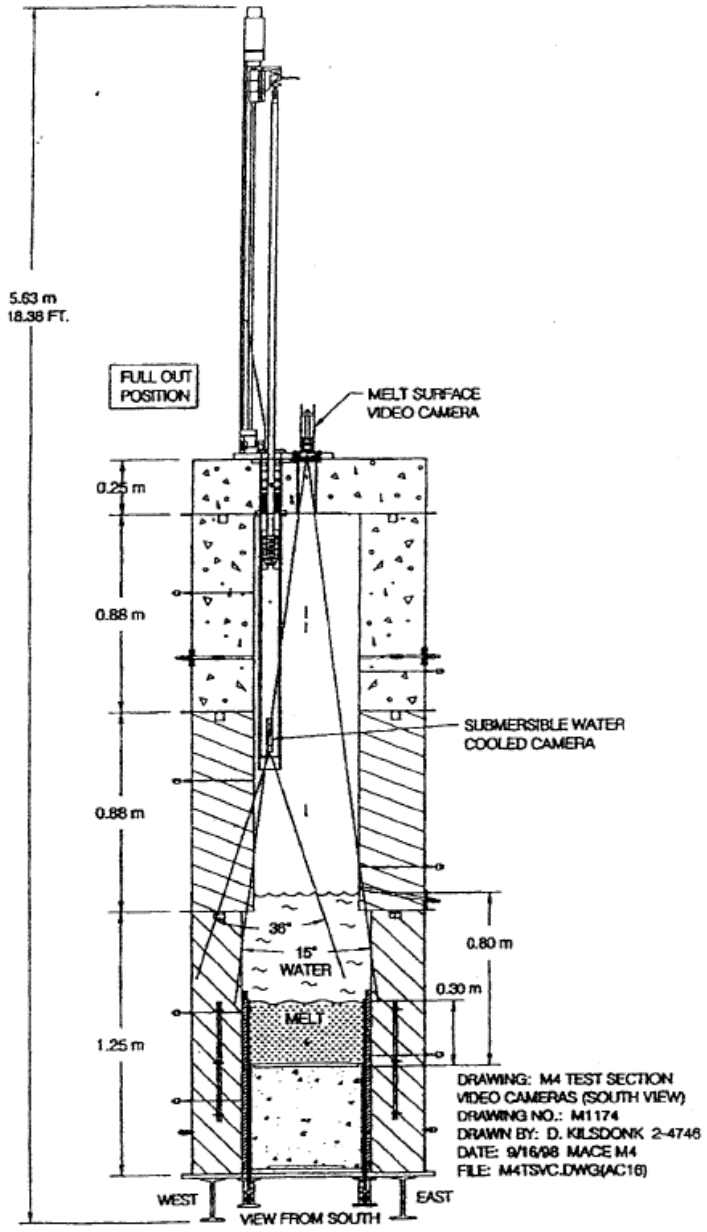


Figure 1.6 : Essais MACE – dispositif expérimental

Outre l'injection d'eau, ces essais diffèrent des essais ACE par leur dimension et leur durée. Le bloc de béton utilisé a une surface horizontale variable (jusqu'à 1,20 m par 1,20 m pour l'essai M3B). La masse initiale de corium a atteint 1,8 t dans M3B. A la différence des essais ACE, la fusion du corium est obtenue par réaction thermitique (réaction chimique très exothermique permettant d'obtenir un corium oxyde à haute température en quelques minutes). Par ailleurs, la durée des essais est plus significative puisqu'elle varie entre 3h30 et 8h.

En dehors de l'instrumentation spécifique à l'injection d'eau, l'instrumentation permettant le suivi de l'interaction corium-béton est inchangée par rapport aux essais ACE. On note

cependant une différence : il n'y a plus d'écoulement d'eau aux frontières verticales du creuset, donc plus de mesure du flux de chaleur à cette frontière.

1.3.2. Les apports

On s'intéresse tout d'abord aux résultats les plus significatifs des essais ACE et MACE, d'après Seiler et Froment (2000) et Alsmeyer et al. (2007).

1.3.2.1. Température du corium

Les essais ACE et MACE ont conduit à plusieurs résultats importants concernant la température du corium.

Niveau de température du corium

Les essais ACE et MACE ont montré que la température du corium est supérieure à la température de fusion du béton, de 500 à 1000 °C (Tableau 1.4). Cet écart met en évidence l'existence d'une forte résistance thermique à la frontière entre le corium et le béton.

Essai	ACE L5	ACE L2	MACE M3b
Température du corium (°C)	1600 - 1700	2000 - 2100	1700
Température de fusion du béton (°C)	~ 1200		

Tableau 1.4 : Température du corium dans les essais ACE

Température du corium et température de liquidus

Il a été possible d'accéder de manière indirecte à la composition du corium dans l'essai MACE M3b, à l'instant t = 250 min (Seiler et Froment, 2000). En effet, à cet instant la puissance dissipée dans le corium a été augmentée (Figure 1.8), entraînant une éjection de liquide qui s'est solidifié sur les parois du creuset. Après essai, la composition du liquide éjecté a été mesurée, ce qui a permis d'en déduire la température de liquidus du corium en cours d'essai. Il ressort que la température du corium est voisine de sa température de liquidus (Figure 1.9).

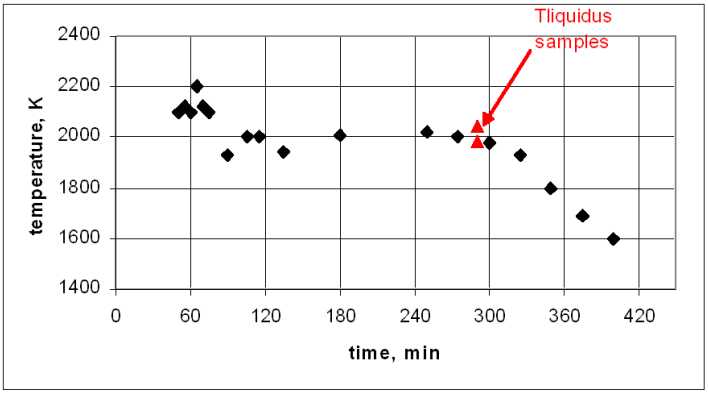


Figure 1.9 : Température et température de liquidus du corium dans l'essai MACE M3b

Température du corium et variation de puissance

On constate dans l'essai MACE M3b que la température du corium est très peu sensible aux variations de puissance dissipée dans le corium. Cela est particulièrement visible à l'instant t = 250 min, où la puissance injectée est doublée, ce qui n'a aucune incidence sur la température du corium (Figure 1.8).

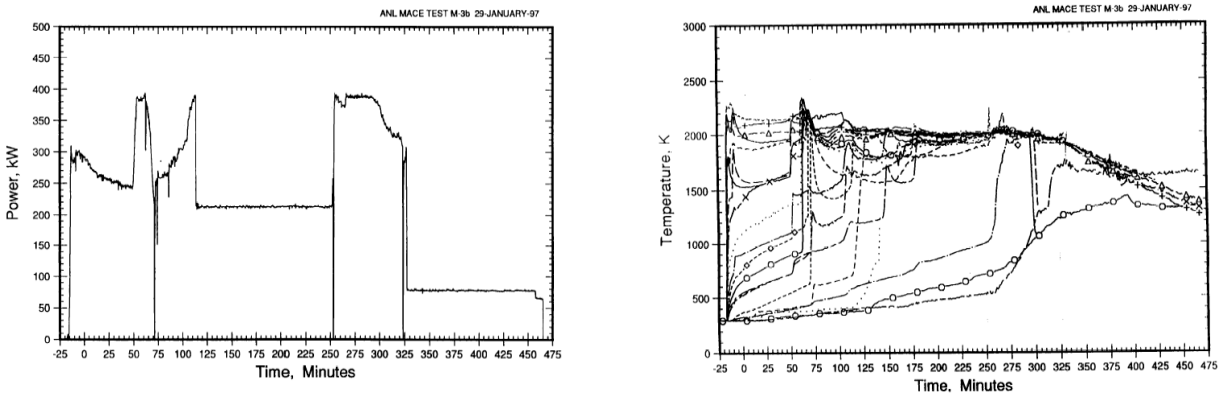


Figure 1.8 : Evolution temporelle de la puissance injectée (à gauche) et de la température du corium (à droite) dans l'essai MACE M3b

1.3.2.2. Macroségrégation

Comme nous l'avons indiqué, des mesures de composition sont effectuées, après essai, sur le corium que l'on a laissé refroidir et se solidifier intégralement. La composition est mesurée à différentes cotes par rapport à la frontière entre le corium et le béton (Figure 1.11 et Figure 1.12). Les conclusions des analyses de composition varient fortement en fonction du type du béton utilisé pendant l'essai :

- Pour les essais effectués avec un béton de type silico-calcaire (essais ACE L5, MACE M1b et M3b), la concentration en UO_2 et ZrO_2 est très élevée au voisinage de la frontière avec le béton et diminue lorsque la distance par rapport à la frontière avec le béton augmente. Cela met en évidence l'existence d'une macroségrégation.
- Pour les essais effectués avec un béton siliceux (essai ACE L2), on n'observe pas d'enrichissement en UO_2 et ZrO_2 au voisinage de la frontière avec le béton, et donc pas de macroségrégation.

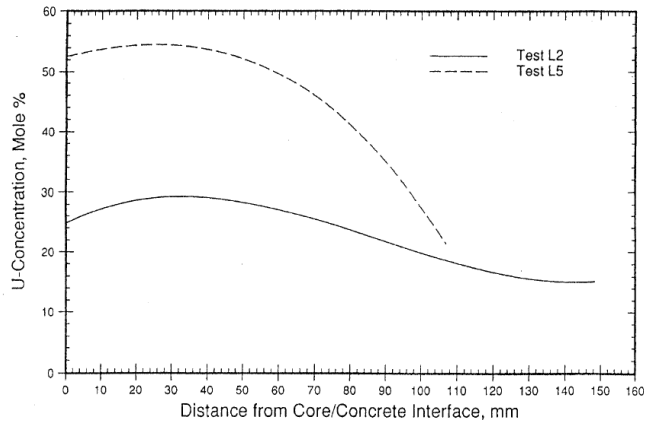


Figure 1.11 : Profil vertical de la concentration en uranium dans le corium solide (post-mortem) – essais ACE L2 et L5

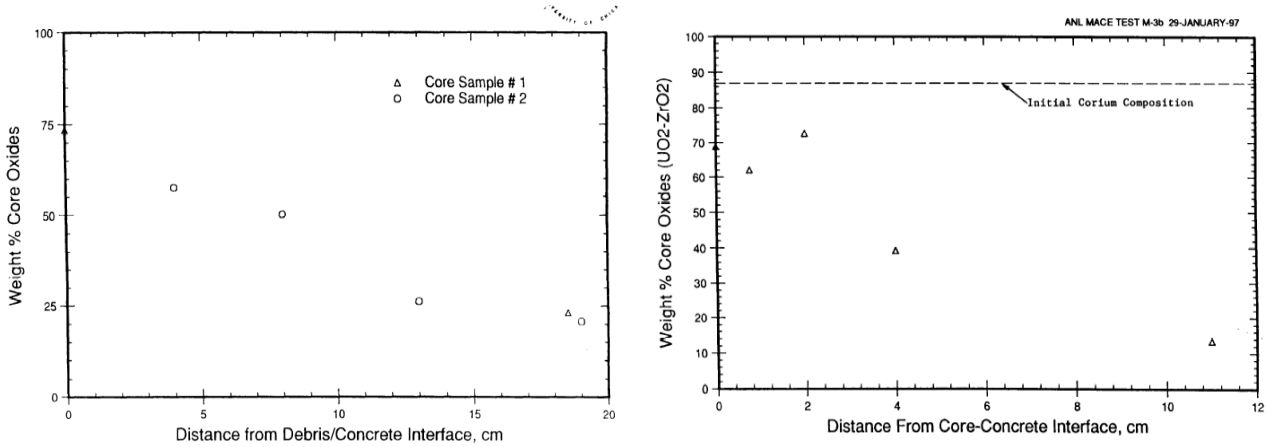


Figure 1.12 : Profil vertical de la concentration en UO_2 et ZrO_2 dans le corium solide (post-mortem) – essai MACE M1b (à gauche) – essai MACE M3b (à droite)

1.3.2.3. Instabilité du front de fusion

Les essais MACE ont révélé que la vitesse de fusion du béton présente des variations temporelles rapides par rapport à la durée globale de l'essai. Sur la Figure 1.13 relative à l'essai MACE M3b, les courbes représentent l'évolution temporelle de la position du front de fusion du béton, pour des colonnes de thermocouples situées à différents emplacement dans le bloc de béton (au centre et dans les quatre angles du bloc). Chaque courbe présente des ruptures de pente très marquées. Comme la vitesse de fusion est égale à la dérivée temporelle de la position du front de fusion, alors cela signifie que la vitesse de fusion présente des variations temporelles importantes, alternant entre des phases de vitesse élevée et lente. On parle « d'instabilité du front de fusion ».

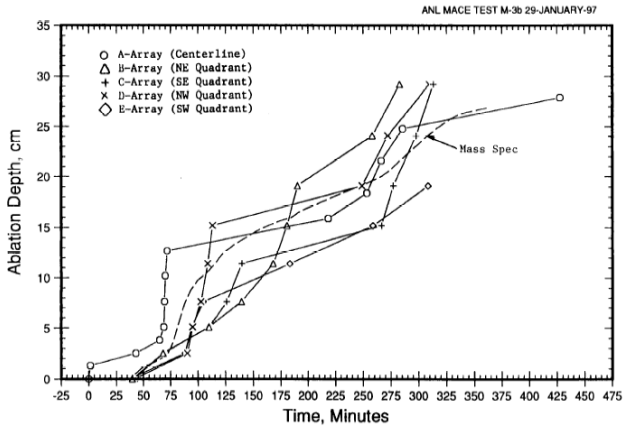


Figure 1.13 : Essai MACE M3b – évolution temporelle de la position du front de fusion du béton

1.3.3. Les limites

La complexité de ces expériences pose des difficultés technologiques qui limitent leur instrumentation. Ainsi les informations suivantes ne sont pas accessibles, bien qu'elles soient essentielles pour le calcul de la vitesse de fusion du béton :

- caractérisation des phases à la frontière avec le béton
- température d'interface
- coefficient de transfert de chaleur

Nous verrons par la suite que l'absence de ces informations est un frein important au développement de la modélisation de l'interaction corium – béton.

1.4. Modélisation

1.4.1. Phénoménologie de l'interaction entre le corium et le radier en béton

La modélisation de la température d'interface et du coefficient de transfert de chaleur doit prendre en compte les phénomènes que nous allons décrire. Cette liste s'appuie sur les synthèses que l'on peut trouver dans les publications de Seiler et Froment (2000) et d'Alsmeyer et al. (2007).

Au moment de la mise en contact du cœur fondu et du béton, la température de contact prend une valeur qui est contrôlée par les effusivités et les températures initiales des deux matériaux (Lauriat, 1995) :

$$T_{contact} = \frac{E_{CF} T_{CF} + E_{BS} T_{BS}^{\infty}}{E_{CF} + E_{BS}} \qquad (1.11)$$

E est l'effusivité du matériau : $E = \sqrt{\lambda \rho C_P}$

λ, ρ et C_P sont la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique.

L'application numérique révèle que la température de contact est égale à 2100 °C. Les propriétés thermo-physiques du cœur fondu et du béton solide, détaillées dans l'annexe 1, sont rassemblées dans le Tableau 1.5 et le Tableau 1.6, tandis que les conditions initiales dans les conditions « réacteur » sont regroupées dans le Tableau 1.7 et le Tableau 1.8.
Cette température est supérieure à la température de fusion du béton (~ 1400°C) et inférieure à la température de fusion du cœur fondu (2700°C). En conséquence, il se produit simultanément la fusion du béton et la solidification du cœur fondu.

La **fusion du béton**, entretenue par le dégagement de puissance résiduelle, entraîne la formation de béton liquide riche en silice (SiO_2) et en chaux (CaO). L'apport de ces espèces modifie en continu la composition du corium, et ses températures de liquidus et de solidus.
On considère qu'il se forme une couche de béton fondu sous le corium. Cependant cette couche est instable car le béton fondu (masse volumique ~ 2000 kg/m^3) est beaucoup moins dense que le corium liquide (masse volumique ~ 5000 kg/m^3). Le béton fondu a donc tendance à remonter et à se mélanger au corium, sous l'effet de la convection naturelle et de l'entraînement par le gaz, dont nous allons à présent parler.

En effet, il se produit simultanément une **libération de gaz** (gaz carbonique et vapeur d'eau) consécutivement à la montée en température du béton solide. On remarquera que le débit de gaz dépend du type de béton (Tableau 1.1). La percolation des gaz dans le corium a un impact important sur le transfert de chaleur entre le corium et le béton. Ce mécanisme de transfert de chaleur a été étudié depuis de nombreuses années, sur les plans expérimentaux et théoriques, et il existe plusieurs corrélations permettant de calculer un coefficient de transfert de chaleur. Il faut cependant noter que dans les conditions typiques des réacteurs, les corrélations conduisent à des résultats très dispersés. La percolation de gaz a aussi pour conséquence d'homogénéiser la température et la composition du corium.

La **solidification du corium** est perturbée par la libération de gaz et la formation du béton fondu. La couche de solide en formation peut être stable ou détruite par l'écoulement de gaz :

- Si elle est détruite, alors des morceaux de solide (aussi appelés « débris ») peuvent se retrouver en suspension dans le corium.
- Si elle est stable, la couche de solide (aussi appelée « croûte ») sera perméable, ou non, à l'écoulement de béton fondu.

La coexistence et les interactions entre tous ces phénomènes compliquent considérablement le développement de modèles permettant de calculer la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur.

λ_{CF} $(W.m^{-1}.K^{-1})$	ρ_{CF} $(kg.m^{-3})$	C_{PCF} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	T_{Fus}^{CF} (°C)
2,4	8470	760	2700

Tableau 1.5 : Propriétés du cœur fondu

λ_{BS} $(W.m^{-1}.K^{-1})$	ρ_{BS} $(kg.m^{-3})$	C_{PBS} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	T_{FB} (°C)	ΔH_B $(J.kg^{-1})$
1,3	2390	860	1400	2.10^6

Tableau 1.6 : Propriétés du béton

Masse (m_{CF})	Composition	Température (T_{CF})	Puissance résiduelle (P)
10^5 kg	85 % masse UO_2 15 % masse ZrO_2	3000 °C	10^7 W

Tableau 1.7 : Conditions initiales concernant le cœur fondu

Température initiale (T_{BS}^{∞})	Section horizontale (S)
25 °C	28,3 m²

Tableau 1.8 : Conditions initiales concernant le béton

1.4.2. Liste des modèles

Il existe à ce jour six logiciels majeurs dédiés à la simulation de l'interaction corium – béton (Tableau 1.9). Chaque logiciel repose sur son propre modèle, que l'on peut classer en trois catégories :

- Modèles thermo-hydrauliques : cette catégorie regroupe les modèles les plus anciens, à savoir ceux de CORCON et de WECHSL. Développés par des thermo-hydrauliciens, ces modèles ne prennent pas en compte les contraintes thermodynamiques du système.

- Modèles physico-chimiques : cette catégorie regroupe les modèles de CORQUENCH, COSACO, TOLBIAC-ICB, dont le développement est plus récent par rapport aux modèles de la première catégorie. Ces modèles se rejoignent sur la prise en compte simultanée des contraintes thermohydrauliques et thermodynamiques du système, mais différent, entre autres, sur la répartition spatiale de la phase solide.

- Modèle paramétrique : il s'agit du modèle de MEDICIS

Catégorie	Nom du logiciel	Année de parution	Référence
Modèles thermo-hydrauliques	CORCON	1981	Bradley et al. (1993)
	WECHSL	1981	Foit et al. (1995)
Modèles physico-chimiques	TOLBIAC-ICB	1993	Spindler et al. (2006)
	CORQUENCH	1994	Farmer (2001-b)
	COSACO	1999	Nie et al. (2002)
Modèle paramétrique	MEDICIS	2003	Cranga et al. (2005)

Tableau 1.9 : Liste des principaux modèles d'interaction corium - béton

Remarque sur les notations du coefficient de transfert de chaleur

On note h_P le coefficient de transfert de chaleur entre un liquide et une paroi traversée par du gaz. Lorsque le liquide contient des particules solides en suspension, la viscosité « apparente » du fluide tient compte de la viscosité intrinsèque de la phase liquide μ_L et de la contribution des particules solides en suspension par l'intermédiaire d'une viscosité relative μ_r. Pour calculer le coefficient de transfert de chaleur entre le bain et la frontière, on utilise les mêmes corrélations que précédemment. Cependant le coefficient h_P est muni d'un exposant « M » pour indiquer que le calcul de la viscosité tient compte de la présence des particules solides : h_P^M.

1.4.3. Les modèles thermohydrauliques

Cette catégorie regroupe les modèles de CORCON et de WECHSL.

1.4.3.1. Modèle de CORCON

Le modèle de CORCON repose sur les hypothèses suivantes :
- A la frontière avec le béton solide, il se forme une couche de béton fondu et une croûte de corium qui sont détruites par l'écoulement des gaz provenant de la décomposition du béton, selon un phénomène cyclique très rapide.
- Les particules solides ainsi formées se retrouvent en suspension dans le corium.
- Le solide en suspension affecte le transfert de chaleur entre le corium et le béton, en augmentant la viscosité du corium.

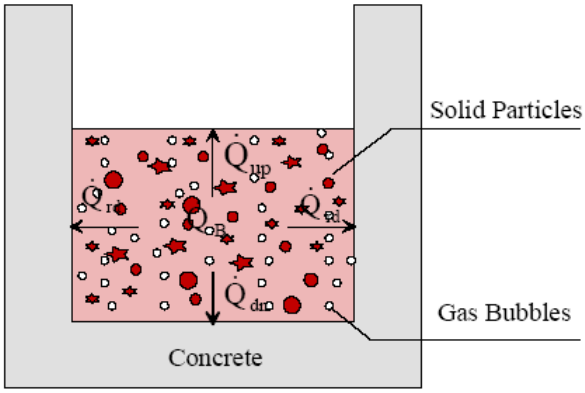


Figure 1.14 : Répartition spatiale des phases dans le modèle de CORCON

Comme il n'y a pas de milieu stable à la frontière avec le béton, alors la température d'interface est la température de fusion du béton.

$$T_I = T_{FB} \tag{1.12}$$

L'auteur du modèle a cherché à exprimer le coefficient de transfert de chaleur entre le corium et le béton, en prenant en compte le phénomène cyclique de formation/destruction des couches de solide et de béton fondu d'une part, et l'existence de particules solides en suspension d'autre part (Bradley, 1988). Il est parvenu à la formule suivante :

$$h = 0{,}29 h_P^M \tag{1.13}$$

On note que la formation cyclique des couches intervient dans la formule par le biais du coefficient de proportionnalité « 0,29 ». Le phénomène a donc tendance à diminuer l'intensité du transfert de chaleur. Par ailleurs, les particules solides en suspension ont uniquement pour effet d'augmenter la viscosité apparente du corium. Pour la calculer, il est nécessaire de connaître la fraction volumique de solide en suspension. Selon Bradley, la fraction volumique de solide est reliée à la température du corium par la formule suivante :

$$f_S = \frac{T_{Liq}(C_0) - T_P}{T_{Liq}(C_0) - T_{Sol}(C_0)} \tag{1.14}$$

T_P est la température du corium

C_0 est la composition moyenne du corium

$T_{Liq}(C_0)$ est la température de liquidus du corium, calculée à la composition C_0

$T_{Sol}(C_0)$ est la température de solidus du corium, calculée à la composition C_0

Les limites du modèle

La formule utilisée pour le calcul de f_S est contestable. Pour une composition du corium fixée, elle exprime que la fraction de solide varie linéairement avec la température du corium lorsque celle-ci est comprise entre les températures de solidus et de liquidus du corium. Le graphique représenté sur la Figure 1.15 est extrait de (Defoort et Tourniaire, 2005) et montre l'évolution de la fraction de solide en fonction de la température lorsqu'elle est calculée avec

la règle des bras de leviers (courbe bleue) et avec la formule de CORCON (courbe rose), pour une concentration massique moyenne en produits de décomposition du béton de 0,1. Il est clair que la fraction de solide ne varie pas linéairement avec la température.

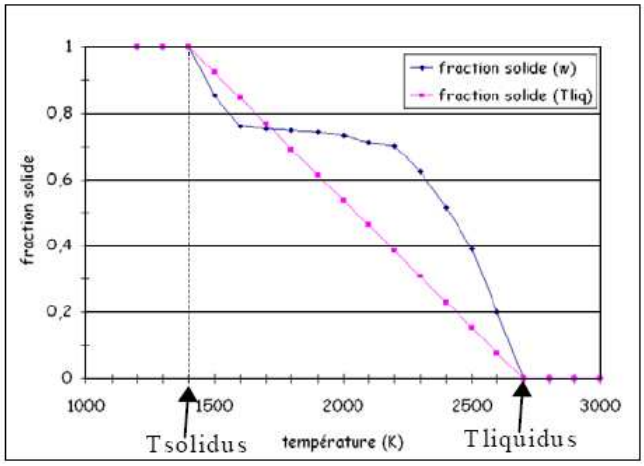


Figure 1.15 : Evolution de la fraction solide en fonction de la température du corium

1.4.3.2. Modèle de WECHSL

Le modèle de WECHSL repose sur les hypothèses suivantes :

- si le débit volumique des gaz de décomposition du béton est suffisamment élevé, il peut se former un film de gaz stable entre le corium et le béton solide.
- on considère qu'il se forme une croûte de corium au contact du film de gaz si la température de l'interface entre le corium et le film de gaz est inférieure à la température de solidus du corium. Comme l'illustre la Figure 1.16, la croûte est perméable à l'écoulement de gaz.
- si la température du corium est inférieure à la température de liquidus du corium, les espèces les plus réfractaires du corium vont précipiter et être maintenues en suspension.

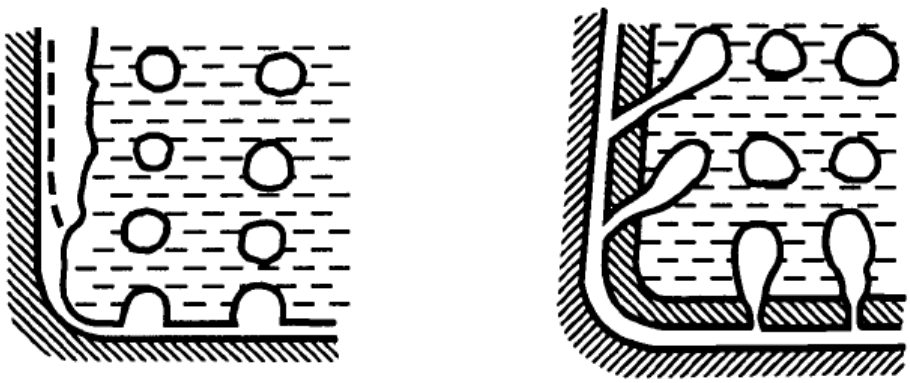


Figure 1.16 : Répartition spatiale des phases dans le modèle de WECHSL

Les auteurs du modèle supposent qu'il se forme un film de gaz stable entre le corium et le béton si la vitesse superficielle des gaz est supérieure à une valeur critique donnée par la formule suivante :

$$j_{G\,min} = 0{,}131\left[\frac{\sigma_{L/G}\, g(\rho_L - \rho_G)}{{\rho_G}^2}\right]^{\frac{1}{4}} \qquad (1.15)$$

ρ_L est la masse volumique du corium liquide

ρ_G est la masse volumique des gaz de décomposition du béton

g est la constante de gravité

$\sigma_{L/G}$ est la tension de surface liquide/gaz

La température d'interface dépend de l'existence d'une croûte :

- S'il se forme une croûte de corium, on suppose que la température d'interface est la température de solidus du corium.

$$\boxed{T_i = T_{Sol}(C_0)} \qquad (1.16)$$

- En l'absence de croûte de corium, la température d'interface est alors la température de fusion du béton.

$$\boxed{T_I = T_{FB}} \qquad (1.17)$$

Le coefficient de transfert de chaleur dépend des couches existant entre le corium et le béton solide.

Dans le cas où il existe une croûte, le transfert de chaleur entre le corium liquide et la croûte est contrôlé par le bullage du gaz. Sachant que le liquide peut contenir des particules solides en suspension qui modifient sa viscosité apparente, le coefficient de transfert de chaleur s'écrit :

$$\boxed{h = h_P^M} \qquad (1.18)$$

En l'absence de croûte, il faut distinguer deux cas suivant l'existence ou non d'un film de gaz stable.

S'il existe un film de gaz stable, le coefficient de transfert de chaleur résulte de la mise en parallèle des coefficients de transfert de chaleur du corium liquide (contenant éventuellement des particules solides en suspension) et du film de gaz. Il s'écrit :

$$\boxed{h = \frac{h_P^M . h_{Film}}{h_P^M + h_{Film}}} \qquad (1.19)$$

h_{Film} est le coefficient de transfert de chaleur à travers le film de gaz. Les auteurs du modèle de WECHSL ont développé une corrélation permettant de le calculer.

S'il n'existe pas de film de gaz stable, le transfert de chaleur est contrôlé par la résistance thermique du corium liquide :

$$\boxed{h = h_P^M} \qquad (1.20)$$

Enfin, le calcul de la fraction volumique de solide en suspension dans le corium liquide se fait au moyen de la formule suivante :

$$f_S = \left(\frac{T_{Liq}(C_0) - T_P}{T_{Liq}(C_0) - T_{Sol}(C_0)}\right)\sum_k w_k \qquad (1.21)$$

w_k est la fraction massique de l'espèce « k » (k=UO_2, ZrO_2 ou CaO).

Les limites du modèle :

- Pour les mêmes raisons que dans le modèle de CORCON, la formule utilisée pour calculer la fraction volumique de solide dans le corium liquide est contestable.
- Cherchons à savoir s'il peut exister un film de gaz stable. Au moyen de la formule 1.15, on montre que la vitesse superficielle des gaz doit être supérieure à 4 m/s pour qu'il se forme un film de gaz stable.

  La vitesse superficielle des gaz s'exprime en fonction de la vitesse de fusion du béton par :

  $$j_G = w_G^{BS}\frac{\rho_{BS}}{\rho_G}v_{FB} \qquad (1.22)$$

  Le Tableau 1.10 présente une étude paramétrique, où l'on fait varier la vitesse de fusion du béton entre 0,05 et 1 mm/s et la fraction massique des gaz entre 0,08 (cas d'un béton siliceux) et 0,4 (cas d'un béton calcaire).

v_{FB} ($mm.s^{-1}$)	0,05	0,05	0,1	0,1	0,5	0,5
w_G^{BS}	0,08	0,4	0,08	0,4	0,08	0,4
j_G ($m.s^{-1}$)	0,02	0,12	0,05	0,23	0,23	1,17

Tableau 1.10 : Etude paramétrique sur la vitesse superficielle des gaz

  Cette étude montre que la vitesse superficielle des gaz est dans tous les cas très inférieure à 4 m/s. Le critère d'existence de film de gaz sur la paroi horizontale n'est pas satisfait, ce qui rendrait le modèle caduc.
- Le modèle prévoit qu'une croûte de corium peut se former et reposer mécaniquement sur un film de gaz. Devant la différence de masse volumique entre la croûte de corium (~ 8.10^3 $kg.m^{-3}$) et le gaz (~ 0,2 $kg.m^{-3}$), cette configuration semble physiquement irréaliste.
- L'hypothèse stipulant que la température de l'interface entre le corium liquide et la croûte est la température de solidus du corium, est invraisemblable. L'hypothèse la

plus réaliste consisterait à supposer que le corium liquide et le corium solide sont en équilibre thermodynamique à leur interface. Dans ce cas la température d'interface serait égale à la température de solidus, pour la composition du solide déposé à l'interface. Cette température serait a priori très différente de la température de solidus du corium.

1.4.4. Les modèles physico-chimiques

1.4.4.1. Le modèle de ségrégation de phases

Les modèles développés par la suite ont cherché à prendre en compte les contraintes thermodynamiques du système. Le premier d'entre eux fut le modèle de ségrégation de phases, implanté dans le logiciel TOLBIAC-ICB développé au CEA à Grenoble. Les hypothèses principales du modèle sont les suivantes :

- On suppose que la couche de solide en formation au contact du béton froid est stable, i.e. elle n'est pas détruite par les écoulements de gaz et de béton fondu.
- On suppose que la couche de solide est perméable aux écoulements de gaz et de béton fondu.

Nous allons montrer que la solidification du corium aboutit à la formation d'une croûte, c'est-à-dire une couche solide d'épaisseur finie. Nous mettrons en évidence que l'existence de la croûte est caractérisée par deux régimes : un court régime transitoire suivi d'un très long régime quasi-permanent. Nous décrirons alors comment sont modélisés la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur dans le régime quasi-permanent.

Formation d'une croûte - mise en évidence des régimes transitoire et quasi-permanent

Le dégagement de puissance dans le liquide engendre un flux de chaleur en direction du béton, qui entretient la fusion du béton. La couche solide commence par croître car le flux de chaleur qu'elle extrait est supérieur au flux provenant du cœur fondu (Figure 1.17 - gauche). La température de l'interface entre le solide et le béton est constante et égale à la température de fusion du béton, si l'on suppose que le béton fondu traverse « instantanément » la couche solide en formation. La vitesse de solidification diminue car la résistance thermique de la couche solide augmente proportionnellement à son épaisseur. Pour une certaine épaisseur, le flux extrait à travers la couche solide devient égal au flux en provenance du cœur fondu ; alors la solidification s'arrête (Figure 1.17 - droite). Il s'est formé une couche solide d'épaisseur finie, que l'on appelle « croûte ».
Comme le transitoire d'établissement de la croûte est court (ce que nous montrerons par la suite), la température de l'interface entre le cœur fondu et la croûte reste constante et égale à la température de fusion du cœur fondu pendant la phase de croissance de la croûte. Par conséquent, lorsque la croissance de la croûte se termine, un régime permanent thermique est atteint.

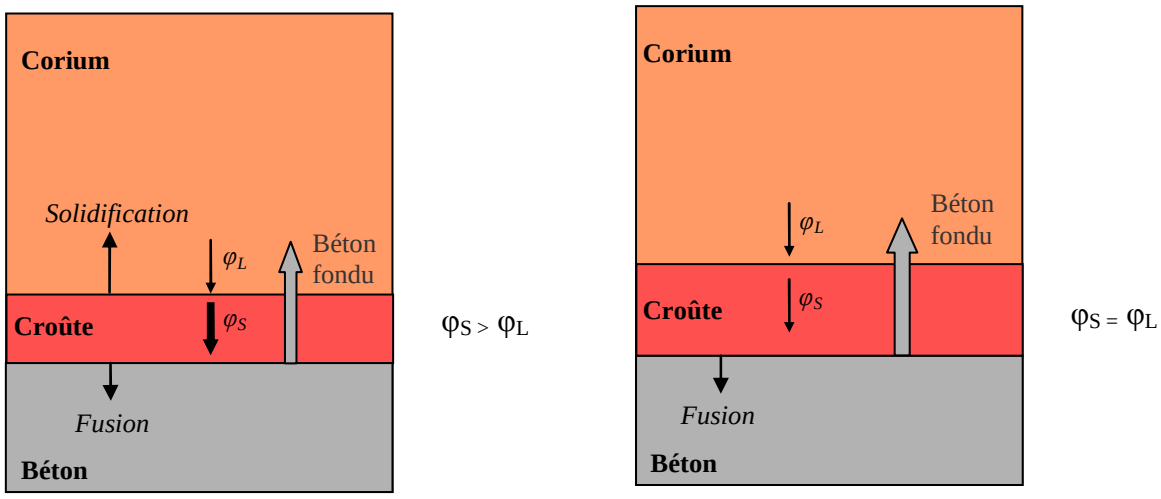


Figure 1.17 : Croissance de la croûte (à gauche) – Croûte avec une épaisseur maximale (à droite)

En réalité le régime atteint n'est pas permanent mais lentement variable. L'incorporation du béton fondu entraîne en effet une variation de la composition moyenne du corium, qui conduit à une dissolution progressive de la croûte, jusqu'à sa disparition complète (Figure 1.18).

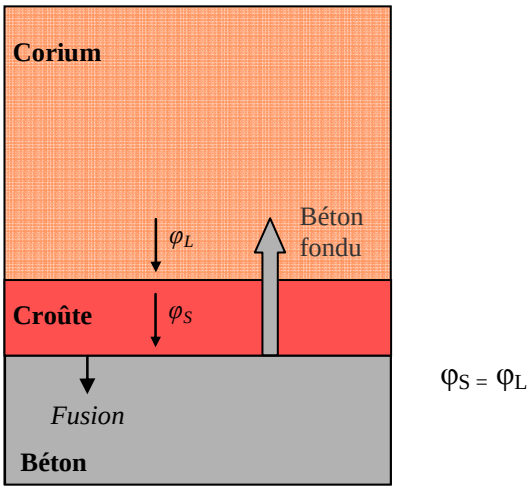


Figure 1.18 : Dissolution progressive de la croûte

L'existence de la croûte est donc formée de deux étapes : un régime transitoire initial, suivi d'un régime quasi-permanent. Nous allons à présent déterminer leur durée caractéristique.

Régime transitoire

Selon Seiler et Froment (2000), la durée caractéristique du régime transitoire initial de formation de la croûte est donnée par :

$$\tau_{RT} = \frac{\lambda_{CS}\rho_{CS}(L_{Fus}^{Corium} + \frac{1}{2}C_{PCS}(T_{Fus}^{CF} - T_{FB}))(T_{Fus}^{CF} - T_{FB})S}{P^2} \qquad (1.23)$$

λ_{CS} : Conductivité thermique du corium solide

ρ_{CS} : Masse volumique du corium solide

C_{PCS} : Capacité calorifique du corium solide

L_{Fus}^{Corium} : Chaleur latente de changement d'état liquide/solide du corium

P : Puissance résiduelle

S : Surface horizontale du béton

T_{Fus}^{CF} : Température de fusion du cœur fondu

T_{FB} : Température de fusion du béton

Les propriétés thermo-physiques du corium solide sont détaillées dans l'annexe 1 et sont synthétisées dans le tableau suivant :

λ_{CS} $(W.m^{-1}.K^{-1})$	ρ_{CS} $(kg.m^{-3})$	C_{PCS} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	L_{Fus}^{Corium} $(J.kg^{-1})$
3	8000	600	6.10^5

Tableau 1.11 : Propriétés du corium solide

A partir des données du Tableau 1.7 et du Tableau 1.11, on trouve que le temps caractéristique du régime transitoire est de l'ordre de 20 min.

Régime quasi-permanent

La durée du régime quasi-permanent correspond au temps nécessaire pour que la composition du corium liquide se rapproche la composition du béton fondu. Cela revient à calculer le temps nécessaire pour que la masse de béton fondu devienne grande devant la masse initiale du cœur fondu.

$$\tau_{RP} = \frac{10 m_{CF} \Delta H_B}{P} \qquad (1.24)$$

m_{CF} est la masse de cœur fondu

ΔH_B est la chaleur de décomposition du béton.

A partir des données du Tableau 1.6 et du Tableau 1.7, on trouve que le temps caractéristique du régime quasi-permanent est de l'ordre de la centaine d'heures. La durée du régime quasi-permanent est beaucoup plus longue que celle du régime transitoire, c'est pourquoi l'effort de modélisation porte sur le régime quasi-permanent.

Modélisation du régime quasi-permanent

Dans ce modèle, le corium est donc constitué de deux zones (Figure 1.19) :

- une croûte située à la frontière avec le béton,
- un bain, situé au –dessus de la croûte : c'est un milieu diphasique liquide-gaz.

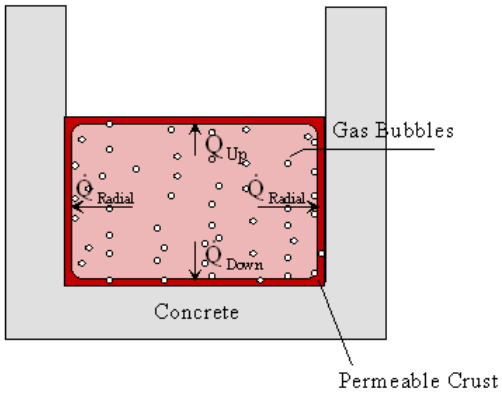


Figure 1.19 : Répartition spatiale des phases dans le modèle de ségrégation de phases

La coexistence des phases liquide et solide entraîne que la température de leur interface est égale à la température de liquidus, pour la composition du liquide à l'interface. Comme du béton fondu rejoint le bain, alors la composition moyenne du bain évolue au cours du temps. A condition de connaître le débit de béton fondu rejoignant le bain, il est possible de connaître la composition moyenne du bain.

En revanche, que vaut la composition du liquide à l'interface ? Celle-ci dépend de l'intensité du transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface. Dans le modèle de ségrégation de phases, on suppose que la composition du liquide à l'interface est égale à la composition moyenne du bain, ce qui revient à dire qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface. La température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est donc égale à la température de liquidus, pour la composition moyenne du bain.

Cette contrainte entraîne que *la température d'interface* est, dans ce modèle, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, qui, comme nous venons de le préciser, est égale à la température du liquidus, pour la composition moyenne du bain (C_P) :

$$\boxed{T_I = T_{liq}(C_P)} \qquad (1.25)$$

Concernant le transfert de chaleur entre le centre du bain et l'interface, on suppose qu'il est contrôlé par le bullage des gaz de décomposition du béton. Dans ces conditions, on peut utiliser les corrélations classiques de transfert de chaleur entre un bain et une paroi horizontale traversée par un écoulement de gaz.

$$\boxed{h = h_P} \qquad (1.26)$$

Le lecteur intéressé par le développement mathématique complet du modèle pourra se reporter à l'annexe 2.

1.4.4.2. Modèle de CORQUENCH

Le modèle de CORQUENCH est une adaptation du modèle de CORCON, avec lequel il partage les hypothèses suivantes :

- A la frontière avec le béton solide, il se forme une couche de béton fondu et une croûte de corium qui sont détruites par l'écoulement des gaz provenant de la décomposition du béton, selon un phénomène cyclique très rapide.
- Les particules solides ainsi formées se retrouvent en suspension dans le corium.
- Le solide en suspension affecte le transfert de chaleur entre le corium et le béton, en augmentant la viscosité du corium.

La répartition spatiale des phases, pour ce modèle, est représentée sur la Figure 1.14.

La différence entre les modèles de CORQUENCH et de CORCON résulte dans la prise en compte des contraintes thermodynamiques du système dans le modèle de CORQUENCH. On suppose que le liquide et le solide en suspension se mettent « instantanément » à l'équilibre thermodynamique à la température du corium.

De même que dans le modèle de CORCON, la température d'interface est égale à la température de fusion du béton :

$$\boxed{T_I = T_{FB}} \qquad (1.27)$$

Le coefficient de transfert de chaleur a la même expression que dans le modèle de CORCON :

$$\boxed{h = 0{,}29 h_P^M} \qquad (1.28)$$

En revanche, le calcul de la fraction volumique de solide est différent. Celle-ci est obtenue par la règle des bras de levier :

$$f_S = \frac{C_L - C_0}{C_L - C_S} \qquad (1.29)$$

C_0 est la composition moyenne du corium (liquide et solide)

C_L est la composition du corium liquide

C_S est la composition du corium solide

La contrainte d'équilibre thermodynamique a deux conséquences. D'une part, les compositions du liquide et du solide sont reliées par le coefficient de partage, noté k :

$$C_S = kC_L \qquad (1.30)$$

D'autre part, la température du corium est égale à sa température de liquidus, calculée à la composition du corium liquide :

$$T_P = T_{Liq}(C_L) \qquad (1.31)$$

1.4.4.3. Modèle de COSACO

Le modèle de COSACO se situe à mi-chemin entre les modèles de ségrégation de phases et de CORQUENCH. Les hypothèses principales du modèle sont les suivantes :

- Le solide se trouve partiellement en suspension dans le corium et partiellement sous forme de croûte à la frontière avec le béton.
- Le liquide et le solide (en suspension et sous forme de croûte) sont à l'équilibre thermodynamique à la température du corium.

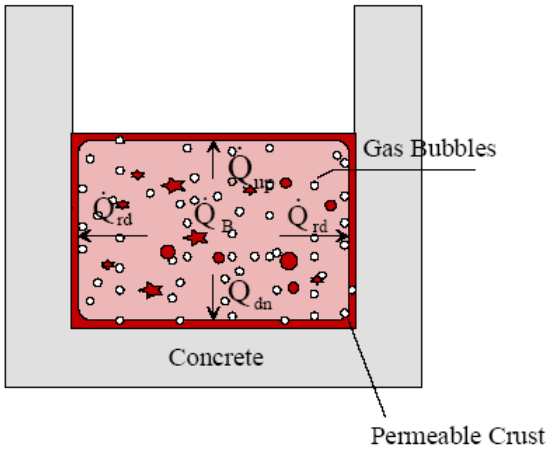


Figure 1.20 : Répartition spatiale des phases dans le modèle de COSACO

Dans ce modèle, le corium est donc constitué de deux zones (Figure 1.20) :

- une croûte située à la frontière avec le béton,
- un bain, situé au –dessus de la croûte, contenant des particules solides en suspension.

Contrairement au modèle de ségrégation de phases, la température de l'interface entre le bain et la croûte n'est pas contrainte par la thermodynamique dans ce modèle. C'est pourquoi la température d'interface est la température de fusion du béton.

$$T_I = T_{FB} \qquad (1.32)$$

Le coefficient de transfert de chaleur résulte de la mise en parallèle des coefficients de transfert de chaleur du bain et de la croûte.

$$h = \frac{h_P^M h_{CR}}{h_P^M + h_{CR}} \qquad (1.33)$$

h_P^M est le coefficient de transfert de chaleur entre le bain et la croûte, sachant que la fraction volumique de solide à prendre en compte pour le calcul de la viscosité est f_{SP}, dont nous en expliquerons le calcul par la suite.

h_{CR} est le coefficient de transfert de chaleur par conduction dans la croûte :

$$\boxed{h_{CR} = \frac{\lambda_{CS}}{H_{CR}}} \qquad (1.34)$$

L'épaisseur de croûte, H_{CR}, est reliée à la masse de croûte par :

$$H_{CR} = \frac{m_{CR}}{\rho_{CS} S} \qquad (1.35)$$

Compte tenu de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique entre le liquide et le solide, la fraction volumique totale de solide (en suspension et sous forme de croûte) peut être calculée avec les trois formules suivantes :

$$f_S = \frac{C_L - C_0}{C_L - C_S} \qquad (1.36)$$

$$C_S = kC_L \qquad (1.37)$$

$$T_P = T_{Liq}(C_L) \qquad (1.38)$$

Pour répartir la masse de solide entre une fraction sous forme de croûte et une fraction sous forme de particules en suspension dans le bain, l'auteur du modèle fait l'hypothèse suivante. Il suppose que la masse de croûte (resp. de solide en suspension dans le bain) est proportionnelle au puits de chaleur à la frontière avec le béton (resp. au puits de chaleur dans le bain). En notant m_{CR} la masse de croûte, m_{SP} la masse de solide dans le bain, m_S la masse totale de solide, P_P le puits de chaleur dans le bain, l'hypothèse se réécrit :

$$\frac{m_{CR}}{m_S} = \frac{\Phi_{Fus}}{\Phi_{Fus} + P_P} \qquad (1.39)$$

$$\frac{m_{SP}}{m_S} = \frac{P_P}{\Phi_{Fus} + P_P} \qquad (1.40)$$

Le puits de chaleur à la frontière avec le béton est le flux de chaleur transféré au béton (Φ_{Fus}). Le puits de chaleur dans le bain s'écrit :

$$P_P = \dot{m}_{BF} C_{PL} T_{FB} + \dot{m}_G C_{PG} (T_{FB} - T_P) \qquad (1.41)$$

Compte tenu de la répartition du solide, la fraction massique de solide dans le bain, notée f_{SP}, s'écrit :

$$f_{SP} = \frac{m_{SP}}{m} = f_S\left(\frac{P_P}{\Phi_{Fus} + P_P}\right) \qquad (1.42)$$

1.4.5. Le modèle paramétrique

Dans cette dernière catégorie se trouve le modèle de MEDICIS. C'est le modèle le plus récent, puisqu'il a été développé à partir de 2003. Compte tenu des difficultés à modéliser la température d'interface, les auteurs du modèle ont choisi de suivre une approche paramétrique.

La première hypothèse du modèle est de supposer qu'il existe une zone pâteuse à la frontière avec le béton. Dans sa partie inférieure, cette zone pâteuse est constituée d'une croûte au sein de laquelle le transfert de chaleur se fait par conduction. Dans sa partie supérieure, la nature de la zone n'est pas clairement définie, mais on sait que le transfert de chaleur s'y fait par convection.

Deuxièmement, on suppose que la condition d'interface se situe à la limite entre les zones conductive et convective. A cet endroit, la température est égale à la température d'interface. Selon les auteurs, aucun modèle ne permet de déterminer cette température d'interface de manière satisfaisante dans tous les cas, c'est pourquoi elle est évaluée pour le moment par interpolation linéaire à l'aide d'un paramètre utilisateur (γ) entre la température de liquidus et la température de solidus, calculées à la composition moyenne du corium :

$$T_I = \gamma T_{Sol}(C_0) + (1-\gamma) T_{Liq}(C_0) \qquad (1.43)$$

Les choix extrêmes $\gamma = 0$ et $\gamma = 1$ correspondent respectivement à la modélisation de l'interface dans les modèles de ségrégation de phases et de CORQUENCH.

Dans la partie supérieure de la zone pâteuse, le transfert de chaleur est contrôlé par le bullage du gaz. Dans ces conditions, on peut utiliser les corrélations classiques de transfert de chaleur entre un bain et une paroi horizontale traversée par un écoulement de gaz.

$$h = h_P \qquad (1.44)$$

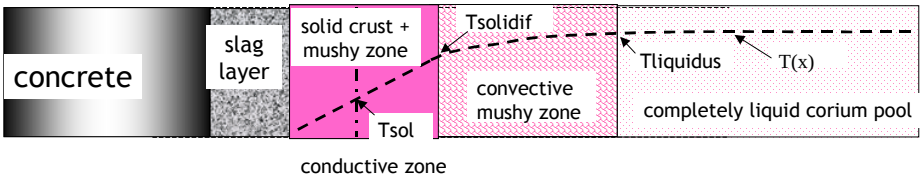


Figure 1.21: Représentation des couches à la frontière entre le corium et le béton dans le modèle de MEDICIS

1.5. Interprétation des résultats des essais ACE et MACE

Cette dernière partie est consacrée à une présentation des éléments d'interprétation des résultats des essais ACE et MACE que l'on peut trouver dans la littérature. L'interprétation s'appuie sur les modèles physico-chimiques, à savoir le modèle de ségrégation de phases, de CORQUENCH et de COSACO. Nous avons écarté les modèles thermohydrauliques car ils reposent sur des hypothèses physiques contestables et le modèle de MEDICIS, car il ne présente pas d'hypothèse physique innovante.

1.5.1. Température du corium

Comparaison avec la température de liquidus du corium

Expérimentalement, on constate que la température du corium est voisine de sa température de liquidus.

Selon les modèles de CORQUENCH et de COSACO, la température du corium est égale à la température de liquidus du corium (formules 1.31 et 1.38 respectivement). Concernant le modèle de ségrégation de phases, nous allons montrer que la température du corium est voisine de sa température de liquidus. En effet, d'après les équations (1.10) et (1.25), l'écart entre la température du corium et la température de liquidus s'écrit :

$$T_P - T_{Liq}(C_P) = \frac{\Phi_{Fus}}{hS} \qquad (1.45)$$

Sachant que $\frac{\Phi_{Fus}}{S} \sim 10^5$ W/m² et que $h \sim 10^3$ W.m^{-2}.K^{-1}, on trouve que l'écart de température est de l'ordre de la centaine de degrés. Par rapport aux niveaux de températures mis en jeu dans ces essais (~ 2500 K), on peut considérer que cet écart de température est faible et que la température du corium doit être voisine de sa température de liquidus. Il faut par ailleurs remarquer que cet écart de température est de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur les mesures de température.

Ainsi les trois modèles physico-chimiques prédisent que la température du corium est égale ou voisine de sa température de liquidus, ce qui est conforme aux résultats expérimentaux. Ce résultat met en exergue la pertinence de la prise en compte de la thermodynamique, par rapport aux modèles thermohydrauliques où cet aspect n'intervient pas. En revanche, ce résultat ne permet pas de discriminer les trois modèles physico-chimiques.

Température du corium et variation de puissance

Nous avons montré que dans l'essai MACE M3b, la température du corium est très peu sensible aux variations de puissance. Les modèles physico-chimiques fournissent une interprétation de ce résultat. Du fait de la coexistence des phases liquide et solide (en suspension dans le bain ou sous forme de croûte), l'augmentation de puissance serait absorbée par la phase solide, ce qui entraînerait une diminution de la fraction solide et une variation de la composition du corium liquide. Cependant cette variation de composition ne se

répercuterait pas sur la température de liquidus car celle-ci est très peu dépendante de la composition du corium (cf. Figure 1.1). Comme les modèles physico-chimiques prédisent que la température du corium est voisine ou égale de sa température de liquidus, alors l'augmentation de puissance n'aurait pas d'effet sur la température du corium, conformément à ce qui est observé expérimentalement.

1.5.2. Position du front de fusion du béton

Le calcul de la vitesse et de la position du front de fusion nécessite de bien connaître la masse de corium et les pertes thermiques aux frontières du corium autres que celle avec le béton. Pour les essais ACE, la masse de corium n'est pas bien connue car il se produit en cours d'essai des éjections de matière hors du bain qui sont difficilement quantifiables et qui sont importantes en comparaison de la masse initiale du bain. De plus, la poudre ne fond pas complètement comme on a pu le constater sur la Figure 1.5. Le bilan de masse du bain est donc difficile à établir. Pour les essais MACE, les pertes thermiques aux frontières verticales ne sont pas mesurées. En définitive, la position du front de fusion est un résultat expérimental difficilement exploitable.

1.5.3. Macroségrégation

Comme nous l'avons indiqué dans la partie sur les essais, les conclusions relatives aux mesures de composition du corium solidifié retrouvé sur le béton (post-mortem) varient fortement en fonction du type de béton. Pour un béton de type silico-calcaire, on constate un enrichissement en UO_2 et ZrO_2 au voisinage de la frontière entre le corium et le béton, ce qui n'est pas le cas pour un béton de type siliceux.

A ce jour, deux interprétations de ces résultats sont envisagées. Selon Seiler et Froment (2000), l'enrichissement en espèces réfractaires au voisinage de la frontière avec le béton pourrait révéler qu'il aurait existé une croûte de corium pendant l'essai, au voisinage de la frontière avec le béton. En effet, le pseudo-binaire du cœur fondu et du béton (Figure 1.1) indique que la phase solide du corium doit être très riche en UO_2 et ZrO_2. Cette interprétation est compatible avec les modèles de ségrégation de phases et de COSACO qui supposent l'existence d'une croûte, mais exclurait le modèle de CORQUENCH selon lequel la phase solide se trouve sous la forme de grains en suspension dans le corium.
Dans la seconde interprétation, on suppose que la ségrégation est apparue pendant la phase finale de refroidissement du corium.

1.5.4. Instabilité du front de fusion

Nous avons mentionné le phénomène d'instabilité du front de fusion. Deux interprétations sont actuellement proposées.

Selon Seiler et Froment (2000), ce fait est l'illustration d'un mécanisme « d'instabilité de croûtes » (Figure 1.22). Plutôt que de traverser la croûte de corium comme le supposent les modèles de TOLBIAC et de COSACO, le béton fondu pourrait s'accumuler dessous, la rendant instable. Le mécanisme serait le suivant :

1) Croissance de la croûte de corium et de la couche de béton fondu
2) Fusion/dissolution de la croûte ; la couche de béton continue de croître
3) Rupture de la croûte et libération du béton fondu dans le corium liquide.

Le phénomène serait donc périodique et permettrait d'expliquer les variations rapides de la vitesse de fusion, qui seraient aussi périodiques avec la même période. Cependant le modèle n'a pas été confronté numériquement aux différents essais.

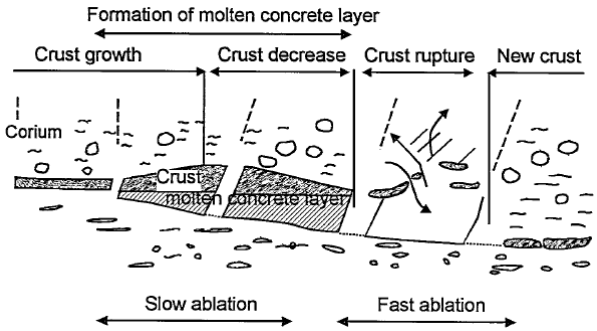


Figure 1.22 : Mécanisme d'instabilité de croûtes de Seiler et Froment

Selon Levy (2002), les variations rapides de la vitesse de fusion seraient plutôt dues à des instabilités de chauffage. Dans ces essais, le corium est chauffé par effet Joule direct. Or les différentes phases présentes dans le corium (liquide, gaz, solide) n'ont pas la même conductivité électrique. En fonction de la phase située à proximité de l'interface avec le béton solide, le chauffage ne serait donc pas le même. Par conséquent, cela jouerait sur le flux de chaleur qui atteint le béton et sur la vitesse de fusion du béton.

1.5.5. Conclusion

Nous venons de montrer que les résultats expérimentaux des essais ACE et MACE ne permettent pas de clairement discriminer les modèles physico-chimiques. Il en ressort quand même que l'interprétation des mesures de température du corium conforte la pertinence de la prise en compte des contraintes thermodynamiques du système, par rapport aux modèles thermohydrauliques. De plus, deux résultats pourraient aller dans le sens de l'existence d'une croûte à la frontière avec le béton : la mise en évidence d'une macroségrégation à la frontière avec le béton, et le phénomène d'instabilité du front de fusion.

Il n'en reste pas moins que plusieurs questions essentielles pour le calcul de la vitesse de fusion du béton sont toujours sans réponse. La question centrale est de savoir si la croûte de corium est stable ou si elle détruite par l'écoulement de gaz. S'il existe une croûte stable :

- La température de l'interface entre le bain et la croûte serait-elle égale à la température de liquidus du bain ?
- Quelles seraient la composition et la microstructure de la croûte ?
- Le béton fondu traverserait-t-il la croûte de manière continue ou discontinue ?
- Comment la chaleur serait-elle transférée entre le bain et la croûte ?

Si la croûte est détruite :

- Les morceaux de solide restent –ils en suspension ou peuvent-ils sédimenter ?
- Quel est l'impact du solide en suspension sur le transfert de chaleur ?

1.6. Conclusion

Ce premier chapitre a permis d'effectuer une synthèse bibliographique sur l'interaction corium – béton.

Après avoir défini les matériaux mis en jeu (cœur fondu, béton et corium), nous avons montré que l'objectif des études sur l'interaction corium – béton est de calculer la vitesse de fusion du radier en béton. Pour ce faire, on exprime le flux de chaleur transféré au béton en fonction d'une température d'interface et d'un coefficient de transfert de chaleur. La modélisation de ces deux termes fait l'objet des modèles d'interaction corium – béton.

Dans un deuxième temps, nous avons décrit les essais d'interaction corium – béton ACE et MACE. Ces essais ont mis en évidence l'existence d'une forte résistance thermique à la frontière avec le béton, que la température du corium est voisine de sa température de liquidus, et une macroségrégation à la frontière avec le béton. Par ailleurs, il ressort que la complexité et la difficulté de réalisation des essais n'ont pas permis de développer une instrumentation permettant de connaître la nature et la structure du milieu à l'interface avec le béton, ni de connaître la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur.

Nous avons ensuite présenté les modèles d'interaction corium – béton, qui peuvent être classés en trois catégories. La première catégorie regroupe les modèles les plus anciens, ceux des logiciels CORCON et WECHSL. Ce sont des modèles dits « thermohydrauliques » car la modélisation des deux inconnues repose uniquement sur des considérations thermohydrauliques. Ces modèles posent un problème dans la mesure où ils ne tiennent pas compte des contraintes thermodynamiques. La deuxième catégorie regroupe les modèles couplant la thermohydraulique et la thermodynamique, à savoir les modèles de ségrégation de phases, COSACO et CORQUENCH. Enfin la dernière catégorie inclut le modèle de MEDICIS.

Enfin, nous avons montré que les résultats des expériences ACE et MACE ne permettent pas de discriminer les différents modèles d'interaction corium – béton. C'est pourquoi il a été décidé de concevoir et de réaliser au CEA à Grenoble une campagne d'essais dotés d'une instrumentation permettant d'accéder à la température d'interface et au coefficient de transfert de chaleur. Ce sont les essais ARTEMIS, dont la synthèse et l'analyse font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2 Description des essais ARTEMIS et analyse des résultats

Nous avons vu au premier chapitre que les résultats des essais ACE et MACE ne permettent pas de discriminer les différents modèles d'interaction corium – béton. Les phénomènes physiques qui interviennent réellement à l'interface entre le béton qui fond et le corium qui se solidifie sont mal connus. C'est dans l'objectif d'analyser plus précisément ces phénomènes que les essais ARTEMIS ont été conçus et réalisés au CEA à Grenoble. Dans un premier temps, nous présenterons une description détaillée des choix des conditions et paramètres du dispositif expérimental, puis nous effectuerons une analyse des résultats des essais.

2.1. Description des essais ARTEMIS

La description des essais ARTEMIS a fait l'objet d'une publication (Veteau, 2006). On en reprend ici les principaux développements.

2.1.1. Similitude

L'utilisation de matériaux simulants permet de travailler à plus basse température qu'avec les matériaux des réacteurs, ce qui facilite grandement l'instrumentation de l'expérience. Le respect de tous les critères de similitude de toutes les grandeurs pouvant potentiellement intervenir dans le problème est impossible. Les principaux critères de similitude utilisés dans la recherche de matériaux simulants sont les suivants :

- Compte tenu de la forme du pseudo-binaire cœur fondu – béton (Figure 1.1), l'intervalle de fusion du béton doit être petit devant l'intervalle de solidification du corium.
- De même, le coefficient de partage doit tendre vers zéro.
- L'intervalle de solidification du corium doit être élevé afin de former des croûtes suffisamment épaisses pour être détectées.
- La masse volumique du corium solide doit être supérieure à celle du corium liquide, qui doit être supérieure à celle du béton.
- Les propriétés thermophysiques des simulants doivent être comparables à celles des matériaux des réacteurs.

Compte tenu de ces critères, le choix s'est fixé sur le mélange $BaCl_2$ – LiCl, dont le diagramme de phases est représenté sur la Figure 2.1. A ce jour, il existe deux courbes liquidus pour ce diagramme : les données de Fischer (2003) et de Chartrand et Pelton (2001). Les écarts sont cependant relativement faibles et ne dépassent pas 30°C pour un intervalle de fusion qui peut atteindre 450°C.

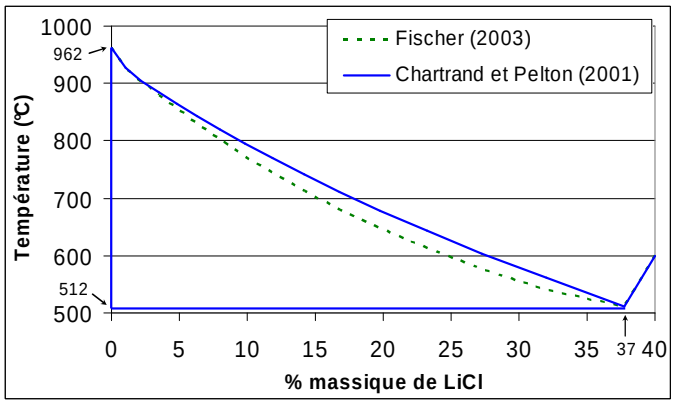


Figure 2.1 : Diagramme de phases $BaCl_2$ - LiCl

Les représentations du cœur fondu, du béton et du corium sont les suivantes :

- Le cœur fondu est généralement représenté par du $BaCl_2$ pur. [1]
- Le béton est représenté par l'eutectique $BaCl_2$ – LiCl.
- Le corium est le mélange $BaCl_2$ – eutectique.

Les propriétés thermo-physiques des corps purs, ainsi que leurs propriétés de mélange, sont détaillées dans l'annexe 3. Les grandeurs utilisées dans la suite du chapitre sont rassemblées dans les deux tableaux qui suivent ; les notations seront définies lorsqu'elles apparaîtront dans le texte.

ρ_{BS} $(kg.m^{-3})$	C_{PBS} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	T_{FB} (°C)	$L_{Fus}^{Béton}$ $(J.kg^{-1})$	λ_{eq} $(W.m^{-1}.K^{-1})$	C_{PL} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$
1600	700	512	$2{,}6.10^5$	0,8	520

Tableau 2.1 : Propriétés thermophysiques des sels d'ARTEMIS (I)

ρ_L	β_C	μ_L	D_{LiCl}	w_{LiCl}^{BF}
3.10^3 kg/m^3	1,3	2.10^{-3} Pa.s	10^{-8} m²/s	37 %

Tableau 2.2 : Propriétés thermophysiques des sels d'ARTEMIS (II)

La principale limitation liée à l'utilisation d'un simulant pour le béton est qu'il n'y a pas de libération de gaz lors de son chauffage. C'est pourquoi il est nécessaire d'injecter du gaz : l'argon a été sélectionné pour simuler le mélange vapeur d'eau – gaz carbonique car il ne réagit pas avec les autres matériaux simulants. L'injection du gaz se fait par la base du béton, qui doit donc être poreux. Une technique spécifique de préparation du béton a été mise en place et sera expliquée par la suite.

2.1.2. Descriptif du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2.2. C'est un cylindre dont le diamètre est de 28 cm et la hauteur de 100 cm. La partie inférieure est remplie de béton poreux, sur une

[1] Dans le premier essai uniquement, le cœur fondu n'est pas du $BaCl_2$ pur, mais un mélange $BaCl_2$ – LiCl contenant 5 % en masse de LiCl.

hauteur de 30 cm. Le corium liquide, situé sur le béton, occupe initialement une hauteur de 20 cm environ (soit ~ 40 kg de $BaCl_2$). Le volume restant est du gaz. Le couvercle et les parois verticales du cylindre sont formés d'un matériau réfractaire non fusible. L'argon est injecté par la base du béton poreux, à une température de 400 °C environ[2].

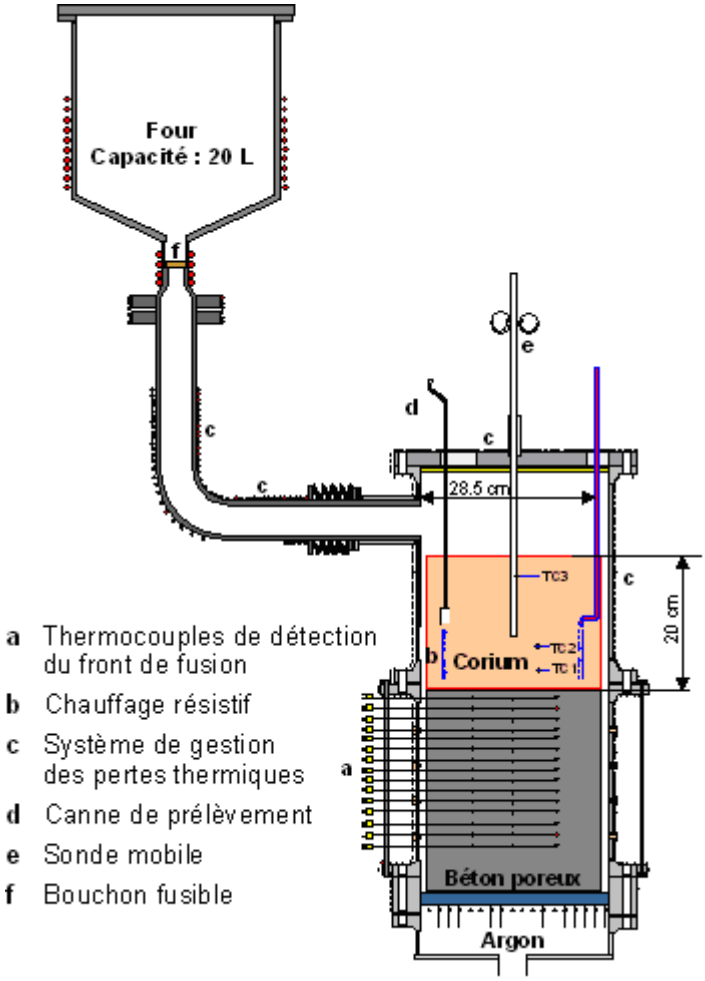


Figure 2.2 : Schéma du dispositif expérimental des essais ARTEMIS

Compte tenu des critères de similitude et du choix des matériaux simulants, on aboutit à des puissances de chauffe relativement faibles (de l'ordre de 1000 W). Les pertes thermiques aux températures d'essais (situées entre 500°C et 900°C) pouvant être importantes, il s'est avéré nécessaire de les contrôler. A cet effet, les températures des parois verticales attenantes au corium et du couvercle sont asservies à la température du corium afin d'annuler le flux de chaleur transféré à ces frontières. La température de la paroi attenante au béton est asservie à la température du béton. L'asservissement est réalisé par zones en jouant sur la résistance thermique de l'isolant et sur une dissipation de puissance réalisée à l'aide de cordons chauffants soudés à la paroi.

Pour simuler la puissance résiduelle, on utilise une résistance chauffante, qui est placée près de la surface initiale du béton. Cette résistance est noyée par le corium et reste généralement fixe pendant l'essai.

[2] Dans le premier essai uniquement, la température d'injection de l'argon est la température ambiante.

Le dispositif expérimental est doté d'une instrumentation conséquente, que nous allons présenter.

L'évolution du front de fusion du béton est détectée par des thermocouples insérés dans le béton. Il y a trois colonnes de thermocouples situées à des azimuts différents, contenant chacune quinze thermocouples.

Une sonde mobile pénètre régulièrement par le haut dans le corium dans le but de détecter la position de l'interface entre le bain et la croûte et d'y mesurer la température de l'interface. Pour ce faire, la sonde est couplée à un capteur de force qui coupe le moteur de déplacement de la sonde lorsqu'il mesure une force supérieure à une valeur prédéfinie de 10 N. L'extrémité de la sonde mobile (Figure 2.3) est formée, sauf pour les deux premiers essais, par un épaulement fixé sur un tube support. C'est l'épaulement qui vient prendre contact avec la croûte. Des thermocouples sont fixés à l'extrémité de la sonde. Ces thermocouples permettent de mesurer le gradient de température près de l'extrémité de la sonde, dans le bain et dans la croûte (Figure 2.3).

Une canne pénètre de temps en temps dans le corium et permet le prélèvement d'un petit volume de liquide (~ 1 cm^3). Après essai, la composition du prélèvement est mesurée et sa microstructure est observée au Microscope Electronique à Balayage (MEB).

Plusieurs mesures de température sont effectuées :

- Dans le corium : trois thermocouples, visibles sur la Figure 2.2 et notés TC1, TC2 et TC3.[3]
- A l'interface entre le bain et la croûte : six thermocouples (Figure 2.3)
- dans le béton : ce sont les thermocouples qui servent à détecter le front de fusion du béton.
- Dans le ciel gazeux : un thermocouple.

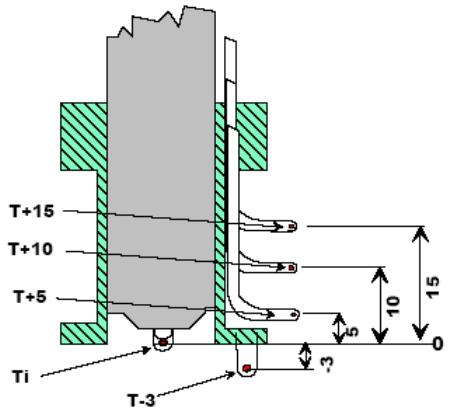


Figure 2.3 : Schéma de la pointe de la sonde mobile montrant les différents thermocouples

Le reste de l'instrumentation est constitué de deux capteurs de pression situés à deux cotes différentes dans le corium et permettant un calcul du taux de vide.

La préparation du béton suit le protocole suivant. A partir de poudre des corps purs $BaCl_2$ et LiCl, on forme un liquide ayant la composition de l'eutectique. On laisse ce liquide se

[3] Le thermocouple TC2 ne fonctionne que dans le premier essai.

refroidir et se solidifier complètement. Puis le solide obtenu est broyé afin d'obtenir des grains dont la taille varie entre 200 et 800 microns. Enfin, cette poudre de béton est frittée à 350 °C pendant 24H, au sein du dispositif expérimental. L'essai est réalisé lorsque le frittage est terminé.

2.1.3. Déroulement d'un essai

Initialement, le cœur fondu est chauffé dans un four attenant au creuset, jusqu'à ce qu'il devienne liquide. Lorsque la température atteint une valeur prédéfinie, le bouchon fusible fond, libérant le cœur fondu qui pénètre dans le creuset et tombe sur le bloc de béton (Figure 2.2). La fusion du béton démarre et se poursuit pendant tout l'essai, entretenue par le dégagement de chaleur à travers les résistances thermiques situées dans le corium. De nombreuses mesures sont effectuées pendant l'essai, parmi lesquelles :

- La position du front de fusion, grâce aux thermocouples implantés dans le bloc de béton (Figure 2.4).
- La position de l'interface entre le bain et la croûte, grâce à la sonde mobile
- La température de cette interface, grâce aux thermocouples situés à la pointe de la sonde mobile.
- La température du corium, grâce aux thermocouples TC1 et TC3 (Figure 2.5).

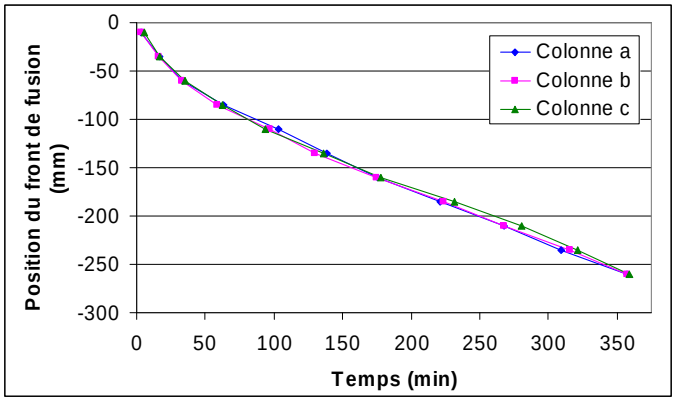


Figure 2.4 : Evolution de la position du front de fusion dans l'essai 3

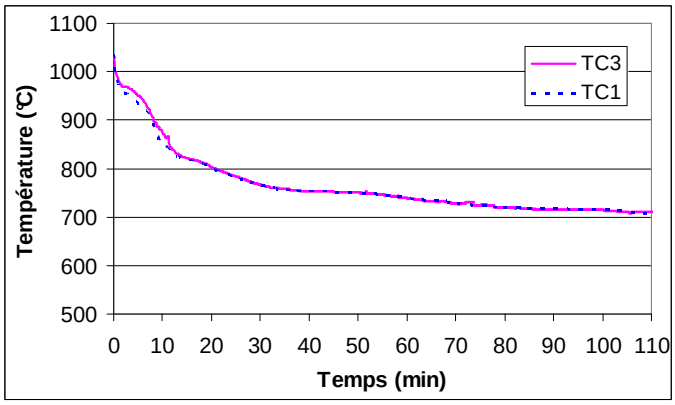


Figure 2.5 : Evolution de la température du corium dans l'essai 2

L'essai s'arrête lorsqu'une épaisseur prédéfinie de béton (environ 30 cm) a été fondue. Au moment de l'arrêt, le creuset est basculé sur le côté afin de vidanger le liquide et de récupérer la croûte éventuellement présente à la frontière avec le béton. Après refroidissement, cette croûte est pesée et mesurée. Des prélèvements y sont effectués, afin d'accéder à sa composition et à sa microstructure.
Les échantillons de corium liquide prélevés en cours d'essai sont analysés après essai, afin de remonter à la composition du bain en cours d'essai.

2.1.4. Grille des essais ARTEMIS 1D[4]

La grille d'essais est décrite dans le Tableau 2.3. Il y a trois paramètres : la hauteur du cœur fondu dans le puits de cuve, la vitesse superficielle du gaz et la densité de flux de chaleur (égale à la puissance injectée divisée par la surface horizontale du béton). Dans les conditions réacteurs, les paramètres prennent les valeurs suivantes :

- la hauteur du cœur fondu est comprise entre 0,5 et 3 m
- la vitesse superficielle des gaz est de l'ordre du cm/s.
- la densité de flux de chaleur est comprise entre 2.10^4 et 2.10^5 W/m²

Dans les essais ARTEMIS, le choix des valeurs des paramètres obéit aux critères suivants :

- la hauteur du cœur fondu est choisie de telle sorte qu'il soit possible de suivre « aisément » l'évolution temporelle de la composition du corium. La valeur retenue est d'environ 0,2 m, ce qui correspond à une masse de cœur fondu d'environ 39 kg.
- la vitesse superficielle des gaz est du même ordre de grandeur que dans les conditions réacteur.
- la densité de flux de chaleur est choisie de telle sorte que l'épaisseur des croûtes de corium soit de l'ordre du centimètre, comme dans les conditions réacteur. Par conséquent, la densité de flux de chaleur doit être comprise entre 2.10^3 et 2.10^4 W/m².

Essai	1	2	3	4	5	6
Masse du cœur fondu (kg)	38,34	39,49	38,61	38,61	38,61	38,61
Vitesse superficielle du gaz (cm/s)	2	1	0,5	1 – 2 (2)	3	1
Densité de flux de chaleur (W/m²)	$1,5.10^4$	$2,5.10^4$	$1,5.10^4$/ 3.10^4 (1)	$2,0.10^4$/ $2,2.10^4$ (2)	4.10^4	$1,3.10^4$
Durée de l'essai	4h40	1h50	6h30	4h15	0h23	4h25

Tableau 2.3 : Grille des essais ARTEMIS 1D

(1) : augmentation de la puissance à t = 4h, jusqu'à la fin de l'essai.
(2) : augmentation de la puissance et du débit de gaz à t = 3h30, jusqu'à la fin de l'essai.

Remarques sur les essais 1 et 5

Les résultats des essais 1 et 5 ne feront pas l'objet d'une analyse, pour les raisons suivantes. Dans le cas de l'essai 1, la puissance fournie au gaz pour le réchauffer de sa température d'entrée jusqu'à la température du corium représente entre 20 et 30 % de la puissance injectée, alors que dans les conditions réacteurs, elle ne dépasse pas 5 %. Cela vient du fait que la température d'entrée du gaz dans le creuset est de 20 °C, alors que la température du corium est de l'ordre de 800 °C. Ce mauvais réglage a entraîné une solidification du corium qui n'est pas censée se produire dans les conditions réacteurs.
Dans le cas de l'essai 5, l'essai est de très courte durée car la puissance injectée est très élevée. Or le fait que l'essai soit de courte durée a entraîné un certain nombre de problèmes techniques, qui ont fortement entaché d'incertitudes les résultats des essais, ce qui empêche de mener une analyse approfondie.

[4] Remarque : depuis 2005, la campagne d'essais ARTEMIS a été complétée par six autres essais, dont la principale différence par rapport à la première série d'essais présentée dans ce mémoire est que la fusion du béton se produit dans les directions verticale et radiale (essais 2D).

2.2. Analyse des résultats des essais ARTEMIS 2, 3, 4 et 6

L'exploitation des résultats des essais ARTEMIS a déjà fait l'objet de deux publications :

- Dans la première, Spindler et Veteau (2006) comparent les résultats des essais 2 et 6 aux prédictions du modèle de ségrégation de phases.
- Dans la seconde, Michel et Cranga (2009) comparent les résultats des essais 2 à 6 au modèle de MEDICIS.

Ces travaux ont servi de point de départ à l'analyse que nous avons effectuée, et dont nous allons à présent exposer le cheminement.

2.2.1. Détermination expérimentale de la température d'interface et du coefficient de transfert de chaleur

Pour calculer la vitesse de fusion du béton, il faut modéliser la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur (cf. chapitre 1). Nous disposons de trois modèles, les modèles physico-chimiques, qui conduisent chacun à une expression des deux inconnues. La première étape de l'interprétation des résultats des essais consiste donc, pour chaque essai, à déterminer expérimentalement la température d'interface, le coefficient de transfert de chaleur et à les comparer aux prédictions des modèles.
Pour ce faire, on cherche, dans un premier temps, à déterminer quelle est la répartition spatiale de la phase solide (croûte et/ou solide en suspension). Nous serons alors amenés à définir précisément les notions de milieu interfacial et de bain. Puis nous déterminerons la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur.

2.2.1.1. Répartition spatiale de la phase solide

On cherche à déterminer, pour chaque essai, où se situe la phase solide. On rappelle que :

- selon le modèle de ségrégation de phases, la phase solide se trouve sous forme de croûte à la frontière avec le béton
- selon le modèle de CORQUENCH, la phase solide se trouve en suspension dans le corium liquide
- selon le modèle de COSACO, la phase solide se trouve partiellement sous forme de croûte, et partiellement en suspension dans le corium liquide.

Afin de savoir s'il existe un milieu solide à la frontière avec le béton, on exploite les mesures de la position d'arrêt de la pointe de la sonde mobile. En effet, une sonde mobile pénètre à intervalle de temps régulier dans le creuset et s'arrête lorsque sa pointe rencontre un milieu solide. Ainsi, en comparant la position du front de fusion et la position d'arrêt de la pointe de la sonde mobile, on peut savoir s'il existe un milieu solide ou partiellement solide à la frontière avec le béton.

Concernant l'existence de particules solides en suspension dans le corium, on compare la température du corium, mesurée par les thermocouples TC1 et TC3 (cf. Figure 2.2) à la température de liquidus du corium, que l'on peut calculer connaissant la composition moyenne du corium. Deux cas de figure sont possibles :

- si la température du corium est supérieure à sa température de liquidus, alors le corium est complètement liquide.
- si la température du corium est inférieure à sa température de liquidus, alors le corium est un mélange de liquide et de solide.

Pour tous les essais analysés, on démontre que la phase solide se trouve uniquement à la frontière avec le béton, conformément au modèle de ségrégation de phases. Pour étayer notre propos, prenons l'exemple de l'essai 4. Sur la Figure 2.6 sont superposées les courbes du front de fusion du béton et de la position d'arrêt de la sonde mobile. On constate sur cette figure que les deux courbes sont séparées de plusieurs centimètres, ce qui témoigne de l'existence d'un milieu partiellement ou totalement solide à la frontière avec le béton.

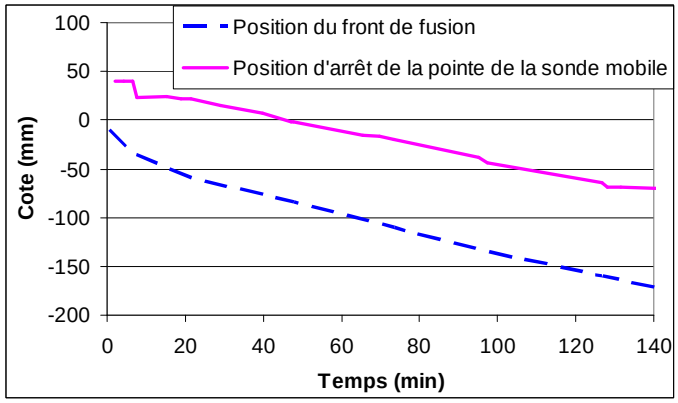


Figure 2.6 : Evolutions temporelles de la position du front de fusion du béton et de la cote d'arrêt de la pointe de sonde mobile dans l'essai 4

Sur la Figure 2.7 sont représentées les évolutions temporelles de la température du corium et de sa température de liquidus. On constate que la température du corium est très supérieure à sa température de liquidus, ce qui nous permet d'en déduire que le corium est complètement liquide.

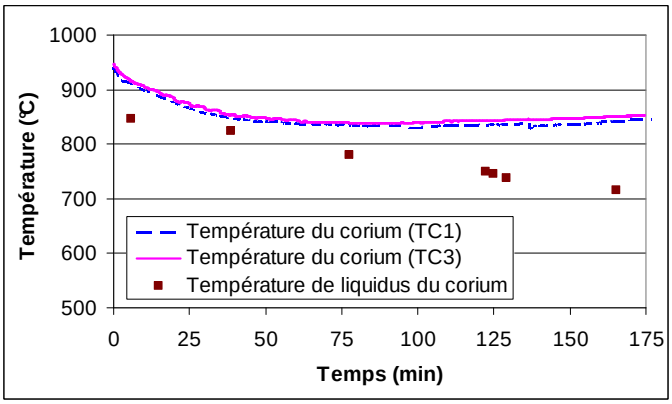


Figure 2.7 : Evolutions temporelles de la température du corium et de sa température de liquidus dans l'essai 4

2.2.1.2. Définitions du milieu interfacial et du bain

On rappelle que le corium est situé au-dessus du front de fusion du béton, qui correspond à l'isotherme T = Tfusion du béton, et en dessous du ciel gazeux. Nous venons de montrer que dans les essais 2, 3, 4 et 6, la phase solide est uniquement présente à la frontière avec le béton. Nous verrons par la suite que ce milieu n'est pas une croûte compacte, comme le suppose le modèle de ségrégation de phases, mais un milieu poreux possédant une structure particulière. Nous avons choisi de le nommer **milieu interfacial**. Le **bain** est le sous-système du corium situé au-dessus du milieu interfacial.

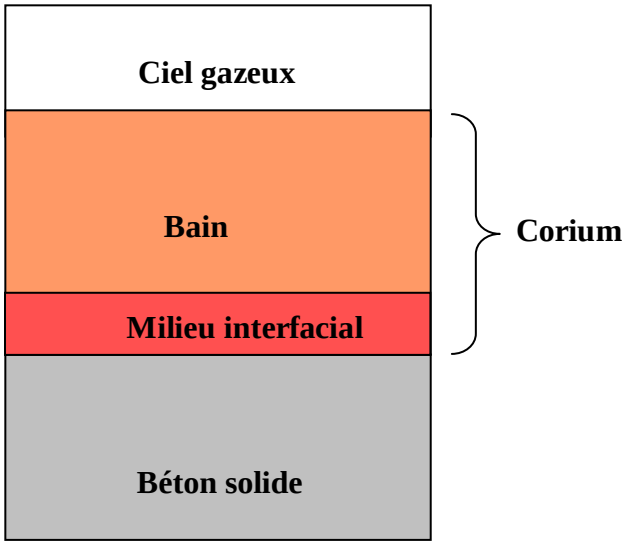


Figure 2.8 : Représentation du bain et du milieu interfacial

2.2.1.3. Température d'interface

Intéressons nous à la température d'interface. D'après le modèle de ségrégation de phases, la température d'interface est la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, car cette dernière serait égale à la température de liquidus du bain. On va donc chercher à comparer la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial à la température de liquidus du bain.
Expérimentalement, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est mesurée par les thermocouples situés au bout de la sonde mobile (Figure 2.3). Par ailleurs, on peut calculer la température de liquidus du bain, en connaissant sa composition qui est déterminée grâce aux prélèvements effectués dans le bain.

Par cette méthode, nous avons mis en évidence deux catégories d'essai. Dans la première catégorie, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est égale à la température de liquidus du bain, conformément au modèle de ségrégation de phases. Cette catégorie englobe les essais 2 et 6. Pour l'illustrer, on prend l'exemple de l'essai 6. On constate sur la Figure 2.9, où sont représentées les évolutions temporelles de la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et de la température de liquidus du bain, que les deux courbes se superposent.

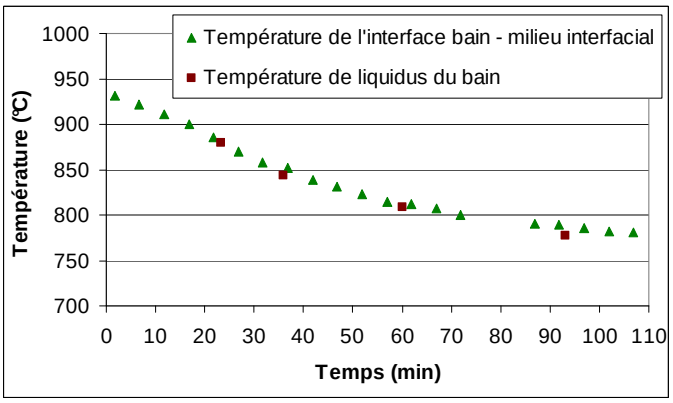


Figure 2.9 : Comparaison de la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et de la température de liquidus du bain pour l'essai 6

Ainsi pour les essais 2 et 6, la température d'interface est correctement prédite par le modèle de ségrégation de phases.

Dans la deuxième catégorie, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est décorrélée de la température de liquidus du bain. Cette catégorie englobe les essais 3 et 4. Pour l'illustrer, on prend l'exemple de l'essai 3. On constate sur la Figure 2.10, où sont représentées les évolutions temporelles de la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et de la température de liquidus du bain, que les deux courbes divergent progressivement.

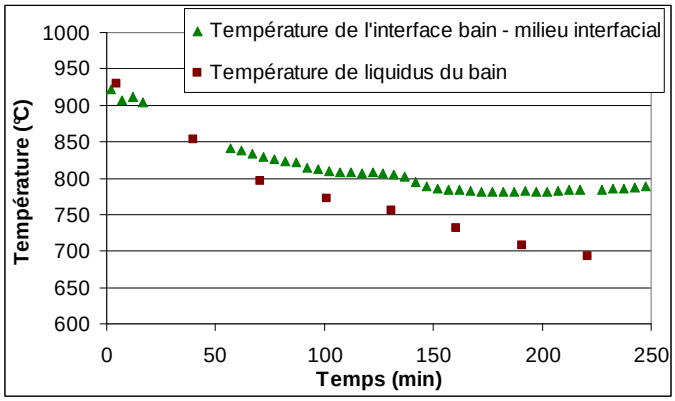


Figure 2.10 : Comparaison de la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et de la température de liquidus du bain pour l'essai 3

La température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial étant décorrélée de la température de liquidus du bain, elle n'est pas contrainte par la thermodynamique et ne peut être considérée comme la température d'interface nécessaire au calcul de la vitesse de fusion. Il faut donc considérer que la température d'interface pour les essais 3 et 4 est la température de fusion du béton.

2.2.1.4. Coefficient de transfert de chaleur

Nous venons de montrer que, pour les essais 2 et 6, la température d'interface est correctement prédite par le modèle de ségrégation de phases. A présent, on s'intéresse au

coefficient de transfert de chaleur. Selon ce modèle, le transfert de chaleur à l'interface entre le bain et le milieu interfacial est contrôlé par le bullage du gaz. Pour le vérifier, il faut comparer la valeur expérimentale du coefficient de transfert de chaleur aux valeurs prédites par les corrélations de Deckwer (1980) et de BALI (Bonnet, 1999), qui sont généralement utilisées dans ces conditions (Tourniaire, 2006).

Expérimentalement, le coefficient de transfert de chaleur peut être calculé à partir de la formule suivante :

$$h = \frac{\Phi_{Fus}}{(T_P - T_I)S} \qquad (2.1)$$

Φ_{Fus} est le flux de chaleur transféré au béton
S est la surface horizontale du béton
T_P est la température du bain
T_I est la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial

Les corrélations permettant le calcul du coefficient de transfert de chaleur théorique ont pour expression :

Corrélation de Deckwer : $St = 0{,}1(Re\,Fr\,Pr_L^2)^{-0,25}$ (2.2)

Corrélation de BALI : $Nu_A = 19(Re\,Fr)^{0,146}\,Pr_L^{-0,22}$ (2.3)

Les nombres adimensionnels intervenant dans ces corrélations sont les suivants :

Nombre de Stanton : $St = \frac{h_P}{\rho_L j_G C_{PL}}$ (2.4)

j_G est la vitesse superficielle du gaz.

Nombre de Prandtl du liquide : $Pr_L = \frac{\mu_L C_{PL}}{\lambda_L}$ (2.5)

Nombre de Reynolds x Nombre de Froude : $Re\,Fr = \frac{\rho_L j_G^3}{g\mu_L}$ (2.6)

Nombre de Nusselt : $Nu_A = \frac{h_P A}{\lambda_L}$ (2.7)

A est la longueur de Laplace, définie par :

$$A = \sqrt{\frac{\sigma_{L/G}}{g(\rho_L - \rho_G)}} \qquad (2.8)$$

Pour l'essai 2, la valeur expérimentale ne peut être calculée car la mesure de la température de l'interface est erronée. En effet, la température de l'interface est mesurée par des thermocouples situés à la pointe de la sonde mobile (Figure 2.3). Or dans ces deux essais, la sonde mobile ne s'arrêtait pas à l'interface mais pénétrait plus ou moins profondément dans le milieu interfacial.

Pour l'essai 6, les valeurs expérimentales et théoriques sont rassemblées dans le Tableau 2.4. Il ressort de cette comparaison que la valeur expérimentale est très inférieure aux valeurs théoriques. L'écart pourrait provenir d'une mesure erronée de la température de l'interface, causée par la pénétration de la sonde mobile dans le milieu interfacial comme pour l'essai 2. La preuve du transpercement repose sur le calcul de la masse volumique moyenne du milieu interfacial, dont on montre qu'elle est aberrante. Afin de ne pas alourdir le propos, cette démonstration est renvoyée dans l'annexe 5. La température de l'interface mesurée serait alors inférieure à sa valeur réelle, ce qui expliquerait pourquoi la valeur expérimentale du coefficient de transfert de chaleur est inférieure à la valeur théorique.

		Essai 6
Coefficient de transfert de chaleur ($W.m^{-2}.K^{-1}$)	Expérience	200 -700
	Corrélation de Deckwer (1980)	~ 2000
	Corrélation de BALI (Bonnet, 1999)	~ 4000

Tableau 2.4 : Valeurs expérimentale et théorique du coefficient de transfert de chaleur dans le bain à l'interface avec le milieu interfacial dans les essais 3, 4 et 6

En conclusion, les résultats expérimentaux disponibles ne permettent pas de tester la validité de l'hypothèse du modèle de ségrégation de phases concernant le coefficient de transfert de chaleur.

En ce qui concerne les essais 3 et 4, nous avons montré que la température d'interface est la température de fusion du béton. Par conséquent, le transfert de chaleur doit être contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. A ce jour, aucun modèle ne permet de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial. Il va donc être nécessaire de chercher à caractériser les modes de transfert de chaleur à travers le milieu interfacial.

2.2.1.5. Conclusion

Cette première étape de l'interprétation des résultats des essais, axée sur la détermination expérimentale de la température d'interface et du coefficient de transfert de chaleur, a permis de regrouper les essais en deux catégories.

Dans les essais 2 et 6, la condition d'interface est conforme aux prédictions du modèle de ségrégation de phases. Cela signifie, d'une part que la phase solide est uniquement située à la frontière avec le béton solide, et d'autre part que la température d'interface est la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, car cette dernière est égale à la température de liquidus du bain. En ce qui concerne le coefficient de transfert de chaleur, les résultats expérimentaux disponibles ne permettent pas de tester la validité des hypothèses du modèle de ségrégation de phases.

Dans les essais 3 et 4, la condition d'interface n'est prédite par aucun modèle. La phase solide est uniquement située à la frontière avec le béton, mais la température d'interface n'est pas la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, car cette dernière est décorrélée de la température de liquidus du bain.
Dans ces conditions, on considère que la température d'interface est la température de fusion du béton et que le transfert de chaleur est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. L'étape suivante de l'analyse des essais va consister à caractériser la nature et la résistance thermique du milieu interfacial.

2.2.2. Caractérisation de la nature et de la résistance thermique du milieu interfacial

Nous venons de montrer que les essais 3 et 4 nécessitent une analyse approfondie car ils ne sont prédits par aucun modèle. En effet, on considère que la température d'interface est égale à la température de fusion du béton et que le transfert de chaleur est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. La deuxième étape de l'interprétation des résultats des essais a donc pour objectif de caractériser le milieu interfacial et sa résistance thermique.

2.2.2.1. Définitions des régimes transitoire et quasi-permanent du milieu interfacial

Traçons l'évolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial, par exemple pour l'essai 4 (Figure 2.11). L'épaisseur est égale par définition à la différence entre la cote d'arrêt de la pointe de la sonde mobile et la cote du front de fusion du béton.

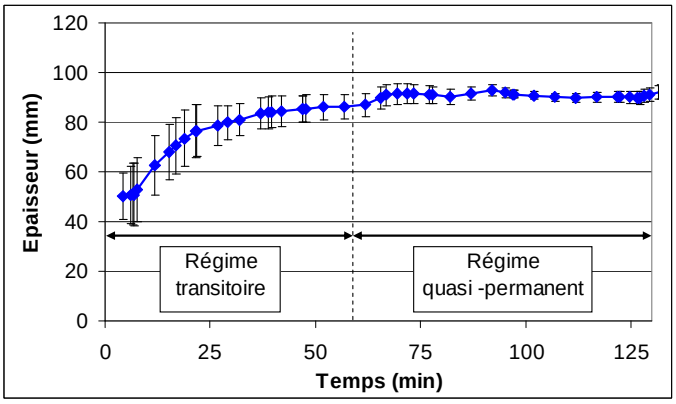


Figure 2.11 : Evolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial dans l'essai 4

On constate sur cette figure l'existence de deux régimes bien marqués :

- un régime transitoire initial pendant lequel l'épaisseur du milieu interfacial augmente : cette étape correspond à la formation du milieu interfacial.
- un régime quasi-permanent pendant lequel l'épaisseur du milieu interfacial est constante.

L'existence des deux régimes est prédite par le modèle de ségrégation de phases (cf. chapitre 1). Comme le régime quasi-permanent est beaucoup plus long que le régime transitoire, **l'analyse des résultats sera restreinte, dans toute la suite, au régime quasi-permanent**.

2.2.2.2. Nature du milieu interfacial

Cherchons à caractériser la nature du milieu interfacial. Selon le modèle de ségrégation de phases, le milieu interfacial serait une croûte compacte, uniquement composée des espèces réfractaires du corium, en l'occurrence de $BaCl_2$.

Pour en savoir plus sur la nature du milieu interfacial, on exploite les images MEB et les mesures de composition effectuées dans la croûte post-mortem.

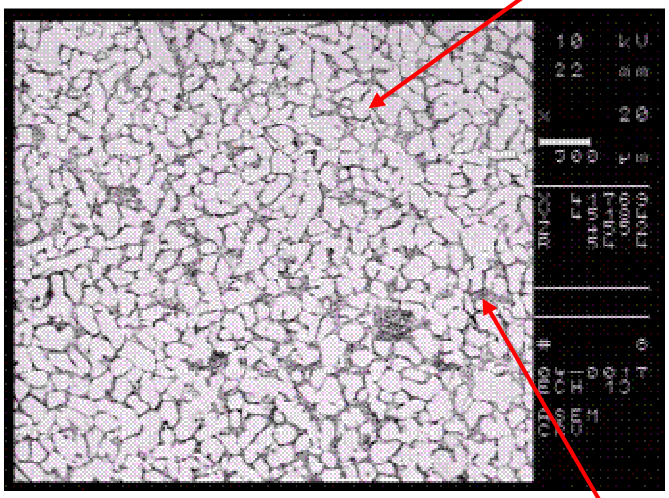


Figure 2.12 : image MEB d'un échantillon de la croûte post-mortem de l'essai 3

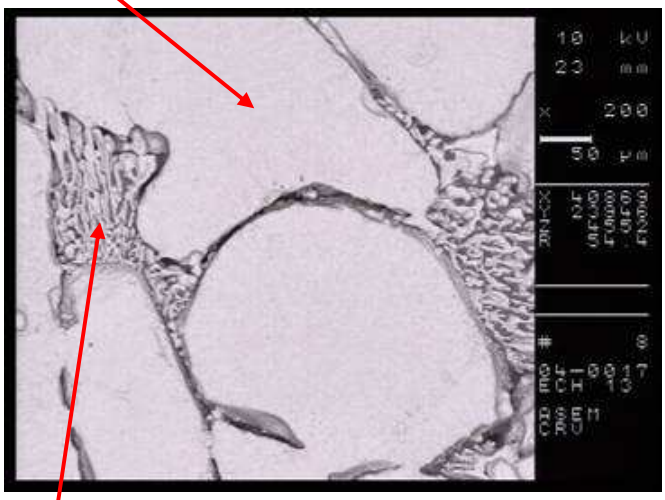


Figure 2.13 : Zoom sur quelques grains

Grains

Matrice eutectique

On observe sur ces images que la croûte post-mortem est constituée de grains reliés entre eux par une matrice ayant l'aspect d'un eutectique. Une analyse EDX (Energy Dispersive X-Ray) révèle que les grains sont constitués de $BaCl_2$ pratiquement pur, tandis que la matrice a bien la composition de l'eutectique. Cette matrice proviendrait de la solidification finale d'un liquide qui serait présent entre les grains pendant l'essai.

On en tire donc la conclusion que le milieu interfacial n'est pas une croûte compacte mais un milieu poreux, formé de grains solides réfractaires entourés de liquide riche en soluté (LiCl). Au cours du refroidissement final, il est plausible qu'une ségrégation s'opère avec un dépôt de phase réfractaire sur les grains solide et l'apparition d'un résidu eutectique.

Les mesures de composition des échantillons prélevés dans la croûte post-mortem confirment que le milieu interfacial n'est pas uniquement composé de $BaCl_2$ (Tableau 2.5).

Essai	1	2	3	4	6
Fraction massique de LiCl dans la croûte post-mortem	0,14	0,07	0,08	0,16	0,06

Tableau 2.5 : Composition de la croûte post-mortem

Il est possible de donner quelques caractéristiques du milieu interfacial en tant que milieu poreux.

Taille caractéristique des grains

A partir de l'observation des images MEB, on constate que la taille typique des grains est de 300 microns.

Ordre de grandeur de la porosité moyenne

Une méthode a été mise en place pour évaluer l'ordre de grandeur de la porosité du milieu interfacial. Cette méthode est décrite dans l'annexe 4.

Essai	3	4
Porosité moyenne du milieu interfacial	0,2 – 0,35	0,2 – 0,35

Tableau 2.6 : Porosité moyenne du milieu interfacial

Il faut noter que l'on détecte la présence de cheminées au sein du milieu interfacial. Ces cheminées pourraient être la conséquence de mouvements de recirculation au sein du milieu interfacial ou la conséquence du passage de béton fondu ou de gaz (Figure 2.14).



Figure 2.14 : Observation des orifices de cheminées dans la croûte post mortem de l'essai 2

On peut se demander s'il existe une couche de béton fondu à la base du milieu interfacial. En effet, le béton fondu doit traverser le milieu interfacial pour rejoindre le bain, et pourrait s'accumuler sous le milieu interfacial si le débit de percolation à travers le milieu interfacial est inférieur au débit de formation du béton fondu.
Pour le savoir, on étudie l'évolution de la masse de LiCl dans le bain. En effet, le chlorure de lithium contenu dans le bain ne peut provenir que d'un apport en béton fondu. La méthode permettant de calculer la masse de LiCl dans le bain est décrite dans l'annexe 4.

Il ressort de cette étude qu'en général, le béton fondu ne s'accumule pas à la base du milieu interfacial. Pour illustrer notre propos, on prend l'exemple de l'essai 3, pour lequel on a représenté l'évolution des masses de LiCl dans le bain et dans le corium sur la Figure 2.15.

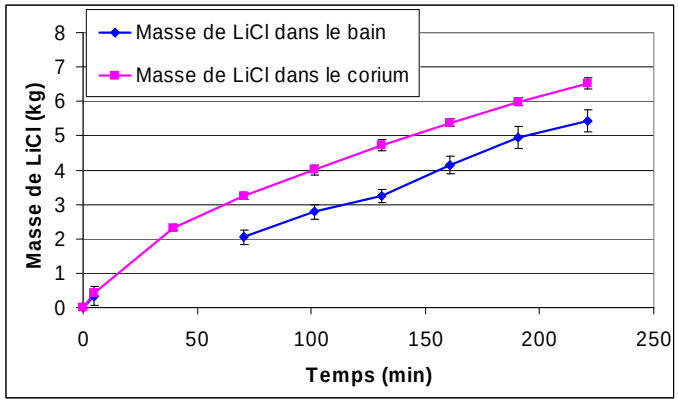


Figure 2.15 : Evolution de la masse de LiCl dans le bain et dans le corium dans l'essai 3

On constate que la masse de LiCl dans le bain augmente pendant tout l'essai, ce qui révèle que du béton fondu rejoint le bain de manière continue, autrement dit que le béton fondu traverse bien le milieu interfacial. De plus, la variation de masse de LiCl dans le bain est égale à celle dans le corium puisque les deux courbes ont des évolutions parallèles. Ainsi, tout le béton fondu qui pénètre dans le corium rejoint le bain, ce qui signifie qu'il ne s'accumule pas sous le milieu interfacial.

Conclusion

Nous venons de montrer que le milieu interfacial est un milieu poreux dont les pores seraient remplis de liquide. La porosité du milieu interfacial est de l'ordre de 0,3 et le diamètre des grains de la matrice solide de l'ordre de 300 microns. Nous avons aussi montré qu'il n'y a généralement pas de couche de béton fondu à la base du milieu interfacial.

2.2.2.3. Résistance thermique du milieu interfacial

On s'intéresse à présent à la résistance thermique du milieu interfacial. Selon le modèle de ségrégation de phases, le transfert de chaleur se fait par conduction à travers le milieu interfacial.

Pour tester cette hypothèse, on compare le flux de chaleur effectivement transmis au béton, calculé à partir de la mesure de la vitesse de fusion du béton, au flux de chaleur qui peut être transféré par conduction à travers l'épaisseur mesurée du milieu interfacial.

Le premier s'écrit :

$$\Phi_{Fus} = \rho_{BS} v_{FB} \left(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS} (T_{FB} - T_{BS}^{\infty}) \right) S \qquad (2.9)$$

ρ_{BS} est la masse volumique du béton solide.

v_{FB} est la vitesse de fusion du béton.

$L_{Fus}^{Béton}$ est la chaleur latente de fusion du béton

C_{PBS} est la capacité calorifique du béton à l'état solide

T_{FB} est la température de fusion du béton

T_{BS}^{∞} est la température du béton solide au loin : T_{BS}^{∞} = 400 °C.

S est la surface horizontale du béton : S = $6{,}4.10^{-2}$ m².

Le deuxième s'écrit :

$$\Phi_{CD} = \frac{\lambda_{eq}(T_I - T_{FB})S}{H_{MI}} \qquad (2.10)$$

λ_{eq} est la conductivité thermique équivalente du milieu interfacial.

T_I est la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial

H_{MI} est l'épaisseur du milieu interfacial

Essai	3	4	6
Vitesse de fusion (mm/h) (mesure)	37	57	50
Température de l'interface (°C) (mesure)	785	826	785
Epaisseur du milieu interfacial (m) (mesure)	0,11	0,09	0,045
Flux de chaleur transféré au béton (W) (équation 2.9)	350	550	480
Flux de conduction (W) (équation 2.10)	120	170	315
Flux de conduction/flux de chaleur transféré au béton (%)	**35**	**31**	**65**

Tableau 2.7 : Comparaison du flux de chaleur transmis au béton et du flux de chaleur transmis par conduction à travers le milieu interfacial

Les propriétés des matériaux sont regroupées dans le Tableau 2.1. On note clairement une différence entre le modèle et les résultats expérimentaux puisque le flux de chaleur transmis par conduction ne dépasse pas la moitié du flux total transmis.

2.2.2.4. Conclusion

Cette deuxième étape de l'interprétation des essais a permis de caractériser la nature du milieu interfacial. Celui-ci est un milieu poreux dont les pores seraient remplis de liquide. De plus, il n'y a pas de couche de béton fondu à la base du milieu interfacial.
En revanche, nous n'avons pas pu caractériser totalement la résistance thermique du milieu interfacial. Nous avons montré que la conduction seule ne permet pas d'expliquer comment la chaleur est transférée à travers le milieu interfacial. Il est donc nécessaire de mettre en évidence un ou plusieurs autres mécanismes de transfert de chaleur, ce que nous allons faire dans la dernière étape de l'interprétation des essais.

2.2.3. Mise en évidence d'un mouvement du liquide au sein du milieu interfacial et de ses conséquences

2.2.3.1. Origine du mouvement

Nous avons montré que la conduction seule ne permet pas d'expliquer comment la chaleur est transférée à travers le béton. C'est pourquoi il faut un mécanisme supplémentaire de transfert de chaleur. Nous allons montrer que ce mécanisme pourrait être de la convection associée au mouvement du liquide présent dans les pores du milieu interfacial.

Nous supposons que le liquide situé dans les pores est localement à l'équilibre thermodynamique avec le solide. Comme la température augmente avec la cote, la contrainte thermodynamique entraîne que la concentration en chlorure de lithium dans le liquide diminue avec la cote. Par ailleurs, le liquide est un mélange de deux espèces dont la plus légère est le chlorure de lithium. Comme la concentration en chlorure de lithium diminue avec la cote, alors la masse volumique du liquide augmente avec la cote (Figure 2.16). Cette configuration est instable et peut provoquer la mise en mouvement du liquide. On fait remarquer que l'effet de la température sur la masse volumique est certes stabilisant, mais il est négligeable devant celui lié à la composition (cette assertion est démontrée dans l'annexe 3).

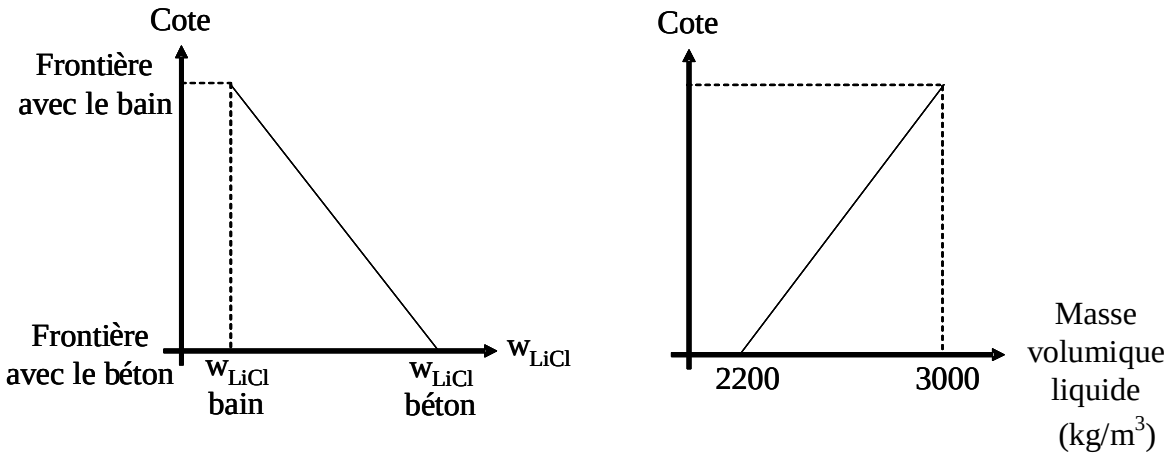


Figure 2.16 : Profils verticaux de la concentration du liquide en chlorure de lithium (à gauche) et de la masse volumique du liquide (à droite) dans le milieu interfacial

Le liquide sera animé d'un mouvement à condition que la poussée d'Archimède, créée par le gradient de concentration, l'emporte sur les forces de frottement et sur la diffusion de soluté. Cette condition s'exprime sous forme adimensionnelle en fonction d'un nombre de Rayleigh, qui doit être supérieur à une valeur critique dépendant essentiellement des conditions aux limites.

Pour un milieu poreux, ce nombre de Rayleigh est défini par Bories et Prat (1995) :

$$Ra = \frac{\rho_L g \beta_C (w_{LiCl}^P - w_{LiCl}^{BF}) K_{MI} H_{MI}}{\mu_L D_{LiCl}} \qquad (2.11)$$

ρ_L est la masse volumique du liquide

β_C est le coefficient d'expansion solutal (cf. définition dans l'annexe 3)

w^P_{LiCl} est la concentration du liquide interstitiel à l'interface avec le bain

w^{BF}_{LiCl} est la concentration du liquide interstitiel à la frontière avec le béton.

K_{MI} est la perméabilité du milieu interfacial

H_{MI} est l'épaisseur du milieu interfacial :

μ_L est la viscosité dynamique du liquide interstitiel

D_{LiCl} est le coefficient de diffusion de LiCl dans le mélange LiCl – $BaCl_2$

K_{MI} peut être calculée à l'aide de la loi de Carman – Kozeny (Kaviany, 1999) :

$$K_{MI} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1-g_L)^2} \qquad (2.12)$$

A partir des données regroupées dans le Tableau 2.2 et le Tableau 2.8, on estime que le nombre de Rayleigh est de l'ordre de 10^3.

S	T_P	d_G	H_{MI}	w^P_{LiCl}	g_L	K_{MI}
$6{,}4.10^{-2}$ m²	800 °C	3.10^{-4} m	0,1 m	13 %	0,3	3.10^{-11} m²

Tableau 2.8 : Grandeurs caractéristiques des essais ARTEMIS

Lapwood (1948) a calculé la valeur du nombre de Rayleigh critique pour des milieux poreux soumis à des conditions aux limites variées. Le cas qui nous intéresse est caractérisé par les conditions aux limites suivantes :

- Paroi inférieure rigide
- Paroi supérieure perméable
- Concentration imposée au deux parois

Dans ces conditions, le nombre de Rayleigh critique vaut :

$$Ra_C = 27{,}1 \qquad (2.13)$$

Comme le nombre de Rayleigh calculé est très supérieur au nombre de Rayleigh critique, le liquide situé entre les pores doit être en mouvement.

2.2.3.2. Conséquences sur le transfert de chaleur

Nous allons à présent évaluer l'ordre de grandeur du flux convectif de chaleur et montrer que cet ordre de grandeur est compatible avec le flux de chaleur manquant.

On schématise le milieu interfacial (Figure 2.17) par deux colonnes verticales, ayant la même surface horizontale et la même perméabilité. La colonne de droite contient idéalement du liquide à la composition du bain (w^P_{LiCl}) tandis que l'autre colonne contient idéalement du

liquide à la composition du béton fondu (w_{LiCl}^{BF}). Enfin, ces colonnes sont reliées par leur base. Cette représentation est très schématisée et n'est pas totalement fidèle à la réalité physique, mais elle permet de bien comprendre les mécanismes physiques mis en jeu.

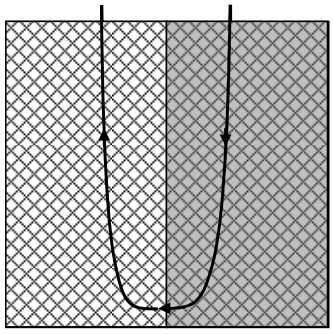


Figure 2.17 : Schématisation simplifiée du milieu interfacial

La différence de masse volumique entre les deux colonnes crée une force de pression motrice, qui est équilibrée par les forces de frottement. En supposant que la vitesse du liquide suit la loi de Darcy, alors elle s'écrit :

$$v_L \sim \frac{1}{2}\frac{K_{MI}\rho_L g\beta_C (w_{LiCl}^{P} - w_{LiCl}^{BF})}{\mu_L} \qquad (2.14)$$

Le facteur ½ provient du fait que le liquide doit parcourir, au total, deux fois l'épaisseur du milieu interfacial. En notant S la section horizontale du milieu interfacial, le débit massique de liquide s'écrit :

$$\dot{m}_L = \frac{1}{2}\rho_L v_L S \qquad (2.15)$$

Le facteur ½ provient cette fois de la division du milieu interfacial en deux colonnes de section horizontale identique.

Supposons la température de la colonne légère inférieure à la température de la colonne lourde. L'écart de température entraîne un flux conductif horizontal de chaleur, mais celui-ci n'est pas assez intense pour mettre à l'équilibre thermique les deux colonnes de liquide. Ainsi, le mouvement du liquide et l'écart de température entre les deux colonnes entraînent un flux convectif de chaleur, dirigé vers le bas. En supposant que la colonne de droite est à la température du bain et la colonne de gauche à la température de fusion du béton, alors le flux convectif s'écrit :

$$\Phi_{CV} = \dot{m}_L C_{PL} (T_P - T_{FB}) \qquad (2.16)$$

A partir des données regroupées dans le Tableau 2.2 et le Tableau 2.8, on estime que le flux convectif est de l'ordre de 360 W. Comparons cette valeur au flux de chaleur manquant (Tableau 2.9).

Essai	3	4	6
Flux de chaleur transféré au béton (W)	350	550	480
Flux de conduction/flux de chaleur transféré au béton (%)	35	31	65
Flux manquant (W)	230	380	165

Tableau 2.9 : Flux de chaleur manquant

On constate que l'ordre de grandeur du flux convectif, estimé ici de manière simple, est compatible avec les valeurs du flux manquant. En conclusion, nous avons montré que la convection naturelle d'origine solutale dans le milieu interfacial poreux peut correspondre au mécanisme recherché pour expliquer le transfert de chaleur.

2.2.3.3. Bouchage du milieu interfacial

Dans un premier temps, nous allons montrer que l'on observe un bouchage spontané du milieu interfacial dans l'essai 4. Puis nous interpréterons ce phénomène comme une conséquence des mouvements du liquide présent dans le milieu interfacial.

En général, on observe que le béton fondu traverse le milieu interfacial, mais nous allons voir que ce n'est pas toujours le cas. On a remarqué que dans l'essai 4, le milieu devient spontanément imperméable au béton fondu au bout de 130 minutes d'essai. D'une part, la masse de chlorure de lithium du bain n'augmente plus entre t = 130 min et t = 175 min alors qu'elle varie d'environ un kilogramme dans le corium pendant la même période (Figure 2.18). D'autre part, l'épaisseur du milieu interfacial augmente spontanément à partir de t = 130 min. L'augmentation d'épaisseur est directement corrélée à l'accumulation du béton fondu sous le milieu interfacial. En effet, si on calcule la variation d'épaisseur du milieu interfacial en supposant que tout le béton fondu s'accumule dessous, alors on retrouve bien la variation expérimentale (Figure 2.19).

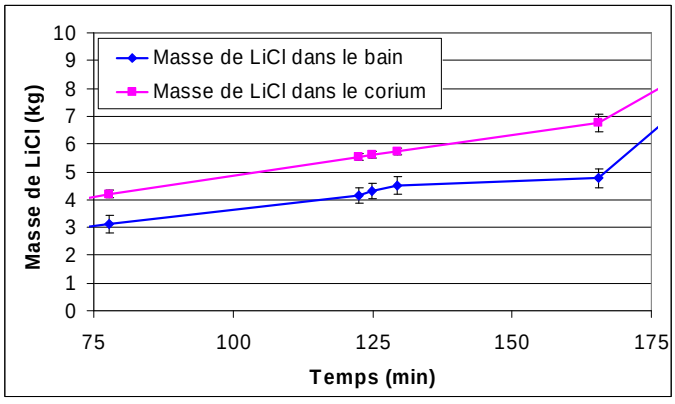


Figure 2.18 : Evolution de la masse de LiCl dans le bain et dans le corium dans l'essai 4

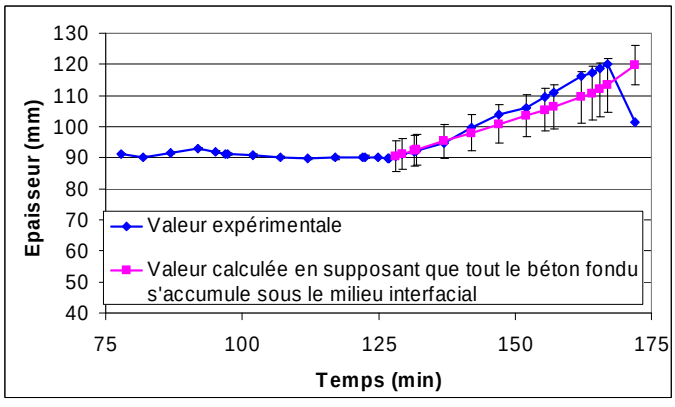


Figure 2.19 : Evolution de l'épaisseur du milieu interfacial dans l'essai 4

Ainsi nous avons mis en évidence que le milieu interfacial peut parfois devenir imperméable à l'écoulement de béton fondu. Nous allons voir que ce phénomène pourrait résulter d'un bouchage du milieu interfacial provoqué par le mouvement de recirculation du liquide interstitiel.

S'il existe un mouvement de recirculation, alors du liquide entre par le haut du milieu interfacial avec la composition du bain. Pendant sa descente à travers le milieu interfacial, le liquide reste à l'équilibre thermodynamique avec la matrice solide. La température diminuant avec la cote, la composition du liquide doit s'enrichir en LiCl ou ce qui revient au même s'appauvrir en $BaCl_2$ (cf. diagramme de phases sur la Figure 2.1). Pour ce faire, le liquide dépose du $BaCl_2$ sous forme solide, ce qui petit à petit provoque une obstruction des pores du milieu interfacial. Il vient un moment où l'obstruction est complète et empêche le béton fondu de traverser le milieu interfacial.

On note que la solidification entraîne un dégagement de chaleur qui doit s'ajouter au transfert convectif décrit précédemment. Evaluons l'ordre de grandeur de la puissance libérée.

On reprend la schématisation simplifiée du milieu interfacial, représentée sur la Figure 2.17. Le mouvement de recirculation entraîne un dépôt de $BaCl_2$ sous forme solide dans le milieu interfacial, dont le débit massique s'écrit :

$$q_{solidification} = (w^{P}_{BaCl2} - w^{BF}_{BaCl2})\dot{m}_{L} = (w^{BF}_{LiCl} - w^{P}_{LiCl})\dot{m}_{L} \quad (2.17)$$

En ne tenant compte que du dégagement de chaleur latente, la puissance associée à la solidification prend l'expression suivante :

$$P_{solidification} = q_{solidification} L^{BaCl2}_{Fus} \quad (2.18)$$

Soit :

$$P_{solidification} = (w^{BF}_{LiCl} - w^{P}_{LiCl})\dot{m}_{L} L^{BaCl2}_{Fus} \quad (2.19)$$

A partir des données regroupées dans le Tableau 2.2 et le Tableau 2.8, on estime que la puissance associée au dépôt de $BaCl_2$ solide est de l'ordre de 50 W. Cette puissance est plus faible que le flux de chaleur manquant (~ 200-300 W) mais n'est pas négligeable.

2.2.3.4. Conclusion

Cette dernière étape de l'interprétation des essais, axée sur les essais 3 et 4, a permis de mettre en évidence l'existence d'un mouvement du liquide situé dans les pores du milieu interfacial. Ce mouvement pourrait permettre d'expliquer comment la chaleur est transférée, en faisant intervenir deux mécanismes supplémentaires : la convection et le dégagement de chaleur latente. De plus, ce mouvement permettrait d'interpréter pourquoi le milieu interfacial se bouche spontanément dans l'essai 4 : ce bouchage serait la conséquence d'un dépôt de chlorure de baryum de la part du liquide en mouvement, afin de respecter la contrainte d'équilibre thermodynamique.

2.3. Conclusion

L'analyse des résultats des essais ARTEMIS a permis de classer les essais en deux catégories.

La première catégorie regroupe les essais 2 et 6. Pour ces essais, la condition d'interface est conforme aux hypothèses du modèle de ségrégation de phases, à savoir le solide se trouve uniquement à la frontière avec le béton, et la température d'interface est la température de liquidus du bain. Dans ces conditions, l'utilisation du modèle de ségrégation de phases est pertinente pour calculer la vitesse de fusion du béton pour les essais 2 et 6.

La deuxième catégorie regroupe les essais 3 et 4. Pour ces essais, la condition d'interface n'est prédite par aucun modèle. En effet, le solide se trouve uniquement à la frontière avec le béton, mais la température d'interface est décorrélée de la température de liquidus du bain.
Dans ces conditions, la température d'interface à considérer pour le calcul de la vitesse de fusion du béton est la température de fusion du béton ; le transfert de chaleur est alors contrôlé par la résistance thermique du milieu situé à la frontière avec le béton. Nous avons donc cherché à caractériser la nature et la résistance thermique de ce milieu, que nous avons nommé milieu interfacial.
Il est ressorti que le milieu interfacial est un milieu poreux dont les pores seraient saturés de liquide. De plus, il n'y a généralement pas de couche de béton fondu à la base du milieu interfacial. En ce qui concerne la résistance thermique du milieu interfacial, nous avons montré que la conduction seule ne permet pas d'expliquer comment la chaleur est transférée. Nous avons mis en évidence qu'il pourrait y avoir un mouvement du liquide présent dans les pores du milieu interfacial, qui entraînerait d'une part une augmentation du transfert de chaleur par le biais de mécanismes de convection et de dégagement de chaleur latente, et d'autre part un bouchage du milieu interfacial dont nous avons montré l'occurrence dans l'essai 4.

Sur la base de cette analyse, il est donc nécessaire de développer un modèle de transferts couplés de chaleur et de masse qui doit permettre de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial, et par suite la vitesse de fusion du béton dans les essais 3 et 4. Le développement de ce modèle fait l'objet du chapitre 3, tandis que son application dans les conditions des essais ARTEMIS est effectuée au chapitre 4.

Chapitre 3 Modélisation des transferts dans le milieu interfacial

3.1. Introduction

L'analyse des essais ARTEMIS menée au chapitre précédent a montré qu'il est nécessaire de développer un nouveau modèle de transferts couplés de chaleur et de masse à travers le milieu interfacial. Ce modèle doit prendre en compte les phénomènes suivants :

- Transfert de masse par convection
- Transfert de chaleur par convection et conduction
- Transfert de soluté par convection
- Solidification du liquide situé dans les pores
- Fusion du béton
- Ecoulement du béton fondu à travers le milieu interfacial

L'objectif est de développer un modèle simplifié, pour les raisons suivantes. D'une part, le modèle doit pouvoir être couplé à un modèle décrivant les transferts de chaleur et de masse du bain, ce qui suppose de disposer de grandeurs analytiques ou aisément calculables, comme un coefficient de transfert de chaleur ou un débit de béton fondu, pour pouvoir associer les deux modèles. D'autre part, le modèle doit être implanté dans les logiciels TOLBIAC-ICB (Spindler et al., 2006), qui simule l'ensemble de l'interaction corium – béton et LEONAR qui analyse d'un point de vue probabiliste les différents scénarios d'accidents graves. Comme ces deux logiciels se doivent de fonctionner très rapidement, il est nécessaire que le modèle soit simplifié.

La première partie du chapitre est consacrée à une description de la phénoménologie de la convection naturelle dans un milieu interfacial, s'appuyant sur une recherche bibliographique et des simulations numériques avec le logiciel SOLID. La deuxième partie du chapitre est dédiée au développement complet du modèle.

3.2. Approche de la phénoménologie dans le milieu interfacial

La phénoménologie de la convection naturelle dans un milieu poreux soumis à une contrainte d'équilibre thermodynamique local étant très complexe, il nous semble utile d'effectuer une description des principales tendances. Cette description s'appuiera sur une synthèse bibliographique de la convection naturelle en solidification dirigée et sur une simulation numérique avec le logiciel SOLID. De plus, cette partie sera l'occasion de faire un bilan des modèles simplifiés existants dans la littérature.

3.2.1. Synthèse bibliographique sur la convection naturelle en solidification dirigée

On considère le cadre restreint de la solidification dirigée d'un mélange binaire, refroidi par le bas. L'instabilité de l'interface liquide –solide conduit à la formation d'une zone pâteuse (Figure 3.1).

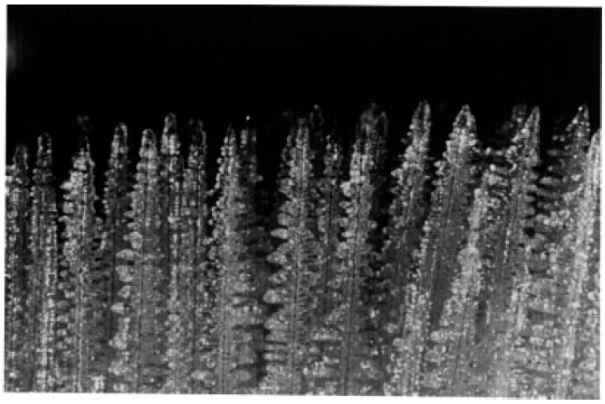


Figure 3.1 : Photographie d'une zone pâteuse obtenue par la solidification d'une solution aqueuse de chlorure d'ammonium – Image extraite de Worster (1997)

Par essence, une zone pâteuse est un milieu poreux, pouvant être considéré comme saturé en liquide. La phase liquide, en première approximation, est à l'équilibre thermodynamique local avec la matrice solide. Ce liquide peut être soumis à des mouvements de convection naturelle si le liquide voit sa concentration vis-à-vis de l'espèce la plus lourde augmenter avec l'altitude.

Worster (1997) a écrit une synthèse bibliographique sur la convection naturelle dans les zones pâteuses. Il ressort que l'interaction entre le mouvement du liquide et la structure solide aboutit à des phénomènes complexes, dont le plus fascinant est la formation de **cheminées** au sein de la zone pâteuse (Figure 3.2). Les cheminées sont schématisées par des canaux cylindriques, généralement verticaux, remplis de liquide et ne contenant pas de solide. Autour des canaux cylindriques se trouve **la zone poreuse**.

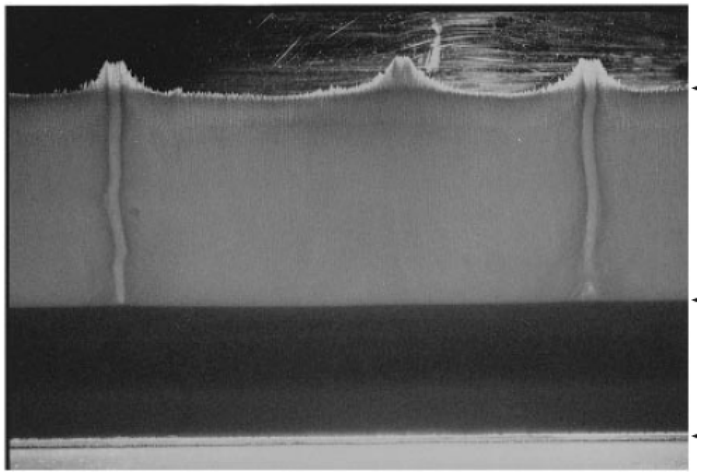


Figure 3.2 : Illustration des cheminées se formant dans une zone pâteuse – Image extraite de Schultze et Worster (1998)

Ces cheminées sont à l'origine de la formation de fissures qui altèrent significativement la solidité des produits, connus en métallurgie sous le nom de « freckles » (Yang et al., 2001).



Figure 3.3 : Visualisation des « freckles » à la surface d'un lingot – Image extraite du site Internet de C. Beckermann



Figure 3.4 : Gros plan sur une fissure – Image extraite du site Internet de C. Beckermann

Jain et al. (2007-1 et 2007 -2) ont réalisé une simulation numérique de la solidification du mélange eau – chlorure d'ammonium. Leurs résultats permettent de mieux comprendre la phénoménologie. Les cheminées ont une concentration en eau plus élevée que la zone poreuse (Figure 3.5 - a). Sachant que l'eau est moins dense que le chlorure d'ammonium, la différence de composition entre les deux zones est responsable du mouvement du liquide, qui circule de la zone poreuse vers les cheminées. Cela explique que des jets de liquide sortent des cheminées (Figure 3.5 – a). La température dans les cheminées est plus basse que dans la zone poreuse, car la conduction latérale de chaleur entre la zone poreuse et les cheminées est moins efficace que la convection (Figure 3.6 - c). Enfin, le mouvement du liquide entraîne un bouchage de la zone poreuse et une diminution de sa perméabilité qui conduisent à une réduction progressive du nombre de cheminées (Figure 3.7).

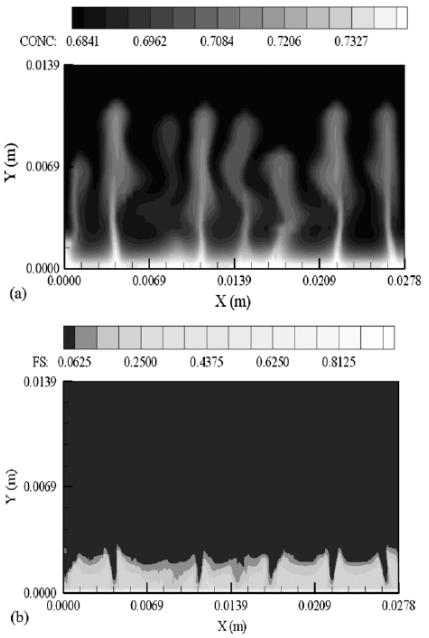


Figure 3.5 : Concentration du liquide (a) et fraction solide (b) au temps t = 140 s – d'après Jain et al (2007-1)

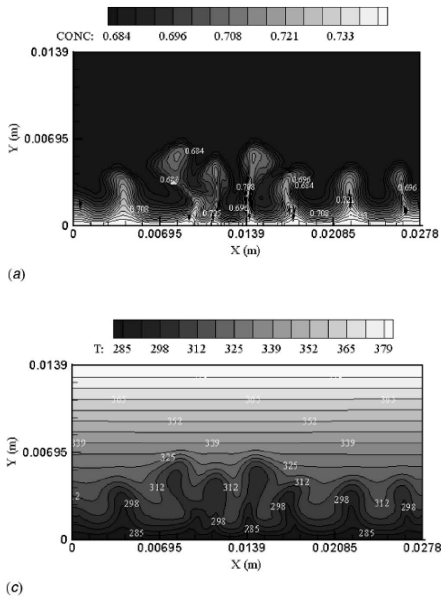


Figure 3.6 : Concentration du liquide (a) et température (c) au temps t = 15 s – d'après Jain et al (2007-2)

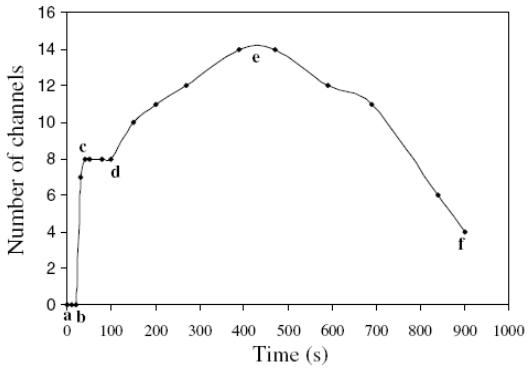


Figure 3.7 - Evolution temporelle du nombre de cheminées – D'après Jain et al. (2007-1)

En ce qui concerne la modélisation simplifiée qui nous intéresse plus particulièrement au regard de nos objectifs, les travaux existants sont assez limités, et sont généralement peu connectés les uns aux autres.

Worster (1991) a été le premier à effectuer une analyse d'échelles et d'ordres de grandeur des flux de masse et de chaleur. Il a montré que le calcul des flux de chaleur et de soluté suppose la connaissance des paramètres suivants :

- Le diamètre des cheminées
- La densité de cheminées ou ce qui revient au même la distance entre cheminées.
- La hauteur des cheminées

Schulze et Worster (1998) ont développé une méthode simplifiée pour calculer la vitesse de l'écoulement, fondée sur un choix arbitraire du profil de composition dans la cheminée, en référence à une méthode intégrale. Leur objectif étant de réduire les temps de calculs, ils n'ont pas cherché à développer un modèle simplifié complet.

Dupouy et Camel (1998) ont effectué une analyse d'ordre de grandeur de la vitesse du liquide. Ils ont montré qu'au premier ordre, la vitesse de liquide s'écrit :

$$v_L \sim \frac{K_{ZP}.g.\beta_C.(C_0 - C_E)}{\nu} \qquad (3.2.1)$$

K_{ZP} est la perméabilité moyenne de la zone pâteuse.

β_C est le coefficient d'expansion volumique solutal.

ν est la viscosité cinématique du liquide.

C_0 est la composition du puits liquide.

C_E est la composition de l'eutectique.

Enfin, Roberts et Loper (2001) ont développé une solution analytique pour le calcul des profils de composition, vitesse et de la température en tout point de la zone pâteuse, en s'appuyant sur une méthode intégrale et avec l'hypothèse forte que le mouvement du liquide ne perturbe pas le profil de température dans la zone poreuse.

La modélisation simplifiée passe par la connaissance de trois données d'entrée qui sont le diamètre, la densité et la hauteur des cheminées. Que sait-on à propos de ces grandeurs ?

Le diamètre des cheminées a été mesuré expérimentalement par Sarazin et Hellawell (1988) puis par Hellawell et al. (1993). L'étude la plus significative est la plus récente car les expérimentateurs ont effectué des mesures sur trois types de matériaux très différents, à savoir des métaux (alliage Pb – Sn), des espèces aqueuses (alliage NH_4Cl – H_2O) et des espèces organiques (alliage succinonitrile – ethanol). Ils ont trouvé que le diamètre est compris entre 1 et 1,6 mm, quel que soit le type de matériaux. Ce résultat est assez différent de ceux obtenus par Sarazin et Hellawell (1988), qui ont trouvé que le diamètre varie entre 1 et 5 mm pour des alliages Pb – Sn à teneur variable en Sn
Au niveau de la modélisation, Roberts et Loper (2001) ont développé une méthode permettant de calculer le diamètre des cheminées. Cependant, les résultats de leurs calculs n'ont pas été comparés aux résultats expérimentaux cités précédemment.

La distance entre cheminées a été mesurée par Hellawell et al. (1993). Ces auteurs ont trouvé qu'elle est de l'ordre de 10 fois plus grande que le diamètre des cheminées. A ce jour, aucun modèle ne permet de calculer cette distance, sachant que les études d'instabilité, compte tenu de leur grande complexité, sont loin de pouvoir aboutir à cette description (Worster, 1997).

Enfin, la hauteur des cheminées n'a pas été mesurée expérimentalement et n'est pas modélisée à ce jour.

3.2.2. Simulation numérique avec le logiciel SOLID

La synthèse bibliographique sur la convection naturelle dans les zones pâteuses a apporté un certain nombre d'informations. On peut se demander si ces informations sont transposables au cas de l'interaction corium-béton, dans la mesure où il existe plusieurs différences fondamentales entre la solidification dirigée et l'interaction corium – béton.
Premièrement, la vitesse de solidification est constante dans le premier cas, alors qu'elle est nulle la plupart du temps dans le second cas. Ceci est lié au dégagement de puissance dans le bain liquide, central pour l'interaction corium-béton, et inexistant en solidification dirigée.
Deuxièmement, il n'y a pas d'écoulement gazeux à travers la zone pâteuse en solidification dirigée. Par conséquent, les transferts (chaleur, soluté) entre le bain et la zone pâteuse peuvent être fortement modifiés pour l'interaction corium – béton.
Enfin, dans le cas de l'interaction corium – béton, il se produit une fusion du béton dont les principales conséquences sont de faire varier la composition moyenne du bain et d'induire un écoulement de béton fondu à travers le milieu interfacial. En solidification dirigée, il ne se produit pas de fusion du substrat.

Afin de se rapprocher des conditions de l'interaction corium – béton, nous avons choisi d'utiliser le logiciel de solidification SOLID développé par H COMBEAU au LSG2M (Ahmad N. et al., 1998). Une description du modèle implanté dans le logiciel est fournie en annexe 9. Ce logiciel permet de simuler la solidification d'un mélange binaire, éventuellement soumis à un dégagement volumique de puissance. Il ne permet pas de simuler l'injection de gaz ni l'injection de béton fondu, mais il est suffisamment souple pour simuler l'injection de puissance dans le bain et l'effet de l'écoulement du gaz sur le transfert de chaleur entre le bain liquide et le milieu interfacial. Ces aspects seront explicités plus en détail par la suite.

Dans un premier temps, on décrit les conditions du calcul effectué avec SOLID puis on présente les résultats de la simulation numérique en cherchant à détailler la phénoménologie.

3.2.2.1. Définition du calcul

Le calcul a porté sur la solidification transitoire d'un volume de corium liquide, refroidi par sa frontière inférieure, qui est maintenue à la température de fusion du béton. Le volume de liquide est, dans sa moitié supérieure uniquement, le siège d'un dégagement volumique de puissance. Les caractéristiques du calcul sont proches de celles des essais ARTEMIS, à savoir :

- Les propriétés des matériaux sont celles des sels $BaCl_2$ et LiCl.
- La température de fusion du béton est la température de l'eutectique $BaCl_2$ – LiCl.
- La géométrie n'est pas cylindrique comme dans ARTEMIS, mais de type 2D plan.
- Les dimensions sont proches de celles du dispositif expérimental.
- Le volume est calorifugé sur toutes ses frontières, sauf la frontière inférieure qui est maintenue à la température de fusion du béton.

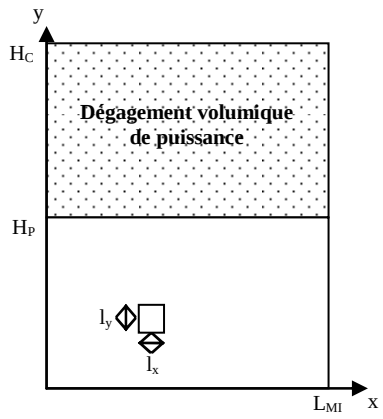


Figure 3.8 : Géométrie du volume de calcul avec SOLID

Géométrie
La géométrie est de type 2D plan.
Largeur de la zone de calcul : L_{MI} = 15 cm
Hauteur de la zone de calcul : H_C = 20 cm
H_P est la cote au-dessus de laquelle le volume est le siège d'un dégagement volumique de puissance : H_P = 10 cm

Conditions aux limites
Frontière horizontale inférieure :

- Température imposée : T = 512 °C
- Vitesse nulle sur cette frontière

Autres frontières :

- Flux de chaleur nul
- Vitesse nulle

Conditions initiales
Elles sont les mêmes en tout point du volume :

- Vitesse nulle
- Fraction liquide : $g_L = 1$
- Concentration en LiCl : $w^P_{LiCl} = 0{,}1$ soit $T_{Liq}(w^P_{LiCl}) = 840$ °C

- Température : 841,5 °C

Maillage

Toutes les mailles sont identiques :

- Largeur de la maille : l_X = 3 mm
- Hauteur de la maille : l_Y = 3,3 mm

Puissance volumique

La puissance volumique est de $3{,}75.10^4$ W/m^3, ce qui correspond à une puissance totale dissipée de 562 W par unité de profondeur.

Simulation du brassage thermique du bain liquide par le gaz :

L'écoulement de gaz ne peut pas être simulé dans SOLID. En revanche, il est indispensable de simuler le mélange et la capacité de transfert de chaleur associés à l'écoulement de gaz, sinon la température du bain s'élève et atteint des valeurs irréalistes. Pour cela, nous avons choisi d'imposer une conductivité thermique d'une valeur de 1000 W.m^{-1}.K^{-1}, uniquement dans le bain liquide. Dans la zone pâteuse, la conductivité thermique du liquide correspond aux propriétés réelles thermo-physiques des matériaux utilisés.

Propriétés des matériaux

La loi de masse volumique implémentée dans SOLID a l'expression suivante :

$$\rho(y_{LiCl}, T) = a_1 + a_2.y_{LiCl} - (b_1 + b_2.y_{LiCl} + b_3.(y_{LiCl})^2 + b_4.(y_{LiCl})^3 + b_5.(y_{LiCl})^4).T \quad (3.2.2)$$

y_{LiCl} est la fraction molaire de LiCl et T est la température (°C)

a_1	4320
a_2	-1528,1
b_1	0,9859
b_2	-3,2114
b_3	17,004
b_4	-30,367
b_5	17,254

Tableau 3.1 : Coefficients de la loi de masse volumique utilisée dans SOLID

Les autres propriétés sont les suivantes :

- Pente de la courbe de liquidus : 1216 °C/ % masse de LiCl
- Distance entre bras de dendrites (DAS) : 3.10^{-4} m
- Coefficient de partage : 10^{-2}
- Coefficient de retrait : $4{,}8.10^{-2}$
- Température fusion du corps pur : 962 °C
- Température de l'eutectique : 512 °C
- Chaleur latente de fusion du corps pur : $7{,}7.10^4$ J.kg^{-1}
- Viscosité dynamique : $2{,}5.10^{-3}$ Pa.s
- Coefficient de tortuosité : 2
- Constante d'Ergun : 0,55
- Conductivité thermique du liquide : 0,8 W.m^{-1}.K^{-1} (uniquement dans la zone pâteuse)
- Conductivité thermique du solide : 0,5 W.m^{-1}.K^{-1}

- Capacités calorifiques du liquide et du solide : 500 $J.kg^{-1}.K^{-1}$

3.2.2.2. Formation du milieu interfacial

La Figure 3.9 est un ensemble de cartes du corium obtenues à différents instants de la simulation, sur lesquelles sont tracées les isovaleurs de la température (en couleur) et de la fraction liquide (traits blancs). Sous l'effet du refroidissement par le bas, le corium se solidifie. Il se forme une zone pâteuse, que l'on nomme par la suite milieu interfacial, dont l'épaisseur croît au cours du temps (Figure 3.9 -a et b), puis se stabilise en raison du dégagement de chaleur dans le bain (Figure 3.9 - c et d). La structure interne du milieu interfacial change pendant la phase de croissance : les isovaleurs de fraction liquide sont de plus en plus déformées en raison de la mise en place de cellules convectives, puis de la formation de cheminées. La structure interne évolue aussi pendant la phase où l'épaisseur reste quasiment constante. Nous verrons par la suite que cette évolution de la structure interne résulte d'un bouchage du milieu interfacial induit par les mouvements de convection.

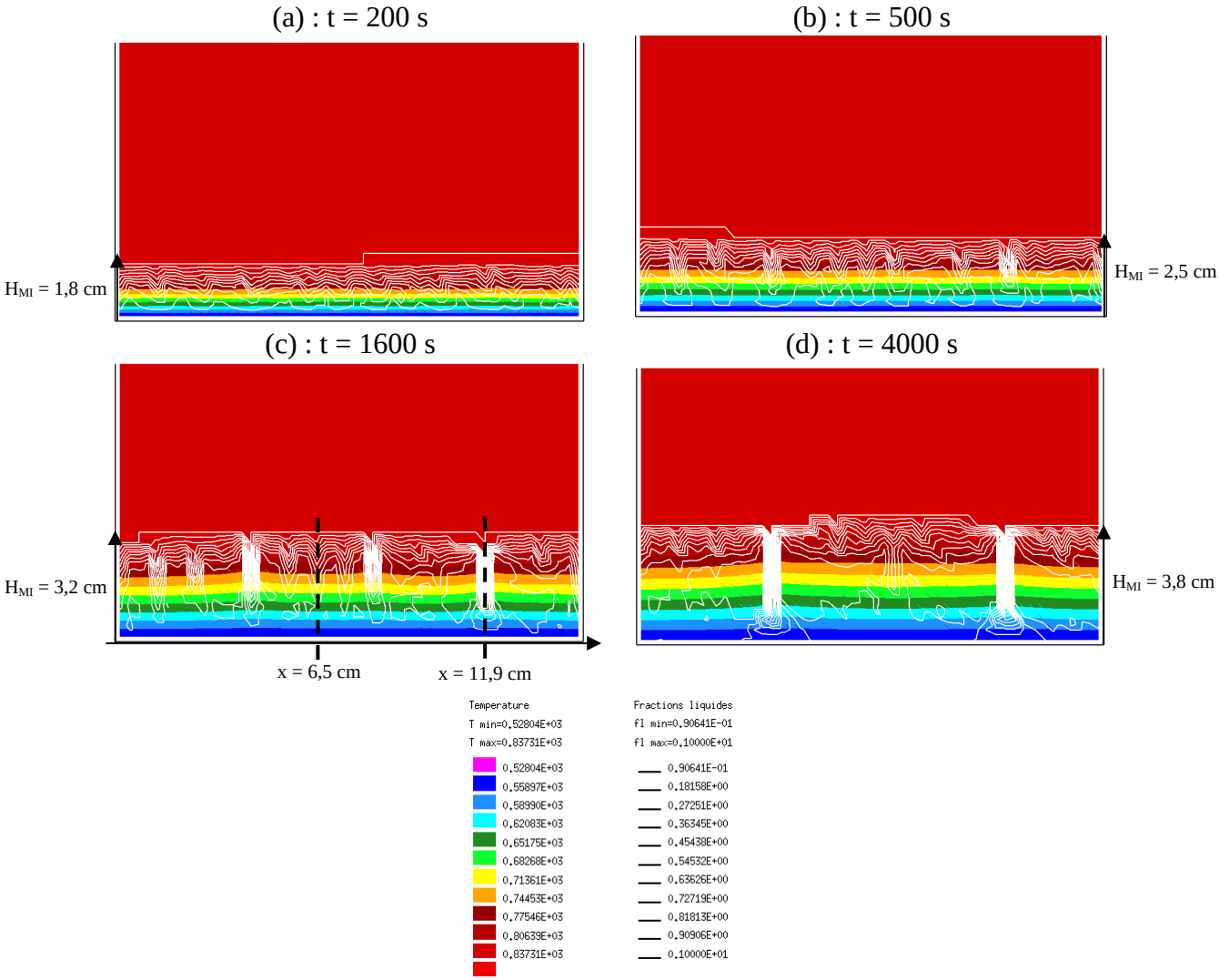


Figure 3.9 : Aperçus du milieu interfacial aux temps t = 200 s (a), t = 500 s (b), t = 1600 s (c) et t = 4000 s (d)

3.2.2.3. Structure du milieu interfacial

On cherche à décrire la structure du milieu interfacial à partir du moment où son épaisseur ne varie quasiment plus dans le temps. Les résultats obtenus au temps t = 1600 s sont représentatifs de cette période. On constate sur la Figure 3.9 – c que les isovaleurs de la fraction liquide sont fortement déformées à certains endroits, par exemple aux abscisses x = 6,5 cm et x = 11,9 cm. Afin de savoir si ces zones correspondent à des cheminées, on représente le profil horizontal de fraction liquide à la cote z = 2,5 cm (Figure 3.10). Ce profil met en évidence l'existence de trois cheminées, dont une est effectivement située à l'abscisse x = 11,9 cm. A l'abscisse x = 6,5 cm, il n'y a pas de cheminée car la fraction liquide n'y atteint pas l'unité mais cette abscisse correspond à un maximum local de la fraction liquide au sein du milieu interfacial. La superposition du profil horizontal de vitesse verticale nous enseigne que la vitesse verticale y est négative et surtout de faible amplitude par rapport à la vitesse dans les cheminées. Le milieu interfacial se subdivise donc en trois zones :

- Des cheminées dites « actives » caractérisées par une fraction liquide égale à l'unité et une vitesse verticale strictement positive.
- Une zone poreuse caractérisée par une fraction liquide strictement inférieure à un et une vitesse verticale négative.
- Des cheminées dites « passives » caractérisées par une fraction liquide comprise entre celles de la zone poreuse et des cheminées, et par une vitesse verticale négative.

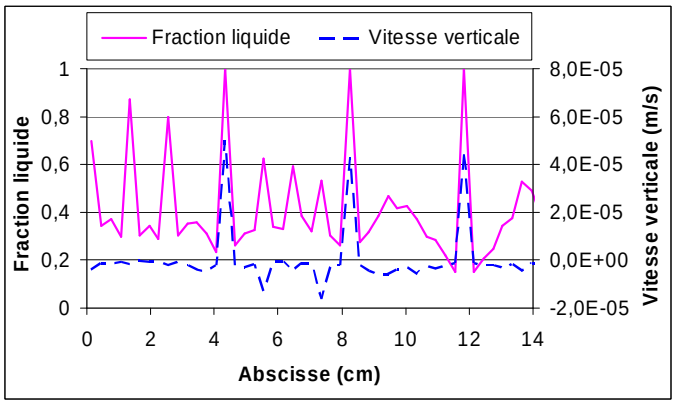


Figure 3.10 : Coupes horizontales de la fraction liquide et de la vitesse verticale au temps t = 1600 s et à la cote z = 2,5 cm

On note que la distance entre cheminées est de l'ordre du centimètre, ce qui est cohérent avec les données de Hellawell et al. (1993). Enfin, on remarque que les cheminées actives n'occupent pas toute la hauteur du milieu interfacial, comme on peut le noter sur la Figure 3.9.

3.2.2.4. Ecoulement du liquide

On se place de nouveau au temps t = 1600 s. Nous verrons par la suite comment évolue la vitesse avec le temps. La Figure 3.11 est une carte du corium, centrée sur le milieu interfacial, sur laquelle sont tracées les isovaleurs de la composition moyenne (en couleur) et les vecteurs vitesse qui ne sont visualisés que pour les points localisés dans le milieu interfacial. On

observe sur cette figure que le liquide s'écoule vers le bas dans la zone poreuse et remonte par les cheminées.

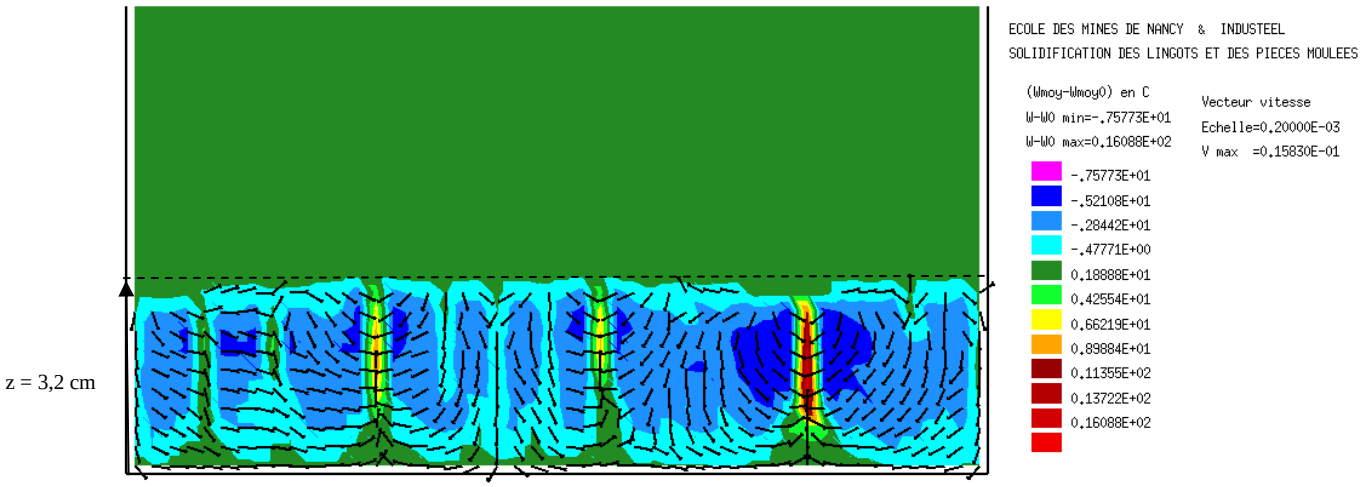


Figure 3.11 : Mise en évidence du mouvement du liquide dans le milieu interfacial au temps t = 1600 s

Le moteur du mouvement du liquide est la différence de masse volumique entre la zone poreuse et les cheminées, qui dépend de l'écart de composition entre les deux zones. Comme nous le verrons par la suite, l'écart de composition augmente avec la hauteur, c'est pourquoi la vitesse verticale du liquide dans la zone poreuse suit la même évolution (Figure 3.12). Lorsque le liquide descend dans la zone poreuse, sa vitesse verticale diminue. La conservation du débit impose qu'une fraction du débit soit redirigée horizontalement en direction des cheminées, qui sont alimentées sur toute leur hauteur. Comme leur diamètre est constant, la vitesse verticale augmente avec la cote dans la cheminée (Figure 3.13).
Au sein de la zone poreuse, la vitesse verticale n'est pas uniforme horizontalement (Figure 3.10). Les zones où elle est maximale en valeur absolue correspondent aux cheminées dites passives pour lesquelles la fraction liquide et la perméabilité y sont plus élevées que dans le reste de la zone poreuse.
En s'écoulant horizontalement, le liquide subit une perte de charges qui reste faible par rapport à la différence de pression motrice entre le haut et le bas du milieu interfacial (Figure 3.14).

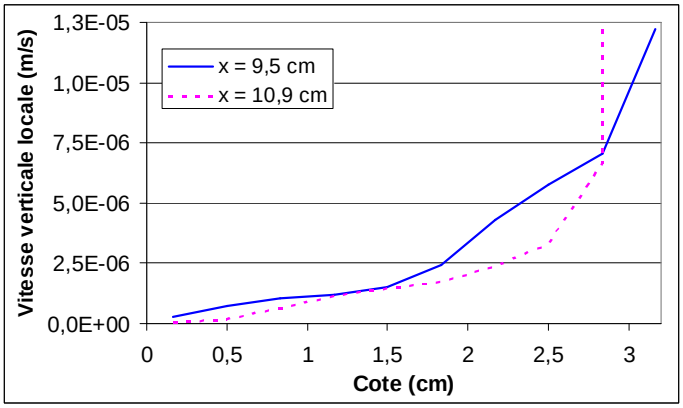


Figure 3.12 : Profil vertical de la vitesse verticale de liquide dans la zone poreuse au temps t = 1600 s

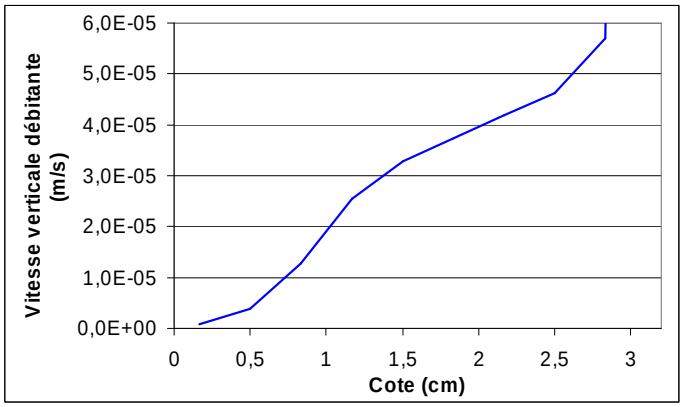


Figure 3.13 : Profil vertical de la vitesse verticale de liquide dans une cheminée (x= 11,9 cm) au temps t = 1600 s

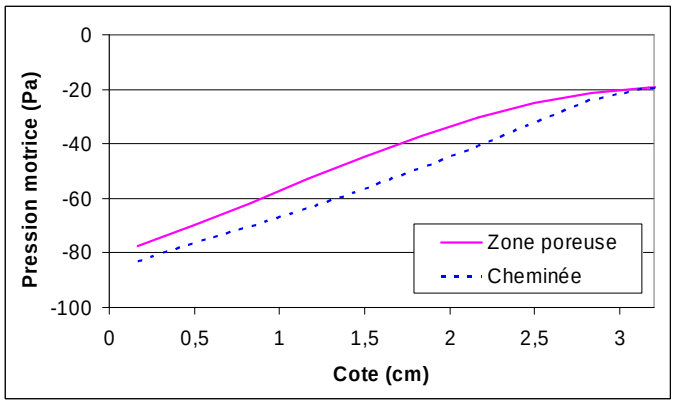


Figure 3.14 : Profils verticaux de la pression motrice dans la zone poreuse (x = 10,4 cm) et dans une cheminée (x = 11,9 cm) au temps t = 1600 s

3.2.2.5. Température

On constate sur la Figure 3.15 que le profil vertical de température dans la zone poreuse n'est pas linéaire : le gradient de température est maximal en bas de la zone poreuse et est minimal en haut de la zone poreuse. Trois phénomènes contribuent à incurver le profil de température. Premièrement, le mouvement du liquide entraîne un flux convectif de chaleur vers le bas du milieu interfacial qui vient s'ajouter au flux conductif. En haut de la zone poreuse, la vitesse du liquide et le flux convectif sont élevés, c'est pourquoi le flux conductif et le gradient de température sont faibles. En bas de la zone poreuse, c'est l'inverse : la vitesse et le flux convectif de chaleur sont faibles, donc le flux conductif et le gradient de température sont élevés.
Deuxièmement, le mouvement du liquide provoque un bouchage de la zone poreuse, dont nous préciserons l'origine par la suite, qui entraîne un dégagement de chaleur latente. Le flux conductif et le gradient de température doivent donc augmenter lorsque la cote diminue, ce qui explique que le profil de température ne soit pas linéaire.
Enfin, le bouchage entraîne une diminution de la température (Figure 3.20) qui libère de la chaleur sensible, contribuant aussi à ce que le profil de température ne soit pas linéaire.

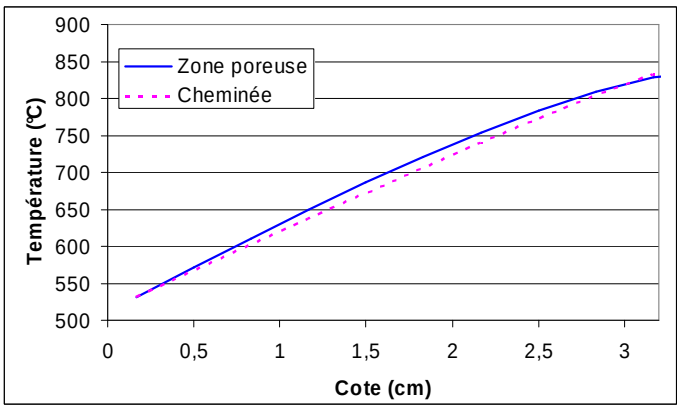


Figure 3.15 : Profils verticaux de la température dans la zone poreuse (x = 10,4 cm) et dans une cheminée (x = 11,9 cm) au temps t = 1600 s

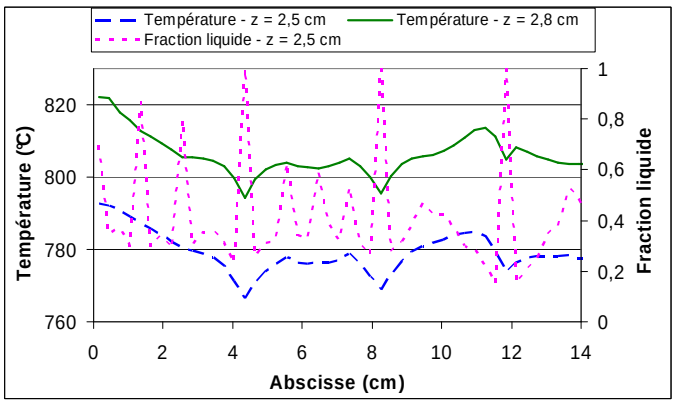


Figure 3.16 : Profils horizontaux de la température à deux cotes différentes, et de la fraction liquide au temps t = 1600 s

En remontant dans une cheminée, du liquide froid se mélange en continu avec du liquide plus chaud en provenance de la zone poreuse. A une cote donnée, la température dans la cheminée est donc inférieure à celle dans la zone poreuse à la même cote. L'écart de température entre les deux zones entraîne un flux horizontal de chaleur par conduction, dirigé de la zone poreuse vers les cheminées, qui réduit significativement l'écart de température, mais ne l'annule pas pour autant (Figure 3.15). Cette différence de température est à l'origine du flux convectif de chaleur qui traverse le milieu interfacial du haut vers le bas.
Entre deux cheminées, la température de la zone poreuse est quasi-uniforme horizontalement (Figure 3.16). Cela signifie que le flux de chaleur perdu par la zone poreuse au profit des cheminées est faible devant le flux total de chaleur transféré verticalement à travers la zone poreuse.

3.2.2.6. Composition du liquide

Dans la zone poreuse, la composition du liquide et la température sont reliées localement par la contrainte d'équilibre thermodynamique. Comme la loi liant la température et la composition du liquide est linéaire, alors le profil vertical de composition du liquide dans la zone poreuse a la même forme que celui de la température, au signe de la dérivée près (Figure 3.17).
En remontant dans une cheminée, du liquide riche en chlorure de lithium se mélange à du liquide plus pauvre en chlorure de lithium provenant de la zone poreuse. A une cote donnée, la composition du liquide dans la cheminée est donc enrichie en chlorure de lithium par rapport à la zone poreuse, à la même cote. Cependant, contrairement au transfert de chaleur, le transfert horizontal de soluté par diffusion est négligeable, en raison de la faible valeur de la diffusivité d'espèces. C'est pourquoi l'écart de composition entre les deux zones est assez significatif, contrairement à l'écart de température (Figure 3.17).
En haut des cheminées, l'écart de composition entre les cheminées et la zone poreuse diminue, car il se produit un mélange des liquides du bain et de la cheminée qui entraîne une diminution de la concentration en chlorure de lithium dans la cheminée.

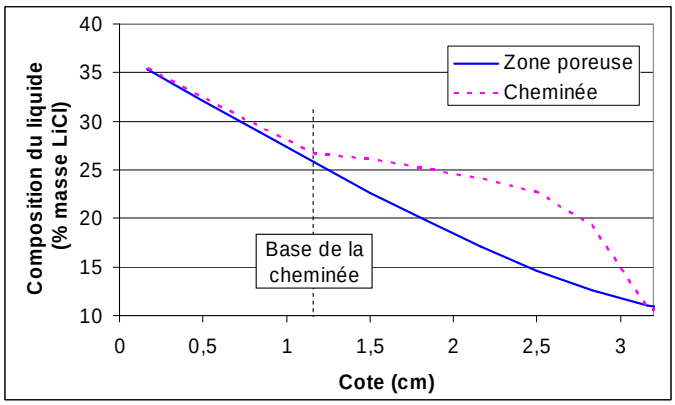


Figure 3.17 : Profils verticaux de la composition du liquide dans la zone poreuse (x = 10,4 cm) et dans une cheminée (x = 11,9 cm) au temps t = 1600 s

3.2.2.7. Bouchage

Nous avons parlé à plusieurs reprises d'un bouchage du milieu interfacial sans en expliquer l'origine. Comme on peut le constater sur la Figure 3.18, il se produit effectivement une diminution de la fraction liquide dans la zone poreuse. Lorsque le liquide descend dans la zone poreuse, il doit se soumettre à la contrainte d'équilibre thermodynamique local. La température diminuant avec la hauteur, la composition du liquide doit s'enrichir en chlorure de lithium. Pour ce faire, le liquide dépose dans les pores du chlorure de baryum sous forme solide, ce qui entraîne un bouchage des pores. Le bouchage provoque une diminution de la perméabilité de la zone poreuse et par conséquent de la vitesse du liquide (Figure 3.19), du nombre de cheminées (Figure 3.18) qui s'éteignent faute d'une alimentation suffisante en liquide, et de la température (Figure 3.20).

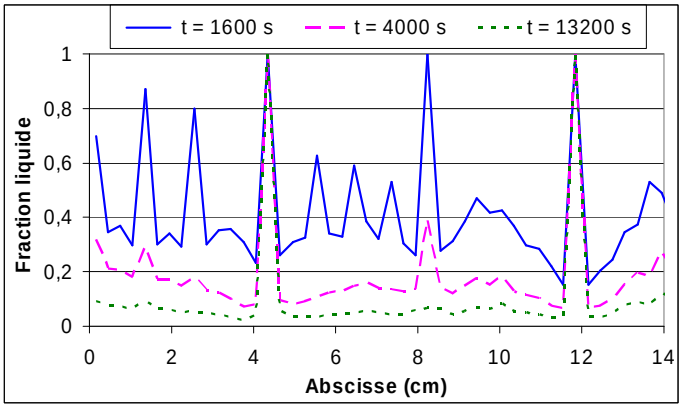


Figure 3.18 : Profils horizontaux de la fraction liquide à la cote z = 2,5 cm à différents instants

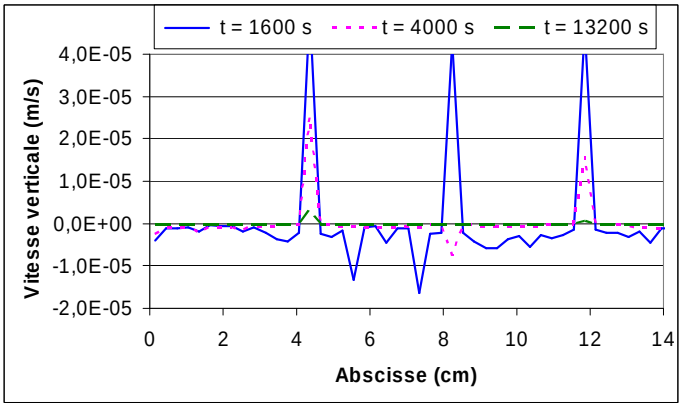


Figure 3.19 : Profils horizontaux de la vitesse verticale à la cote z = 2,5 cm à différents instants

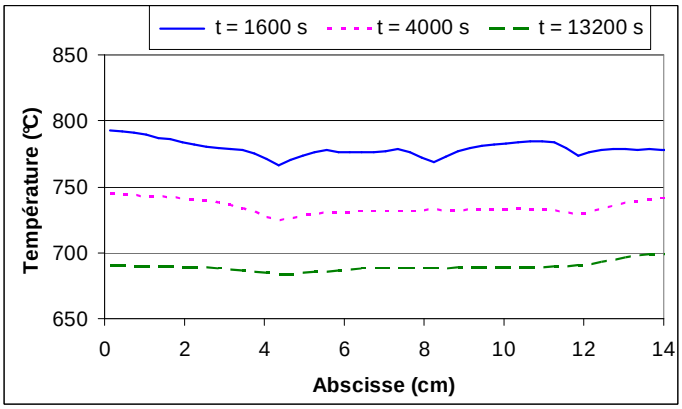


Figure 3.20 : Profils horizontaux de la température à la cote z = 2,5 cm à différents instants

3.2.3. Conclusion

Premièrement, on a cherché à décrire la phénoménologie de la convection naturelle dans un milieu poreux soumis à une contrainte d'équilibre thermodynamique local. Cette description s'est appuyée sur une synthèse bibliographique de la convection naturelle en solidification dirigée et sur une simulation numérique avec le logiciel SOLID. Il en est ressorti les éléments suivants.
Les mouvements de convection conduisent à la formation, au sein du milieu interfacial, de cheminées, qui sont des conduites cylindriques dénuées de solide. Ces cheminées sont entourées par une zone poreuse.
Le liquide s'écoule de la zone poreuse vers les cheminées. Le moteur du mouvement est la différence de masse volumique entre la zone poreuse et les cheminées, qui ne dépend que de l'écart de composition entre les deux zones. On note que les pertes de charges horizontales sont faibles par rapport à la différence de pression motrice.
Le profil vertical de température dans la zone poreuse n'est pas linéaire, car outre la conduction, trois autres mécanismes contribuent au transfert de chaleur : la convection naturelle, le refroidissement du milieu interfacial et un dégagement de chaleur latente provoqué par le bouchage de la zone poreuse.
A une cote donnée, la température dans les cheminées est inférieure à celle dans la zone poreuse car le liquide situé dans la cheminée provient en partie du bas de la cheminée, où la température est plus basse. Cependant la conduction latérale entre la zone poreuse et la cheminée a pour effet de réduire cet écart de température.
Le profil vertical de composition du liquide dans la zone poreuse n'est pas linéaire car la composition du liquide est reliée la température par la contrainte d'équilibre thermodynamique.
A une cote donnée, la composition du liquide dans les cheminées est très enrichie en soluté par rapport à celle de la zone poreuse car d'une part, le liquide situé dans la cheminée provient du bas de la cheminée où la composition est riche en soluté, et d'autre part, la diffusion latérale de soluté entre la zone poreuse et les cheminées est négligeable.
Le mouvement du liquide entraîne un bouchage de la zone poreuse ayant pour origine le maintien de l'équilibre thermodynamique local. Ce bouchage provoque une diminution progressive de la vitesse du liquide, de la température, du nombre de cheminées.

Deuxièmement, on a effectué un bilan des modèles simplifiés existants dans la littérature. Ceux-ci sont peu nombreux et incomplets au regard de nos besoins. Ils nous apprennent cependant que la modélisation repose sur la connaissance de trois paramètres essentiels qui sont le diamètre et la hauteur des cheminées ainsi que la distance entre cheminées.
Le diamètre des cheminées a été modélisé par Roberts et Loper (2001), mais ces auteurs n'ont pas validé leur modèle. Sur le plan expérimental, on dispose des résultats de Sarazin et Hellawell (1988) et de Hellawell et al. (1993), qui ont montré que le diamètre des cheminées est généralement de l'ordre du millimètre.
Aucun modèle ne permet de calculer la distance entre cheminées. Expérimentalement, cette distance a été mesurée par Hellawell et al. (1993) qui ont obtenu des valeurs de l'ordre du centimètre. Le calcul avec SOLID confirme cet ordre de grandeur.
La hauteur des cheminées n'a pas été mesurée et il n'existe aucun modèle permettant de la calculer. D'après le calcul avec SOLID, les cheminées n'occupent pas toute la hauteur du milieu interfacial

3.3. Modèle

Cette partie est consacrée au développement mathématique de la modélisation du milieu interfacial, qui s'articule selon le plan suivant. Après avoir posé les hypothèses principales du modèle, on simplifie la géométrie, puis on définit les conditions initiales et aux limites. Le développement du modèle se fait alors en deux étapes. Dans un premier temps, on développe le modèle « complet » : on part d'un jeu d'équations de conservation que l'on simplifie sur la base des hypothèses qui ont été énoncées. On aboutit à un système d'équations dont la résolution ne peut être que numérique. C'est pourquoi, dans un deuxième temps, on développe le modèle « simplifié » : on part des équations du modèle complet que l'on simplifie sur la base de nouvelles hypothèses. On aboutit alors au système final d'équations, tel que la plupart des grandeurs sont sous une forme explicite. Enfin, la modélisation s'achève par la présentation des équations permettant de calculer plusieurs données d'entrée du modèle.

3.3.1. Hypothèses physiques

La schématisation du milieu interfacial est représentée sur la Figure 3.21 et sur la Figure 3.22. Ces deux figures permettent d'illustrer un certain nombre d'hypothèses physiques sous-jacentes au modèle, que nous allons à présent énoncer. Les hypothèses sont regroupées en trois catégories :

<u>Hypothèses qui reposent sur les conclusions de l'analyse des essais et de l'approche phénoménologique</u>

3.1 Le milieu interfacial est constitué de deux zones : une zone poreuse et des cheminées. La zone poreuse est un milieu poreux, tandis que les cheminées sont un milieu liquide.

L'existence de cheminées au sein du milieu interfacial s'appuie sur l'approche phénoménologique, mais aussi sur les résultats des essais : nous avons montré au chapitre 2 une photo du milieu interfacial (Figure 2.14) sur laquelle on peut clairement voir des trous de cheminées.

3.2 Le diamètre des cheminées est très petit devant leur hauteur.

3.3 Dans la zone poreuse, le liquide s'écoule du haut vers le bas, et vers les cheminées.

3.4 Dans les cheminées, le liquide s'écoule du bas vers le haut.

3.5 En tout point de la zone poreuse, liquide et solide sont à l'équilibre thermodynamique local.

3.6 La température ne dépend pas de la coordonnée radiale dans la zone poreuse.

Cette hypothèse revient à négliger le transfert de chaleur par conduction entre la zone poreuse et les cheminées. Elle a pour conséquence que la composition du

liquide ne dépend pas de la coordonnée radiale, compte tenu de la contrainte d'équilibre thermodynamique.

3.7 Le gaz n'est pas pris en compte dans le modèle car on suppose qu'il remonte par des canaux privilégiés ou encore en périphérie du milieu interfacial

Hypothèses qui seront justifiées a posteriori.

3.8 Le moteur du mouvement du béton fondu est la pression exercée par le milieu interfacial sur la couche de béton fondu

3.9 Dans tout le milieu interfacial, on néglige le flux de soluté par diffusion devant le flux par convection.

3.10 Dans les cheminées, on néglige le flux de conduction axial devant le flux de convection.

3.11 Dans tout le milieu interfacial, on néglige l'accélération spatiale devant les forces de frottement.

3.12 Il n'y pas d'accumulation du béton fondu sous le milieu interfacial, ce qui revient à supposer que le débit de béton fondu traversant le milieu interfacial est supérieur ou égal au débit de béton produit par la fusion.

Hypothèses qui reposent sur une idéalisation

3.13 La fraction liquide dans la zone poreuse ne dépend pas de la coordonnée radiale.

3.14 Les cheminées sont identiques : elles ont toutes le même rayon et la même hauteur.

3.15 Le nombre et le diamètre des cheminées sont constants dans le temps.

3.16 Les cheminées occupent toute la hauteur du milieu interfacial.

3.17 On suppose que la conductivité thermique équivalente du milieu interfacial est uniforme et constante.

3.18 La courbe de liquidus est approchée par une droite.

3.19 Le mélange de $BaCl_2$ et de LiCl à l'état liquide est idéal, en ce qui concerne le calcul du volume et de l'enthalpie. Cela signifie que le volume du mélange (resp. l'enthalpie) est égal à la somme des volumes (resp. des enthalpies) des corps purs.

La validité des hypothèses 3.17, 3.18 et 3.19 est examinée dans l'annexe 3.

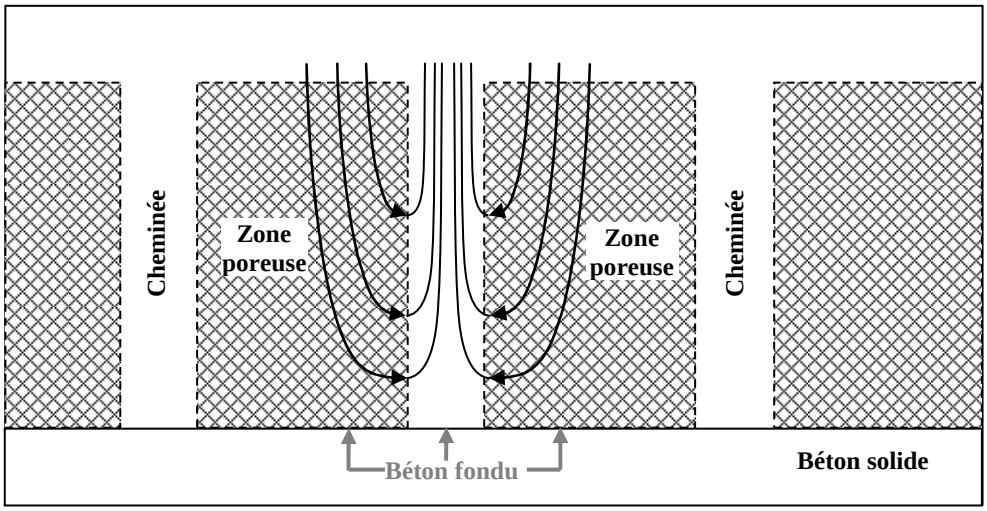


Figure 3.21 : Vue d'ensemble des différentes zones du milieu interfacial

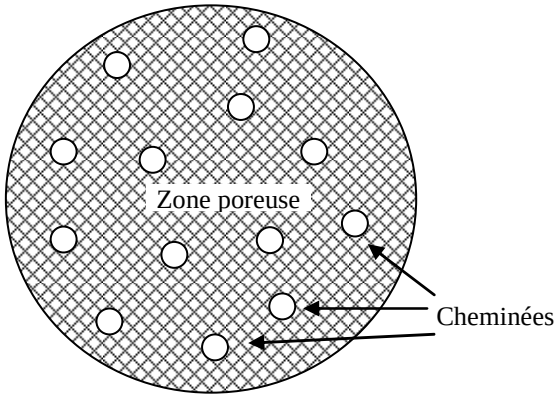


Figure 3.22 : Vue de dessus du milieu interfacial

3.3.2. Définition de la cellule géométrique élémentaire

Il ressort de la schématisation du milieu interfacial que celui-ci est divisé en cellules élémentaires constituées d'une portion de zone poreuse alimentant en liquide une cheminée. Pour simplifier la modélisation, on suppose que les cellules élémentaires sont toutes identiques et de forme cylindrique (Figure 3.23). Chaque cellule élémentaire, de rayon R_{CE}, comprend une cheminée de rayon R_C et une portion de zone poreuse qui occupe le reste du volume.

On introduit les notations suivantes :

S_{CE} est la surface horizontale d'une cellule élémentaire : $S_{CE} = \pi R_{CE}^2$ (3.3.1)

S_C est la surface horizontale d'une cheminée : $S_C = \pi R_C^2$ (3.3.2)

S_C^T est la surface horizontale de toutes les cheminées : $S_C^T = N_C \pi R_C^2$ (3.3.3)

Comme il y a autant de cellules élémentaires que de cheminées, la relation liant la surface horizontale totale et la surface d'une cellule élémentaire est la suivante :

$$S \approx N_C S_{CE} \qquad (3.3.4)$$

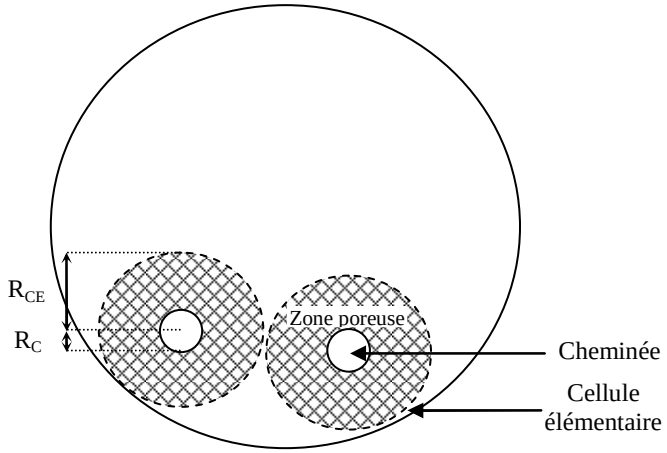


Figure 3.23 : Les cellules élémentaires du milieu interfacial vues de dessus

3.3.3. Convention sur les vitesses

La vitesse de liquide considérée dans les équations relatives à la zone poreuse est la vitesse débitante à l'échelle du volume élémentaire représentatif. On la note $\vec{j}_{ZP}$. Elle est reliée à la vitesse intrinsèque du liquide, notée $<\vec{v}_L>^L$, par :

$$\vec{j}_{ZP} = g_L <\vec{v}_L>^L \qquad (3.3.5)$$

Comme le liquide s'écoule du haut vers le bas et de l'extérieur vers l'intérieur de la zone poreuse (Figure 3.24), on adopte la convention suivante :

$$\vec{j}_{ZP} = -j_r^{ZP}\vec{e}_r - j_V^{ZP}\vec{e}_Z \qquad (3.3.6)$$

$$j_r^{ZP} > 0$$
$$j_V^{ZP} > 0$$

Dans les cheminées, la vitesse de liquide considérée dans les équations relatives aux cheminées est la vitesse locale. On la note $\vec{v}_C$. De plus, le liquide s'écoule du bas vers le haut et de l'extérieur vers l'intérieur (Figure 3.24), c'est pourquoi on adopte la convection suivante :

$$\vec{v}_C = -v_r^C\vec{e}_r + v_V^C\vec{e}_Z \qquad (3.3.7)$$

$$v_r^C > 0$$
$$v_V^C > 0$$

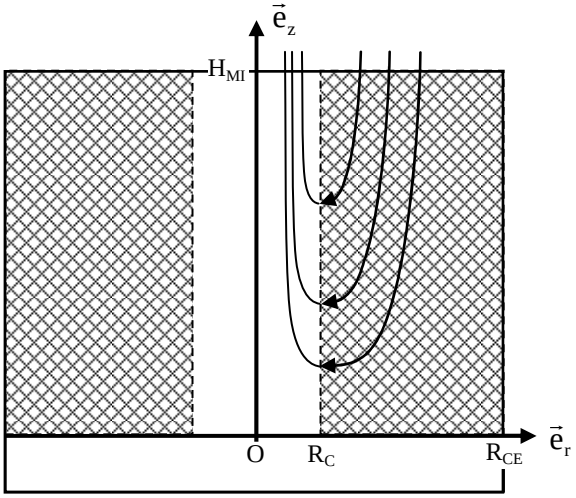


Figure 3.24 : Définition des axes

3.3.4. Conditions aux limites et initiales

Les conditions aux limites sont les suivantes :

Frontière zone poreuse – cheminée

La température est continue : $T_{ZP}(r = R_C) = T_C(r = R_C)$ (3.3.8)

La composition est continue : $w_{LiCl}^{ZP}(r = R_C) = w_{LiCl}^{C}(r = R_C)$ (3.3.9)

La composante normale de la vitesse est continue : $v_r^C(r = R_C) = j_r^{ZP}(r = R_C)$ (3.3.10)

La composante tangentielle de la vitesse est nulle : $v_V^C(r = R_C) = 0$ (3.3.11)

Cette condition stipule que le liquide dans la cheminée ne glisse pas à l'interface avec la zone poreuse (Schultze et Worster, 1998).

Frontière zone poreuse - bain

La température est imposée : $T_{ZP}(z = H_{MI}) = T_I$ (3.3.12)

La pression est imposée : $p_{ZP}(z = H_{MI}) = p_0$ (3.3.13)

Frontière zone poreuse – béton solide

On note Φ_{CE} le flux de chaleur transféré à travers la zone poreuse. La conservation de l'énergie impose la relation suivante entre les flux de chaleur à la frontière :

$$\Phi_{CE} = \rho_{BS} v_{FB} (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))S_{CE} \quad (3.3.14)$$

Frontière externe de la zone poreuse

A la jonction entre cellules élémentaires, la vitesse radiale est nulle :

$$j_r^{ZP}(r = R_{CE}) = 0 \qquad (3.3.15)$$

Frontière cheminée – bain

La pression est imposée : $p_C(z = H_{MI}) = p_0$ (3.3.16)

Frontière cellule élémentaire – béton solide

La température est imposée :

$$T_C(z = 0) = T_{FB} \qquad (3.3.17)$$

$$T_{ZP}(z = 0) = T_{FB} \qquad (3.3.18)$$

La cellule élémentaire est alimentée en béton fondu par sa base. La continuité du débit de liquide impose :

$$j_V^C(z = 0)S_C - j_V^{ZP}(z = 0)(S_{CE} - S_C) = v_{FB}S_{CE} \qquad (3.3.19)$$

A l'instant initial, on considère que les grandeurs suivantes sont connues :

$$T_{ZP}(t = 0, z) \qquad (3.3.20)$$

$$T_C(t = 0, z) \qquad (3.3.21)$$

$$g_L(t = 0, z) \qquad (3.3.22)$$

$$j_V^{ZP}(t = 0, z) \qquad (3.3.23)$$

$$j_r^{ZP}(t = 0, z) \qquad (3.3.24)$$

$$v_V^C(t = 0, z) \qquad (3.3.25)$$

$$v_r^C(t = 0, z) \qquad (3.3.26)$$

3.3.5. Modèle complet

Dans cette partie, on écrit toutes les équations du modèle, que l'on simplifie sur la base des hypothèses physiques qui viennent d'être énoncées. On développe successivement les équations de la zone poreuse et des cheminées.

3.3.5.1. Equations

3.3.5.1.1. Système : zone poreuse

Equilibre thermodynamique aux interfaces liquide/solide

Solide et liquide sont localement à l'équilibre thermodynamique. La température et la fraction massique de LiCl dans la phase liquide sont reliées par :

$$T_{ZP} = T_{Fus}^{BaCl2} - m_L w_{LiCl}^{ZP} \qquad (3.3.27)$$

m_L est la valeur absolue de la pente de la courbe de liquidus, constante d'après l'hypothèse 3.18.

Comme le coefficient de partage est nul, la phase solide est uniquement composée de $BaCl_2$.

Equation d'état du liquide

Comme le mélange est idéal (hypothèse 3.19), la masse volumique du liquide dans la zone poreuse s'écrit :

$$\rho_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP}) = \frac{1}{\frac{w_{LiCl}^{ZP}}{\rho_{LiCl}^{L}(T_{ZP})} + \frac{1 - w_{LiCl}^{ZP}}{\rho_{BaCl2}^{L}(T_{ZP})}} \qquad (3.3.28)$$

Bilan de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L \rho_L^{ZP} + (1 - g_L)\rho_S) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^{ZP} j_r^{ZP}) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^{ZP} j_V^{ZP}) = 0 \qquad (3.3.29)$$

On réécrit cette équation en fonction de la vitesse débitante de liquide dans la zone poreuse, égale par définition à :

$$\overline{j_V^{ZP}} = \frac{1}{\pi(R_{CE}^2 - R_C^2)} \int_{R_C}^{R_{CE}} 2\pi r j_V^{ZP} dr \qquad (3.3.30)$$

Pour cela, on multiplie par r tous les membres de l'équation (3.3.29) puis on intègre entre r = R_C et r = R_{CE}.

De plus :

- $\rho_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP})$ et $\rho_S(T_{ZP})$ ne dépendent pas de r car T_{ZP} et w_{LiCl}^{ZP} ne dépendent pas de r (hypothèse 3.6).
- g_L ne dépend pas de r d'après l'hypothèse 3.13.
- $j_r^{ZP}(R_{CE}) = 0$ d'après la condition aux limites (3.3.15).

L'équation (3.3.29) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S) + \frac{2R_C\rho_L^{ZP} j_r^{ZP}(R_C)}{(R_{CE}^2 - R_C^2)} - \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^{ZP}\overline{j_V^{ZP}}) = 0 \qquad (3.3.31)$$

Bilan de conservation de la masse de LiCl

Sachant que la diffusion de soluté est négligée (hypothèse 3.9) et que le solide ne contient pas de LiCl, le bilan de conservation de la masse de LiCl s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} w_{LiCl}^{ZP}) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^{ZP} w_{LiCl}^{ZP} j_r^{ZP}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^{ZP} w_{LiCl}^{ZP} j_V^{ZP}) = 0 \qquad (3.3.32)$$

Réécrivons l'équation (3.3.32) en fonction de la vitesse débitante de liquide dans la zone poreuse. On multiplie par r tous les membres de l'équation (3.3.32) puis on intègre entre r = R_C et r = R_{CE}. De plus, w_{LiCl}^{ZP} ne dépend pas de r (hypothèse 3.6).

Couplée au bilan de masse (3.3.31), l'équation (3.3.32) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} w_{LiCl}^{ZP}) - w_{LiCl}^{ZP}\frac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S) - \rho_L^{ZP}\overline{j_V^{ZP}}\frac{\partial w_{LiCl}^{ZP}}{\partial z} = 0 \qquad (3.3.33)$$

Bilan de conservation de l'énergie

En tenant compte de l'invariance de la température par rapport à la coordonnée radiale (hypothèse 3.6), le bilan de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} e_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S e_S) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^{ZP} e_L^{ZP} j_r^{ZP}) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^{ZP} e_L^{ZP} j_V^{ZP}) = \lambda_{eq}\frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \qquad (3.3.34)$$

Comme le mélange est idéal (hypothèse 3.19), l'enthalpie du liquide s'exprime par :

$$e_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP}) = C_{PL}^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP})(T_{ZP} - T_{ref}) + w_{LiCl}^{ZP}(e_{LiCl}^{L}(T_{ref}) - e_{BaCl2}^{L}(T_{ref})) + e_{BaCl2}^{L}(T_{ref}) \qquad (3.3.35)$$

$e_{BaCl2}^{L}(T_{ref})$ et $e_{LiCl}^{L}(T_{ref})$ sont l'enthalpie de $BaCl_2$ à l'état liquide et de LiCl à l'état liquide à une température de référence.

La capacité calorifique du liquide s'écrit :

$$C_{PL}^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}) = w_{LiCl}^{ZP} C_{PLiCl}^{L} + (1 - w_{LiCl}^{ZP}) C_{PBaCl2}^{L} \quad (3.3.36)$$

L'enthalpie du solide s'écrit :

$$e_S(T_{ZP}) = C_{PBaCl2}^{S}(T_{ZP} - T_{ref}) + e_{BaCl2}^{S}(T_{ref}) \quad (3.3.37)$$

$e_{BaCl2}^{S}(T_{ref})$ est l'enthalpie de $BaCl_2$ à l'état solide, à la température de référence.

Réécrivons l'équation (3.3.34) en fonction de la vitesse débitante de liquide dans la zone poreuse. On multiplie par r tous les membres de l'équation (3.3.34) puis on intègre entre r = R_C et r = R_{CE}. De plus, T_{ZP}, $e_S(T_{ZP})$ et $e_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP})$ ne dépendent pas de r des suites de l'hypothèse 3.6.

Couplée au bilan de masse (3.3.31), l'équation (3.3.34) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L \rho_L^{ZP} e_L^{ZP} + (1 - g_L)\rho_S e_S) - e_L^{ZP} \frac{\partial}{\partial t}(g_L \rho_L^{ZP} + (1 - g_L)\rho_S) - \rho_L^{ZP} \overline{j_V^{ZP}} \frac{\partial e_L^{ZP}}{\partial z} = \lambda_{eq} \frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \quad (3.3.38)$$

Bilan de quantité de mouvement

Comme l'accélération spatiale est négligée (hypothèse 3.11), le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\rho_L^{ZP}}{g_L} \frac{\partial \vec{j}_{ZP}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_{ZP} + \rho_L^{ZP} \vec{g} - \frac{\mu_L \vec{j}_{ZP}}{K_{ZP}} \quad (3.3.39)$$

K_{ZP} est la perméabilité de la zone poreuse, que l'on modélise par la loi de Carman – Kozeny (Kaviany, 1999).

$$K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1 - g_L)^2} \quad (3.3.40)$$

d_G est le diamètre moyen des grains

La projection de l'équation (3.3.39) selon les axes Or et Oz conduit à :

$$-\frac{\rho_L^{ZP}}{g_L} \frac{\partial j_r^{ZP}}{\partial t} = -\frac{\partial p_{ZP}}{\partial r} + \frac{\mu_L j_r^{ZP}}{K_{ZP}} \quad (3.3.41)$$

$$-\frac{\rho_L^{ZP}}{g_L} \frac{\partial j_V^{ZP}}{\partial t} = -\frac{\partial p_{ZP}}{\partial z} - \rho_L^{ZP} g + \frac{\mu_L j_V^{ZP}}{K_{ZP}} \quad (3.3.42)$$

3.3.5.1.2. Système : cheminée

Equation d'état du liquide

Comme le mélange est idéal (hypothèse 3.19), la masse volumique du liquide dans la cheminée s'écrit :

$$\rho_L^C(w_{LiCl}^C, T_C) = \frac{1}{\frac{w_{LiCl}^C}{\rho_{LiCl}^L(T_C)} + \frac{1-w_{LiCl}^C}{\rho_{BaCl2}^L(T_C)}} \tag{3.3.43}$$

Bilan de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_L^C}{\partial t} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^C v_r^C) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^C v_V^C) = 0 \tag{3.3.44}$$

Bilan de conservation de la masse de LiCl

La diffusion de soluté étant négligée dans la cheminée (hypothèse 3.9), le bilan de conservation de la masse de LiCl s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_L^C w_{LiCl}^C) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^C w_{LiCl}^C v_r^C) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^C w_{LiCl}^C v_V^C) = 0 \tag{3.3.45}$$

Couplée au bilan de masse (3.3.44), l'équation (3.3.45) se réécrit :

$$\frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial t} - v_r^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial r} + v_V^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial z} = 0 \tag{3.3.46}$$

Bilan de conservation de l'énergie

Sachant que la conduction de chaleur est négligée (hypothèses 3.6 et 3.10), le bilan de conservation de l'énergie se réduit à :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_L^C e_C) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^C e_C v_r^C) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^C e_C v_V^C) = 0 \tag{3.3.47}$$

Comme le mélange est idéal (hypothèse 3.19), l'enthalpie du liquide a pour expression :

$$e_C(w_{LiCl}^C, T_C) = C_{PL}^C(w_{LiCl}^C)(T_C - T_{ref}) + w_{LiCl}^C(e_{LiCl}^L(T_{ref}) - e_{BaCl2}^L(T_{ref})) + e_{BaCl2}^L(T_{ref}) \tag{3.3.48}$$

La capacité calorifique du liquide s'écrit :

$$C_{PL}^C(w_{LiCl}^C) = w_{LiCl}^C C_{PLiCl}^L + (1-w_{LiCl}^C)C_{PBaCl2}^L \tag{3.3.49}$$

Couplée au bilan de masse (3.3.44), l'équation (3.3.47) se réécrit :

$$\frac{\partial e_C}{\partial t} - v_r^C \frac{\partial e_C}{\partial r} + v_V^C \frac{\partial e_C}{\partial z} = 0 \qquad (3.3.50)$$

On remplace l'enthalpie par son expression et on simplifie l'équation obtenue au moyen de l'équation (3.3.46). L'équation (3.3.50) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(C_{PL}^C (T_C - T_{ref})) - v_r^C \frac{\partial}{\partial r}(C_{PL}^C (T_C - T_{ref})) + v_V^C \frac{\partial}{\partial z}(C_{PL}^C (T_C - T_{ref})) = 0 \qquad (3.3.51)$$

Bilan de quantité de mouvement

Comme l'accélération spatiale est négligée (hypothèse 3.11), le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho_L^C \frac{\partial \vec{v}_C}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_C + \rho_L^C \vec{g} + \mu_L \Delta \vec{v}_C \qquad (3.3.52)$$

La projection de l'équation (3.3.52) selon les axes Or et Oz conduit à :

$$\rho_L^C \frac{\partial v_r^C}{\partial t} = \frac{\partial p_C}{\partial r} + \mu_L \left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_r^C}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 v_r^C}{\partial z^2}\right) \qquad (3.3.53)$$

$$\rho_L^C \frac{\partial v_V^C}{\partial t} = -\frac{\partial p_C}{\partial z} - \rho_L^C g + \mu_L \left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 v_V^C}{\partial z^2}\right) \qquad (3.3.54)$$

Le terme de frottement peut être simplifié car le diamètre de la cheminée est petit devant sa hauteur (hypothèse 3.2). En effet :

$$\frac{\dfrac{\partial^2 v_C}{\partial z^2}}{\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\dfrac{\partial v_C}{\partial r}\right)} \sim \frac{\dfrac{v_C}{H_{MI}^2}}{\dfrac{v_C}{D_C^2}} = \left(\frac{D_C}{H_{MI}}\right)^2 << 1 \qquad (3.3.55)$$

Au final, les équations (3.3.53) et (3.3.54) se réécrivent :

$$\rho_L^C \frac{\partial v_r^C}{\partial t} = \frac{\partial p_C}{\partial r} + \frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_r^C}{\partial r}\right) \qquad (3.3.56)$$

$$\rho_L^C \frac{\partial v_V^C}{\partial t} = -\frac{\partial p_C}{\partial z} - \rho_L^C . g + \frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right) \qquad (3.3.57)$$

3.3.5.2. Synthèse des équations

Le problème comporte 20 inconnues

Zone poreuse :

- T_{ZP}
- w_{LiCl}^{ZP}
- ρ_L^{ZP}
- g_L
- j_r^{ZP}
- j_V^{ZP}
- $\overline{j_V^{ZP}}$
- p_{ZP}
- K_{ZP}
- C_{PL}^{ZP}
- e_L^{ZP}
- e_S

Cheminée :

- T_C
- w_{LiCl}^{C}
- ρ_L^{C}
- C_{PL}^{C}
- v_V^C
- v_r^C
- p_C

Béton : v_{FB}

Le problème comporte 20 équations

Zone poreuse :

- $T_{ZP} = T_{Fus}^{BaCl2} - m_L w_{LiCl}^{ZP}$
- $\rho_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP}) = \dfrac{1}{\dfrac{w_{LiCl}^{ZP}}{\rho_{LiCl}^{L}(T_{ZP})} + \dfrac{1-w_{LiCl}^{ZP}}{\rho_{BaCl2}^{L}(T_{ZP})}}$
- $\overline{j_V^{ZP}} = \dfrac{1}{\pi(R_{CE}^2 - R_C^2)} \int_{R_C}^{R_{CE}} 2\pi r j_V^{ZP} dr$
- $\dfrac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S) + \dfrac{2R_C\rho_L^{ZP} j_r^{ZP}(R_C)}{(R_{CE}^2 - R_C^2)} - \dfrac{\partial}{\partial z}(\rho_L^{ZP}\overline{j_V^{ZP}}) = 0$
- $\dfrac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} w_{LiCl}^{ZP}) - w_{LiCl}^{ZP}\dfrac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S) - \rho_L^{ZP}\overline{j_V^{ZP}}\dfrac{\partial w_{LiCl}^{ZP}}{\partial z} = 0$
- $\dfrac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} e_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S e_S) - e_L^{ZP}\dfrac{\partial}{\partial t}(g_L\rho_L^{ZP} + (1-g_L)\rho_S) - \rho_L^{ZP}\overline{j_V^{ZP}}\dfrac{\partial e_L^{ZP}}{\partial z} = \lambda_{eq}\dfrac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2}$

- $e_L^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}, T_{ZP}) = C_{PL}^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP})(T_{ZP} - T_{ref}) + w_{LiCl}^{ZP}(e_{LiCl}^{L}(T_{ref}) - e_{BaCl2}^{L}(T_{ref})) + e_{BaCl2}^{L}(T_{ref})$
- $e_S(T_{ZP}) = C_{PBaCl2}^{S}(T_{ZP} - T_{ref}) + e_{BaCl2}^{S}(T_{ref})$
- $C_{PL}^{ZP}(w_{LiCl}^{ZP}) = w_{LiCl}^{ZP} C_{PLiCl}^{L} + (1 - w_{LiCl}^{ZP}) C_{PBaCl2}^{L}$
- $K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1-g_L)^2}$
- $-\frac{\rho_L^{ZP}}{g_L}\frac{\partial j_r^{ZP}}{\partial t} = -\frac{\partial p_{ZP}}{\partial r} + \frac{\mu_L j_r^{ZP}}{K_{ZP}}$
- $-\frac{\rho_L^{ZP}}{g_L}\frac{\partial j_V^{ZP}}{\partial t} = -\frac{\partial p_{ZP}}{\partial z} - \rho_L^{ZP} g + \frac{\mu_L j_V^{ZP}}{K_{ZP}}$

Cheminée

- $\rho_L^C(w_{LiCl}^C, T_C) = \frac{1}{\frac{w_{LiCl}^C}{\rho_{LiCl}^L(T_C)} + \frac{1 - w_{LiCl}^C}{\rho_{BaCl2}^L(T_C)}}$
- $\frac{\partial \rho_L^C}{\partial t} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_L^C v_r^C) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_L^C v_V^C) = 0$
- $\frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial t} - v_r^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial r} + v_V^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial z} = 0$
- $C_{PL}^C(w_{LiCl}^C) = w_{LiCl}^C C_{PLICl}^L + (1 - w_{LiCl}^C) C_{PBaCl2}^L$
- $\frac{\partial}{\partial t}(C_{PL}^C(T_C - T_{ref})) - v_r^C \frac{\partial}{\partial r}(C_{PL}^C(T_C - T_{ref})) + v_V^C \frac{\partial}{\partial z}(C_{PL}^C(T_C - T_{ref})) = 0$
- $\rho_L^C \frac{\partial v_r^C}{\partial t} = \frac{\partial p_C}{\partial r} + \frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial v_r^C}{\partial r})$
- $\rho_L^C \frac{\partial v_V^C}{\partial t} = -\frac{\partial p_C}{\partial z} - \rho_L^C g + \frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r})$

Béton

- $v_{FB} = \frac{\Phi_{CE}}{\rho_{BS}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))S_{CE}}$

3.3.6. Modèle simplifié

La résolution du système d'équations du modèle complet ne peut être que numérique. C'est pourquoi on effectue un certain nombre d'hypothèses simplificatrices supplémentaires, qui nous permettrons de parvenir à des expressions explicites de la plupart des inconnues du modèle.

3.3.6.1. Hypothèses supplémentaires

Hypothèses qui reposent sur une idéalisation

3.20 On fait l'approximation de Boussinesq : la masse volumique du liquide est constante dans toutes les équations, sauf dans le terme gravitaire de l'équation de quantité de mouvement.

3.21 On suppose que la masse volumique du liquide ne dépend pas de la température et varie linéairement en fonction de la fraction massique de LiCl :

$$\rho_L^{ZP} = \rho_{L0}(1-\beta_C w_{LiCl}^{ZP}) \qquad (3.3.58)$$

$$\rho_L^{C} = \rho_{L0}(1-\beta_C w_{LiCl}^{C}) \qquad (3.3.59)$$

3.22 On néglige les effets de la contraction lors de la solidification :

$$\rho_S = \rho_{L0} \qquad (3.3.60)$$

3.23 On suppose que la capacité calorifique du liquide est constante et uniforme dans tout le milieu interfacial.

$$C_{PL}^{ZP} = C_{PL}^{C} = C_{PL} \qquad (3.3.61)$$

Les hypothèses 3.21 et 3.23 sont examinées dans l'annexe 3.

Hypothèses qui seront justifiées a posteriori.

3.24 On néglige le terme instationnaire de variation de la fraction massique de LiCl dans les bilans de conservation de la masse de LiCl de la zone poreuse et de la cheminée.

3.25 Dans la cheminée, on néglige l'inertie thermique devant le flux convectif de chaleur.

3.26 Dans la zone poreuse, on néglige l'inertie thermique devant le flux conductif de chaleur.

3.27 Dans la zone poreuse, on néglige les pertes de charge radiales devant les pertes de charges verticales. Par conséquent la pression et la vitesse verticale ne dépendent plus de la coordonnée radiale :

$$j_V^{ZP} = \overline{j_V^{ZP}}$$

3.28 On néglige le terme instationnaire de variation de la vitesse dans les bilans de quantité de mouvement de la zone poreuse et de la cheminée.

3.3.6.2. Résolution

Le but des calculs effectués dans cette partie est d'obtenir un système d'équations simplifiées permettant de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial. Pour y arriver, on établit dans un premier temps une relation entre les vitesses débitantes de liquide dans la zone poreuse et dans la cheminée. Puis, on simplifie le bilan de conservation de la masse de LiCl dans la cheminée afin de pouvoir obtenir une expression analytique des vitesses débitantes. Il ne reste plus qu'à intégrer le bilan d'énergie de la zone poreuse pour obtenir le profil vertical de température dans la zone poreuse ainsi qu'une équation permettant de calculer le coefficient de transfert de chaleur.

3.3.6.2.1. Simplification des équations

Bilans de conservation de la masse

On cherche une relation entre les vitesses débitantes de liquide dans la zone poreuse et dans la cheminée.

Après simplification, l'équation (3.3.31) devient :

$$j_r^{ZP}(R_C) = \frac{(R_{CE}^2 - R_C^2)}{2R_C}\frac{\partial j_V^{ZP}}{\partial z} \qquad (3.3.62)$$

Réécrivons l'équation (3.3.44) en fonction de la vitesse débitante de liquide dans la cheminée, égale par définition à :

$$j_V^C(z,t) = \frac{1}{\pi R_C^2}\int_0^{R_C} 2\pi r v_V^C dr \qquad (3.3.63)$$

Pour cela, on multiplie par r tous les membres de l'équation (3.3.44), puis on intègre entre r = 0 et r = R_C. De plus $v_r^C(r = R_C) = j_r^{ZP}(r = R_C)$ d'après la condition aux limites (3.3.10).
Il vient :

$$j_r^{ZP}(R_C) = \frac{R_C}{2}\frac{\partial j_V^C}{\partial z} \qquad (3.3.64)$$

La combinaison des équations (3.3.62) et (3.3.64) permet d'obtenir une relation entre les vitesses débitantes de liquide dans les deux zones. Après intégration entre z = 0 et z, on obtient :

$$j_V^C(z) = \frac{(S_{CE} - S_C)}{S_C} j_V^{ZP}(z) + C \qquad (3.3.65)$$

C est une constante d'intégration. En z = 0, la cellule élémentaire est alimentée par un débit ascendant de béton fondu, de vitesse débitante égale à v_{FB}. D'après la condition aux limites (3.3.19), les vitesses débitantes de liquide dans la zone poreuse et dans la cheminée sont reliées par :

$$j_V^C(z=0)S_C - j_V^{ZP}(z=0)(S_{CE} - S_C) = v_{FB}S_{CE} \qquad (3.3.66)$$

On obtient la relation recherchée entre les vitesses débitantes :

$$j_V^C(z) = \left(\frac{S_{CE}}{S_C} - 1\right) j_V^{ZP}(z) + v_{FB}\frac{S_{CE}}{S_C} \qquad (3.3.67)$$

Bilans de conservation de la masse de LiCl

Cheminée

Comme on a négligé le terme instationnaire (hypothèse 3.24), l'équation (3.3.46) se réécrit :

$$-v_r^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial r} + v_V^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial z} = 0 \qquad (3.3.68)$$

Afin d'obtenir une expression analytique des vitesses débitantes de liquide, il est nécessaire de simplifier l'équation (3.3.68). On s'inspire de Schultze et Worster (1998), qui ont choisi de remplacer cette équation par une loi parabolique liant la composition et la coordonnée radiale.

$$w_{LiCl}^C(r,z,t) = a(z,t)r^2 + b(z,t)r + c(z,t) \qquad (3.3.69)$$

Pour déterminer les trois coefficients du polynôme, on utilise trois conditions aux limites. D'après la condition aux limites (3.3.9), la composition est continue à la frontière avec la zone poreuse :

$$w_{LiCl}^C(R_C,z,t) = w_{LiCl}^{ZP}(z,t) \qquad (3.3.70)$$

Le liquide au centre de la cheminée a la composition du béton fondu car il vient du bas de la cheminée

$$w_{LiCl}^C(0,z,t) = w_{LiCl}^{BF} \qquad (3.3.71)$$

D'après la condition aux limites (3.3.11), le liquide en provenance de la zone poreuse pénètre horizontalement dans la cheminée. Par conséquent :

$$\frac{\partial w^{C}_{LiCl}}{\partial r}(R_C, z, t) = 0 \qquad (3.3.72)$$

Après calculs des coefficients du polynôme, le profil de concentration prend la forme :

$$w^{C}_{LiCl}(r, z, t) = w^{ZP}_{LiCl}(z, t) + (w^{BF}_{LiCl} - w^{ZP}_{LiCl}(z, t))\left(\frac{r}{R_C} - 1\right)^2 \qquad (3.3.73)$$

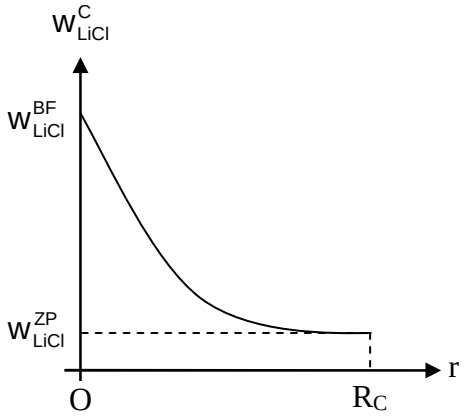


Figure 3.25 : Profil radial de la concentration en LiCl dans la cheminée

Zone poreuse

Dans la zone poreuse, la concentration en LiCl est liée à la température par la condition d'équilibre thermodynamique local (équation 3.3.27). Le bilan de conservation de la masse de LiCl permet de prédire l'évolution temporelle de la fraction liquide dans la zone poreuse. Comme on néglige le terme instationnaire de variation de la fraction massique de LiCl (hypothèse 3.24), l'équation (3.3.33) devient :

$$\frac{\partial g_L}{\partial t} = \frac{j^{ZP}_V}{w^{ZP}_{LiCl}} \frac{\partial w^{ZP}_{LiCl}}{\partial z} \qquad (3.3.74)$$

Bilans de quantité de mouvement

Connaissant le profil de concentration dans la cheminée, il est possible à présent d'obtenir les expressions analytiques des vitesses débitantes de liquide.

Cheminée

Compte tenu de l'hypothèse 3.28, les équations (3.3.56) et (3.3.57) se réécrivent :

$$\frac{\partial p_C}{\partial r} = -\frac{\mu_L}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial v^{C}_{r}}{\partial r}\right) \qquad (3.3.75)$$

$$\frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right)=\frac{\partial p_C}{\partial z}+\rho_{L0}g(1-\beta_C w_{LiCl}^C) \qquad (3.3.76)$$

Comme le diamètre de la cheminée est petit devant sa hauteur, le gradient de pression radial est négligeable devant le gradient de pression axial :

$$\frac{\left|\frac{\partial p_C}{\partial r}\right|}{\left|\frac{\partial p_C}{\partial z}\right|}\sim\frac{\left|\frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_r^C}{\partial r}\right)\right|}{\left|\frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right)\right|}\sim\frac{v_r^C}{v_V^C}\sim\frac{D_C}{H_{MI}}<<1 \qquad (3.3.77)$$

L'équation (3.3.75) devient :

$$\frac{\partial p_C}{\partial r}=0 \qquad (3.3.78)$$

Dans l'équation (3.3.76), on remplace w_{LiCl}^C par son expression (3.3.72) :

$$\frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right)=\frac{\partial p_C}{\partial z}+\rho_L^{ZP}(z,t)g-\rho_{L0}g\beta_C(w_{LiCl}^{BF}-w_{LiCl}^{ZP}(z,t))\left(\frac{r}{R_C}-1\right)^2 \qquad (3.3.79)$$

L'équation (3.3.79) peut être intégrée par rapport à r. D'après la condition aux limites (3.3.11), la vitesse verticale est nulle à l'interface avec la zone poreuse :

$$v_V^C(R_C,z,t)=0 \qquad (3.3.80)$$

Après intégration, on obtient l'expression de la vitesse verticale dans la cheminée :

$$v_V^C(r,z,t)=\frac{(r^2-R_C^2)}{4\mu_L}\left(\frac{\partial p_C}{\partial z}+\rho_L^{ZP}g\right)$$
$$-\frac{\rho_{L0}g\beta_C(w_{LiCl}^{BF}-w_{LiCl}^{ZP}(z,t))R_C^2}{\mu_L}\left[\frac{1}{16}\left(\frac{r}{R_C}\right)^4-\frac{2}{9}\left(\frac{r}{R_C}\right)^3+\frac{1}{4}\left(\frac{r}{R_C}\right)^2-\frac{13}{144}\right] \qquad (3.3.81)$$

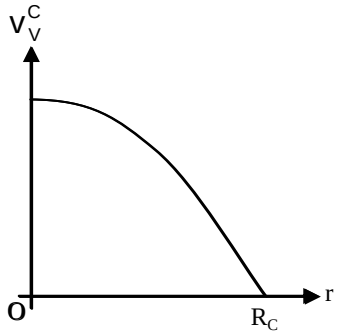


Figure 3.26 : Profil radial de la vitesse verticale dans la cheminée

Il est finalement possible d'exprimer la vitesse débitante dans la cheminée, dont la définition est donnée par l'équation (3.3.63) :

$$j_V^C = \frac{R_C^2}{8\mu_L}\left[-\frac{\partial p_C}{\partial z} - \rho_L^{ZP} g + \frac{4}{15}\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})\right] \qquad (3.3.82)$$

Zone poreuse

Compte tenu des hypothèses 3.27 et 3.28, les équations (3.3.41) et (3.3.42) se réécrivent :

$$\frac{\partial p_{ZP}}{\partial z} = -\rho_{L0} g (1 - \beta_C w_{LiCl}^{ZP}) + \frac{\mu_L j_V^{ZP}}{K_{ZP}} \qquad (3.3.83)$$

$$\frac{\partial p_{ZP}}{\partial r} = 0 \qquad (3.3.84)$$

Comme la pression ne dépend pas de la coordonnée radiale, alors :

$$\frac{\partial p_{ZP}}{\partial z} = \frac{\partial p_C}{\partial z} \qquad (3.3.85)$$

En combinant les équations (3.3.67), (3.3.82) et (3.3.83) et (3.3.85), on obtient :

$$j_V^{ZP} = \underbrace{\frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L}}_{(a)} - \underbrace{v_{FB}\frac{K_{MI}}{K_C}\frac{S_{CE}}{S_C}}_{(b)} \qquad (3.3.86)$$

Pour simplifier l'écriture de l'équation, on a introduit les grandeurs suivantes :

K_C est la perméabilité de la cheminée : $K_C = \frac{R_C^2}{8}$ (3.3.87)

K_{MI} est la perméabilité du milieu interfacial : $\frac{1}{K_{MI}} = \frac{1}{K_{ZP}} + \frac{1}{K_C}\left(\frac{S_{CE}}{S_C} - 1\right)$ (3.3.88)

Examinons l'importance relative des termes (a) et (b).
(a) est la vitesse du liquide associée au mouvement de convection naturelle.
(b) est la fraction du débit ascendant de béton fondu qui remonte par la zone poreuse.

On pressent que le terme (b) est négligeable devant le terme (a) car, compte tenu de la différence de perméabilité entre la zone poreuse et les cheminées, tout le béton fondu doit remonter par les cheminées. On néglige donc ce terme, mais cette approximation sera vérifiée numériquement.

Finalement, on obtient l'expression suivante pour la vitesse débitante de liquide dans la zone poreuse :

$$j_V^{ZP} = \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0}g\beta_C(w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L} \qquad (3.3.89)$$

A partir de l'équation (3.3.67), on en déduit l'expression de la vitesse débitante dans la cheminée :

$$j_V^C = v_{FB}\frac{S_{CE}}{S_C} + \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0}g\beta_C(w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L}\left(\frac{S_{CE}}{S_C} - 1\right) \qquad (3.3.90)$$

Bilans d'énergie

La dernière étape du calcul est l'intégration du bilan d'énergie de la zone poreuse, permettant d'obtenir le profil vertical de température.

On pose : $j_0 = \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0}g\beta_C}{\mu_L}$ (3.3.91)

Zone poreuse

Sachant que $\rho_S = \rho_L^{ZP} = \rho_{L0}$ (hypothèses 3.21 et 3.22), l'équation (3.3.38) devient :

$$\rho_{L0}\frac{\partial}{\partial t}(g_L e_L^{ZP} + (1-g_L)e_S) - \rho_{L0}j_V^{ZP}\frac{\partial e_L^{ZP}}{\partial z} = \lambda_{eq}\frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \qquad (3.3.92)$$

On remplace les enthalpies du liquide et du solide par leurs expressions (équations 3.3.35) et (3.3.37) et on choisit comme température de référence des enthalpies la température de fusion de $BaCl_2$. Sachant que la capacité calorifique du liquide ne dépend ni du temps ni de l'espace (hypothèse 3.23), l'équation (3.3.92) devient :

$$\rho_{L0}(g_L C_{PL} + (1-g_L)C_{PBaCl2}^S)\frac{\partial T_{ZP}}{\partial t}$$
$$+\rho_{L0}\left(L_{Fus}^{BaCl2} + (C_{PL} - C_{PBaCl2}^S)(T_{ZP} - T_{Fus}^{BaCl2})\right)\frac{\partial g_L}{\partial t} - \rho_{L0}C_{PL}j_V^{ZP}\frac{\partial T_{ZP}}{\partial z} = \lambda_{eq}\frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \qquad (3.3.93)$$

On néglige l'inertie thermique (hypothèse 3.26) et on couple l'équation (3.3.93) à l'équation de conservation de la masse de LiCl (équation 3.3.73).

$$-\rho_{L0}j_V^{ZP}\left(C_{PBaCl2}^S + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{(T_{Fus}^{BaCL2} - T_{ZP})}\right)\frac{\partial T_{ZP}}{\partial z} = \lambda_{eq}\frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \qquad (3.3.94)$$

Enfin, on remplace j_V^{ZP} par son expression en fonction de j_0 et on exprime w_{LiCl}^{ZP} en fonction de la température (équation (3.3.27). Finalement, le bilan d'énergie de la zone poreuse prend la forme suivante :

$$-\rho_{L0}\, j_0 \frac{(T_{ZP}-T_{FB})}{m_L}\left(C^{S}_{PBaCl2}+\frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{(T^{BaCL2}_{Fus}-T_{ZP})}\right)\frac{\partial T_{ZP}}{\partial z}=\lambda_{eq}\frac{\partial^2 T_{ZP}}{\partial z^2} \qquad (3.3.95)$$

Pour pouvoir intégrer l'équation (3.4.40), on est amené à faire les deux hypothèses suivantes :

- $\frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus}-T_{ZP}} \approx \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus}-T_{FB}}$ (3.3.96)
- On ne tient pas compte de la dépendance de j_0 vis-à-vis de z, ce qui revient à considérer que la fraction liquide ne dépend pas de z.

On rappelle les deux conditions aux limites. A l'interface avec le béton, la température est égale à la température de fusion du béton (équation 3.3.18) :

$$T_{ZP}(z=0)=T_{FB} \qquad (3.3.97)$$

A l'interface avec le béton, le gradient de température s'écrit (équation 3.3.11) :

$$\frac{\partial T_{ZP}}{\partial z}(z=0)=\frac{\Phi_{CE}}{\lambda_{eq}(S_{CE}-S_C)} \qquad (3.3.98)$$

Après intégration de l'équation (3.3.95), on obtient :

$$T_{ZP}=T_{FB}+\frac{L_0\Phi_{CE}}{\lambda_{eq}(S_{CE}-S_C)}\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \qquad (3.3.99)$$

L_0 est une longueur de référence du milieu interfacial :

$$L_0=\left[\frac{m_L\lambda^2_{eq}(S_{CE}-S_C)}{\frac{1}{2}\rho_{L0}\, j_0\Phi_{CE}\left(C^{S}_{PBaCl2}+\frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus}-T_{FB}}\right)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3.3.100)$$

<u>Cheminée</u>

Comme on a supposé que la capacité calorifique du liquide ne dépend ni du temps ni de l'espace (hypothèse 3.23) et négligé l'inertie thermique (hypothèse 3.25), l'équation (3.3.51) devient :

$$-v^C_r\frac{\partial T_C}{\partial r}+v^C_V\frac{\partial T_C}{\partial z}=0 \qquad (3.3.101)$$

On vérifie aisément, en s'aidant de 'équation (3.3.68) que la fonction suivante est une solution de l'équation (3.3.101) :

$$T_C = T_{Liq}(w_{LiCl}^C) \tag{3.3.102}$$

Ce résultat se comprend bien : le liquide entre dans la cheminée à la température de liquidus, et ne voit ni sa température ni sa composition varier lors de son ascension car la diffusion et la conduction ont été négligées. Par conséquent, la température est en tout point de la cheminée est égale à la température de liquidus de la composition locale.

3.3.6.2.2. Calcul du coefficient de transfert de chaleur

Avant de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial, il est nécessaire de passer de l'échelle de la cellule élémentaire à l'échelle du milieu interfacial. On rappelle les relations de passage :

$$S \approx N_C.S_{CE} \tag{3.3.103}$$

$$S_C^T = N_C.S_C \tag{3.3.104}$$

De plus, les flux de chaleur à travers la cellule élémentaire et à travers le milieu interfacial sont reliés par :

$$\Phi_{MI} = N_C.\Phi_{CE} \tag{3.3.105}$$

Le coefficient de transfert de chaleur est défini par :

$$h_{MI} = \frac{\Phi_{MI}}{(T_I - T_{FB}).S} \tag{3.3.106}$$

Finalement, on obtient l'équation permettant de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial :

$$\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C_{PBaCl2}^S + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}}\right)\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}{h_{MI}}$$
$$= \tanh^2\left[\sqrt{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C_{PBaCl2}^S + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}}\right)\frac{H_{MI}^2 h_{MI}}{\lambda_{eq}^2\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}}\right] \tag{3.3.107}$$

3.3.6.2.3. Synthèse des équations

Le problème comporte 19 inconnues

Milieu interfacial :

- h_{MI}
- K_{MI}
- L_0
- j_0

Zone poreuse :

- T_{ZP}
- w_{LiCl}^{ZP}
- g_L
- j_r^{ZP}
- j_V^{ZP}
- p_{ZP}
- K_{ZP}

Cheminée :

- T_C
- w_{LiCl}^{C}
- v_r^{C}
- v_V^{C}
- j_V^{C}
- p_C
- K_C

Béton : v_{FB}

Le problème comporte 19 équations

Milieu interfacial :

- $$\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C_{PBaCl2}^{S} + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}}\right)\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}{h_{MI}} = \tanh^2\left[\sqrt{\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C_{PBaCl2}^{S} + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}}\right)\frac{H_{MI}^2 h_{MI}}{\lambda_{eq}^2\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}}}\right] \quad (3.3.108)$$

- $$j_0 = \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C}{\mu_L} \quad (3.3.109)$$

- $$L_0 = \left[\frac{\lambda_{eq}^2 \left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \left(C_{PBaCl2}^S + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}} \right) h_{MI}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.110)$$

- $$\frac{1}{K_{MI}} = \frac{1}{K_{ZP}} + \frac{1}{K_C}\left(\frac{S}{S_C^T} - 1\right) \quad (3.3.111)$$

Zone poreuse :

- $$T_{ZP} = T_{FB} + (T_I - T_{FB}) \frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)} \tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \quad (3.3.112)$$

- $$w_{LiCl}^{ZP} = w_{LiCl}^{BF} - \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)} \tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \quad (3.3.113)$$

- $$\frac{\partial g_L}{\partial t} = -\frac{1}{\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)^2} \frac{j_0 L_0 h_{MI}^2}{\lambda_{eq}^2} \frac{(T_I - T_{FB})^2}{m_L (T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB})} \frac{\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right)}{\cosh^2\left(\frac{z}{L_0}\right)} \quad (3.3.114)$$

- $$j_r^{ZP} = \frac{j_0}{2} \frac{(R_{CE}^2 - r^2) h_{MI}}{r\lambda_{eq}} \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \frac{1}{\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)} \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{z}{L_0}\right)} \quad (3.3.115)$$

- $$j_V^{ZP} = \frac{4}{15} \frac{K_{MI} \rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L} \quad (3.3.116)$$

- $$p_{ZP} = p_0 + (\rho_{L0} g \beta_C L_0 - \frac{\mu_L j_0 L_0}{K_{ZP}}) \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)} \ln\left[\frac{\cosh\left(\frac{H_{MI}}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{z}{L_0}\right)}\right] + \rho_{BF} g (H_{MI} - z) + \frac{\mu_L v_{FB} (H_{MI} - z)}{K_{ZP}} \frac{K_{MI}}{K_C} \quad (3.3.117)$$

- $K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1-g_L)^2}$ (3.3.118)

Cheminée

- $K_C = \frac{R_C^2}{8}$ (3.3.119)

- $T_C = T_{Liq}(w_{LiCl}^C)$ (3.3.120)

- $w_{LiCl}^C = w_{LiCl}^{ZP} + (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})\left(\frac{r}{R_C} - 1\right)^2$ (3.3.121)

- $v_r^C = -\frac{K_C \rho_{L0} g \beta_C}{\mu_L} r \frac{\partial w_{LiCl}^{ZP}}{\partial z}\left[\frac{2}{15}\frac{K_{MI}}{K_{ZP}}\left(\left(\frac{r}{R_C}\right)^2 - 2\right) - \frac{1}{12}\left(\frac{r}{R_C}\right)^4 + \frac{16}{45}\left(\frac{r}{R_C}\right)^3 - \frac{1}{2}\left(\frac{r}{R_C}\right)^2 - \frac{13}{36}\right]$ (3.3.122)

- $v_V^C = -2v_{FB}\frac{S}{S_C^T}\left(\left(\frac{r}{R_C}\right)^2 - 1\right)$

$$-\frac{K_C \rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L}\left[\frac{8}{15}\frac{K_{MI}}{K_{ZP}}\left(\left(\frac{r}{R_C}\right)^2 - 1\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{r}{R_C}\right)^4 + \frac{16}{9}\left(\frac{r}{R_C}\right)^3 - 2\left(\frac{r}{R_C}\right)^2 + \frac{13}{18}\right]$$ (3.3.123)

- $j_V^C = v_{FB}\frac{S}{S_C^T} + \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L}\left(\frac{S}{S_C^T} - 1\right)$ (3.3.124)

- $p_C = p_{ZP}$ (3.3.125)

Béton

- $v_{FB} = \frac{h_{MI}(T_I - T_{FB})}{\rho_{BS}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}$ (3.3.126)

3.3.7. Données d'entrée du modèle

3.3.7.1. Liste des données d'entrée

Le modèle possède sept données d'entrée. Parmi elles, quatre peuvent être imposées arbitrairement car elles sont « extérieures au modèle » :

- S : la surface horizontale est caractéristique du dispositif expérimental.
- $g_L(t=0)$: c'est une condition initiale
- H_{MI} : La hauteur du milieu interfacial résulte du couplage entre le bain et le milieu interfacial.
- T_I : La température d'interface résulte aussi du couplage entre le bain et le milieu interfacial.

Les trois autres données d'entrée ne peuvent pas être imposées arbitrairement car elles sont caractéristiques du milieu interfacial :

- d_G : diamètre des grains
- D_C : diamètre des cheminées
- S_C^T : Surface totale des cheminées

Pour que le modèle soit complet, il faut donc trois équations supplémentaires permettant de calculer la valeur de ces trois données d'entrée.

3.3.7.2. Diamètre des grains

Aucun modèle ne permet de calculer le diamètre des grains. Il est donc nécessaire de disposer d'une mesure. Pour les essais ARTEMIS, cette mesure a été effectuée : nous avons vu au chapitre 2 que le diamètre des grains est d'environ 300 microns. Pour les autres essais, aucune mesure n'est disponible.

3.3.7.3. Diamètre des cheminées

Il existe un modèle de prédiction du diamètre des cheminées dont nous avons parlé dans la synthèse bibliographique : c'est le modèle de Roberts et Loper (2001). Cependant ce modèle n'a pas été validé par ses auteurs, ce qui en limite la portée. Il est donc nécessaire de disposer d'une mesure.
Dans tous les essais qui nous intéressent, aucune mesure du diamètre des cheminées n'a été effectuée. Cependant on dispose des mesures effectuées dans les zones pâteuses en solidification dirigée. Selon Hellawell et al. (1993), qui ont effectué la campagne de mesures la plus large, le diamètre des cheminées est d'environ 1 mm. On garde donc cette valeur pour le modèle :

$$D_C = 1 \text{ mm} \qquad (3.3.127)$$

3.3.7.4. Densité surfacique de cheminées

A ce jour, aucun modèle ne permet de calculer la densité surfacique de cheminées. Nous allons voir que la théorie constructale, récemment développée par A. Bejan, fournit une méthode simple d'y parvenir. Cette théorie stipule que de nombreux systèmes naturels, pour persister dans le temps, évoluent de façon à fournir un accès de plus en plus aisé aux flux qui les traversent. Autrement dit, leur géométrie est progressivement optimisée afin que l'énergie dépensée pour faire circuler les flux soit minimisée. Ce processus d'optimisation a une portée très large et permet entre autres d'expliquer pourquoi des systèmes naturels très différents adoptent une forme arborescente : arbres, deltas de fleuves, bronches, … Le lecteur intéressé par cette théorie fascinante pourra se reporter à un article de synthèse de Bejan (2000-2) ou au livre qu'il a publié sur le sujet (Bejan, 2000-1).

Dans notre cas, l'application de cette théorie revient à supposer que le milieu interfacial adopte la configuration géométrique maximisant le débit de liquide recirculant. Il est aisé de montrer que celui-ci passe par un maximum lorsque la densité de cheminées varie entre zéro et un. En effet, il s'annule lorsque la fraction surfacique vaut zéro (pas de cheminées) ou un (pas de zone poreuse). Ainsi la théorie constructale permet bien de calculer la densité de cheminées.

Exprimons le débit volumique de liquide :

$$Q = j_V^{ZP}(S - S_C^T) \tag{3.3.128}$$

En reportant l'expression de la vitesse débitante de liquide dans la zone poreuse (équation (3.3.116)) et de la perméabilité du milieu interfacial (équation 3.3.111) dans l'équation (3.3.128), on obtient :

$$Q(\frac{S_C^T}{S}) = \frac{4}{15}\frac{\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}) S}{\mu_L} \frac{K_C K_{ZP}\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}{K_C + K_{ZP}\left(\frac{S}{S_C^T} - 1\right)} \tag{3.3.129}$$

Cette fonction passe par un maximum pour une densité surfacique de cheminées égale à :

$$\frac{S_C^T}{S} = \frac{K_{ZP}}{K_{ZP} + \sqrt{K_{ZP} K_C}} \tag{3.3.130}$$

En reportant cette expression dans l'équation (3.3.128), on obtient l'expression de la valeur optimale du débit de liquide :

$$Q_{Max} = \frac{4}{15}\frac{\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}) S}{\mu_L} \frac{K_C K_{ZP}}{\left(\sqrt{K_C} + \sqrt{K_{ZP}}\right)^2} \tag{3.3.131}$$

Pour la suite, on effectue un « changement » de donnée d'entrée. En effet, il est plus parlant d'utiliser la distance entre cheminées plutôt que la fraction surfacique de cheminées, d'autant

plus que les résultats expérimentaux dont on dispose portent sur la distance entre cheminées. Les deux grandeurs sont reliées par l'équation :

$$d = D_C \sqrt{\frac{S}{S_C^T}} \qquad (3.3.132)$$

En combinant les équations (3.3.130) et (3.3.132), l'expression de la distance entre cheminées devient :

$$d = D_C \left(1 + \sqrt{\frac{K_C}{K_{ZP}}} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3.3.133)$$

3.3.8. Vérification de la validité des hypothèses non justifiées

L'établissement du modèle a conduit à faire des hypothèses dont la validité n'a pas encore été établie. Cette étude est effectuée dans l'annexe 7 et mène aux conclusions suivantes :

- La diffusion de soluté est bien négligeable devant la convection de soluté dans la zone poreuse, mais ne l'est pas dans les cheminées.

- L'accélération spatiale est bien négligeable devant les forces de frottement, dans la zone poreuse et dans les cheminées.

- Il n'y pas de couche de béton fondu car le débit de béton fondu traversant le milieu interfacial est très supérieur au débit de béton produit par la fusion.

- Les pertes de charge radiales sont bien négligeables devant les pertes de charge axiales, sauf à proximité de l'interface avec le béton fondu, où la vitesse verticale du liquide est très faible.

- L'écoulement de béton fondu traverse bien le milieu interfacial en remontant par les cheminées.

En conclusion, les hypothèses sont toutes justifiées, à l'exception de celle sur la diffusion dans les cheminées.

3.4. Conclusion

Ce chapitre a été dédié au développement d'un nouveau modèle de transferts dans le milieu interfacial.

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à décrire la phénoménologie dans le milieu interfacial, en se basant sur une synthèse bibliographique des phénomènes de convection naturelle dans le contexte de la solidification dirigée et sur une simulation numérique avec le logiciel SOLID. Il en est ressorti que les mouvements de convection conduisent à la formation, au sein du milieu interfacial, de cheminées entourées par une zone poreuse. La différence de composition du liquide situé dans les cheminées et dans la zone poreuse est à l'origine du mouvement du liquide qui circule de la zone poreuse vers les cheminées. Le mouvement entraîne un transfert de chaleur par convection car la température dans les cheminées est inférieure à celle de la zone poreuse et un transfert de soluté qui provoque un bouchage progressif de la zone poreuse, une diminution du nombre de cheminées et un dégagement de chaleur qui vient s'ajouter à la conduction et à la convection. Même si cette description de la phénoménologie ne correspond pas totalement à la configuration de l'interaction corium – béton, la mise en évidence de cheminées dans les essais ARTEMIS nous a permis de penser que cette description de la phénoménologie pouvait servir de base de développement d'un modèle.

Dans un deuxième temps, nous avons développé un nouveau modèle de transferts dans le milieu interfacial. Ce modèle après simplification conduit à un jeu de dix-neuf équations permettant de déterminer dix-neuf inconnues dont les deux principales sont le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial et la vitesse de fusion du béton. Le modèle repose sur la connaissance de sept données d'entrée parmi lesquelles quatre peuvent être imposées arbitrairement : la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, la surface du béton, l'épaisseur du milieu interfacial et la valeur initiale de la fraction liquide. De plus nous avons expliqué comment sont choisies ou calculées les valeurs des trois dernières données d'entrée, à savoir le diamètre des cheminées, le diamètre des grains du milieu interfacial et la densité surfacique de cheminées. En particulier, nous avons montré qu'il est possible d'utiliser la théorie constructale pour calculer la densité surfacique de cheminées.

Enfin, nous avons vérifié que les principales hypothèses de modélisation qui n'avaient pas été justifiées a priori étaient bien valables. Le chapitre suivant est consacré à l'application de ce nouveau modèle dans les conditions des essais ARTEMIS.

Chapitre 4 Applications du modèle dans les conditions des essais ARTEMIS

4.1. Introduction

Un nouveau modèle de transferts couplés de chaleur et de masse à travers le milieu interfacial a été développé au chapitre précédent. L'étape suivante consiste à comparer les prédictions du modèle aux résultats expérimentaux d'ARTEMIS. Cependant, très peu de résultats sont exploitables en ce qui concerne spécifiquement le milieu interfacial, ce qui limiterait la validation du modèle si on se restreignait à ces seuls résultats. C'est pourquoi on effectuera, dans un premier temps, une validation du modèle par rapport aux résultats d'un calcul réalisé avec le logiciel SOLID dans les conditions des essais ARTEMIS. Les contraintes du logiciel imposent d'utiliser une version « allégée » du modèle, basée sur une géométrie 2D plan et une absence d'écoulement de béton fondu. Dans un deuxième temps, on présentera une évaluation de la capacité de prédiction du modèle, reposant sur une étude de sensibilité par rapport aux données d'entrée. Enfin, on décrira la validation du modèle par rapport aux résultats des essais ARTEMIS.

4.2. Comparaison des résultats du modèle et du calcul avec SOLID

Le logiciel SOLID va nous servir à valider le modèle. Les contraintes du logiciel imposent d'utiliser une version simplifiée du modèle, qui présente les caractéristiques suivantes :

- La géométrie est de type 2D plan
- Le béton ne fond pas
- Il n'y a pas de d'écoulement gazeux

Le changement de géométrie nécessitant un remaniement des équations, les équations du modèle simplifié en géométrie plane sont synthétisées dans l'annexe 6. Après avoir expliqué comment sont choisis l'instant initial du calcul avec le modèle et les valeurs des données d'entrée du modèle, et comment est délimitée la cellule de convection de la simulation avec SOLID, on présente une comparaison des résultats du modèle et de SOLID.

4.2.1. Choix de l'instant initial du calcul avec le modèle

La simulation numérique avec SOLID englobe le transitoire de formation du milieu interfacial, que nous n'avons pas modélisé. L'instant initial du calcul avec le modèle doit donc se situer à la fin de cette étape. Nous avons vu au chapitre 3 quelques images illustrant l'évolution temporelle du milieu interfacial dans la simulation avec SOLID (Figure 3.9). Sur ces images, le temps t = 1600 s correspond à l'instant que nous recherchons. Ainsi, l'instant initial du calcul avec le modèle correspond au temps t = 1600 s de la simulation avec SOLID.

4.2.2. Délimitation de la cellule de convection dans la simulation avec SOLID

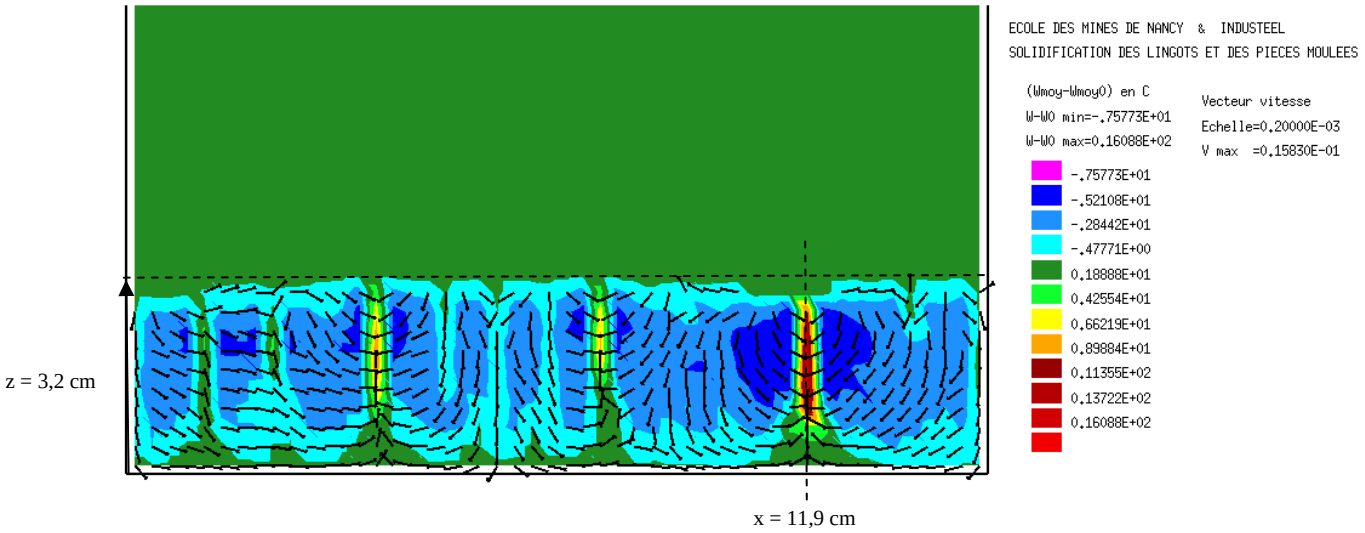


Figure 4.1 : Mise en évidence des cellules de convection dans le milieu interfacial au temps t = 1600 s

A l'instant t = 1600 s, il existe trois cellules de convection au sein du milieu interfacial, chacune centrée sur une cheminée (Figure 4.1). Il ressort que les cellules ne sont pas identiques. Afin de comparer précisément le modèle et les résultats de SOLID, on sélectionne la cellule qui est centrée sur la cheminée située à l'abscisse x = 11,9 cm. Pour délimiter spatialement la cellule, on trace le profil horizontal de la vitesse horizontale à une cote moyenne, par exemple z = 1,8 cm (Figure 4.2). Pour des abscisses inférieures à x = 11,9 cm, le liquide s'écoule vers la cheminée si la vitesse horizontale est positive. Cela correspond à la zone comprise entre les abscisses x = 10 cm et x = 11,9 cm. Pour des abscisses supérieures à x = 11,9 cm, le liquide s'écoule vers la cheminée si la vitesse horizontale est négative. Cela correspond à la zone comprise entre les abscisses x = 11,9 cm et x = 14 cm environ. Ainsi, la cellule de convection sélectionnée est située entre les abscisses x = 10 cm et x = 14 cm.

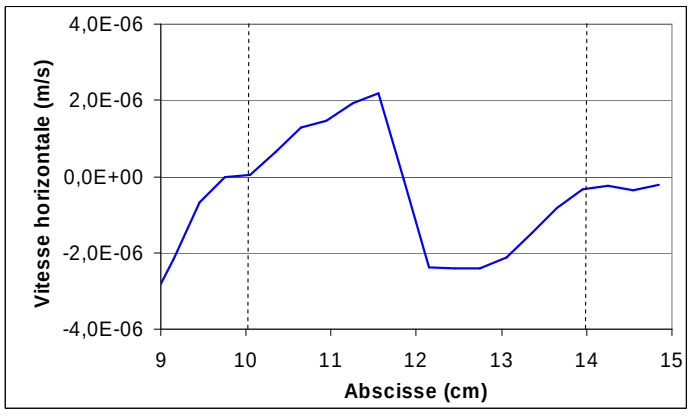


Figure 4.2 : Profil horizontal de la vitesse horizontale à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s

4.2.3. Valeur des données d'entrée du modèle

Les valeurs des données d'entrée du modèle 2D plan sont rassemblées dans le Tableau 4.1. Voici comment les valeurs sont choisies :

- Largeur du volume de contrôle (L_{MI}) : elle est la même que dans le calcul avec SOLID.

- Température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial (T_I) : on utilise la valeur calculée par SOLID à l'instant t = 1600 s.

- Epaisseur du milieu interfacial (H_{MI}) : on utilise la valeur calculée par SOLID à l'instant t = 1600 s.

- Demi largeur d'une cheminée (L_C) : la valeur correspond à la taille typique du rayon de cheminées mesurée dans les zone pâteuses (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.3.)

- Distance entre cheminées (d) : elle est calculée avec la théorie constructale (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.4)

- Diamètre des grains (d_G) : il correspond à la taille typique des grains mesurée sur les images MEB de la croûte post-mortem (cf. chapitre 2, partie 2.2.2.2)

- Valeur initiale de la fraction liquide (g_L) : Dans le modèle, on ne tient pas compte de la variation de la fraction liquide avec la cote. Le profil vertical de fraction liquide calculé par SOLID est représenté sur la Figure 4.3. On constate que la fraction liquide varie peu avec la cote sur une large épaisseur de la zone poreuse. Dans cette région, la valeur moyenne de la fraction liquide est de 0,25. On conserve cette valeur comme valeur initiale de la fraction liquide.

Largeur du volume de contrôle	0,15 m
Température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial	840 °C
Epaisseur du milieu interfacial	3,2 cm
Diamètre des grains	3.10^{-4} m
Distance entre cheminées	2,7 mm
Demi-largeur d'une cheminée	0,5 mm
Valeur initiale de la fraction liquide	0,25

Tableau 4.1 : Valeurs des données d'entrée du modèle 2D plan

Valeurs de la masse volumique de référence et du coefficient d'expansion volumique solutal :

La loi de masse volumique implémentée dans SOLID est donnée par la formule (3.2.2). Sa linéarisation permet d'écrire : $\rho = \rho_{L0}(1-\beta_C w_{LiCl})$, avec ρ_{L0} = 3654 kg/m^3 et β_C = 0,74. Ces deux valeurs sont différentes de celles qui sont données en annexe 3 et ne doivent être utilisées que dans ce chapitre.

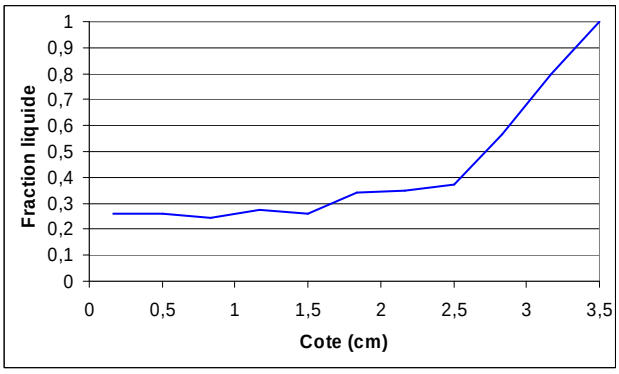


Figure 4.3 : Profil vertical de la fraction liquide à l'abscisse x = 10,4 cm calculé par SOLID au temps t = 1600 s

4.2.4. Vitesse du liquide dans la zone poreuse

Dans un premier temps, comparons les valeurs des vitesses verticales de liquide prédites par SOLID et par le modèle à une cote située dans la zone où nous avons choisi la valeur initiale de la fraction liquide, par exemple z = 1,8 cm (Figure 4.4). On constate que le modèle surestime la vitesse d'un facteur 5 environ. Comme nous allons le voir, cet écart provient d'une forte sensibilité de la vitesse à la valeur de la composition du liquide et à la loi de masse volumique. Selon le modèle, la vitesse verticale du liquide dans la zone poreuse s'écrit :

$$j_V^{ZP} = \frac{K_{MI}(\rho_L^{ZP} - \overline{\rho_L^C})g}{\mu_L} = \frac{9}{20}\frac{K_{MI}\rho_{L0}g\beta_C(w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L} \qquad (4.1)$$

K_{MI} est la perméabilité du milieu interfacial

ρ_L^{ZP} est la masse volumique du liquide dans la zone poreuse

$\overline{\rho_L^C}$ est la masse volumique du liquide dans la cheminée, moyennée horizontalement

g est la constante de gravité

μ_L est la viscosité dynamique du liquide

ρ_{L0} est la masse volumique de référence

β_C est le coefficient d'expansion volumique solutale

w_{LiCl}^{BF} est la fraction massique de LiCl du béton fondu

w_{LiCl}^{ZP} est la fraction massique de LiCl dans la zone poreuse

De plus, la composition du liquide dans la cheminée, moyennée horizontalement, s'écrit :

$$\overline{w_{LiCl}^C} = \frac{1}{2}(w_{LiCl}^{ZP} + w_{LiCl}^{BF}) \qquad (4.2)$$

On en déduit que la vitesse verticale dans la zone poreuse est proportionnelle à l'écart de composition entre la zone poreuse et la cheminée :

$$j_V^{ZP} \approx \frac{K_{MI}\rho_{L0}g\beta_C(\overline{w_{LiCl}^{C}} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L} \qquad (4.3)$$

Le modèle surestime la composition dans la cheminée de 15 % et surestime celle dans la zone poreuse de 5 % (Figure 4.11). Evaluons l'erreur relative commise sur le calcul de l'écart de composition entre la cheminée et la zone poreuse :

$$\frac{\Delta(w_{LiCl}^{C} - w_{LiCl}^{ZP})}{\left|w_{LiCl}^{C} - w_{LiCl}^{ZP}\right|} = \frac{\Delta w_{LiCl}^{C} + \Delta w_{LiCl}^{ZP}}{\left|w_{LiCl}^{C} - w_{LiCl}^{ZP}\right|} = \frac{0{,}15.w_{LiCl}^{C} + 0{,}05.w_{LiCl}^{ZP}}{\left|w_{LiCl}^{C} - w_{LiCl}^{ZP}\right|} = \frac{0{,}15*25 + 0{,}05*20}{5} = 0{,}95$$

Ainsi une faible erreur sur le calcul de la composition est à l'origine d'une erreur de 100 %, c'est-à-dire d'un facteur 2, sur l'écart de composition entre la cheminée et la zone poreuse, et par conséquent sur la vitesse du liquide dans la zone poreuse.

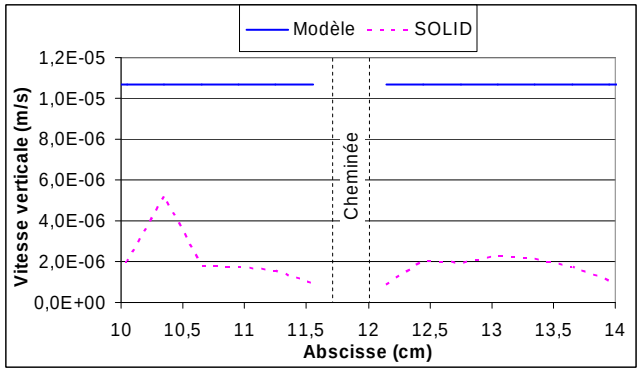


Figure 4.4 : Comparaison des vitesses verticales de liquide dans la zone poreuse calculées avec le modèle et avec SOLID à la cote z = 1,8 cm et à l'instant t = 1600 s

Si l'on suppose que le modèle et SOLID calculent le même écart de composition entre la cheminée et la zone poreuse, alors le modèle surestime toujours la vitesse d'un facteur 2,5. Ce facteur est imputable à la loi de masse volumique utilisée dans SOLID qui n'est pas linéaire mais polynomiale (cf. chapitre 3, partie 3.2.3.2 où les conditions du calcul effectué avec SOLID sont décrites en détail). Pour le vérifier, on a représenté sur la Figure 4.5 la vitesse que l'on calcule avec le modèle en imposant l'écart de masse volumique prédit par SOLID. On vérifie bien que les résultats du modèle et de SOLID sont en concordance.

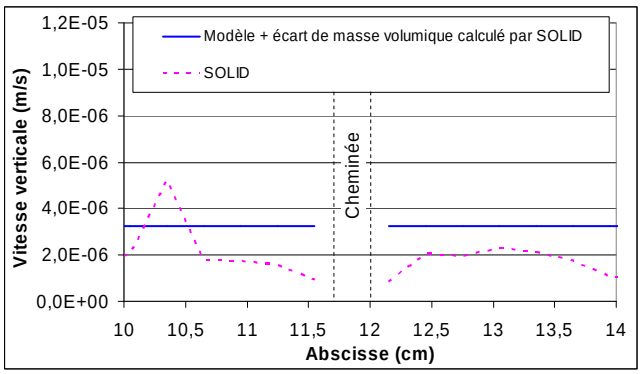


Figure 4.5 : Comparaison des vitesses verticales de liquide dans la zone poreuse calculées avec SOLID et avec le modèle lorsqu'on impose l'écart de masse volumique calculé par SOLID, à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s

Enfin, on peut se demander si la vitesse calculée avec le modèle est sensible à la valeur de la fraction liquide, dont on rappelle qu'elle est égale à 0,25. A la cote z = 1,8 cm, la fraction liquide calculée par SOLID dans la zone poreuse varie entre 0,17 et 0,34, avec une valeur moyenne de 0,23 (Figure 4.6). On constate sur la Figure 4.7 que la vitesse est très sensible à la valeur de la fraction liquide car elle varie d'un facteur 10 lorsque la fraction liquide varie entre sa valeur minimale (0,17) et sa valeur maximale (0,34).

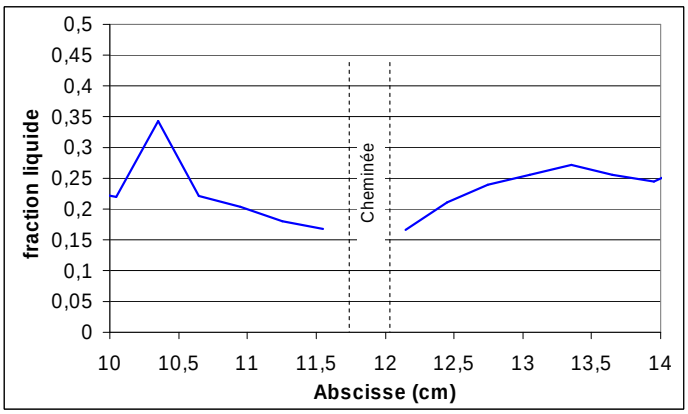


Figure 4.6 : Profil horizontal de la fraction liquide calculé par SOLID à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s

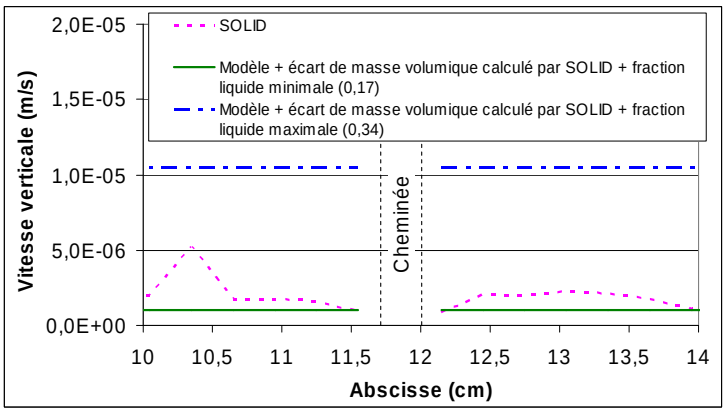


Figure 4.7 : Comparaison des vitesses verticales de liquide dans la zone poreuse calculées avec SOLID et avec le modèle lorsqu'on fait varier la fraction liquide entre ses valeurs extrêmales, à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s

A présent, comparons les vitesses verticales de liquide prédites par le modèle et par SOLID à une cote où SOLID calcule une valeur de la fraction liquide largement supérieure à 0,25. C'est le cas à la cote z = 2,8 cm, où la fraction liquide vaut 0,6 (Figure 4.3). Cette comparaison est représentée sur la Figure 4.8. Il existe un facteur 3 entre le modèle et SOLID qui se réduit à un facteur 2 si l'on impose l'écart de masse volumique calculé par SOLID, ce qui est satisfaisant.

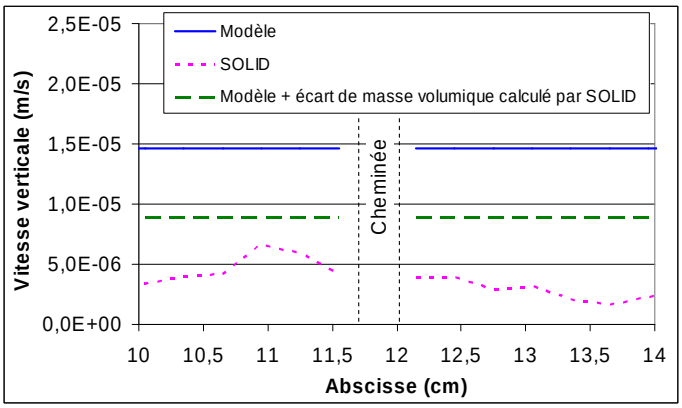


Figure 4.8 : Comparaison des vitesses verticales de liquide dans la zone poreuse calculées avec le modèle et avec SOLID à la cote z = 2,8 cm et à l'instant t = 1600 s

4.2.5. Vitesse du liquide dans la cheminée

Pour comparer le modèle et SOLID, on s'intéresse au quotient de la vitesse dans la cheminée sur la vitesse dans la zone poreuse. Il est de l'ordre de 100 d'après le modèle, et en moyenne de 20 selon SOLID (Figure 4.9). Nous allons voir que cet écart s'explique par le fait que la fraction surfacique des cheminées est plus élevée dans le calcul avec SOLID. Avec notre modèle, le rapport entre la vitesse dans la cheminée et la vitesse dans la zone poreuse est égal, en 2D, au rapport entre la largeur du milieu interfacial et la largeur totale des cheminées :

$$\frac{j_V^C}{j_V^{ZP}} = \frac{L_{MI}}{L_C^T} - 1 \qquad (4.4)$$

j_V^C est la vitesse verticale débitante dans une cheminée.

L_C^T est la largeur totale des cheminées.

L_{MI} est la largeur du milieu interfacial.

En s'appuyant sur la théorie constructale, on obtient que le rapport des largeurs est de l'ordre de 1 %. C'est pourquoi le modèle prédit un rapport entre les vitesses dans la cheminée et dans la zone poreuse d'environ 100. Selon SOLID, il y a 3 cheminées dans le milieu interfacial (Figure 4.1). Comme la largeur des cheminées est égale à celle des mailles (~ 3 mm) et que la largeur du volume de calcul est de 15 cm, on conclut que le rapport entre les vitesses dans la cheminée et dans la zone poreuse est de l'ordre de 15, ce qui est cohérent avec les valeurs calculées par SOLID (Figure 4.9).

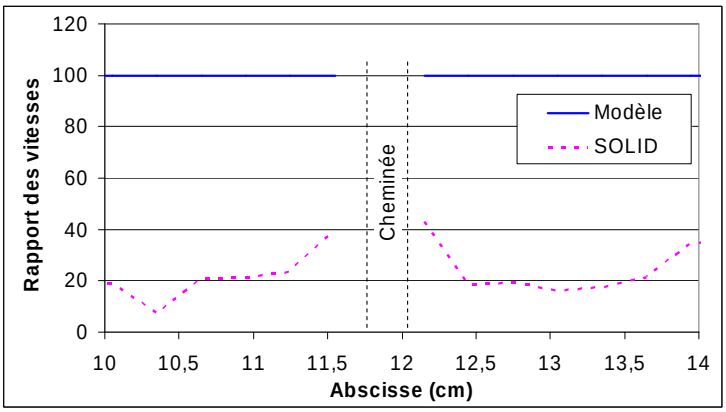


Figure 4.9 : profil horizontal du quotient de la vitesse dans la cheminée sur la vitesse dans la zone poreuse à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s

4.2.6. Température

A présent, on s'intéresse au calcul de la température. Le modèle reproduit bien le profil vertical de température dans la zone poreuse calculé par SOLID (Figure 4.10). En revanche, il sous-estime fortement la température dans la cheminée, d'environ 150 °C. Nous allons voir que cette différence entre les deux modèles provient du fait que le modèle ne tient pas compte du flux de conduction de chaleur latéral entre la zone poreuse et les cheminées.

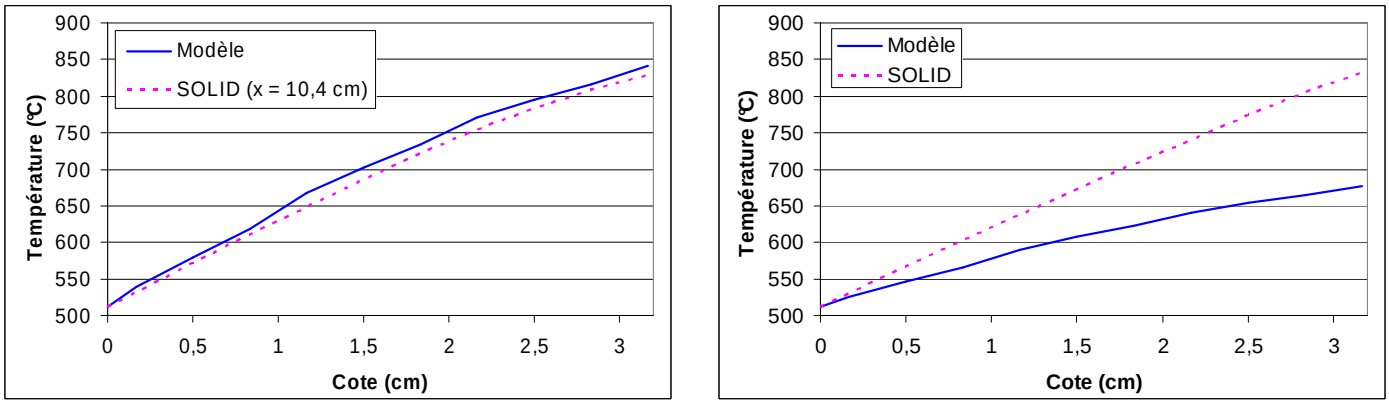


Figure 4.10 : Comparaison des profils verticaux de température dans la zone poreuse (à gauche) et dans la cheminée (à droite) calculés avec le modèle et avec SOLID au temps t = 1600 s

Pour s'en assurer, calculons l'ordre de grandeur de l'élévation de température entre le bas et le haut de la cheminée sous l'effet du flux conductif latéral. Le flux conductif latéral, par unité de profondeur, s'écrit en première approximation :

$$\Phi_{CD,L} = \int_0^{H_{MI}} \frac{\lambda_{eq}(T_{ZP}(z) - T_C(z))}{L_{CE}} dz \qquad (4.5)$$

λ_{eq} est la conductivité thermique équivalente du milieu interfacial

T_{ZP} est la température dans la zone poreuse.

T_C est la température dans une cheminée.

L_{CE} est la moitié de la distance entre les axes de deux cheminées

L'élévation de température entre le bas et le haut de la cheminée s'écrit, en fonction du flux conductif latéral :

$$\Delta T \approx \frac{\Phi_{CD,L}}{\rho_L j_V^C L_C C_{PL}} \qquad (4.6)$$

L_C est la demi-largeur d'une cheminée

C_{PL} est la capacité calorifique du liquide

A partir des profils de température représentés sur la Figure 4.10 et des données regroupées dans le Tableau 4.2 et le Tableau 4.3, on obtient que le flux conductif latéral est d'environ 11 W/m, ce qui entraîne une élévation de température de 180 °C. Ainsi l'absence de flux conductif latéral dans le modèle permet bien d'expliquer la différence vis-à-vis de SOLID.

ρ_L	C_{PL}	λ_{eq}
3.10^3 kg/m^3	520 J.kg^{-1}.K^{-1}	0,8 W.m^{-1}.K^{-1}

Tableau 4.2 : Propriétés thermo-physiques des matériaux

j_V^C	L_{CE}	L_C	H_{MI}
~ 4.10^{-5} m/s	~ 2 cm	0,5 mm	3,2 cm

Tableau 4.3 : Valeurs caractéristiques des grandeurs du milieu interfacial

4.2.7. Composition du liquide

Penchons nous sur la prédiction de la composition du liquide. Le modèle reproduit correctement le profil vertical de composition du liquide dans la zone poreuse (Figure 4.11). En effet, dans la zone poreuse, la composition du liquide est liée à la température par la contrainte d'équilibre thermodynamique. Comme la température est correctement calculée par le modèle, alors il en est de même de la composition du liquide.

Dans la cheminée, la composition du liquide calculée par le modèle est assez proche de celle calculée par SOLID : l'écart entre les deux valeurs est inférieur à 15 %, sauf en haut de la cheminée. Si le modèle calcule correctement la composition dans la cheminée, c'est parce que la diffusion horizontale de soluté entre la zone poreuse et la cheminée est négligeable. Nous avons vu précédemment que le modèle sous-estime fortement la température dans la cheminée, parce que la diffusion horizontale de chaleur n'est pas négligeable.

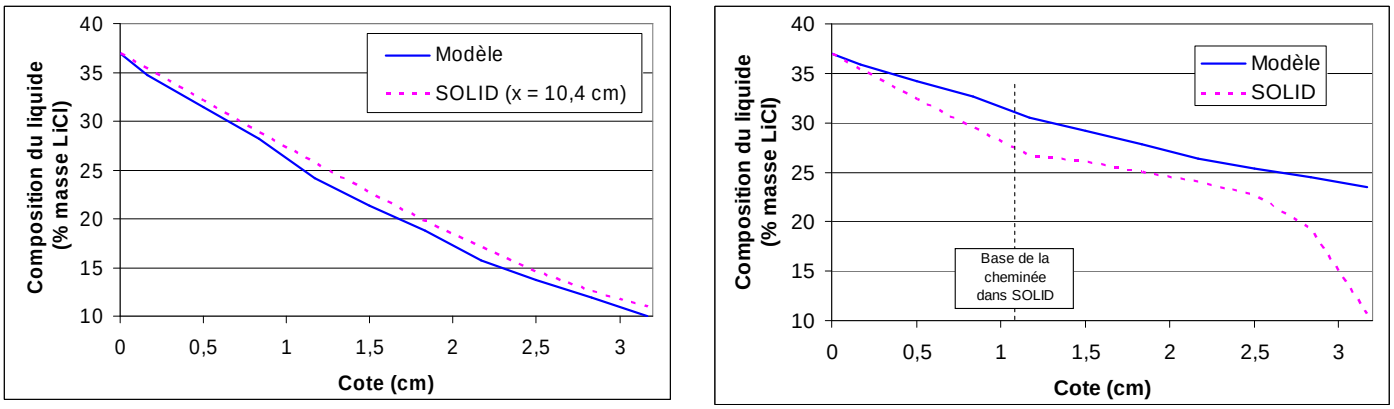


Figure 4.11 : Comparaison des profils verticaux de composition du liquide dans la zone poreuse (à gauche) et dans la cheminée (à droite) calculés avec le modèle et avec SOLID au temps t = 1600 s

On remarque que le modèle surestime les valeurs de SOLID. Nous allons voir que cette surestimation provient du fait que la base des cheminées se situe en z = 0 pour le modèle et en z = 1,2 cm pour SOLID. Dans le modèle, la composition du liquide dans la cheminée a pour expression :

$$w_{LiCl}^{C}(z) = \frac{1}{2}(w_{LiCl}^{ZP}(z) + w_{LiCl}^{BF}) = \frac{1}{2}(w_{LiCl}^{ZP}(z) + w_{LiCl}^{ZP}(z=0)) \qquad (4.7)$$

Si l'on suppose que les cheminées démarrent à la cote z = 1,2 cm, alors la composition du liquide dans la cheminée s'écrit :

$$w_{LiCl}^{C}(z) = \frac{1}{2}(w_{LiCl}^{ZP}(z) + w_{LiCl}^{ZP}(z=1{,}2\text{cm})) \qquad (4.8)$$

On a tracé sur la Figure 4.12 le profil vertical de la composition du liquide dans la cheminée, calculé à partir de la formule 4.8. Dans ces conditions, le modèle sous-estime les valeurs de SOLID.

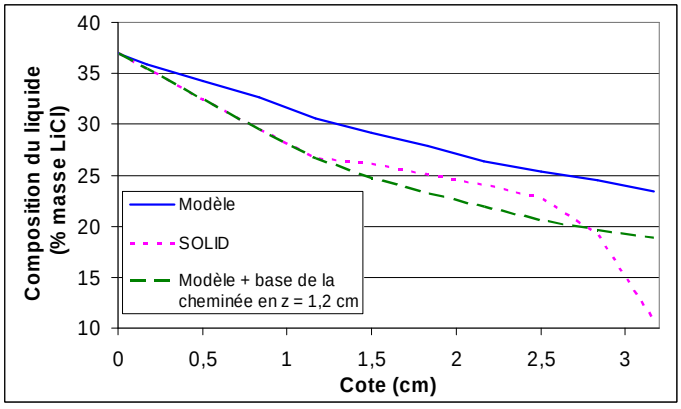


Figure 4.12 : Comparaison des profils verticaux de la composition du liquide dans la cheminée en supposant que la base des cheminées se situe à la même cote (z = 1,2 cm)

Enfin on note que les compositions du liquide prédites par les deux modèles s'écartent en haut de la cheminée. L'explication est la suivante. Dans le calcul avec SOLID, il se produit en haut

des cheminées un mélange du liquide de la cheminée et du liquide du bain. Comme celui-ci est très appauvri en chlorure de lithium par rapport aux cheminées, le mélange provoque une diminution de la concentration en chlorure de lithium. Dans le modèle, ce phénomène de mélange n'est pas pris en compte, ce qui explique la différence entre SOLID et le modèle.

4.2.8. Vitesse de bouchage

Dans cette partie, on s'intéresse à la vitesse de bouchage de la zone poreuse qui est par définition égale à la dérivée temporelle de la fraction liquide :

$$v_{bouchage} = \frac{\partial g_L}{\partial t} \qquad (4.9)$$

Les formes des profils verticaux de la vitesse de bouchage prédits par le modèle et par SOLID sont similaires : la vitesse de bouchage varie avec la cote et passe par un maximum (Figure 4.13). L'interprétation de l'existence de ce maximum est la suivante. A l'échelle d'un volume élémentaire, la fraction liquide diminue car le flux de chlorure de lithium qui sort du volume est supérieur au flux qui y entre. Le flux de chlorure de lithium dépend des valeurs locales de la composition et de la vitesse verticale du liquide. Or le gradient vertical de la concentration en chlorure de lithium diminue avec la cote, tandis que le gradient vertical de la vitesse verticale augmente avec la cote. Il existe donc une cote où le gradient du produit des deux grandeurs est maximal. A cette cote, la vitesse de bouchage y est maximale.

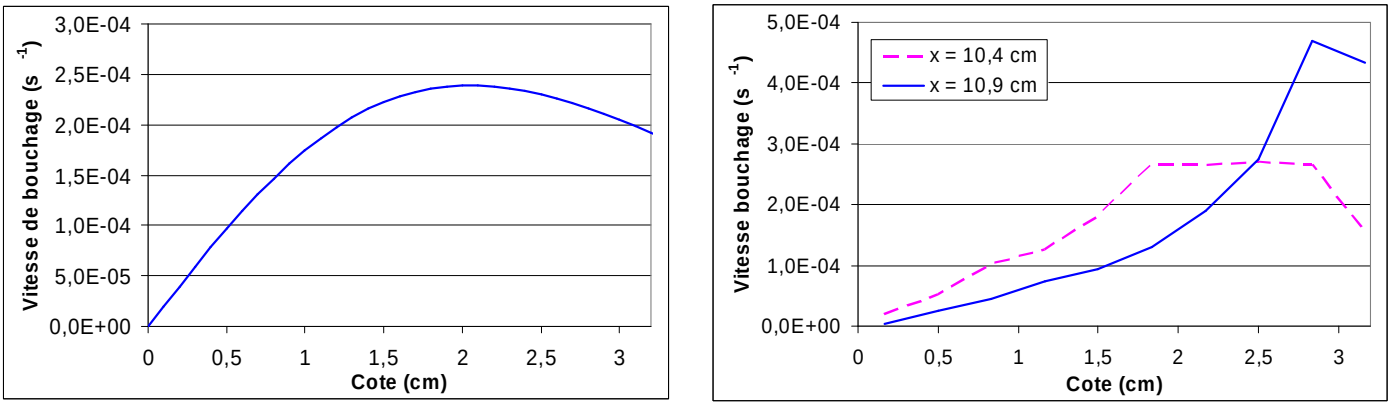


Figure 4.13 : Profils verticaux de la vitesse de bouchage dans la zone poreuse calculés avec le modèle (à gauche) et avec SOLID (à droite) au temps t = 1600 s

A présent, penchons-nous sur les valeurs de la vitesse de bouchage. Les valeurs de la vitesse de bouchage calculées avec le modèle et avec SOLID à la cote z = 1,8 cm et au temps t = 1600 s sont représentées sur la Figure 4.14. Le résultat est surprenant le modèle surestime la vitesse de bouchage d'un facteur compris entre 1 et 2,5 alors qu'on s'attendrait à ce qu'il surestime d'un facteur 5 les valeurs de SOLID. En effet, dans le modèle, la vitesse de bouchage se calcule par la formule suivante :

$$v_{bouchage} = \frac{j_V^{ZP}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}} \frac{\partial T_{ZP}}{\partial z} \qquad (4.10)$$

T_{Fus}^{BaCl2} est la température de fusion de $BaCl_2$

T_{FB} est la température de fusion du béton

Comme le modèle surestime la vitesse du liquide dans la zone poreuse d'un facteur 5 et calcule correctement le gradient de température, alors il devrait surestimer la vitesse de bouchage d'un facteur 5. L'explication vient d'une hypothèse simplificatrice que nous avons du faire pour obtenir l'équation 4.10. Sans cette approximation, la vitesse de bouchage s'écrirait :

$$v_{bouchage} = \frac{j_V^{ZP}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{ZP}} \frac{\partial T_{ZP}}{\partial z} \qquad (4.11)$$

A la cote z = 1,8 cm, la température de la zone poreuse est d'environ 720 °C. En faisant cette hypothèse simplificatrice, le modèle conduit à sous-estimer la vitesse de bouchage d'un facteur : $\frac{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{ZP}} \approx 2$.

Ainsi, le modèle surestime la vitesse du liquide dans la zone poreuse d'un facteur 5 et surestime l'écart de température au dénominateur de l'équation 4.11 d'un facteur 2, donc il surestime la vitesse de bouchage d'un facteur 2,5, ce qui est cohérent avec les valeurs calculées par SOLID (Figure 4.14).

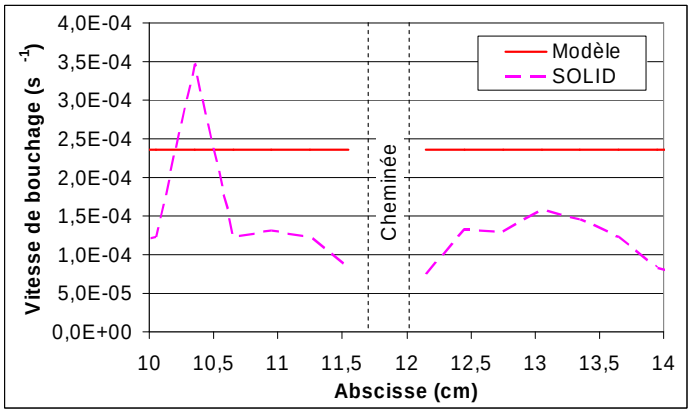


Figure 4.14 : Comparaison des vitesses de bouchage de la zone poreuse calculées avec le modèle et avec SOLID à la cote z = 1,8 cm et à l'instant t = 1600 s

4.2.9. Evolution temporelle des grandeurs

Jusqu'à présent, la comparaison des résultats du modèle et de SOLID s'est limitée à l'instant initial du calcul avec le modèle. Il serait intéressant de comparer l'évolution temporelle des grandeurs que nous venons d'étudier (vitesse, température, composition). Cette étude est complexe car les grandeurs sont extrêmement couplées : la vitesse de bouchage entraîne une diminution de la perméabilité et de la vitesse du liquide, qui se répercute sur la température dans la zone poreuse. Par conséquent, la composition du liquide dans la zone poreuse évolue, de même que celle dans la cheminée. La variation de composition a un impact sur la vitesse du liquide et par suite sur la vitesse de bouchage… Cette étude permettrait alors d'évaluer la

capacité du modèle à prédire, par une approche simplifiée du bouchage, l'évolution temporelle de l'ensemble des grandeurs du milieu interfacial.

4.2.10. Conclusion

Cette partie a été consacrée à la comparaison des résultats du modèle et d'une simulation numérique avec le logiciel SOLID. Afin de se conformer à la configuration et aux contraintes du logiciel, une version simplifiée du modèle a été employée, caractérisée par une géométrie 2D plan et par l'absence d'un écoulement de béton fondu. La comparaison des résultats a mené aux conclusions suivantes :

- Le modèle surestime la vitesse d'un facteur 5 environ, imputable à une forte sensibilité de la vitesse à l'écart de composition du liquide entre la zone poreuse et la cheminée, et à la loi de masse volumique utilisée. De plus, nous avons noté que la vitesse est sensible à la valeur initiale de la fraction liquide.
- Le modèle surestime la température dans la cheminée, d'environ 150 °C. Cela est dû au fait que dans le modèle, on néglige le flux conductif horizontal de chaleur entre la zone poreuse et les cheminées.
- Le modèle calcule correctement la température dans la zone poreuse, et par conséquent, la composition du liquide dans la zone poreuse.
- Dans la cheminée, la composition du liquide est correctement prédite ; cela s'explique par le fait que la diffusion horizontale de soluté entre la zone poreuse et les cheminées est négligeable.
- Le modèle recalcule correctement le profil vertical de la vitesse de bouchage. En particulier, il prédit l'existence d'un maximum, qui est confirmée par SOLID. Les valeurs de la vitesse de bouchage sont comparables à celles de SOLID, mais il ne faut pas oublier que ce résultat cache deux approximations qui se compensent : une surestimation de la vitesse du liquide qui est compensée par une sous-estimation de la valeur de la température intervenant dans le calcul de la vitesse de bouchage.
- Le modèle ne prend pas en compte le mélange induit par le bain sur le haut des cheminées, qui se répercute sur la composition du liquide.

Pour compléter cette étude, il serait utile, d'une part, de comparer l'évolution temporelle des grandeurs que prédisent le modèle et SOLID, et d'autre part, d'étudier si l'inertie thermique est négligeable, comme on le suppose dans le modèle.

La surestimation de la vitesse du liquide et de l'écart de température entre la zone poreuse et la cheminée a un impact sur la distribution du flux de chaleur transféré à travers le milieu interfacial. Cet aspect sera abordé lors de l'application du modèle aux essais ARTEMIS.

4.3. Etude de sensibilité du coefficient de transfert de chaleur aux données d'entrée

Le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial dépend de plusieurs grandeurs :

- Valeur initiale de la fraction liquide
- Epaisseur du milieu interfacial
- Température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial
- Diamètre des grains solides de la zone poreuse,
- Diamètre des cheminées

- Distance entre cheminées

Les deux premières grandeurs sont des conditions initiales tandis que la troisième grandeur est une condition aux limites : ce sont des données d'entrée du modèle qui peuvent être choisies arbitrairement. En revanche, les trois dernières grandeurs ne peuvent pas être imposées arbitrairement et sont liées par les contraintes d'optimisation de la résistance hydrodynamique de la zone poreuse et des cheminées. Au chapitre précédent, nous avons expliqué comment les valeurs de ces grandeurs ont été sélectionnées, mais il est intéressant d'évaluer l'impact d'une variation de ces paramètres sur les résultats du modèle :

- D'après l'analyse des images MEB de la croûte post-mortem, le diamètre moyen des grains est de 300 microns, mais on a trouvé des grains dont le diamètre varie entre 200 et 600 microns.

- Nous nous sommes appuyés sur les mesures de Hellawell et al. (1993) pour le choix du diamètre des cheminées car leur étude est la plus vaste. Cette étude montrait que le diamètre des cheminées est d'environ 1 mm : d_C = 1 mm. Les mêmes expérimentateurs avaient mesuré le diamètre des cheminées quelques années plus tôt (Sarrazin et Hellawell, 1988) et obtenu une plage de diamètres plus étendue, s'étalant entre 0,5 et 4 mm.

- Pour calculer la distance entre cheminées (notée d) nous avons utilisé la théorie constructale qui nous a permis d'établir la formule suivante (équation 3.3.133) :

$$d = D_C \left(1 + \sqrt{\frac{K_C}{K_{ZP}}} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.12)$$

  K_C et K_{ZP} sont respectivement la perméabilité des cheminées et de la zone poreuse.

  Sachant que $K_C \sim 10^{-8}$ m² et que $K_{ZP} \sim 10^{-11}$ m², on obtient que la distance entre cheminées est de l'ordre de 7 fois le diamètre des cheminées. Or les expériences de Hellawell et al. (1993) ont révélé que la distance entre cheminées vaut de 10 à 15 fois le diamètre des cheminées. Par ailleurs les calculs avec le logiciel SOLID ont conduit à une distance entre cheminées de l'ordre de 10 fois le diamètre des cheminées.

Dans la suite, on va étudier la sensibilité du coefficient de transfert de chaleur équivalent du milieu interfacial aux valeurs des trois grandeurs (diamètre des grains, diamètre de cheminées, distance entre cheminées). Pour toute l'étude, les valeurs de référence de ces trois paramètres sont :

- Diamètre des grains : $d_G = 3.10^{-4}$ m
- Diamètre des cheminées : $D_C = 1.10^{-3}$ m
- Distance entre cheminées : $d = 7D_C$

On note h_{MI}^{ref} la valeur du coefficient de transfert lorsque les trois grandeurs étudiées sont égales à leur valeur de référence.

4.3.1. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des cheminées

La variation relative du coefficient de transfert de chaleur en fonction du diamètre des cheminées est représentée sur la Figure 4.15. Le coefficient de transfert est peu sensible (+/- 5 % de variation) à la valeur du diamètre des cheminées, lorsque celui-ci varie dans la fourchette des valeurs jugées pertinentes. En voici l'explication. Nous avons montré au chapitre 3 (équation 3.3.131) que le débit maximal de liquide est donné par la formule suivante :

$$Q_{Max} = \frac{4}{15} \frac{K_C K_{ZP}}{\left(\sqrt{K_C} + \sqrt{K_{ZP}}\right)^2} \frac{\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}) S}{\mu_L} \qquad (4.13)$$

Or la perméabilité des cheminées est très grande devant celle de la zone poreuse, donc Q_{Max} se réécrit :

$$Q_{Max} \approx \frac{4}{15} \frac{K_{ZP} \rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}) S}{\mu_L} \qquad (4.14)$$

Ainsi le débit de liquide ne dépend quasiment pas de la perméabilité des cheminées, et donc du diamètre des cheminées. Cela explique pourquoi le coefficient de transfert de chaleur est très peu sensible à une variation de cette donnée d'entrée. En conclusion, il est suffisant pour nos besoins de s'en tenir à la valeur de référence du diamètre des cheminées.

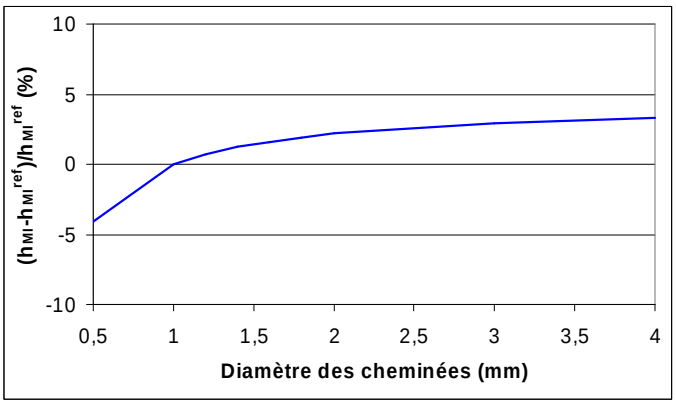


Figure 4.15 : Etude de la sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des cheminées

4.3.2. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des grains

La variation relative du coefficient de transfert de chaleur en fonction du diamètre des grains est représentée sur la Figure 4.16. Le coefficient de transfert est très sensible à la valeur du diamètre des grains. En effet, le diamètre des grains influe directement sur la perméabilité de la zone poreuse, qui contrôle le débit de liquide et donc le coefficient de transfert du milieu interfacial. Lorsque le diamètre des grains est doublé, la perméabilité de la zone poreuse est

quadruplée, donc en première approximation, le coefficient de transfert de chaleur est quadruplé, ce qui correspond à une variation relative de 300 %.
On en conclut que, pour améliorer la capacité prédictive du modèle, il serait nécessaire de savoir calculer le diamètre des grains.

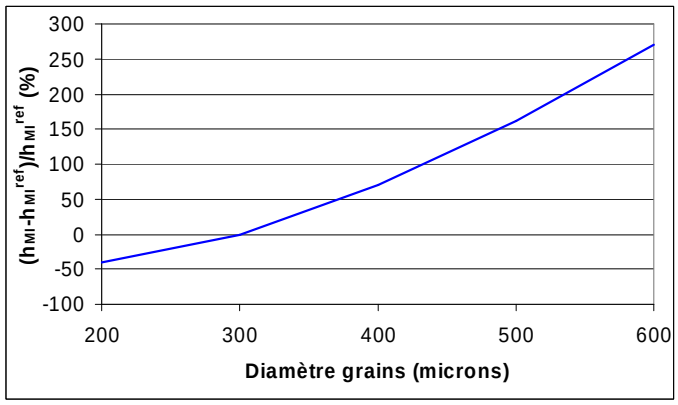


Figure 4.16 : Etude de la sensibilité du coefficient de transfert de chaleur au diamètre des grains

4.3.3. Sensibilité du coefficient de transfert de chaleur à la distance entre cheminées

La variation relative du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la distance entre cheminées est représentée sur la Figure 4.17. Le coefficient de transfert est peu sensible à la valeur de la distance entre cheminées. En effet, la densité surfacique de cheminées et la résistance hydraulique du milieu interfacial varient peu lorsque la distance entre cheminées varie sur la plage de valeurs considérées comme pertinentes, ce qui explique pourquoi le débit de liquide et le coefficient de transfert de chaleur y sont peu sensibles. En conclusion, il est suffisant pour nos besoins de s'en tenir à la valeur de référence de la distance entre cheminées.

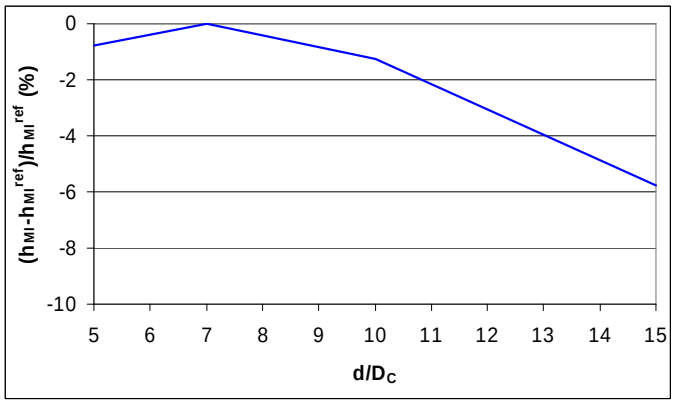


Figure 4.17 : Etude de la sensibilité du coefficient de transfert de chaleur à la distance entre cheminées

4.3.4. Conclusion de l'étude de sensibilité

L'étude de sensibilité a montré que le coefficient de transfert de chaleur à travers le milieu interfacial est très sensible à la valeur du diamètre des grains et peu sensible aux valeurs de la distance entre cheminées et du diamètre des cheminées. Par conséquent, il est suffisant pour nos besoins de conserver la valeur de 1 mm pour le diamètre des cheminées et d'utiliser la théorie constructale pour calculer la distance entre cheminées. On conserve aussi la valeur de référence du diamètre des grains ($d_G = 3.10^{-4}$ m) tout en notant qu'il serait nécessaire de savoir prédire le diamètre des grains afin d'améliorer la capacité de prédiction du modèle.

4.4. Application du modèle aux essais ARTEMIS

Cette partie est consacrée à une comparaison des prédictions du modèle aux résultats expérimentaux des essais ARTEMIS. On rappelle quelles sont les grandeurs accessibles par la mesure :

- Température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial, en un point.
- Epaisseur du milieu interfacial
- Flux de chaleur transféré à travers le milieu interfacial
- Gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial
- Structure du milieu interfacial au moyen des examens post-mortem

Parmi ces mesures, la température de l'interface et l'épaisseur du milieu interfacial sont des conditions aux limites du modèle. Il y a donc deux mesures que l'on peut vraiment exploiter afin de valider le modèle : le flux de chaleur transféré à travers le milieu interfacial et le gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial.
Pour pouvoir faire des calculs prédictifs avec le modèle, il faut connaître avec précision la valeur de la fraction liquide dans le milieu interfacial. Or on ne connaît que son ordre de grandeur. Il est donc nécessaire d'utiliser une des deux mesures exploitables pour la calculer. Comme il y a une forte incertitude sur la mesure du gradient de température, on utilise la mesure du flux de chaleur transféré à travers le milieu interfacial. Ainsi il est possible de calculer de manière prédictive le gradient de température. En revanche, le calcul du flux de chaleur est limité à une étude paramétrique, où l'on fait varier la fraction liquide.

Après avoir donné des explications sur le choix de la valeur des données d'entrée du modèle, on présentera les résultats de l'étude de la distribution du flux de chaleur en fonction de la fraction liquide dans le milieu interfacial. Puis on montrera que le modèle permet d'expliquer pourquoi le gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial est inférieur au gradient moyen de température. Enfin, on présentera les résultats de la comparaison des valeurs expérimentales et théoriques du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial.

4.4.1. Valeur des données d'entrée du modèle

Les calculs effectués dans cette partie avec le modèle reposent sur les valeurs des données d'entrée regroupées dans le Tableau 4.4. Voici comment les valeurs sont choisies :

- Instant initial du calcul avec le modèle (t_0) : la modélisation n'inclut pas l'étape de formation du milieu interfacial, c'est pourquoi l'instant initial du modèle correspond à l'instant où s'achève la formation du milieu interfacial (cf. chapitre 2, partie 2.2.2.1)

- Epaisseur du milieu interfacial à l'instant t_0 ($H_{MI}(t_0)$) : on utilise la valeur mesurée.

- Température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial à l'instant t_0 ($T_I(t_0)$) : on utilise la valeur mesurée.

- Valeur de la fraction liquide à l'instant t_0 ($g_L(t_0)$) : elle n'est pas connue. Pour la déterminer, on calcule le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial à partir des mesures du flux de chaleur transféré au béton et de la température de l'interface, puis on en déduit la valeur de la fraction liquide :

$$h_{MI}(g_L(t_0)) = \frac{\Phi_{Fus}(t_0)}{(T_I(t_0) - T_{FB}(t_0))S} \qquad (4.15)$$

  Remarque : la valeur de la fraction liquide ne sert que pour le calcul du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial

- Diamètre des grains (d_G) : la valeur correspond à la taille typique des grains mesurée sur les images MEB de la croûte post-mortem (cf. chapitre 2, partie 2.2.2.2).

- Diamètre des cheminées (D_C) : la valeur correspond à la taille typique des diamètres de cheminées mesurés dans les zone pâteuses (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.3.).

- Distance entre cheminées (d) : elle est calculée à l'aide la théorie constructale (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.4).

- Surface horizontale du béton (S) : sa valeur est une caractéristique du dispositif expérimental.

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Instant initial du calcul avec le modèle	t = 60 min	t = 78 min	t = 23 min
Température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial à l'instant t_0 (°C)	785	826	785
Epaisseur du milieu interfacial à l'instant t_0 (cm)	11	9	4
Valeur de la fraction liquide à l'instant t_0	0,27	0,28	0,30
Diamètre des grains	3.10^{-4} m		
Diamètre des cheminées	1.10^{-3} m		
Distance entre cheminées (mm)	6,2	6,0	6,2
Surface horizontale du béton	$6{,}4.10^{-2}$ m²		

Tableau 4.4 : Valeurs des données d'entrée du modèle pour les essais 3, 4 et 6

4.4.2. Distribution du flux de chaleur en fonction de la fraction liquide du milieu interfacial

Nous allons montrer qu'en faisant varier la valeur de la fraction liquide du milieu interfacial, le modèle permet de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur effectivement transféré au béton à travers le milieu interfacial dans les essais 3, 4 et 6. Ces valeurs sont regroupées dans le Tableau 4.5. Les données d'entrée du modèle utiles au calcul des flux de chaleur, autre que la fraction liquide, sont regroupées dans le Tableau 4.4.

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Flux transféré au béton (W)	350	550	480

Tableau 4.5 : Valeurs expérimentales du flux de chaleur transféré au béton dans les essais 3, 4 et 6

Supposons dans un premier temps que la fraction liquide dans le milieu interfacial est nulle. Dans ce cas, il n'y a pas de mouvement possible. Seule la conduction contribue au transfert de chaleur. Alors le modèle ne permet pas de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur transmis au béton, comme nous l'avons vu au chapitre 2 (Tableau 4.6).

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Flux transféré au béton (W)	120	170	315

Tableau 4.6 : Valeurs calculées avec le modèle du flux de chaleur transféré au béton lorsque la fraction liquide du milieu interfacial est nulle

Supposons à présent que la fraction liquide est de 0,3. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur que nous avons déduit des résultats des essais au chapitre 2. Dans ce cas, le milieu interfacial est le siège de mouvements de convection naturelle, et trois mécanismes contribuent au transfert de chaleur : la conduction, la convection et le dégagement de chaleur latente liée à la solidification. Alors le modèle permet de calculer des valeurs du flux de chaleur transmis au béton assez proches des valeurs expérimentales (Tableau 4.7). Nous avons choisi de montrer dans le Tableau 4.7 les valeurs des composantes du flux de chaleur à l'interface entre le bain et le milieu interfacial ($z = H_{MI}$), car c'est à cette cote que le flux conductif est minimal et que les deux autres composantes sont maximales.

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Flux de conduction en $z = H_{MI}$ (W)	2	3	93
Flux de convection en $z = H_{MI}$ (W)	323	428	323
Dégagement de chaleur latente en $z = H_{MI}$ (W)	106	141	106
Flux total transféré au béton (W)	431	572	522

Tableau 4.7 : Distribution du flux de chaleur calculée avec le modèle lorsque la fraction liquide du milieu interfacial vaut 0,3

La comparaison des résultats du modèle et de SOLID a révélé que le modèle pourrait surestime fortement l'écart de température entre la zone poreuse et les cheminées, ainsi que la vitesse du liquide dans le milieu interfacial. Par conséquent, le modèle surestime le flux de convectif de chaleur. Nous allons montrer que les mécanismes de conduction et de dégagement de chaleur latente sont suffisants pour permettre de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur transféré au béton.
Supposons pour cela que le flux convectif est nul, ce qui revient mathématiquement à considérer que la capacité calorifique du liquide est nulle. Dans ces conditions, seulement deux mécanismes contribuent au transfert de chaleur : le dégagement de chaleur latente et la conduction. En imposant une valeur de fraction liquide plus élevée, on augmente le débit de

liquide et la vitesse de bouchage, donc le dégagement de chaleur latente. Avec une valeur de 0,4, le modèle permet de calculer des valeurs du flux de chaleur transmis au béton assez proches des valeurs expérimentales (Tableau 4.8). Cette valeur de fraction liquide reste compatible avec l'ordre de grandeur déduit des résultats des essais (Tableau 2.6 au chapitre 2).

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Flux de conduction en z = H_{MI} (W)	5	10	126
Puissance associée à la solidification en z = H_{MI} (W)	328	434	328
Flux transféré au béton (W)	333	444	454

Tableau 4.8 : Distribution du flux de chaleur calculée avec le modèle lorsque la fraction liquide du milieu interfacial vaut 0,4 et la capacité calorifique du liquide est nulle

En conclusion, nous avons montré que le modèle permet de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur transféré au béton car trois mécanismes peuvent contribuent au transfert de chaleur : la conduction, la convection et le dégagement de chaleur latente. Si la fraction liquide est de 0,3, les trois mécanismes contribuent au transfert de chaleur. Si la fraction liquide est de 0,4, le dégagement de chaleur latente et la conduction sont suffisants pour transférer la chaleur. Dans les deux cas, la valeur de la fraction liquide est compatible avec l'ordre de grandeur déduit des résultats des essais au chapitre 2.

4.4.3. Gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial

Dans un premier temps, nous allons montrer que le modèle permet d'expliquer pourquoi, dans les essais ARTEMIS, le gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial est inférieur au gradient moyen de température. Puis nous comparerons les valeurs théoriques et expérimentales du gradient à l'interface entre le bain et le milieu interfacial pour les essais 3, 4 et 6.

En premier lieu, définissons le gradient moyen de température :

$$\overline{G} = \frac{T_I - T_{FB}}{H_{MI}} \qquad (4.16)$$

Les valeurs de T_I, H_{MI} et de $\overline{G}$ pour les essais 3, 4 et 6 sont regroupées dans le Tableau 4.9. Du fait de la convection, le profil vertical de température dans la zone poreuse n'est pas linéaire. A l'interface avec le béton, le gradient local de température est maximal et est supérieur au gradient moyen. En effet, le flux convectif et le dégagement de chaleur latente y sont faibles car la vitesse du liquide et la différence de température entre la zone poreuse et les cheminées sont faibles. C'est donc la conduction qui assure l'essentiel du transfert de chaleur. Lorsque la cote augmente, le flux convectif augmente car la vitesse du liquide et l'écart de température entre la zone poreuse et les cheminées augmentent. C'est pourquoi le flux conductif et le gradient de température diminuent.
A l'interface entre le milieu interfacial et le bain, le gradient de température est donc minimal et est nettement inférieur au gradient moyen.

Expérimentalement, on dispose de la mesure du gradient à l'interface entre le milieu interfacial et le bain pour les essais 3, 4 et 6, que l'on peut comparer au calcul du gradient moyen de température avec la formule (4.16) (Tableau 4.9). On constate que, comme le prédit le modèle, le gradient de température à l'interface entre le milieu interfacial et le bain est bien inférieur au gradient moyen.

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Epaisseur du milieu interfacial (m)	0,11	0,09	0,045
Température de l'interface bain – milieu interfacial (°C)	785	826	785
Gradient moyen (°C/m)	2480	3500	6400
Gradient à l'interface entre le bain et le milieu interfacial (°C/m)	~ 1000 (+/- 2000)	1700 (+/- 1900)	2600 (+/- 2200)

Tableau 4.9 : Comparaison du gradient moyen de température et du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial dans les essais 3, 4 et 6

A présent, on s'intéresse à la comparaison des valeurs expérimentales et théoriques du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial pour les essais 3, 4 et 6 (Tableau 4.10). Les valeurs des données d'entrée du modèle sont regroupées dans le Tableau 4.4. La comparaison est satisfaisante pour l'essai 6, mais l'est beaucoup moins pour les essais 3 et 4, où il existe un facteur 10 entre les valeurs théoriques et expérimentales. Cet écart est imputable au manque de précision sur la mesure du gradient puisque l'incertitude est de l'ordre de 2000 °C/m. Ainsi il est tout simplement impossible d'accéder à des valeurs très inférieures à 2000 °C/m, comme dans les essais 3 et 4.

	Essai 3	Essai 4	Essai 6
Modèle	100	80	2400
Expérience	~ 1000 (+/- 2000)	1700 (+/- 1900)	2600 (+/- 2200)

Tableau 4.10 : Comparaison modèle/expérience du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial pour les essais 3, 4 et 6

4.5. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons effectué une validation du nouveau modèle de transferts dans le milieu interfacial, basée sur une comparaison des prédictions du modèle aux résultats d'une simulation avec le logiciel SOLID et des essais ARTEMIS. La validation a été complétée par une étude de sensibilité du coefficient de transfert de chaleur aux valeurs des trois données d'entrée portant sur les caractéristiques intrinsèques du milieu interfacial.

Premièrement, nous avons comparé les résultats d'une simulation numérique avec le logiciel SOLID aux prédictions d'une version simplifiée du modèle, caractérisée par une géométrie 2D plane et par l'absence d'écoulement de béton fondu, afin de se conformer aux contraintes du logiciel. Il en est ressorti que le modèle surestime la vitesse d'un facteur 5 environ, imputable à une forte sensibilité de la vitesse à l'écart de composition du liquide entre la zone poreuse et la cheminée, et à la loi de masse volumique utilisée. De plus, le modèle surestime la température dans la cheminée, d'environ 150 °C. car le flux conductif horizontal de chaleur

entre la zone poreuse et les cheminées est négligé. En revanche, il calcule correctement la température dans la zone poreuse, ainsi que la composition du liquide dans la zone poreuse et dans la cheminée. Enfin, les valeurs de la vitesse de bouchage sont comparables à celles de SOLID, mais il ne faut pas oublier que ce bon résultat cache deux approximations qui se compensent. Pour compléter la validation du modèle, il serait utile, d'une part, de comparer l'évolution temporelle des grandeurs que prédisent le modèle et SOLID, et d'autre part, d'étudier si l'inertie thermique est négligeable, comme on le suppose dans le modèle.

Nous avons ensuite effectué une étude de sensibilité du coefficient de transfert de chaleur à la valeur de trois données d'entrée du modèle. Celle-ci a révélé que le coefficient de transfert de chaleur est très peu sensible aux valeurs du diamètre des cheminées et de la distance entre cheminées. Par conséquent, il est suffisant pour nos besoins de s'en tenir aux valeurs de référence de ces données. En revanche, le coefficient de transfert de chaleur est très sensible à la valeur du diamètre des grains. Il serait donc nécessaire de savoir prédire cette grandeur afin d'améliorer la capacité de prédiction du modèle.

Enfin nous avons comparé les résultats du modèle à ceux des essais ARTEMIS. Compte tenu du peu de mesures disponibles, la validation s'est limitée au calcul du flux de chaleur transféré à travers le milieu interfacial et du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial.
Premièrement, l'étude de la distribution du flux de chaleur en fonction de la valeur de la fraction liquide dans le milieu interfacial a montré que le modèle permet bien de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur transféré au béton dans les essais 3, 4 et 6 car trois mécanismes peuvent contribuer au transfert de chaleur : la conduction, la convection et le dégagement de chaleur latente. Nous avons montré que, même si le flux convectif de chaleur était négligeable, le modèle permettait de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur en faisant uniquement appel aux mécanismes de conduction et de dégagement de chaleur latente. Les valeurs de la fraction liquide conduisant à un calcul correct du flux de chaleur sont compatibles avec l'ordre de grandeur déduit des résultats des essais au chapitre 2.
Deuxièmement, le modèle permet d'expliquer pourquoi, dans les essais 3, 4 et 6, le gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial est inférieur au gradient moyen de température : ce résultat est directement lié à l'existence d'un mouvement de convection au sein du milieu interfacial.
Enfin, nous avons comparé les valeurs théoriques et expérimentales du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial. Cette comparaison est satisfaisante pour l'essai 6, mais ne l'est pas pour les essais 3 et 4 pour lesquels il existe un facteur 10 entre les valeurs théorique et expérimentale. L'écart est imputable au manque de précision associé à la mesure du gradient.

La validation du modèle par comparaison avec les résultats des essais ARTEMIS pourrait sembler partielle car nous n'avons pas évalué la modélisation du bouchage du milieu interfacial. Cet aspect sera abordé au chapitre suivant, qui est consacré au développement et à la validation d'une modélisation couplée du milieu interfacial et du bain. Nous verrons alors que la température du bain et la vitesse de fusion du béton ne peuvent pas être correctement prédites si l'on ne prend pas en compte le bouchage du milieu interfacial.

Chapitre 5 Modélisation couplée du bain et du milieu interfacial[5]

5.1. Introduction

L'analyse des essais effectuée au chapitre 2 a mis en évidence deux catégories d'essais. Dans la première catégorie, regroupant les essais 2 et 6, la température d'interface est égale à la température de liquidus du bain, conformément au modèle de ségrégation de phases. Dans la deuxième catégorie, regroupant les essais 3 et 4, la température d'interface est la température de fusion du béton et le transfert de chaleur est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. Suite à cette analyse, nous avons développé un nouveau modèle de transferts à travers le milieu interfacial permettant de calculer sa résistance thermique.

Le développement d'une modélisation couplée du bain et du milieu interfacial doit permettre de remplir trois objectifs. Premièrement, si l'on veut calculer la vitesse de fusion du béton, dont on rappelle que c'est l'objectif principal des modèles d'interaction corium – béton, il faut coupler le milieu interfacial et le bain. Deuxièmement, la validation du modèle de transferts à travers le milieu interfacial est partielle, puisque nous n'avons pu juger de la pertinence de la modélisation du bouchage. Nous verrons que le couplage du bain et du milieu interfacial permet d'exploiter des mesures expérimentales relatives au bain dans le but de tester la validité de la modélisation du bouchage. Enfin, le développement d'une modélisation couplée met en évidence des hypothèses sur le transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface avec le milieu interfacial, qui pourraient permettre d'expliquer la différence de comportement observée entre les essais 2 et 6 d'une part, 3 et 4 d'autre part.

Le plan du chapitre est le suivant. Dans un premier temps, on analysera la différence de comportement entre les essais 2-6 et 3-4, puis montrera qu'une modélisation fine des phénomènes de transfert à l'interface entre le bain et le milieu interfacial n'étant pas effectuée dans ce travail de thèse, il est nécessaire de simplifier le modèle en définissant deux cas limites. Puis on présentera la modélisation couplée du bain et du milieu interfacial, qui conduira au développement de deux modèles correspondant aux deux cas limites, respectivement intitulés modèle liquidus et modèle à épaisseur de milieu interfacial constante. La partie suivante sera consacrée à une analyse de tendances des deux modèles. Enfin, la dernière partie portera sur la validation des deux modèles sur la base des résultats des essais ARTEMIS.

5.2. Mise en évidence de l'effet du transfert de soluté sur la température de l'interface bain – milieu interfacial

Nous avons vu au chapitre 2 que la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial, et la température de liquidus du bain sont égales dans les essais 2 et 6, et qu'elles sont décorrélées dans les essais 3 et 4. Comment expliquer cette différence de comportement ?

[5] Il convient ici de remercier Jean-Marie Seiler qui est à l'origine des idées développées dans ce chapitre.

Nous allons montrer que la différence de comportement serait liée à l'intensité du transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface, qui elle-même doit varier significativement selon que le transfert est ou n'est pas contrôlé par le bullage du gaz.

A l'interface entre le bain et le milieu interfacial, la coexistence des phases liquide et solide entraîne que la température de l'interface est égale à la température de liquidus, pour la composition du liquide à l'interface. Comme du béton fondu rejoint le bain, alors la composition moyenne du bain évolue au cours du temps. A condition de connaître le débit de béton fondu rejoignant le bain, il est possible de connaître la composition moyenne du bain. La composition du liquide à l'interface dépend de l'intensité du transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface.

Envisageons deux cas de figure. Dans le premier cas, qui est celui du modèle de ségrégation de phases, on suppose que la composition du liquide à l'interface est égale à la composition moyenne du bain, ce qui revient à dire qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface. Par conséquent, la température de l'interface est égale à la température de liquidus, pour la composition moyenne du bain. C'est ce qu'on observe dans les essais 2 et 6.

Dans le deuxième cas, on considère l'hypothèse inverse, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface. Par conséquent, la composition du liquide à l'interface et la composition moyenne du bain sont complètement décorrélées. Il en est de même de la température de l'interface et de la température de liquidus du bain. C'est ce qu'on observe dans les essais 3 et 4. Ainsi la différence de comportement serait liée à l'intensité du transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface.

Les mécanismes principaux du transfert de soluté sont la convection induite par le bullage de gaz, la convection naturelle, la diffusion. Dans le cas des essais 2 et 6, nous pensons que le bullage du gaz serait le mécanisme prépondérant du transfert de soluté. Ce mécanisme vigoureux pourrait expliquer pourquoi les transferts sont si intenses. Dans le cas des essais 3 et 4, nous pensons que le bullage du gaz n'est pas responsable du transfert. En l'absence d'un tel mécanisme, le transfert serait très limité.

En conclusion, pour expliquer la différence de comportement entre les essais 2 et 6 d'une part, 3 et 4 d'autre part, il faut s'intéresser au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface. Cette différence serait liée au fait que, dans le cas des essais 2 et 6, ce transfert serait contrôlé par le bullage du gaz et donc très intense, tandis que dans le cas des essais 3 et 4, ce transfert ne serait pas contrôlé par le bullage du gaz, et donc très limité.

5.3. Simplification de la modélisation des transferts à l'interface entre le bain et le milieu interfacial par la définition de deux cas limites

La modélisation des transferts de chaleur et de soluté dans le bain à l'interface entre le bain et le milieu interfacial doit être revue pour prendre en compte le fait que les transferts ne sont pas toujours contrôlés par l'écoulement de gaz. Nous allons voir qu'il n'a pas été possible dans le cadre de ce travail de thèse de se lancer dans une modélisation fine des mécanismes de transfert, en l'absence ou en présence d'un bullage de gaz, car la phénoménologie est

complexe et mal comprise. Puis nous expliquerons comment le problème a été simplifié, par la définition de deux cas limites.

Pour illustrer notre propos sur les limites de la compréhension des mécanismes de transfert, intéressons nous au calcul du coefficient de transfert de chaleur dans le bain lorsque le transfert est contrôlé par le bullage du gaz. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées, dans le but d'établir des corrélations entre les nombres adimensionnels contrôlant les mécanismes physiques. Les corrélations les plus utilisées dans le contexte de l'interaction corium – béton ont été recensées récemment par Tourniaire (2006). Il ressort que les corrélations théoriques font appel à des mécanismes physiques très différents :

- Selon Konsetov (1966), les transferts reposent sur les mouvements de convection naturelle d'origine diphasique.
- Selon Deckwer (1980), les transferts sont dus à l'agitation du liquide à l'échelle de dissipation des structures turbulentes, sous l'effet du mouvement des bulles.

Les études expérimentales ne permettent pas de compenser le manque de compréhension des phénomènes physiques car elles aboutissent à des valeurs très dispersées du coefficient de transfert de chaleur lorsque le liquide n'est pas de l'eau. Ainsi dans les conditions des essais ARTEMIS, il existe un facteur 5 entre les résultats des deux corrélations les plus usitées :

- Kutateladze-Malenkov (1978) : $h_p = 800\ W.m^{-2}.K^{-1}$
- BALI (Bonnet, 1999) : $h_p = 4000\ W.m^{-2}.K^{-1}$

Nous venons d'illustrer le fait que les mécanismes de transfert de chaleur à l'interface entre le bain et le milieu interfacial ne sont pas bien compris lorsqu'ils sont contrôlés par l'écoulement de gaz.

Une modélisation fine des transferts n'étant pas réalisée dans le cadre de ce travail, nous avons donc choisi de simplifier la modélisation, en la restreignant à la description des deux cas limites suivants :

- Dans le premier cas limite, on suppose que les transferts sont contrôlés par l'écoulement de gaz, et que, compte tenu de leur forte intensité, il n'y a pas de résistance au transfert de soluté. La définition de ce cas est guidée par les résultats des essais 2 et 6 : dans ces essais, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est égale à la température de liquidus du bain.

- Dans le second cas limite, on suppose que les transferts ne sont pas contrôlés par l'écoulement de gaz et que compte tenu de leur faible intensité, il n'y a pas de transfert de soluté. La définition de ce cas est guidée par les résultats des essais 3 et 4 : dans ces essais, la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est décorrélée de la température de liquidus du bain.

5.4. Modélisation couplée du bain et du milieu interfacial

5.4.1. Introduction

Cette partie est consacrée au développement de la modélisation du bain, du milieu interfacial et de leur couplage. La modélisation présentée ci-après est une extension du modèle de ségrégation de phases, dont elle se démarque uniquement sur les aspects suivants.
D'une part, le milieu situé entre le bain et le béton n'est plus une croûte mais un milieu interfacial. La modélisation des transferts au sein du milieu interfacial a été développée au chapitre 3.
D'autre part, les transferts de chaleur et de soluté dans le bain à l'interface entre le bain et le milieu interfacial ne sont pas nécessairement contrôlés par l'écoulement de gaz. Ainsi, nous avons défini dans la partie précédente deux cas limites, qui vont chacun conduire au développement d'un modèle spécifique :

- Le premier est le modèle « **liquidus** » ; il correspond au cas où les transferts à l'interface *sont* contrôlés par l'écoulement de gaz.
- Le second est le modèle « **à épaisseur de milieu interfacial constante** » ; il correspond au cas où les transferts *ne sont pas* contrôlés par l'écoulement de gaz.

Le développement des deux modèles s'articule autour du plan suivant. Dans un premier temps, on décrit les hypothèses physiques sur lesquelles s'appuient les deux modèles, puis on met en place les équations.

5.4.2. Hypothèses physiques de modélisation

On distingue les hypothèses relatives à la modélisation du milieu interfacial, du bain, et de leur couplage.

<u>Hypothèses de modélisation du milieu interfacial</u>

Ces hypothèses sont communes au modèle liquidus et au modèle à épaisseur de milieu interfacial constante.

La modélisation des transferts de chaleur et de masse à travers le milieu interfacial a été effectuée au chapitre 3. On en rappelle ici les principales caractéristiques.

- La modélisation porte sur le régime quasi-permanent qui suit l'étape initiale de formation du milieu interfacial. Cette étape initiale n'est pas modélisée.
- Le milieu interfacial est un milieu poreux, traversé par des cheminées verticales. Au sein de la zone poreuse, les pores sont remplis de liquide à l'équilibre thermodynamique local avec la matrice solide.
- Le transfert de chaleur à travers le milieu interfacial a trois composantes : la conduction, la convection naturelle du liquide situé dans les pores et le dégagement de chaleur latente associé à la solidification de ce liquide.
- La convection naturelle du liquide situé dans les pores entraîne un bouchage progressif du milieu interfacial.
- Le béton fondu traverse le milieu interfacial et remonte par les cheminées.

- On suppose que le gaz remonte par des canaux privilégiés ou encore en périphérie du milieu interfacial.

On renvoie le lecteur au chapitre 3 pour une liste détaillée de toutes les hypothèses. On mentionne néanmoins deux hypothèses ayant un impact sur le développement des modèles dans ce chapitre :

5.1 Il n'y a pas de couche de béton fondu sous le milieu interfacial.

5.2 Le béton fondu et le gaz ne sont pas chauffés lors de leur traversée du milieu interfacial.

Hypothèses de modélisation du bain

Ces hypothèses sont communes au modèle liquidus et au modèle à épaisseur de milieu interfacial constante :

5.3 La température du bain est uniforme, sauf dans la couche limite thermique située à la frontière avec le milieu interfacial.

5.4 La composition du bain est uniforme.

5.5 Les débits massiques de gaz entrant et sortant du bain sont égaux.

5.6 Le gaz sort du bain à la température du bain.

5.7 On suppose que les capacités calorifiques du béton fondu et du corium liquide sont égales. On note cette capacité calorifique C_{PL}.

5.8 On néglige la variation de composition associée à l'écoulement de convection naturelle circulant entre le bain et le milieu interfacial.

Hypothèses de modélisation du couplage entre le bain et le milieu interfacial

En ce qui concerne le couplage entre le bain et le milieu interfacial, les hypothèses de modélisation sont différentes suivant le modèle considéré.

Modèle liquidus

Dans ce modèle, les transferts sont contrôlés par l'écoulement de gaz. On suppose alors que :

5.9 La résistance au transfert de soluté entre le milieu interfacial et le bain est nulle.

5.10 Le coefficient de transfert de chaleur dans le bain à l'interface avec le milieu interfacial peut être calculé par une corrélation de transfert de chaleur diphasique

5.11 On néglige les variations de masse, d'enthalpie et de composition du bain induites par la dissolution du milieu interfacial.

Au niveau des conditions d'interface avec le bain, ce cas rejoint le modèle de ségrégation de phases, pour lequel les mêmes hypothèses sont faites.

Modèle à épaisseur de milieu interfacial constante

Dans ce modèle, les transferts ne sont pas contrôlés par l'écoulement de gaz. On suppose alors que :

5.12 Le transfert de soluté est nul.

5.13 Le coefficient de transfert de chaleur dans le bain à l'interface avec le milieu est de l'ordre de 600 $W.m^{-2}.K^{-1}$.

Il n'existe pas de corrélation aisément exploitable permettant de calculer le coefficient de transfert de chaleur dans le bain lorsque les transferts sont contrôlés par les mouvements de convection naturelle. C'est pourquoi on impose cette valeur de 600 $W.m^{-2}.K^{-1}$ qui correspond à l'ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur mesuré expérimentalement dans les essais 3 et 4.

Hypothèses générales

Le développement des deux modèles repose sur quelques hypothèses générales qui leur sont communes :

5.14 La courbe de liquidus est approchée par une droite. La validité de cette approximation est examinée dans l'annexe 3.

5.15 Le mélange de $BaCl_2$ et de LiCl à l'état liquide est idéal, en ce qui concerne le calcul du volume et de l'enthalpie. Cela signifie que le volume du mélange (resp. l'enthalpie) est égal à la somme des volumes (resp. des enthalpies) des corps purs. Cette approximation est examinée dans l'annexe 3.

5.4.3. Les équations

La plupart des équations sont communes au modèle liquidus et au modèle à épaisseur de milieu interfacial constante. Lorsque ce n'est pas le cas, les équations spécifiques à chaque modèle sont clairement mises en évidence.

Bilans de conservation de la masse

Bain

La variation de masse du bain est uniquement liée à l'apport en béton fondu (hypothèses 5.5 et 5.11), donc le bilan de masse du bain s'écrit :

$$\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF} \qquad (5.1)$$

m_P est la masse du bain.
$\dot{m}_{BF}$ est le débit massique de béton fondu.

Bilans de conservation de la masse de soluté

Bain

Sachant que la composition du bain est uniforme (hypothèse 5.4) et que l'on néglige les variations de composition induites par l'écoulement de convection naturelle circulant entre le bain et le milieu interfacial (hypothèse 5.8) et par la dissolution du milieu interfacial (hypothèse 5.11), le bilan de conservation de la masse de soluté s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P w_{LiCl}^P) = w_{LiCl}^{BF} \dot{m}_{BF} \qquad (5.2)$$

w_{LiCl}^P est la fraction massique de LiCl dans le bain.
w_{LiCl}^{BF} est la fraction massique de LiCl du béton fondu.

Bilans de conservation de l'énergie

Bain

Sachant que la température du centre du bain est uniforme (hypothèse 5.3) et que l'on néglige la variation d'enthalpie du bain induite par la dissolution du milieu interfacial (hypothèse 5.11), le bilan de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P e_P) = P - P_{pertes} - \Phi_{Fus} + \dot{m}_G (e_G(T_{FB}) - e_G(T_P)) + \dot{m}_{BF} e_{BF}(T_{FB}) \qquad (5.3)$$

P est la puissance résiduelle.
P_{pertes} sont les pertes thermiques aux frontières du bain autres que celle avec le milieu interfacial.
$\dot{m}_G$ est le débit massique de gaz.
e_P est l'enthalpie du bain.
e_G est l'enthalpie du gaz.
e_{BF} est l'enthalpie du béton fondu.
T_{FB} est la température de fusion du béton.
T_P est la température du bain.

Φ_{Fus} est le flux de chaleur transféré en direction du béton :

$$\Phi_{Fus} = h_P (T_P - T_I) S \qquad (5.4)$$

h_P est le coefficient de transfert de chaleur dans le bain à l'interface avec le milieu interfacial.
T_I est la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial.
S est la surface du béton.

Il faut noter que le coefficient de transfert de chaleur inclut le flux d'enthalpies induit par le mouvement de convection naturelle dans le bain. Il n'y a donc pas lieu d'ajouter, dans le bilan d'énergie du bain, les termes de flux d'enthalpies associés à l'écoulement entrant dans la zone poreuse et sortant des cheminées du milieu interfacial.

On note que, compte tenu de l'hypothèse 5.2, la température d'entrée du béton fondu et du gaz dans le bain est la température de fusion du béton.

Le terme du membre de gauche de l'équation (5.3) se réécrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P e_P) = m_P \frac{de_P}{dt} + \frac{dm_P}{dt} e_P = m_P \frac{de_P}{dt} + \dot{m}_{BF} e_P \qquad (5.5)$$

La deuxième égalité provient de l'utilisation du bilan de masse du bain (équation 5.1).

L'équation (5.3) devient :

$$\underbrace{m_P \frac{de_P}{dt}}_{(a)} = P - P_{pertes} - \Phi_{Fus} + \underbrace{\dot{m}_G (e_G(T_{FB}) - e_G(T_P)) + \dot{m}_{BF} (e_{BF}(T_{FB}) - e_P(T_P))}_{(b)} \qquad (5.6)$$

On a supposé que le mélange de $BaCl_2$ et de LiCl à l'état liquide est idéal (hypothèse 5.15) et que les capacités calorifiques du corium liquide et du béton fondu sont égales (hypothèse 5.7). Par conséquent, les enthalpies du bain et du béton fondu s'écrivent respectivement :

$$e_P(w^P_{LiCl}, T_P) = C_{PL}(T_P - T_{ref}) + w^P_{LiCl}(e^L_{LiCl}(T_{ref}) - e^L_{BaCl2}(T_{ref})) + e^L_{BaCl2}(T_{ref}) \qquad (5.7)$$

$$e_{BF}(w^{BF}_{LiCl}, T_{FB}) = C_{PL}(T_{FB} - T_{ref}) + w^{BF}_{LiCl}(e^L_{LiCl}(T_{ref}) - e^L_{BaCl2}(T_{ref})) + e^L_{BaCl2}(T_{ref}) \qquad (5.8)$$

$e^L_{BaCl2}(T_{ref})$ et $e^L_{LiCl}(T_{ref})$ sont l'enthalpie de $BaCl_2$ à l'état liquide et de LiCl à l'état liquide à une température de référence.

Le terme (a) se réécrit :

$$m_P \frac{de_P}{dt} = m_P \left[C_{PL} \frac{dT_P}{dt} + \frac{dw^P_{LiCl}}{dt} \left(e^L_{LiCl}(T_{ref}) - e^L_{BaCl2}(T_{ref}) \right) \right] \qquad (5.9)$$

Couplée aux bilans de conservation de la masse et de la masse de soluté du bain, l'équation (5.9) se réécrit :

$$m_P \frac{de_P}{dt} = m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} + \dot{m}_{BF} (w^{BF}_{LiCl} - w^P_{LiCl})(e^L_{LiCl}(T_{ref}) - e^L_{BaCl2}(T_{ref})) \qquad (5.10)$$

L'enthalpie du gaz s'écrit :

$$e_G(T) = C_{PG}(T - T_{ref}) + e_G(T_{ref}) \qquad (5.11)$$

C_{PG} est la capacité calorifique du gaz.

$e_G(T_{ref})$ est l'enthalpie du gaz à la température de référence.

Après remplacement des enthalpies par leur expression en fonction de la température (équations 5.7 et 5.8), le terme (b) devient :

$$\dot{m}_{BF}(e_{BF} - e_P) = \dot{m}_{BF}\left(C_{PL}(T_{FB} - T_P) + (w^{BF}_{LiCl} - w^{P}_{LiCl})(e^{L}_{LiCl}(T_{ref}) - e^{L}_{BaCl2}(T_{ref}))\right) \quad (5.12)$$

Finalement, l'équation (5.6) devient :

$$m_P C_{PL}\frac{dT_P}{dt} = P - P_{pertes} - \Phi_{Fus} - \dot{m}_G C_{PG}(T_P - T_{FB}) - \dot{m}_{BF} C_{PL}(T_P - T_{FB}) \quad (5.13)$$

<u>Milieu interfacial</u>

Les sept équations suivantes permettent de calculer le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial, noté h_{MI} :

$$\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^{S}_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\left(1 - \frac{S^{T}_{C}}{S}\right)}{h_{MI}} = \tanh^2\left[\sqrt{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^{S}_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\frac{H^2_{MI} h_{MI}}{\lambda^2_{eq}\left(1 - \frac{S^{T}_{C}}{S}\right)}}\right] \quad (5.14)$$

ρ_{L0} est la masse volumique de $BaCl_2$ à l'état liquide à sa température de fusion.

C^{S}_{PBaCl2} est la capacité calorifique de $BaCl_2$ à l'état solide.

L^{BaCl2}_{Fus} est la chaleur latente de fusion de $BaCl_2$.

T^{BaCl2}_{Fus} est la température de fusion de $BaCl_2$.

m_L est la valeur absolue de la pente de la courbe de liquidus.

S^{T}_{C} est la surface totale des cheminées.

λ_{eq} est conductivité thermique équivalente du milieu interfacial.

H_{MI} est l'épaisseur du milieu interfacial.

j_0 est une vitesse de référence de l'écoulement dans le milieu interfacial :

$$j_0 = \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C}{\mu_L} \quad (5.15)$$

K_{MI} est la perméabilité du milieu interfacial.

g est la constante de gravité.
β_C est le coefficient d'expansion volumique d'origine solutale.
μ_L est la viscosité dynamique du liquide.

L_0 est une longueur de référence du milieu interfacial :

$$L_0 = \left[\frac{\lambda_{eq}^2 \left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)}{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \left(C_{PBaCl2}^S + \frac{L_{Fus}^{BaCl2}}{T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB}} \right) h_{MI}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.16)$$

La perméabilité du milieu interfacial résulte de la mise parallèle des perméabilités de la zone poreuse et des cheminées :

$$\frac{1}{K_{MI}} = \frac{1}{K_{ZP}} + \frac{1}{K_C}\left(\frac{S}{S_C^T} - 1\right) \quad (5.17)$$

K_{ZP} est la perméabilité de la zone poreuse :

$$K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1 - g_L)^2} \quad (5.18)$$

g_L est la valeur locale de la fraction liquide dans le milieu interfacial.
d_G est le diamètre des grains du milieu interfacial.

K_C est la perméabilité des cheminées :

$$K_C = \frac{R_C^2}{8} \quad (5.19)$$

R_C est le rayon des cheminées.

Enfin l'équation permettant de calculer l'évolution temporelle de la fraction liquide s'écrit :

$$\frac{\partial g_L}{\partial t} = -\frac{1}{\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)^2} \frac{j_0 L_0 h_{MI}^2}{\lambda_{eq}^2} \frac{(T_I - T_{FB})^2}{m_L (T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB})} \frac{\tanh(\frac{z}{L_0})}{\cosh^2(\frac{z}{L_0})} \quad (5.20)$$

Conditions de raccordement à l'interface entre le bain et le milieu interfacial

Les équations qui suivent sont les équations du couplage entre le bain et le milieu interfacial.

- Equilibre thermodynamique

$$T_I = T_{Liq}(w^I_{LiCl}) \qquad (5.21)$$

w^I_{LiCl} est la fraction massique de LiCl à l'interface entre le bain et le milieu interfacial.

- Conservation de l'énergie

Sachant que la puissance associée à la dissolution du milieu interfacial est négligée (hypothèse 5.11), l'équation de conservation de l'énergie se réduit à l'égalité des flux de chaleur à l'interface :

$$\Phi_{Fus} = h_{MI}(T_I - T_{FB})S \qquad (5.22)$$

Les deux conditions de raccordement qui suivent dépendent de la phénoménologie des transferts à l'interface. Elles sont différentes en fonction du modèle que l'on considère (modèle à épaisseur de milieu interfacial constante ou modèle liquidus).

- Transfert de soluté dans le bain à l'interface entre le bain et le milieu interfacial

<u>Modèle liquidus</u>

En l'absence de résistance au transfert de soluté (hypothèse 5.9), la composition du bain à l'interface est égale à celle au centre du bain :

$$w^I_{LiCl} = w^P_{LiCl} \qquad (5.23)$$

<u>Modèle à épaisseur de milieu interfacial constante</u>

En l'absence de transfert de soluté (hypothèse 5.12), l'épaisseur du milieu interfacial reste constante :

$$\frac{dH_{MI}}{dt} = 0 \qquad (5.24)$$

- Transfert de chaleur dans le bain à l'interface entre le bain et le milieu interfacial

<u>Modèle liquidus</u>

Le transfert de chaleur est contrôlé par le bullage du gaz ; le coefficient de transfert de chaleur peut alors être calculé avec l'une des deux corrélations suivantes (hypothèse 5.10) :

- Corrélation de Deckwer (1980) : $St = 0{,}1(Re\,Fr\,Pr_L^2)^{-0,25}$

(5.25)

- Corrélation de BALI (Bonnet, 1999) : $Nu_A = 19(Re\,Fr)^{0,146}\,Pr_L^{-0,22}$

Les nombres adimensionnels intervenant dans ces corrélations sont les suivants :

Nombre de Stanton : $St = \frac{h_P}{\rho_L j_G C_{PL}}$ (5.26)

j_G est la vitesse superficielle du gaz.

Nombre de Prandtl du liquide : $Pr_L = \frac{\mu_L C_{PL}}{\lambda_L}$ (5.27)

Nombre de Reynolds x Nombre de Froude : $Re\,Fr = \frac{\rho_L j_G^3}{g\mu_L}$ (5.28)

Nombre de Nusselt : $Nu_A = \frac{h_P A}{\lambda_L}$ (5.29)

A est la longueur de Laplace, définie par :

$$A = \sqrt{\frac{\sigma_{L/G}}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (5.30)$$

Modèle à épaisseur de milieu interfacial constante

Le transfert de chaleur n'est pas contrôlé par le bullage du gaz, donc on ne peut pas utiliser les corrélations applicables pour le modèle liquidus. Compte tenu de l'hypothèse 5.13 :

$h_P = 600\ W.m^{-2}.K^{-1}$ (5.31)

Conditions de raccordement à l'interface entre le milieu interfacial et le béton

- Conservation de l'énergie

$$\Phi_{Fus} = \dot{m}_{BF}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty})) \quad (5.32)$$

$L_{Fus}^{Béton}$ est la chaleur latente de fusion du béton.
C_{PBS} est la capacité calorifique du béton à l'état solide.

5.4.4. Résolution du problème

Le problème comporte seize inconnues :

Bain :

- m_P
- T_P
- w_{LiCl}^P
- h_P

Milieu interfacial :

- H_{MI}
- h_{MI}
- j_0
- g_L
- L_0
- K_{ZP}
- K_{MI}
- K_C

Interfaces :

- T_I
- w_{LiCl}^I
- $\dot{m}_{BF}$
- Φ_{Fus}

Le problème comporte seize équations :

Bain :

- $$\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF} \qquad (5.33)$$
- $$\frac{d}{dt}(m_P w_{LiCl}^P) = w_{LiCl}^{BF}\dot{m}_{BF} \qquad (5.34)$$
- $$m_P C_{PL}\frac{dT_P}{dt} = P - P_{pertes} - \Phi_{Fus} - \dot{m}_G C_{PG}(T_P - T_{FB}) - \dot{m}_{BF} C_{PL}(T_P - T_{FB}) \qquad (5.35)$$
- $$\Phi_{Fus} = h_P (T_P - T_I)S \qquad (5.36)$$
- Calcul de h_P : corrélation de Deckwer ou de BALI (modèle liquidus) *ou* $h_P = 600$ $W.m^{-2}.K^{-1}$ (modèle à épaisseur de milieu interfacial constante) (5.37)

Milieu interfacial :

- $$\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\left(1 - \frac{S^T_C}{S}\right)}{h_{MI}}$$

$$= \tanh^2\left[\sqrt{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\frac{H^2_{MI} h_{MI}}{\lambda^2_{eq}\left(1 - \frac{S^T_C}{S}\right)}}\right] \quad (5.38)$$

- $$j_0 = \frac{4}{15}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C}{\mu_L} \quad (5.39)$$

- $$L_0 = \left[\frac{\lambda^2_{eq}\left(1 - \frac{S^T_C}{S}\right)}{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)h_{MI}}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.40)$$

- $$\frac{1}{K_{MI}} = \frac{1}{K_{ZP}} + \frac{1}{K_C}\left(\frac{S}{S^T_C} - 1\right) \quad (5.41)$$

- $$K_{ZP} = \frac{d^2_G}{180}\frac{(g_L)^3}{(1 - g_L)^2} \quad (5.42)$$

- $$K_C = \frac{R^2_C}{8} \quad (5.43)$$

- $$\frac{\partial g_L}{\partial t} = -\frac{1}{\left(1 - \frac{S^T_C}{S}\right)^2}\frac{j_0 L_0 h^2_{MI}}{\lambda^2_{eq}}\frac{(T_I - T_{FB})^2}{m_L (T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB})}\frac{\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right)}{\cosh^2\left(\frac{z}{L_0}\right)} \quad (5.44)$$

Interfaces :

- $$T_I = T_{Liq}(w^I_{LiCl}) \quad (5.45)$$

- $$\Phi_{Fus} = h_{MI}(T_I - T_{FB})S \quad (5.46)$$

- $w_{LiCl}^{I} = w_{LiCl}^{P}$ (modèle liquidus) *ou* $\frac{dH_{MI}}{dt} = 0$ (modèle à épaisseur de milieu interfacial constante) (5.47)

- $\Phi_{Fus} = \dot{m}_{BF}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))$ (5.48)

Le problème comporte douze données d'entrée :

<u>Bain :</u>

- Puissance résiduelle : P
- Pertes thermiques aux frontières du bain : P_{Pertes}
- Température initiale du bain : $T_P(t = 0)$
- Masse initiale du bain : $m_P(t = 0)$
- Composition initiale du bain : $w_{LiCl}^{P}(t = 0)$
- Débit massique de gaz : $\dot{m}_G$

<u>Milieu interfacial :</u>

- Valeur initiale de la fraction liquide : $g_L(t = 0)$
- Epaisseur initiale du milieu interfacial : $H_{MI}(t = 0)$ (uniquement pour le modèle épaisseur de milieu interfacial constante)
- Diamètre des grains : d_G
- Rayon des cheminées : R_C
- Surface totale des cheminées : S_C^T

<u>Béton :</u>

- Surface totale du béton : S

5.5. Analyse de tendances des deux modèles

La partie précédente a été consacrée au développement mathématique de deux modèles, le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante et le modèle liquidus, dont la différence porte sur l'intensité des transferts de soluté et de chaleur à l'interface entre le bain et le milieu interfacial. Pour le premier modèle, on considère que le transfert de soluté est nul, ce qui entraîne que son épaisseur est constante. Pour le second, on considère qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté, ce qui est à l'origine d'une dissolution progressive du milieu interfacial. Dans cette partie, nous analysons sous un angle plus physique les tendances décrites par les deux modèles, portant sur l'évolution temporelle de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton.
Au fil de cette partie, nous serons amenés à effectuer des applications numériques s'appuyant sur les propriétés physiques des sels d'ARTEMIS, regroupées dans le Tableau 5.1, et sur des grandeurs caractéristiques des essais, rassemblées dans le Tableau 5.2 et le Tableau 5.3.

λ_{eq} $W.m^{-1}.K^{-1}$	m_L °C/% masse LiCl	T_{Fus}^{BaCl2} °C	T_{FB} °C	$L_{Fus}^{Béton}$ $J.kg^{-1}$	C_{PBS} $J.kg^{-1}.K^{-1}$	T_{BS}^{∞} °C	C_{PG} $J.kg^{-1}.K^{-1}$	C_{PL} $J.kg^{-1}.K^{-1}$
0,8	1216	962	512	$2,6.10^5$	700	400	500	520

Tableau 5.1 : Propriétés physiques des matériaux utilisés dans ARTEMIS

m_P (kg)	$\dot{m}_G$ (kg/s)	H_{MI} (m)	d_G (m)	R_C (m)	S_C^T (m²)	P (W)	S (m²)	g_L
40	$6,4.10^{-4}$	0,1	3.10^{-4}	5.10^{-4}	$1,7.10^{-3}$	10^3	$6,4.10^{-2}$	0,3

Tableau 5.2 : Valeurs typiques des essais ARTEMIS des grandeurs utiles au calcul des temps caractéristiques

j_0 (m/s)	L_0 (m)	h_{MI} ($W.m^{-2}.K^{-1}$)
$9,1.10^{-5}$	$2,9.10^{-2}$	27

Tableau 5.3 : Valeurs des grandeurs relatives à la modélisation du milieu interfacial

5.5.1. Modèle à épaisseur de milieu interfacial constante

Nous allons tout d'abord montrer que l'évolution temporelle du système, telle que la prédit le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante, est régulée par deux constantes de temps : un temps caractéristique d'établissement d'un régime permanent thermique et un temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial. Puis nous expliquerons comment évoluent dans le temps la température du bain et la vitesse de fusion du béton lorsqu'on fait varier le temps caractéristique de bouchage.

En premier lieu, étudions l'évolution du système à épaisseur du milieu interfacial constante en l'absence de bouchage du milieu interfacial. Dans ces conditions, le milieu interfacial

représente une résistance thermique constante. Alors la température du bain se stabilise à partir du moment où la puissance libérée dans le bain devient égale, pour ce niveau stabilisé de température, à la somme du flux de chaleur transféré au béton et de la puissance nécessaire à l'échauffement du béton fondu de la température de fusion à la température du bain. Le système a alors atteint un régime permanent thermique tel que les températures du bain, de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et le flux transmis au béton sont constants en fonction du temps. La composition et la masse du bain continuent d'évoluer, à vitesse constante.

On peut aisément déterminer les expressions des températures du bain, de l'interface et de la vitesse de fusion lorsqu'elles ont atteint un régime permanent. Pour obtenir l'expression de la température, on part du bilan d'énergie du bain (équation 5.35), dans lequel on annule le terme transitoire et on réécrit le débit de béton en fonction du flux de chaleur transféré au béton (équation 5.48). On introduit le coefficient de transfert de chaleur équivalent du bain et du milieu interfacial, noté h_{eq} :

$$\frac{1}{h_{eq}} = \frac{1}{h_P} + \frac{1}{h_{MI}} \tag{5.49}$$

Après quelques transformations, on obtient une équation polynomiale dont l'inconnue est la température en régime permanent, notée T_P^{RP} :

$$P - P_{pertes} = h_{eq}(T_P^{RP} - T_{FB})S\left(1 + \frac{C_{PL}(T_P^{RP} - T_{FB})}{L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty})} + \frac{\dot{m}_G C_{PG}}{h_{eq}S}\right) \tag{5.50}$$

Après résolution de l'équation (5.50), on obtient :

$$T_P^{RP} - T_{FB} =$$

$$\frac{(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{2C_{PL}}\left[-\left(1 + \frac{\dot{m}_G C_{PG}}{h_{eq}S}\right) + \sqrt{\left(1 + \frac{\dot{m}_G C_{PG}}{h_{eq}S}\right)^2 + \frac{4C_{PL}P}{h_{eq}S(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}}\right] \tag{5.51}$$

Les expressions de la température d'interface et de la vitesse de fusion en régime permanent s'obtiennent à partir des équations (5.36) et (5.46) :

$$T_I^{RP} = \frac{h_P T_P^{RP} + h_{MI} T_{FB}}{h_P + h_{MI}} \tag{5.52}$$

$$\Phi_{Fus}^{RP} = h_P(T_P^{RP} - T_I^{RP})S \tag{5.53}$$

Exprimons le temps caractéristique d'établissement du régime permanent thermique. Pour cela, on réécrit l'équation (5.35) en fonction de T_P^{RP}. Après quelques transformations, il vient :

$$m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} = h_{eq} S \left[1 + \frac{\dot{m}_G C_{PG}}{h_{eq} S} + \frac{2 C_{PL} (T_P^{RP} - T_{FB})}{L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS} (T_{FB} - T_{BS}^{\infty})} \right] (T_P^{RP} - T_P) \qquad (5.54)$$

On définit alors le temps caractéristique d'établissement du régime permanent, noté τ_{th}, par la relation suivante :

$$\frac{dT_P}{dt} = -\frac{(T_P - T_P^{RP})}{\tau_{th}} \qquad (5.55)$$

Finalement on obtient l'expression de τ_{th} :

$$\tau_{th} = \frac{m_P C_{PL}}{h_{eq} S \sqrt{\left(1 + \frac{\dot{m}_G C_{PG}}{h_{eq} S} \right)^2 + \frac{4 C_{PL} P}{h_{eq} S (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS} (T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}}} \qquad (5.56)$$

En utilisant les données regroupées dans le Tableau 5.1, le Tableau 5.2 et le Tableau 5.3, on estime que le temps caractéristique d'établissement du régime permanent est de l'ordre de 7.10^3 s.

A présent, étudions l'évolution temporelle du système en prenant en compte le bouchage du milieu interfacial. Elle est caractérisée par deux constantes de temps : le temps caractéristique d'établissement thermique du bain τ_{th} et un temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, noté $\tau_{bouchage}$. Ce dernier peut être défini à partir de l'équation d'évolution de la fraction liquide dans le milieu interfacial (équation 5.44) :

$$\frac{\partial g_L}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_{bouchage}} \qquad (5.57)$$

Soit :

$$\tau_{bouchage} = \frac{\lambda_{eq}^2}{j_0 L_0 h_{MI}^2} \frac{m_L (T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB})}{(T_I - T_{FB})^2} \left(1 - \frac{S_C^T}{S} \right)^2 \frac{\cosh^2\left(\frac{z}{L_0} \right)}{\tanh\left(\frac{z}{L_0} \right)} \qquad (5.58)$$

Les notations intervenant dans cette expression ont été définies dans la partie 5.3.3.

La valeur du temps de bouchage est très sensible à la cote z à laquelle il est calculé. On constate sur la Figure 5.1 obtenue à partir des données typiques des essais ARTEMIS (Tableau 5.1, Tableau 5.2 et Tableau 5.3), qu'il peut varier jusqu'à un facteur 100 entre la cote où il est minimal (z ~ 2 cm) et le haut du milieu interfacial (z = 10 cm). Afin d'évaluer l'effet du bouchage sur l'évolution temporelle de la température du bain et de la vitesse de fusion, on effectue donc une étude paramétrique en faisant varier le temps de bouchage. Le

temps caractéristique d'établissement thermique reste égal à la valeur que nous avons calculée précédemment, c'est-à-dire 7.10^3 s (115 min).

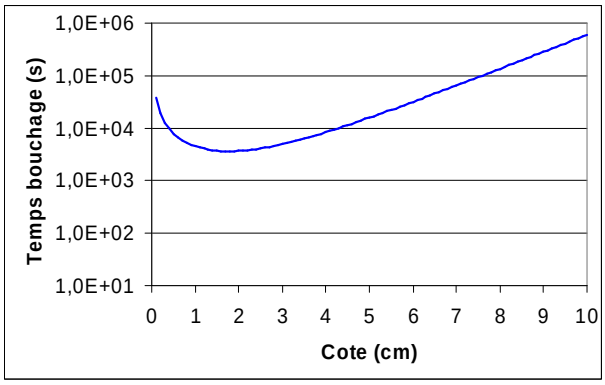


Figure 5.1 : Evolution de la valeur du temps de bouchage en fonction de la cote à laquelle il est calculé

Les résultats des calculs de l'évolution temporelle de la température du bain et de la vitesse de fusion lorsqu'on fait varier le temps de bouchage sont représentés sur la Figure 5.2. L'étude paramétrique révèle que plus le temps de bouchage est grand par rapport au temps d'établissement thermique, plus le système évolue vers le régime permanent thermique. Lorsqu'on diminue le temps de bouchage, les résultats s'écartent du régime permanent de la façon suivante : la température du bain croît, tandis que la vitesse de fusion chute. Enfin, plus le temps de bouchage est petit, plus le système s'écarte rapidement du régime permanent.

L'interprétation physique de ces évolutions est la suivante. Dans ce modèle, le flux de chaleur transféré au béton est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. Cette dernière augmente sous l'effet du bouchage, ce qui provoque une diminution du flux de chaleur transféré au béton et de la vitesse de fusion. La chaleur qui n'est plus transférée au béton est alors stockée dans le bain et induit une élévation de la température.

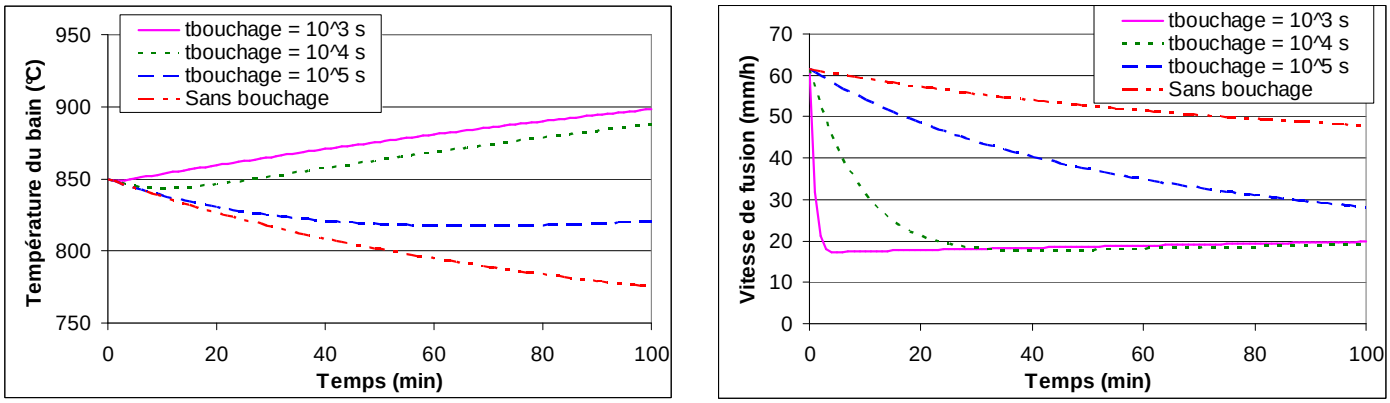


Figure 5.2 : Calculs de l'évolution temporelle de la température du bain (à gauche) et de la vitesse de fusion du béton (à droite) avec le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante pour différentes valeurs du temps de bouchage

On note que lorsque le temps de bouchage est égal à 10^3 ou 10^4 s, la vitesse de fusion tend rapidement vers un régime permanent, caractérisé par une valeur plus basse que celle du régime permanent thermique. En effet, comme le temps de bouchage est court, le milieu interfacial se bouche complètement, et devient une croûte compacte à travers laquelle les

transferts de chaleur se font uniquement par conduction. Comme la résistance thermique du milieu interfacial est constante, alors le flux de chaleur transféré au béton et la vitesse de fusion le sont aussi. La température du bain augmente très rapidement, car le flux de chaleur transféré au béton est faible par rapport à la puissance libérée dans le bain.

On remarque sur les courbes d'évolution de la vitesse de fusion ou de la température du bain (Figure 5.2) que l'effet du bouchage se fait sentir au bout de quelques minutes, alors que les temps caractéristiques de bouchage varient entre 10^3 et 10^5 s, c'est-à-dire entre 15 et 1500 minutes. En voici l'explication. En première approximation, la vitesse de fusion du béton, ou le flux de chaleur transféré au béton, sont proportionnels à la vitesse de circulation du liquide dans le milieu interfacial. Cette dernière est reliée à la fraction liquide par la loi de perméabilité de Carman – Kozeny, dont on rappelle l'expression :

$$K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180} \frac{(g_L)^3}{(1-g_L)^2} \qquad (5.59)$$

d_G est le diamètre des grains

g_L est la fraction liquide

Pour des faibles valeurs de la fraction liquide, la loi de perméabilité est proportionnelle au cube de la fraction liquide. Une faible variation de la fraction liquide a alors une forte répercussion sur la vitesse du liquide et par extension sur la vitesse de fusion.

Pour le vérifier, recalculons la variation de la vitesse de fusion entre l'instant initial et l'instant $t_1 = \frac{\tau_{bouchage}}{100}$. On choisit $\tau_{bouchage} = 10^5$ s, donc $t_1 = 10^3$ s = 17 min.

D'après la Figure 5.2, le rapport des vitesses de fusion vaut : $\frac{v_{FB}(t_1)}{v_{FB}(t=0)} = \frac{50}{62} = 0{,}81$

A l'instant t_1, la fraction liquide à la valeur suivante :

$$g_L(t_1) = g_L(t=0) - \frac{t_1}{\tau_{bouchage}} = 0{,}3 - 0{,}01 = 0{,}29$$

Si l'on suppose que la vitesse de fusion du béton est proportionnelle à la vitesse du liquide dans le milieu interfacial, donc à la perméabilité, alors le rapport des vitesses de fusion du béton s'écrit :

$$\frac{v_{FB}(t_1)}{v_{FB}(t=0)} = \frac{(g_L(t_1))^3}{(1-g_L(t_1))^2} \frac{(1-g_L(t=0))^2}{(g_L(t=0))^3} = \left(\frac{0{,}29}{0{,}3}\right)^3 \left(\frac{0{,}7}{0{,}71}\right)^2 = 0{,}88$$

On retrouve donc l'ordre de grandeur du rapport des vitesses de fusion déduit de la Figure 5.2. Ainsi une variation de 1 % de la fraction liquide entraîne une diminution de 13 % de la vitesse du liquide et, en première approximation, de la vitesse de fusion du béton. Le temps caractéristique de variation de la vitesse de fusion est donc beaucoup plus court que le temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, ce qui explique que l'effet du bouchage soit visible dès les premières minutes.

5.5.2. Modèle liquidus

Si l'on compare le modèle liquidus et le modèle de ségrégation de phases, alors on constate qu'ils ne différent que sur la nature du milieu situé à la frontière avec le béton : un milieu poreux pour le premier, une croûte compacte pour le second. Concernant la prédiction de l'évolution temporelle de la vitesse de fusion du béton et de la température du bain, nous allons voir que les deux modèles conduisent aux mêmes résultats.
En effet, ils ont en commun l'hypothèse suivante : il n'y a pas de résistance au transfert de soluté dans le bain entre le centre du bain et l'interface. Cette hypothèse entraîne que la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est égale à la température de liquidus du bain. On montre alors (cf. annexe 8) que le flux de chaleur transféré au béton tend rapidement vers un régime permanent et prend une valeur donnée par la formule suivante :

$$\Phi_{Fus}^{RP} = \frac{h_P S\left(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}\left(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}\right)\right)}{2C_{PL}}\left(-1+\sqrt{1+\frac{4C_{PL}P}{h_P S\left(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}\left(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}\right)\right)}}\right) \qquad (5.60)$$

La vitesse de fusion prend l'expression suivante :

$$v_{FB}^{RP} = \frac{h_P}{2\rho_{BS}C_{PL}}\left(-1+\sqrt{1+\frac{4C_{PL}P}{h_P S\left(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}\left(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}\right)\right)}}\right) \qquad (5.61)$$

La température du bain est reliée à la température de l'interface avec le milieu interfacial par la formule :

$$T_P = T_I + \frac{\Phi_{Fus}^{RP}}{h_P S} \qquad (5.62)$$

La température de l'interface, égale à la température de liquidus du bain, diminue en continu. Alors la température du bain suit la même évolution.

Ainsi, il ressort que la vitesse de fusion du béton, la température de l'interface avec le milieu interfacial et la température du bain ne dépendent que des grandeurs relatives au bain et au béton et sont indépendantes des caractéristiques du milieu situé à la frontière entre le bain et le béton[6]. Par conséquent, le modèle liquidus et le modèle de ségrégation de phase conduisent aux mêmes prédictions de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton.

Le milieu situé à la frontière avec le béton doit s'adapter en continu pour que le flux de chaleur en provenance du bain soit transféré au béton. Cette adaptation passe par une évolution de son épaisseur, qui dépend cette fois-ci de la nature du milieu. Les deux modèles se distinguent donc sur leur prédiction de l'évolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial. Nous n'entrerons pas dans une description plus détaillée de l'évolution temporelle du milieu interfacial pour une raison très simple : comme nous le verrons dans la partie

[6] A condition de supposer que la composition du bain ne dépend pas de la masse de solide accumulée au sein du milieu interfacial ou de la croûte. Cette hypothèse est généralement vérifiée car la masse de solide est faible devant la masse totale du bain.

suivante, il n'existe pas de résultats expérimentaux relatifs à l'évolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial, permettant de valider le modèle liquidus.

5.5.3. Conclusion

Cette partie a été consacrée à une description des tendances prédites par les deux modèles développés dans ce chapitre.
Dans le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante, le flux de chaleur transféré au béton est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. L'évolution temporelle du système est alors régie par deux constantes de temps : le temps caractéristique d'établissement thermique du bain et le temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, qui peut varier d'un facteur 100 suivant la cote à laquelle il est calculé. En l'absence de bouchage, le système tend vers un régime permanent thermique. Si l'on prend en compte le bouchage, le système s'écarte du régime permanent, d'autant plus rapidement que le temps caractéristique de bouchage est petit. Le bouchage entraîne une augmentation de la résistance thermique du milieu interfacial, ce qui provoque une diminution du flux de chaleur transféré au béton et une élévation de la température du bain.
Le modèle liquidus partage avec le modèle de ségrégation de phases une hypothèse dont le rôle est central : il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface avec le milieu interfacial. En conséquence, les deux modèles prédisent les mêmes évolutions temporelles de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton. Cette dernière tend rapidement vers un régime permanent, tandis que la température du bain diminue en continu car elle suit l'évolution de la température de liquidus du bain. Le modèle liquidus et le modèle de ségrégation de phases se démarquent sur la prédiction de l'évolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial.

5.6. Application des modèles aux essais ARTEMIS

On effectue dans cette partie une comparaison des résultats expérimentaux des essais ARTEMIS aux prédictions du modèle à épaisseur de milieu interfacial constante et du modèle liquidus.

5.6.1. Application du modèle à épaisseur de milieu interfacial constante

5.6.1.1. Valeur des données d'entrée du modèle

Les valeurs des données d'entrée du modèle pour les essais 3 et 4 sont rassemblées dans le Tableau 5.4. Voici comment les valeurs sont choisies :

- Instant initial du calcul avec le modèle (t_0) : la modélisation n'inclut pas l'étape de formation du milieu interfacial, c'est pourquoi l'instant initial du modèle correspond à l'instant où s'achève la formation du milieu interfacial.

- Puissance injectée (P) : sa valeur est un paramètre de chaque essai (cf. chapitre 2, partie 2.1.4).

- Pertes thermiques (P_{Pertes}) : elles sont estimées en évaluant le flux de chaleur échangé par rayonnement entre le bain et le couvercle ou les parois latérales du dispositif expérimental :

$$P_{Pertes} \sim \sigma(T_P^4 - T_\infty^4)S \qquad (5.63)$$

  σ est la constante de Stefan-Boltzmann
  T_∞ est la température du couvercle ou des parois latérales

- Température du bain à l'instant t_0 ($T_P(t_0)$) : on utilise la valeur mesurée.

- Masse du bain à l'instant t_0 ($m_P(t_0)$) : on utilise la valeur déterminée par la méthode d'exploitation des résultats d'essais (cf. annexe 4 pour une explication de la méthode).

- Composition du bain à l'instant t_0 ($w_{LiCl}^P(t_0)$) : la composition du bain est connue aux instants où des prélèvements ont été effectués. Si l'instant initial correspond à un prélèvement, on utilise la valeur mesurée. Sinon, on réalise une interpolation linéaire par rapport aux mesures de composition sur les prélèvements les plus proches en temps.

- Débit massique de gaz ($\dot{m}_G$) : sa valeur est connue pour chaque essai (cf. chapitre 2, partie 2.1.4.).

- Diamètre des grains (d_G) : la valeur correspond à la taille typique des grains mesurée sur les images MEB de la croûte post-mortem (cf. chapitre 2, partie 2.2.2.2).

- Diamètre des cheminées (D_C) : la valeur correspond à la taille typique des diamètres de cheminées mesurés dans les zone pâteuses (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.3.).

- Valeur de la fraction liquide à l'instant t_0 ($g_L(t_0)$) : elle n'est pas connue. Pour la déterminer, on calcule le coefficient de transfert de chaleur du milieu interfacial à partir des mesures du flux de chaleur transféré au béton et de la température d'interface, puis on en déduit la valeur de la fraction liquide :

$$h_{MI}(g_L(t_0)) = \frac{\Phi_{Fus}(t_0)}{S.(T_I(t_0) - T_{FB}(t_0))} \qquad (5.64)$$

- Epaisseur du milieu interfacial à l'instant t_0 ($H_{MI}(t_0)$) : on impose la valeur mesurée

- Distance entre cheminées (d) : elle est calculée à l'aide la théorie constructale (cf. chapitre 3, partie 3.3.7.4).

- Surface horizontale du béton (S) : sa valeur est une caractéristique du dispositif expérimental.

Essai	3	4
Instant initial du calcul avec le modèle	t = 60 min	t = 75 min
Bain		
Puissance injectée (W)	900	1400
Pertes thermiques (% de P)	39	40
Température du bain à l'instant t_0 (°C)	849	838
Masse du bain à l'instant t_0 (kg)	24,6	33,4
Composition du bain à l'instant t_0 (%)	7,2	9,3
Débit massique de gaz (kg/s)	$3{,}2.10^{-4}$	$6{,}4.10^{-4}$
Milieu interfacial		
Diamètre des grains (m)	$3.\ 10^{-4}$	
Diamètre des cheminées (m)	1.10^{-3}	
Valeur de la fraction liquide à l'instant t_0	0,27	0,28
Epaisseur du milieu interfacial à l'instant t_0 (m)	0,11	0,09
Distance entre cheminées (mm)	6,4	6,2
Béton		
Surface horizontale du béton (m^2)	$6{,}4.10^{-2}$	

Tableau 5.4 : Valeurs des données d'entrée du modèle à épaisseur de milieu interfacial constante pour les essais 3 et 4

5.6.1.2. Valeurs du temps de bouchage du milieu interfacial

En ce qui concerne le bouchage du milieu interfacial, on fait varier le temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, défini par l'équation (5.58), comme un paramètre. Pour

obtenir les bornes de la plage de variation de ce paramètre, on trace l'évolution du temps de bouchage en fonction de la cote pour les essais 3 et 4 (Figure 5.3).

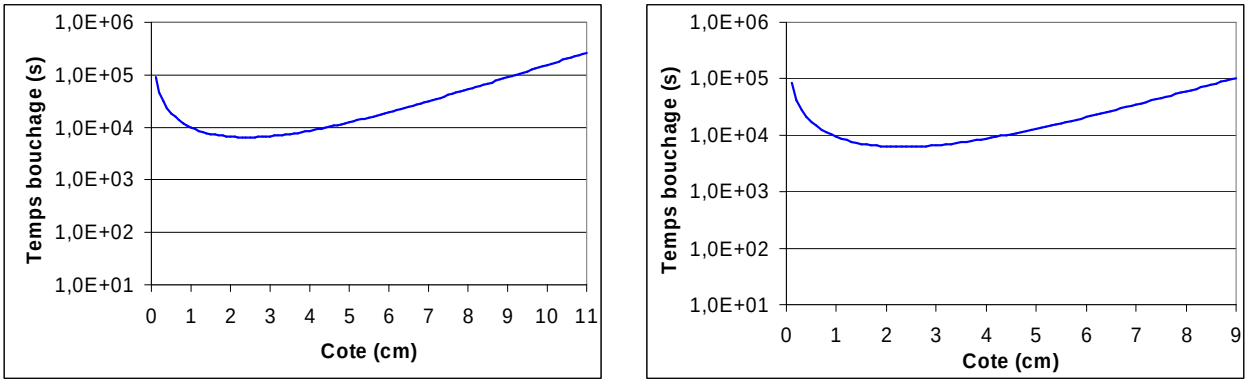


Figure 5.3 : Evolution du temps de bouchage en fonction de la cote à laquelle il est calculé pour l'essai 3 (à gauche) et l'essai 4 (à droite)

5.6.1.3. Calcul de la température du bain

Les résultats du calcul de la température du bain avec le modèle pour les essais 3 et 4 sont représentés sur la Figure 5.4. Pour les deux essais, les tendances sont similaires :

- En l'absence de bouchage, la température du bain tend vers un régime permanent. Dans ce cas, on constate que le modèle sous-estime les valeurs expérimentales.
- Lorsque le temps de bouchage est minimal, le modèle surestime la température du bain. En effet, le bouchage entraîne une diminution rapide du flux de chaleur transféré au béton. Une forte part de la puissance libérée dans le bain y est stockée et provoque une élévation rapide de la température.
- Il existe une valeur du temps caractéristique de bouchage qui permet de retrouver les évolutions expérimentales de la température dans les deux essais. Dans ce cas, le bouchage entraîne une diminution lente du flux de chaleur transféré au béton et une augmentation lente de la température du bain. Cette valeur du temps caractéristique est de l'ordre de 10^5 s pour les deux essais.

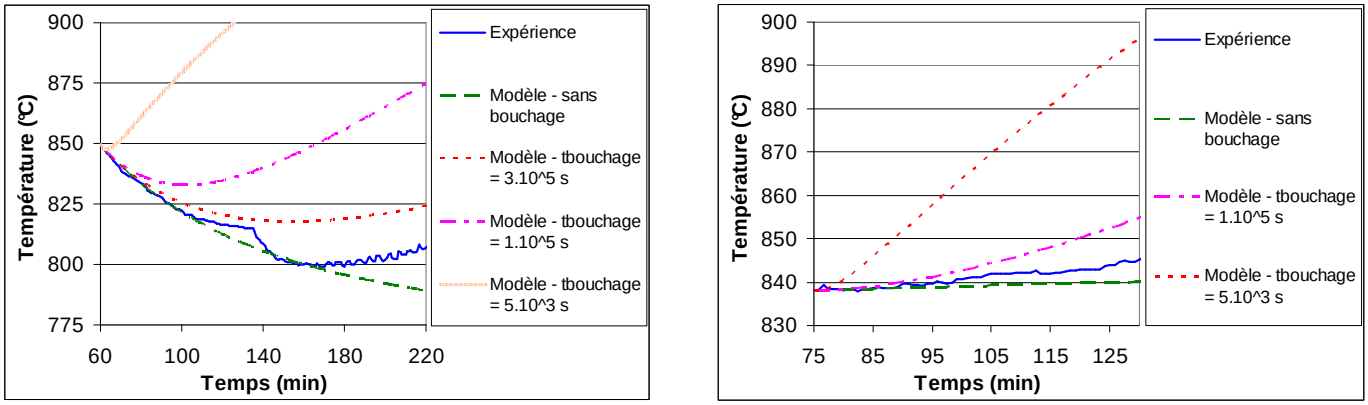


Figure 5.4 : Calcul de la température du bain avec le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante pour l'essai 3 (à gauche) et l'essai 4 (à droite)

5.6.1.4. Calcul de la vitesse de fusion du béton

Les résultats du calcul de la vitesse de fusion du béton avec le modèle pour les essais 3 et 4 sont représentés sur la Figure 5.5. Les tendances sont les suivantes :

- En l'absence de bouchage, la vitesse de fusion tend vers un régime permanent. Le modèle surestime la vitesse de fusion, ce qui est cohérent avec le fait qu'il sous-estime la température du bain.
- Lorsque le temps de bouchage est minimal, le modèle sous-estime la vitesse de fusion car une forte part de la puissance est stockée dans le bain et entraîne l'élévation de température.
- Pour une valeur du temps de bouchage de l'ordre de 10^5 s, le modèle permet alors de retrouver l'évolution expérimentale de la vitesse de fusion.

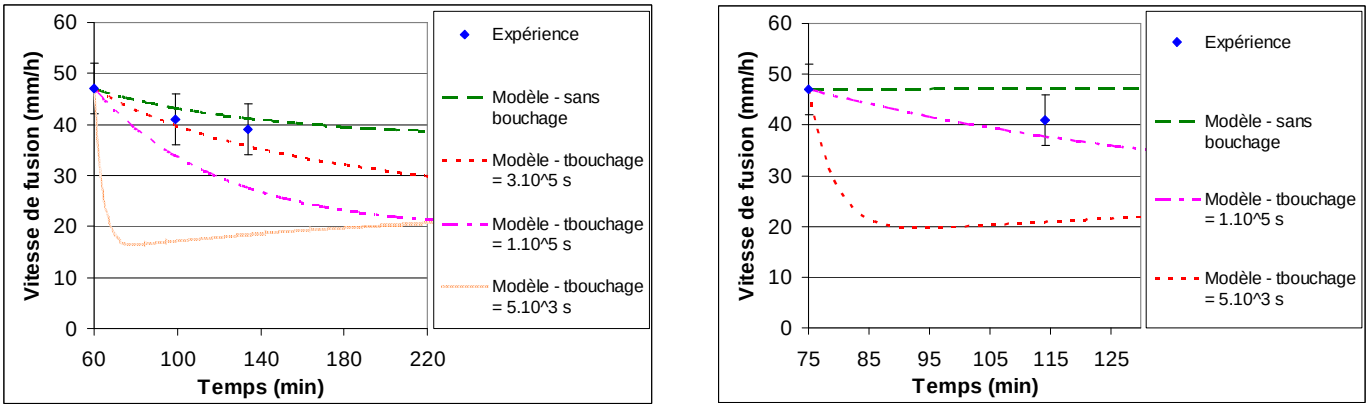


Figure 5.5 : Calcul de la vitesse de fusion du béton avec le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante pour l'essai 3 (à gauche) et l'essai 4 (à droite)

On aurait pu s'attendre à ce que l'évolution temporelle du système soit contrôlée par le temps de bouchage le plus court, mais ce n'est pas le cas. En effet, il faut garder à l'esprit que le temps réel de bouchage complet est sans doute beaucoup plus long que la valeur minimale calculée à l'instant initial du modèle, car le fort couplage entre les différentes grandeurs du milieu interfacial (vitesse de bouchage, vitesse du liquide, température, composition, …) a tendance à ralentir le bouchage et donc à augmenter le temps réel de bouchage.

En conclusion, le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante permet d'interpréter l'évolution de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton observée dans les essais 3 et 4. Pour une valeur du temps caractéristique de bouchage de l'ordre de 10^5 s, il permet de recalculer correctement les valeurs expérimentales des deux grandeurs pour les essais 3 et 4. Cependant, le modèle ne permet pas d'interpréter précisément cette valeur.

Il faut noter que ces résultats vont dans le sens des calculs effectués par Michel et Cranga (2009), qui ont réussi à recalculer, avec le logiciel MEDICIS, l'évolution temporelle de la température du bain et de la vitesse de fusion pour les essais 3 et 4 en supposant que le milieu situé à la frontière avec le béton est la résistance thermique qui contrôle le flux de chaleur transféré au béton.

5.6.2. Application du modèle liquidus

Comme nous l'avons montré dans la partie sur l'analyse de tendances des modèles, le modèle liquidus et le modèle de ségrégation de phases prédisent la même évolution pour la température du bain et la vitesse de fusion du béton. On a représenté l'évolution expérimentale de la température du bain dans les essais 2 et 6 sur la Figure 5.6. On observe que la température du bain suit bien l'évolution de la température de liquidus du bain.

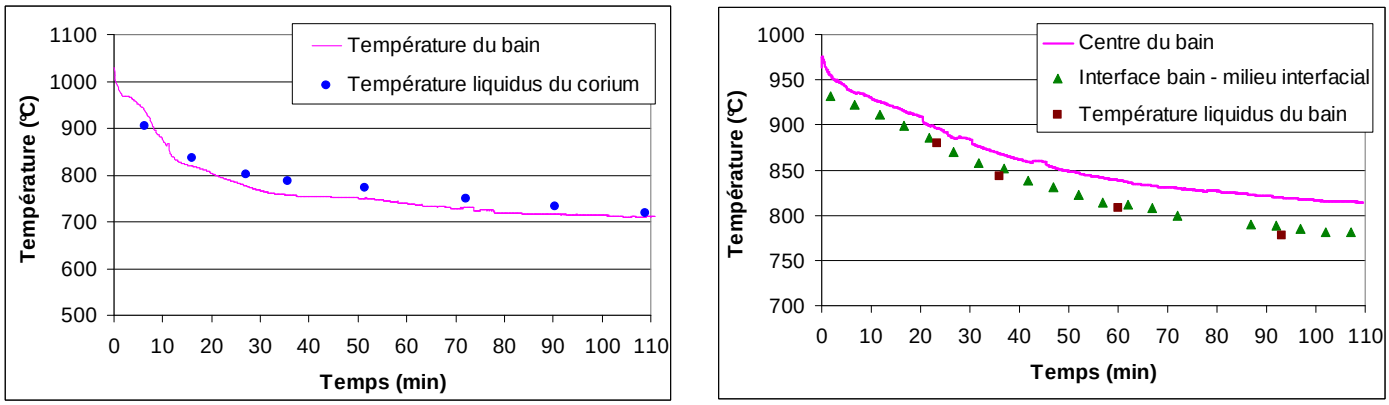


Figure 5.6 : Evolution expérimentale de la température du bain dans l'essai 2 (à gauche) et l'essai 6 (à droite)

Pour compléter la validation du modèle liquidus, il faudrait pouvoir comparer les évolutions théorique et expérimentale de l'épaisseur du milieu interfacial. Malheureusement, cela n'est pas possible pour ces deux essais car nous avons aussi vu au chapitre 2 que l'épaisseur du milieu interfacial n'est pas connue avec précision à cause d'un problème technique avec la sonde mobile.

En conclusion, la validation du modèle liquidus n'est que partielle : il prédit correctement l'évolution de la température du bain et de la vitesse de fusion des essais 2 et 6, mais on ne peut pas savoir s'il prédit correctement l'évolution de l'épaisseur du milieu interfacial.

5.7. Conclusion

Ce chapitre a été consacré au développement et à la validation d'une modélisation couplée du bain et du milieu interfacial.

Premièrement, nous avons simplifié la modélisation en définissant deux cas limites, conduisant chacun au développement d'un modèle :

- Dans le **modèle liquidus**, on suppose que les transferts sont contrôlés par le bullage du gaz, qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface et que le coefficient de transfert de chaleur peut être calculé avec les corrélations de Deckwer (1980) ou de BALI (Bonnet, 1999). Ce modèle est une extension du modèle de ségrégation de phases.
- Dans le **modèle à épaisseur de milieu interfacial constante**, on suppose que les transferts ne sont pas contrôlés par le bullage du gaz, qu'il n'y a pas de transfert de soluté et que le coefficient de transfert de chaleur est égal à 600 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Cette valeur correspond à la moyenne des valeurs mesurées dans les essais 3 et 4.

Nous avons ensuite effectué une analyse de tendances des deux modèles. Dans le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante, le flux de chaleur transféré au béton est contrôlé par la résistance thermique du milieu interfacial. L'évolution temporelle du système est alors régie par deux constantes de temps : le temps caractéristique d'établissement thermique du bain et le temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, qui peut varier d'un facteur 100 suivant la cote dans le milieu interfacial à laquelle il est calculé. En l'absence de bouchage, le système tend vers un régime permanent thermique. Si l'on prend en compte le bouchage, le système s'écarte du régime permanent. Le bouchage entraîne une augmentation de la résistance thermique du milieu interfacial, ce qui provoque une diminution du flux de chaleur transféré au béton et une élévation de la température du bain.
Le modèle liquidus partage avec le modèle de ségrégation de phases une hypothèse dont le rôle est central : il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface avec le milieu interfacial. En conséquence, les deux modèles prédisent les mêmes évolutions temporelles de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton. Cette dernière tend rapidement vers un régime permanent, tandis que la température du bain diminue en continu car elle suit l'évolution de la température de liquidus du bain. Le modèle liquidus et le modèle de ségrégation de phases se démarquent sur la prédiction de l'évolution temporelle de l'épaisseur du milieu interfacial.

Enfin nous avons effectué une validation de la modélisation, basée sur les résultats des essais ARTEMIS. Le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante permet d'interpréter les évolutions de la température du bain et de la vitesse de fusion du béton observées dans les essais 3 et 4, lorsqu'on fait varier le temps caractéristique de bouchage. De plus, pour une valeur du temps caractéristique de bouchage de l'ordre de 10^5 s, le modèle permet de prédire correctement les valeurs expérimentales des deux grandeurs. La modélisation du bouchage du milieu interfacial ne portant que sur l'instant initial du calcul, le modèle ne permet pas d'expliquer précisément pourquoi cette valeur de 10^5 s permet de prédire correctement les résultats expérimentaux.
Le modèle liquidus, appliqué aux essais 2 et 6, prédit correctement l'évolution de la température du bain, par extension du modèle de ségrégation de phases. Pour compléter sa validation, il faudrait pouvoir comparer les évolutions théorique et expérimentale de l'épaisseur du milieu interfacial.

Conclusion générale

Cette thèse constitue une contribution à la modélisation de l'interaction entre un corium oxyde et un radier en béton.

La première partie du mémoire a été l'occasion d'effectuer une synthèse bibliographique sur l'interaction corium – béton. Nous avons tout d'abord montré que l'objectif des études sur l'interaction corium – béton est de calculer la vitesse de fusion du radier en béton. Pour ce faire, on exprime le flux de chaleur transféré au béton en fonction d'une température d'interface et d'un coefficient de transfert de chaleur, dont la modélisation fait l'objet des modèles d'interaction corium – béton. Puis nous avons décrit les essais d'interaction corium – béton ACE et MACE, et mis en évidence leurs apports et leurs limites. Nous avons ensuite présenté les modèles d'interaction corium – béton, qui peuvent être classés en trois catégories. La première catégorie regroupe les modèles les plus anciens, qui ont le défaut de ne pas prendre en compte les contraintes thermodymiques du système. La deuxième catégorie inclut les modèles couplant la thermohydraulique et la thermodynamique, à savoir les modèles de ségrégation de phases, COSACO et CORQUENCH, tandis que la dernière catégorie comprend le modèle paramétrique de MEDICIS. Enfin, nous avons montré que les résultats des expériences ACE et MACE ne permettent pas de discriminer les différents modèles d'interaction corium – béton car de nombreuses informations ne sont pas accessibles à la mesure en matériaux réels, comme la température d'interface et le coefficient de transfert de chaleur.

Afin d'obtenir des informations sur la température d'interface et sur le coefficient de transfert de chaleur, il a été décidé de concevoir et de réaliser les essais ARTEMIS. L'analyse des résultats des essais ARTEMIS a permis de classer les essais en deux catégories. Dans la première catégorie, qui regroupe les essais 2 et 6, la condition d'interface est conforme aux hypothèses du modèle de ségrégation de phases : le solide se trouve uniquement à la frontière avec le béton, et la température d'interface est la température de liquidus du bain. Dans ces conditions, l'utilisation du modèle de ségrégation de phases est pertinente pour calculer la vitesse de fusion du béton pour les essais 2 et 6.
Dans la deuxième catégorie, qui regroupe les essais 3 et 4, la condition d'interface n'est prédite par aucun modèle. En effet, le solide se trouve uniquement à la frontière avec le béton, mais la température d'interface est décorrélée de la température de liquidus du bain. Dans ces conditions, la température d'interface à considérer pour le calcul de la vitesse de fusion du béton est la température de fusion du béton ; le transfert de chaleur est alors contrôlé par la résistance thermique du milieu situé à la frontière avec le béton.
Nous avons donc cherché à caractériser la nature et la résistance thermique de ce milieu, que nous avons nommé milieu interfacial. Il est ressorti que le milieu interfacial est un milieu poreux dont les pores seraient saturés de liquide. En ce qui concerne la résistance thermique du milieu interfacial, nous avons montré que la conduction seule ne permet pas d'expliquer comment la chaleur est transférée. Nous avons mis en évidence qu'il pourrait y avoir un mouvement du liquide présent dans les pores du milieu interfacial, qui entraînerait d'une part une augmentation du transfert de chaleur par le biais de mécanismes de convection et de dégagement de chaleur latente, et d'autre part un bouchage du milieu interfacial dont nous avons montré l'occurrence dans l'essai 4.

Compte tenu des conclusions de l'analyse des essais ARTEMIS, un nouveau modèle de transferts dans le milieu interfacial a été développé. Au préalable, nous avons cherché à

décrire la phénoménologie des transferts par convection naturelle dans un milieu en cours de solidification sur une paroi horizontale en se basant sur une synthèse bibliographique dans le contexte de la solidification dirigée et sur une simulation numérique avec le logiciel SOLID. Il en est ressorti que les mouvements de convection conduisent à la formation, au sein du milieu interfacial, de cheminées entourées par une zone poreuse. La différence de composition du liquide entre les cheminées et la zone poreuse est à l'origine du mouvement du liquide, qui circule de la zone poreuse vers les cheminées. Le mouvement entraîne un transfert de chaleur par convection et un transfert d'espèces réfractaire qui provoque un bouchage progressif de la zone poreuse, une diminution du nombre de cheminées et un dégagement de chaleur qui vient s'ajouter à la conduction et à la convection. Le développement du modèle a conduit à un jeu d'équations permettant de calculer, entre autres, le coefficient de transfert de chaleur à travers le milieu interfacial et la vitesse de fusion du béton. De plus, nous avons montré que le calcul de la densité surfacique des cheminées pouvait se faire grâce à la théorie constructale.

La validation du nouveau modèle de transferts dans le milieu interfacial s'est appuyée sur une comparaison des prédictions du modèle aux résultats d'une simulation avec le logiciel SOLID et des essais ARTEMIS.
La comparaison aux résultats de la simulation numérique avec SOLID a révélé que le modèle recalcule correctement la température dans la zone poreuse, la composition du liquide dans la zone poreuse et dans les cheminées, et la vitesse de bouchage de la zone poreuse. En revanche, le modèle surestime la vitesse du liquide en raison d'une forte sensibilité à l'écart de composition du liquide entre la zone poreuse et les cheminées, et à la loi de masse volumique utilisée. De plus, le modèle sous-estime fortement la température dans la cheminée car le flux conductif horizontal de chaleur entre la zone poreuse et les cheminées est négligé.
Concernant la comparaison aux résultats des essais ARTEMIS, nous avons tout d'abord effectué une étude de la distribution du flux de chaleur en fonction de la valeur de la fraction liquide dans le milieu interfacial. Cette étude a montré que le modèle permet bien de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur transféré au béton dans les essais 3, 4 et 6 car trois mécanismes peuvent contribuer au transfert de chaleur : la conduction, la convection et le dégagement de chaleur latente. Nous avons montré que, même si le flux convectif de chaleur était négligeable, le modèle permettait de retrouver les valeurs expérimentales du flux de chaleur en faisant uniquement appel aux mécanismes de conduction et de dégagement de chaleur latente.
Deuxièmement, le modèle permet d'expliquer pourquoi, dans les essais 3, 4 et 6, le gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial est inférieur au gradient moyen de température : ce résultat est directement lié à l'existence d'un mouvement de convection au sein du milieu interfacial. Enfin, nous avons comparé les valeurs théoriques et expérimentales du gradient de température à l'interface entre le bain et le milieu interfacial. Cette comparaison est satisfaisante pour l'essai 6, mais ne l'est pas pour les essais 3 et 4, vraisemblablement en raison d'un manque de précision associé à la mesure du gradient.
Enfin, nous avons effectué une étude de sensibilité du coefficient de transfert de chaleur à la valeur de trois données d'entrée du modèle, caractéristiques du milieu interfacial. Celle-ci a révélé que le coefficient de transfert de chaleur est très peu sensible aux valeurs du diamètre des cheminées et de la distance entre cheminées et est très sensible à la valeur du diamètre des grains. Par ailleurs, nous avons aussi noté une forte sensibilité à la valeur initiale de la fraction liquide.

La dernière partie du mémoire a été consacrée au développement et à la validation d'une modélisation couplée du bain et du milieu interfacial, qui inclut le nouveau modèle de

transferts dans le milieu interfacial. Le développement d'une modélisation couplée remplit trois objectifs : elle est nécessaire pour le calcul de la vitesse de fusion du béton ; elle permet de tester la validité de la modélisation du bouchage du milieu interfacial ; elle permet de mettre en évidence le rôle du transfert de soluté sur la température de l'interface bain – milieu interfacial.
Une modélisation fine des phénomènes de transfert à l'interface entre le bain et le milieu interfacial n'ayant pas été effectuée dans le cadre de ce travail, nous avons simplifié la modélisation en définissant deux cas limites, conduisant chacun au développement d'un modèle. Dans le modèle liquidus, on suppose qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté entre le bain et l'interface. Dans ce cas la température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est égale à la température de liquidus du bain. Dans le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante, on suppose qu'il n'y a pas de transfert de soluté entre le centre du bain et l'interface.
Lorsqu'on fait varier le temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial, le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante permet d'interpréter les évolutions de la vitesse de fusion du béton et de la température du bain observées dans les essais 3 et 4. De plus, pour une valeur du temps caractéristique de bouchage de l'ordre de 10^5 s, le modèle permet de prédire correctement les valeurs expérimentales des deux grandeurs. Cependant, la modélisation actuelle du bouchage du milieu interfacial ne permet pas d'interpréter précisément cette valeur de 10^5 s.
Le modèle liquidus, appliqué aux essais 2 et 6, prédit correctement l'évolution de la vitesse de fusion et de la température du bain, par extension du modèle de ségrégation de phases. Pour compléter sa validation, il faudrait pouvoir comparer les évolutions théorique et expérimentale de l'épaisseur du milieu interfacial.

Concernant les développements futurs, le travail pourra s'articuler autour des quatre axes suivants.

Premièrement, la modélisation des transferts dans le milieu interfacial pourrait être améliorée, afin de prendre en compte la conduction latérale de chaleur entre la zone poreuse et les cheminées, d'évaluer l'importance du dégagement de chaleur induit par le refroidissement du milieu interfacial (inertie thermique) et enfin d'évaluer la modélisation simplifiée du bouchage en comparant l'évolution temporelle des grandeurs du milieu interfacial prédites par le modèle et par SOLID.

Deuxièmement, il conviendrait de pouvoir décrire plusieurs mécanismes qui ont une influence sensible sur les comportements du milieu interfacial :

- Le mécanisme de formation du milieu interfacial. Cette modélisation permettrait le calcul d'une grandeur essentielle dont la connaissance fait défaut aujourd'hui : la fraction liquide initiale.
- le mécanisme de formation des particules solides et leurs caractéristiques, en particulier leur diamètre,
- le mécanisme de formation des cheminées,
- le mécanisme de passage du gaz et du béton fondu dans le milieu interfacial,
- le mécanisme de piégeage du béton fondu sous le milieu interfacial, observé dans l'essai 4 et qui pourrait être à l'origine des instabilités de progression du front de fusion observées dans l'essai 1 et lors des essais ACE et MACE,
- le mécanisme de transfert de masse entre le bain et le solide en surface du milieu interfacial.

Par ailleurs, il faudrait poursuivre l'application des modèles liquidus et à épaisseur de milieu interfacial constante aux essais en matériaux réels, commencée par J.M. Seiler. J.M Seiler a montré que pour des bétons calcaire ou silico-calcaire, le modèle de transfert dans le milieu interfacial permettrait d'expliquer pourquoi, dans les essais ACE et MACE, l'épaisseur de la croûte est supérieure à l'épaisseur de conduction, et pourquoi la croûte n'est pas uniquement composée des espèces réfractaires du corium. En revanche, il semblerait que le modèle ne soit pas applicable en béton siliceux, parce que la viscosité d'un corium riche en silice est trop élevée et ne permettrait pas l'établissement d'une convection intersticielle dans le milieu poreux. Il faudrait donc trouver un modèle adapté pour les bétons siliceux.

Enfin, il serait intéressant d'intégrer le modèle de transferts dans le milieu interfacial à une modélisation 2D de l'interaction corium – béton. On peut d'ailleurs se demander si un tel milieu pourrait exister sur une surface verticale ?

Annexes

ANNEXE 1. PROPRIETES PHYSIQUES DES MATERIAUX DES REACTEURS..... 175

ANNEXE 2. DEVELOPPEMENT DES EQUATIONS DU MODELE DE SEGREGATION DE PHASES 177

ANNEXE 3. PROPRIETES PHYSIQUES DES SELS UTILISES DANS LES ESSAIS ARTEMIS . 183

ANNEXE 4. CALCUL DES MASSES, MASSES VOLUMIQUES, COMPOSITION DU CORIUM, DU BAIN ET DU MILIEU INTERFACIAL DANS LES ESSAIS ARTEMIS..... 189

ANNEXE 5. PREUVE DU TRANSPERCEMENT DU MILIEU INTERFACIAL DANS L'ESSAI 6 193

ANNEXE 6. SYNTHESE DES EQUATIONS DU MODELE DE TRANSFERTS AU SEIN DU MILIEU INTERFACIAL, AVEC UNE GEOMETRIE 2D PLAN ET SANS ECOULEMENT DE BETON FONDU 195

ANNEXE 7. ETUDE DE LA VALIDITE DES HYPOTHESES DU MODELE DE TRANSFERTS AU SEIN DU MILIEU INTERFACIAL..... 199

ANNEXE 8. DEVELOPPEMENT MATHEMATIQUE DE L'EQUATION D'EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR TRANSFERE AU BETON, D'APRES LE MODELE DE SEGREGATION DE PHASES 207

ANNEXE 9. DESCRIPTION DU MODELE NUMERIQUE IMPLANTE DANS LE LOGICIEL SOLID 211

Annexe 1. Propriétés physiques des matériaux des réacteurs

Dans cette annexe, on a rassemblé les valeurs des propriétés physiques des matériaux des réacteurs utilisées au chapitre 1.

UO_2 et ZrO_2

Les propriétés sont celles utilisées dans le logiciel TOLBIAC-ICB (Spindler et al., 2006) et sont fournies à la température de 2500 K.

	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)		Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)		Viscosité dynamique ($Pa.s$)
	Liquide	Solide	Liquide	Liquide	Solide	Liquide
UO_2	9436	9689	788	2,5	2,6	7.10^{-3}
ZrO_2	5361	5320	600	2	3,7	7.10^{-3}

Tableau A.1 : Propriétés d'UO_2 et de ZrO_2

Cœur fondu

Le cœur fondu est composé à 85 % en masse d'UO_2 et à 15 % en masse de ZrO_2. Les propriétés rassemblées dans le tableau ci-dessous ont été calculées à partir des propriétés des corps purs, sauf pour la température de fusion. Cette dernière provient des données expérimentales de Roche et al. (1993).

Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Température de fusion (°C)
8470	760	2,4	2700

Tableau A.2 : Propriétés du cœur fondu

Pour calculer les propriétés du cœur fondu, on a utilisé les lois de mélange suivantes :

- Masse volumique : $\rho = \dfrac{1}{\sum_k \dfrac{x_k}{\rho_k}}$ (A1.1)
- Capacité calorifique : $C_P = \sum_k x_k . C_{Pk}$ (A1.2)
- Conductivité thermique : $\lambda = \sum_k x_k . \lambda_k$ (A1.3)

Béton

Les propriétés physiques des bétons (masse volumique, capacité thermique, conductivité thermique) sont généralement extraites des courbes expérimentales de Peehs et al. (1979). Au

cours de ces expériences, des mesures ont été effectuées sur deux types de bétons : calcaire et siliceux. La composition de ces bétons n'étant pas indiquée, il est difficile de faire un rapprochement avec les trois types de bétons que nous avons définis. Les valeurs qui suivent ne sont donc que des ordres de grandeur, résultant d'une moyenne des propriétés des bétons calcaires et siliceux obtenues par Peehs et al. Elles sont données à la température de 300 K.

Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
2390	860	1,3

Tableau A.3 : Propriétés thermo-physiques du béton à 300 K

Chaleur de décomposition

La chaleur de décomposition du béton est la chaleur qu'il faut apporter à 1 kg de béton pour élever sa température de la température ambiante jusqu'à sa température de liquidus. Mason et Turland (1996) ont calculé avec le logiciel de calcul d'équilibres thermodynamiques MTDATA (Davies et al., 1990) la chaleur de décomposition des trois types de béton (Tableau A.4).

	Siliceux	Silico – calcaire	Calcaire
Chaleur de décomposition du béton ($J.kg^{-1}$)	$2,4.10^6$	$2,2.10^6$	$3,5.10^6$

Tableau A.4 : Chaleur de décomposition des trois types de béton

Corium solide

Les propriétés du corium solide proviennent de Seiler et Froment (2000).

Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Chaleur de changement d'état liquide/solide ($J.kg^{-1}$)
8000	600	3	3.10^5

Tableau A.5 : Propriétés du corium solide

Annexe 2. Développement des équations du modèle de ségrégation de phases

Dans cette annexe, on détaille le développement des équations du modèle de ségrégation de phases (Seiler et Froment, 2000).

Le corium est un système ouvert, formé de deux sous-systèmes ouverts qui sont le bain et la croûte. Le bain est un milieu diphasique liquide – gaz ; la croûte est un milieu solide.

Les hypothèses de modélisation sont les suivantes :

Hypothèses de modélisation du bain

A2.1 La température du bain est uniforme, sauf dans la couche limite thermique située à la frontière avec la croûte.

A2.2 La composition du bain est uniforme, sauf dans la couche limite solutale située à la frontière avec la croûte.

A2.3 On néglige les variations de masse, d'enthalpie et de composition du bain induites par la dissolution de la croûte.

A2.4 Les débits de gaz entrant et sortant du bain sont égaux.

A2.5 Le gaz sort du bain à la température du bain.

Hypothèses de modélisation de la croûte

A2.6 L'inertie thermique est négligée.

A2.7 Le béton fondu et le gaz ne sont pas chauffés lors de leur traversée de la croûte. Par conséquent, ils pénètrent dans le bain à la température de fusion du béton.

A2.8 Le béton fondu traverse instantanément la croûte, ce qui signifie qu'il ne s'accumule pas dessous.

Hypothèses de modélisation du couplage entre le bain et la croûte

Le couplage entre le bain et la croûte porte sur les conditions à leur interface et sur les phénomènes de transfert dans le bain à l'interface.

A2.9 A l'interface entre le bain et la croûte, liquide et solide sont localement à l'équilibre thermodynamique.

A2.10 Les transferts de chaleur et de soluté dans le bain à l'interface avec la croûte sont contrôlés par le bullage de des gaz provenant de la décomposition du béton.

Cette hypothèse entraîne que les transferts sont très intenses.

A2.11 Comme le transfert de soluté est très intense, on considère pour simplifier que la résistance au transfert est nulle. Cette hypothèse a pour conséquence que la composition du liquide à l'interface est égale à la composition moyenne du bain.

Hypothèses générales

A2.12 Pour la modélisation de l'enthalpie du bain, on suppose que le mélange du cœur fondu et du béton fondu est idéal.

A2.13 On suppose que les capacités calorifiques du béton fondu et du cœur fondu sont égales. On note cette capacité calorifique C_{PL}.

Bilans de conservation de la masse

Bain

$$\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF} + \dot{m}_{CD} + \dot{m}_G^{in} - \dot{m}_G^{out} \qquad \text{(A2.1)}$$

$\dot{m}_{BF}$ est le débit massique de béton fondu.
$\dot{m}_{CD}$ est le débit massique provenant de la dissolution de la croûte.
$\dot{m}_G^{in}$ est le débit massique de gaz entrant dans le bain.
$\dot{m}_G^{out}$ est le débit massique de gaz sortant du bain.

En tenant compte des hypothèses A2.3 et A2.4, le bilan de masse du bain se réécrit :

$$\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF} \qquad \text{(A2.2)}$$

Croûte

$$\frac{dm_{CR}}{dt} = -\dot{m}_{CD} \qquad \text{(A2.3)}$$

Bilans de conservation de la masse de soluté

Bain

On suppose que la composition du bain est uniforme (hypothèse A2.2) et on néglige la variation de composition induite par la dissolution (hypothèse A2.3). Dans ces conditions, le bilan s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P w_{BF}^P) = \dot{m}_{BF} \qquad \text{(A2.4)}$$

w_{BF}^P est la fraction massique de béton fondu dans le bain.

Bilans de conservation de l'énergie

Bain

En tenant compte des hypothèses sur la température d'entrée du béton fondu et du gaz dans le bain et sur la température de sortie du gaz hors du bain (hypothèses A2.5 et A2.7), le bilan de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P e_P) = P - \Phi_{Fus} + \dot{m}_G (e_G(T_{FB}) - e_G(T_P)) + \dot{m}_{BF} e_{BF}(T_{FB}) + \dot{m}_{CD} e_{CD} \qquad (A2.5)$$

P est la puissance résiduelle.
Φ_{Fus} est le flux de chaleur qui atteint le béton.
e_P est l'enthalpie du bain.
e_G est l'enthalpie du gaz.
e_{BF} est l'enthalpie du béton fondu.
e_{CD} est l'enthalpie du liquide provenant de la dissolution de la croûte.

Le terme du membre de gauche se réécrit :

$$\frac{d}{dt}(m_P e_P) = m_P \frac{de_P}{dt} + \frac{dm_P}{dt} e_P = m_P \frac{de_P}{dt} + \dot{m}_{BF} e_P \qquad (A2.6)$$

La deuxième égalité provient de l'utilisation du bilan de masse du bain (équation A2.2).

L'équation (A2.5) devient :

$$m_P \frac{de_P}{dt} = P - \Phi_{Fus} + \dot{m}_G (e_G(T_{FB}) - e_G(T_P)) + \dot{m}_{BF}(e_{BF} - e_P) + \dot{m}_{CD} e_{CD} \qquad (A2.7)$$
(a) (b) (c) (d) (e)

En tenant compte des hypothèses A2.9 et A2.13, les enthalpies du bain et du béton fondu s'écrivent respectivement :

$$e_P(w_{BF}^P, T_P) = C_{PL}(T_P - T_{Ref}) + w_{BF}^P \left(e_{BF}(T_{ref}) - e_{CF}(T_{ref})\right) + e_{CF}(T_{ref}) \qquad (A2.8)$$

$$e_{BF}(T_{FB}) = C_{PL}(T_{FB} - T_{ref}) + e_{BF}(T_{ref}) \qquad (A2.9)$$

$e_{BF}(T_{ref})$ est l'enthalpie du béton fondu à la température de référence.
$e_{CF}(T_{ref})$ est l'enthalpie du cœur fondu à la température de référence.

Le terme (a) se réécrit :

$$m_P \frac{de_P}{dt} = m_P \left[C_{PL} \frac{dT_P}{dt} + \frac{dw_{BF}^P}{dt} \left(e_{BF}(T_{ref}) - e_{CF}(T_{ref})\right) \right] \qquad (A2.10)$$

Couplée aux bilans de conservation de la masse et de la masse de soluté du bain, l'équation (A2.10) se réécrit :

$$m_P \frac{de_P}{dt} = m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} + \dot{m}_{BF}(1 - w_{BF}^P)\left(e_{BF}(T_{ref}) - e_{CF}(T_{ref})\right) \qquad \text{(A2.11)}$$

Le terme (b) se réécrit en introduisant le coefficient de transfert de chaleur dans le bain à la frontière avec la croûte, noté h_P :

$$\Phi_{Fus} = h_P (T_P - T_I) S \qquad \text{(A2.12)}$$

L'enthalpie du gaz s'écrit :

$$e_G(T) = C_{PG}(T - T_{ref}) + e_G(T_{ref}) \qquad \text{(A2.13)}$$

Le terme (d) se réécrit :

$$\dot{m}_{BF}(e_{BF} - e_P) = \dot{m}_{BF}\left(C_{PL}(T_{FB} - T_P) + (1 - w_{BF}^P)(e_{BF}(T_{ref}) - e_{CF}(T_{ref}))\right) \qquad \text{(A2.14)}$$

Compte tenu de l'hypothèse A2.3, le terme (e) est négligé.

Finalement, l'équation (A2.7) devient :

$$m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} = P - \dot{m}_G C_{PG}(T_P - T_{FB}) - \dot{m}_{BF} C_{PL}(T_P - T_{FB}) - h_P(T_P - T_I) S \qquad \text{(A2.15)}$$

<u>Croûte</u>

Comme l'inertie thermique est négligée (hypothèse A2.6), l'équation de conservation de l'énergie se réduit à :

$$\frac{\partial^2 T_{CR}}{\partial z^2} = 0 \qquad \text{(A2.16)}$$

Les conditions aux limites sont :

- A l'interface avec le béton : $T_{CR}(z = 0, t) = T_{FB}$ (A2.17)
- A l'interface avec le bain : $T_{CR}(z = H_{CR}(t), t) = T_I(t)$ (A2.18)

L'intégration de cette équation conduit à :

$$T_{CR}(z, t) = (T_I(t) - T_{FB}) \frac{z}{H_{CR}(t)} + T_{FB} \qquad \text{(A2.19)}$$

Le coefficient de transfert de chaleur de la croûte s'exprime en fonction du flux transféré par la croûte :

$$h_{CR}(T_I - T_{FB})S = \frac{\lambda_{CS}(T_I - T_{FB})S}{H_{CR}} \quad \text{(A2.20)}$$

Soit :

$$h_{CR} = \frac{\lambda_{CS}}{H_{CR}} \quad \text{(A2.21)}$$

Conditions de raccordement aux interfaces

A l'interface bain – croûte :

- Equilibre thermodynamique

$$T_I = T_{Liq}(w_{BF}^I) \quad \text{(A2.22)}$$

- Conservation de l'énergie

$$\Phi_{Fus} = h_{CR}(T_I - T_{FB})S \quad \text{(A2.23)}$$

- Conservation du soluté

$$w_{BF}^I = w_{BF}^P \quad \text{(A2.24)}$$

A l'interface croûte - béton

- Equilibre thermodynamique

$$T_{CR}(z = 0) = T_{FB} \quad \text{(A2.25)}$$

- Conservation de la masse

$$\dot{m}_G = w_G^{BS}\dot{m}_B \quad \text{(A2.26)}$$

$$\dot{m}_{BF} = (1 - w_G^{BS})\dot{m}_B \quad \text{(A2.27)}$$

- Conservation de l'énergie

$$\Phi_{Fus} = \dot{m}_B \Delta H_B \quad \text{(A2.28)}$$

ΔH_B est la chaleur de décomposition du béton

Synthèse des équations

Le problème comporte onze inconnues :

- m_P
- $\dot{m}_B$
- $\dot{m}_{BF}$
- H_{CR}
- T_P
- T_I
- w_{BF}^I
- w_{BF}^P
- h_{CR}
- Φ_{Fus}
- $\dot{m}_G$

Il comporte onze équations :

- $\frac{dm_P}{dt} = \dot{m}_{BF}$
- $\frac{d}{dt}(m_P w_{BF}^P) = \dot{m}_{BF}$
- $m_P C_{PL} \frac{dT_P}{dt} = P - \Phi_{Fus}\left[1 + \frac{(w_G^{BS} C_{PG} + (1 - w_G^{BS})C_{PL})(T_P - T_{FB})}{\Delta H_B}\right]$
- $h_{CR} = \frac{\lambda_{CS}}{H_{CR}}$
- $\Phi_{Fus} = h_P (T_P - T_I) S$
- $T_I = T_{Liq}(w_{BF}^I)$
- $\Phi_{Fus} = h_{CR} (T_I - T_{FB}) S$
- $w_{BF}^I = w_{BF}^P$
- $\dot{m}_G = w_G^{BS} \dot{m}_B$
- $\dot{m}_{BF} = (1 - w_G^{BS}) \dot{m}_B$
- $\Phi_{Fus} = \dot{m}_B \Delta H_B$

Annexe 3. Propriétés physiques des sels utilisés dans les essais ARTEMIS

Propriétés de $BaCl_2$

Les données proviennent de Veteau (2004).

Propriété	Unité	$BaCl_2$ solide	$BaCl_2$ liquide
Masse molaire	kg/mol	0,208	
Température de fusion	° C	962	
Chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$	$7,7.10^4$	
Masse volumique	$kg.m^{-3}$	3500	3000
Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	520	520
Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0,5 (à T = 400 °C)	0,8
Viscosité dynamique	mPa.s		2,8

Tableau A.6 : propriétés de $BaCl_2$

Propriétés du béton

Les données proviennent de Veteau (2004).

Propriété	Unité	Béton solide	Béton liquide
Température de fusion	° C	512	
Chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$	$2,6.10^5$	
Porosité		0,45	-
Masse volumique	$kg.m^{-3}$	1600	2200
Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	700	800

Tableau A.7 : propriétés du béton

Diagramme de phases du corium

Il existe deux jeux de données pour le diagramme de phases du binaire $BaCl_2$ – LiCl :

- Les données de Fischer (2003)
- Les données de Chartrand et Pelton (2001)

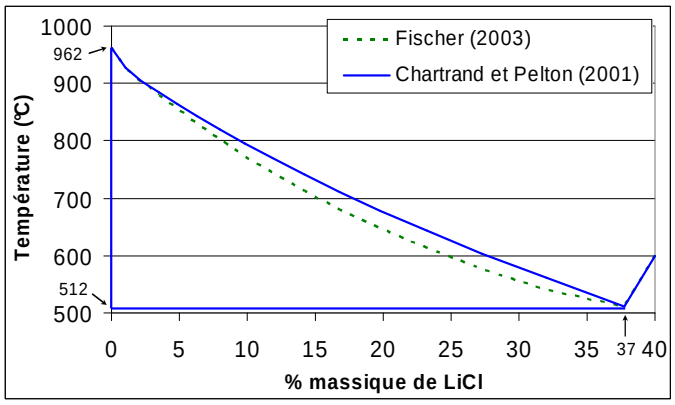


Figure A.1 : Diagramme de phases du binaire $BaCl_2$ - LiCl

La pente moyenne de la courbe de liquidus est égale à :

m_L = 1216 °C/ % masse LiCl

L'erreur commise en utilisant une courbe de liquidus linéaire à la place des relations de Fischer et de Chartrand - Pelton est au maximum de 12 %.

Propriétés du corium liquide

Les propriétés du corium liquide utilisées dans les calculs sont rassemblées dans le Tableau A.8. Leur définition et l'origine de leur valeur sont détaillées par la suite.

ρ_{L0}	3150 kg/m^3
β_C	1,3
C_{PL}	520 J.kg^{-1}.K^{-1}
λ_{eq}	0,8 W.m^{-1}.K^{-1}
μ_L	2,8.10^{-3} Pa.S
D_{LiCl}	10^{-8} m²/s

Tableau A.8 : Synthèse des propriétés du corium utilisées dans les calculs

- Masse volumique

En supposant qu'il n'y a pas de variation de volume lors du mélange des espèces, alors l'équation d'état du corium liquide s'écrit :

$$\rho_L(w_{LiCl}, T) = \frac{1}{\frac{w_{LiCl}}{\rho^L_{LiCl}(T)} + \frac{1-w_{LiCl}}{\rho^L_{BaCl2}(T)}} \qquad \text{(A3.1)}$$

Selon Veteau (2004), l'utilisation de la loi (A3.1) conduit à une erreur maximale de 3,5 % par rapport aux données expérimentales.

Linéarisation de l'équation d'état

On cherche à linéariser l'équation d'état du liquide.

On introduit le paramètre :

$$\beta_C(T) = \frac{\rho^L_{BaCl2}(T)}{\rho^L_{LiCl}(T)} - 1 \qquad \text{(A3.2)}$$

Lorsque la température varie entre 512 °C et 962 °C, $\beta_C(T)$ varie entre 1,24 et 1,36. On peut donc faire l'hypothèse que $\beta_C(T)$ est constant et égal à 1,3.

La loi de mélange se réécrit :

$$\rho_L(w_{LiCl}, T) = \frac{\rho^L_{BaCl2}(T)}{1 + \beta_C w_{LiCl}} \qquad \text{(A3.3)}$$

Comme w_{LiCl} varie entre 0 et 37 %, le produit $\beta_C w_{LiCl}$ est petit devant l'unité, donc on peut effectuer un développement limité de ρ_L par rapport à la variable $\beta_C w_{LiCl}$. En négligeant les termes au-delà du 1er ordre, on obtient :

$$\rho_L(w_{LiCl}, T) = \rho^L_{BaCl2}(T)(1 - \beta_C w_{LiCl}) \qquad \text{(A3.4)}$$

La loi d'évolution de ρ^L_{BaCl2} en fonction de T est linéaire :

$$\rho^L_{BaCl2}(T) = \rho^L_{BaCl2}(T^{BaCl2}_{Fus})(1 - \beta_T(T - T^{BaCl2}_{Fus})) \qquad \text{(A3.5)}$$

On néglige le terme $\beta_C \beta_T w_C (T - T^{BaCl2}_{Fus})$ car il est du 2ème ordre. On obtient :

$$\rho_L(w_{LiCl}, T) = \rho^L_{BaCl2}(T^{BaCl2}_{Fus})(1 - \beta_T(T - T^{BaCl2}_{Fus}) - \beta_C w_{LiCl}) \qquad \text{(A3.6)}$$

Evaluons l'ordre de grandeur du rapport des termes $\beta_T(T - T_{ref})$ et $\beta_C w_{LiCl}$:

$$\frac{\beta_T(T - T_{ref})}{\beta_C w_{LiCl}} \sim 0{,}2$$

On peut donc négliger le terme $\beta_T(T - T_{ref})$.

Finalement, la loi linéaire recherchée s'écrit :

$$\rho_L = \rho_{L0}(1 - \beta_C w_{LiCl}) \qquad \text{(A3.7)}$$

$\beta_C = 1{,}30$

$\rho_{L0} = \rho_{BaCl2}(T^{BaCl2}_{Fus}) = 3150 \text{ kg.m}^{-3}$

L'erreur maximale commise en utilisant la loi linéaire à la place de l'équation d'état (A3.1) est de 35 %.

- Enthalpie

Selon Fischer (2003), l'enthalpie du mélange $BaCl_2$ – LiCl à l'état liquide s'écrit :

$$e_L(w_{LiCl}, T) = w_{LiCl} e^L_{LiCl}(T) + (1 - w_{LiCl}) e^L_{BaCl2}(T) + e_m(w_{LiCl}, T) \quad \text{(A3.8)}$$

$e^L_{LiCl}(T)$ est l'enthalpie de LiCl liquide à la température T :

$$e^L_{LiCl}(T) = C^L_{PLiCl}(T - T_{ref}) + e^L_{LiCl}(T_{ref}) \quad \text{(A3.9)}$$

$e^L_{BaCl2}(T)$ est l'enthalpie de $BaCl_2$ liquide à la température T :

$$e^L_{BaCl2}(T) = C^L_{PBaCl2}(T - T_{ref}) + e^L_{BaCl2}(T_{ref}) \quad \text{(A3.10)}$$

$e_m(w_{LiCl}, T)$ est l'enthalpie de mélange, dont Fischer (2003) donne une expression :

$$e_m(w_{LiCl}) = \frac{w_{LiCl}(1 - w_{LiCl})a}{w_{LiCl}(M_{BaCl2} - M_{LiCl}) + M_{LiCl}} \quad \text{(A3.11)}$$

M_{LiCl} est la masse molaire de LiCl
M_{BaCl2} est la masse molaire de $BaCl_2$
a est une constante homogène à une enthalpie massique spécifique au binaire $BaCl_2$ - LiCl

Négliger le terme $e_m(w_{LiCl}, T)$ devant les autres termes revient à considérer le mélange comme idéal. Ce faisant, l'erreur maximale commis sur le calcul de l'enthalpie ne dépasse pas 2 %.

- Capacité calorifique (C_{PL})

On définit la capacité calorifique du corium liquide par :

$$C_{PL}(w_{LiCl}) = \frac{\partial e_L}{\partial T} = w_{LiCl} C^L_{PLiCl} + (1 - w_{LiCl}) C^L_{PBaCl2} \quad \text{(A3.12)}$$

Dans les applications numériques, on suppose que la capacité calorifique est constante et égale à 520 $J.kg^{-1}.K^{-1}$. Cela revient à commettre une erreur maximale de 30 % par rapport à la valeur moyenne de C_{PL} lorsque w_{LiCl} varie entre 0 et w^{BF}_{LiCl}.

- Conductivité thermique équivalente du milieu interfacial (λ_{eq})

La conductivité thermique du corium solide est égale à 0,5 $W.m^{-1}.K^{-1}$ tandis que celle du corium liquide est égale à 0,8 $W.m^{-1}.K^{-1}$. On suppose que la conductivité thermique équivalente du milieu interfacial est égale à celle du corium liquide, soit 0,8 $W.m^{-1}.K^{-1}$.

- Viscosité dynamique du liquide (μ_L)

On suppose que la viscosité dynamique du corium est égale à celle de $BaCl_2$: $\mu_L = 2{,}8.10^{-3}$ Pa.s.

- Coefficient de diffusion (D_{LiCl})

Selon Veteau (2004), il n'existe aucune donnée concernant le système $BaCl_2$ – LiCl. Par défaut, Veteau (2004) propose d'utiliser la loi relative au système AgCl – RbCl :

$$D = 1{,}37.10^{-3} \exp\left(-\frac{20700}{RT}\right) \qquad \text{(A3.13)}$$

T est la température (en K) comprise entre 573 K et 748 K.
R est la constante des gaz parfaits : $R = 8{,}314$ $J.mol^{-1}.K^{-1}$

A la température de 900 °C (1173 K), la formule (A3.13) conduit à une valeur d'environ 2.10^{-8} m²/s. Compte tenu du manque de données, on considère que $D_{LiCl} \sim 10^{-8}$ m²/s.

Propriétés du corium solide

Comme le coefficient de partage est nul, le solide est uniquement composé de $BaCl_2$. Les propriétés du solide sont donc celles de $BaCl_2$ à l'état solide.

Propriétés de l'argon

On suppose que l'argon est un gaz parfait monoatomique.

Masse molaire	0,040 kg/mol
Masse volumique	1 $kg.m^{-3}$
Capacité calorifique à pression constante	520 $J.kg^{-1}.K^{-1}$

Tableau A.9 : Propriétés de l'argon

Annexe 4. Calcul des masses, masses volumiques, composition du corium, du bain et du milieu interfacial dans les essais ARTEMIS.

Nomenclature spécifique

m_C : Masse du corium
$m_{BF}(t)$: Masse de béton ayant fondu entre les instants t = 0 et t
m_{MI} : Masse du milieu interfacial
$z_{Fus}(t)$: Position du front de fusion à l'instant t.
$z_P^{Tassé}$: Cote de la surface libre du bain tassé
z_C : Cote du capteur de pression
z_{MI} : Cote de l'interface entre le bain et le milieu interfacial.
V_P : Volume du bain
ρ_L^P : Masse volumique du liquide situé dans le bain
ΔP : Ecart de pression entre la surface libre du bain et le capteur
m_{LiCl}^C : Masse de LiCl dans le corium
m_{LiCl}^P : Masse de LiCl dans le bain
$\overline{\rho_{MI}}$: Masse volumique moyenne du milieu interfacial

Masses du corium, du bain et du milieu interfacial

La masse du corium peut être calculée par la formule suivante :

$$m_C(t) = m_C(0) + m_{BF}(t) \qquad \text{(A4.1)}$$

$m_{BF}(t)$ est la masse de béton ayant fondu entre les instants t = 0 et t :

$$m_{BF}(t) = \rho_{BS} z_{Fus}(t) S \qquad \text{(A4.2)}$$

ρ_{BS} est la masse volumique du béton solide.
z_{Fus} est la position du front de fusion.

La masse du bain est égale à la masse volumique du liquide multipliée par le volume de liquide.

La masse volumique du liquide se calcule à partir des mesures de la température et de la composition du bain, en supposant qu'elles sont uniformes :

$$\rho_L^P = f\left(T_P(t), w_{LiCl}^P(t)\right) \qquad \text{(A4.3)}$$

On note z_{MI} la cote de l'interface entre le bain et le milieu interfacial et $z_P^{Tassé}$ la cote de la surface libre du bain tassé, i.e. sans tenir compte du gonflement lié au gaz.

Le volume de liquide s'écrit :

$$V_P(t) = (z_P^{Tassé}(t) - z_{MI}(t))S \quad \text{(A4.4)}$$

z_{MI} est mesurée pendant l'essai.
$z_P^{Tassé}$ est connue par la mesure de pression dans le bain.

$$z_P^{Tassé}(t) = z_C + \frac{\Delta P(t)}{\rho_L^P(T_P(t), w_{LiCl}^P(t))g} \quad \text{(A4.5)}$$

ΔP est la différence de pression entre la surface libre du bain et la cote du capteur (z_C).

Finalement, la masse du bain s'écrit :

$$m_P(t) = \rho_L^P(T_P(t), w_{LiCl}^P(t))(z_C - z_{MI}(t))S + \frac{\Delta P(t)S}{g} \quad \text{(A4.6)}$$

La masse du milieu interfacial se déduit par différence des masses du corium et du bain :

$$m_{MI}(t) = m_C(t) - m_P(t) \quad \text{(A4.7)}$$

Masses de LiCl dans le corium et dans le bain

Les masses de LiCl dans le corium et dans le bain s'écrivent :

$$m_{LiCl}^C(t) = m_{LiCl}^C(0) + w_{LiCl}^{BF} m_{BF}(t) \quad \text{(A4.8)}$$

w_{LiCl}^{BF} est la fraction massique de LiCl dans le béton.

$$m_{LiCl}^P(t) = w_{LiCl}^P(t) m_P(t) \quad \text{(A4.9)}$$

Masse volumique et fraction liquide moyenne du milieu interfacial

Connaissant la masse et le volume du milieu interfacial, on peut calculer sa masse volumique moyenne :

$$\overline{\rho_{MI}} = \frac{m_{MI}(t)}{H_{MI}(t)S} \quad \text{(A4.10)}$$

Puis en déduire la fraction liquide moyenne :

$$\overline{g_L} = \frac{\overline{\rho_{MI}} - \rho_S}{\rho_L - \rho_S} \quad \text{(A4.11)}$$

Application à l'essai 3

Ces calculs ne peuvent être effectués qu'aux instants où la composition du bain est connue, c'est-à-dire aux instants des prélèvements. Pour cet essai, la sonde mobile a rencontré un problème technique autour de t= 40 min, ce qui explique qu'il n'y ait pas de calcul de la masse du bain et des grandeurs qui lui sont liées.

Instant de prélèvement (min)	Température du bain (°C)	% massique LiCl bain	Masse du corium (kg)	Masse du bain (kg)	Masse de LiCl corium (kg)	Masse de LiCl bain (kg)
5	927	0,9	41,55	35,18	0,41	0,33
40	869	5,0	46,59	-	2,33	-
70	836	8,3	49,01	24,61	3,25	2,05
101	820	9,8	51,00	28,40	4,00	2,79
131	815	11,0	52,89	29,29	4,72	3,23
161	800	12,8	54,62	32,35	5,38	4,14
191	801	14,6	56,22	33,89	5,99	4,95
221	807	15,7	57,65	34,52	6,53	5,43

Tableau A.10 : Masses, compositions du corium et du bain dans l'essai 3

Instant de prélèvement (min)	Masse du milieu interfacial (kg)	Masse volumique moyenne (kg/m^3)	Fraction liquide moyenne
5	6,37	-	-
40	-	-	-
70	24,40	3127	0,33
101	22,60	3191	0,28
131	23,60	3138	0,32
161	22,27	3277	0,21
191	22,33	3349	0,15
221	23,14	3376	0,12

Tableau A.11 : Masse, masse volumique et fraction liquide moyenne du milieu interfacial dans l'essai 3

Annexe 5. Preuve du transpercement du milieu interfacial dans l'essai 6

La démonstration repose sur la comparaison de la masse volumique moyenne du milieu interfacial, dont nous avons expliqué la méthode de calcul dans l'annexe 4, à sa valeur maximale qui est la masse volumique de $BaCl_2$ solide.

On constate très clairement sur la Figure A.2 que la masse volumique moyenne du milieu interfacial dans l'essai 6 est supérieure à sa valeur maximale, alors que dans les essais 3 et 4, la masse volumique est bien inférieure à sa valeur maximale (Figure A.3). Or une sous-estimation de l'épaisseur du milieu interfacial, du fait du transpercement, conduit nécessairement à une surestimation de la masse volumique.

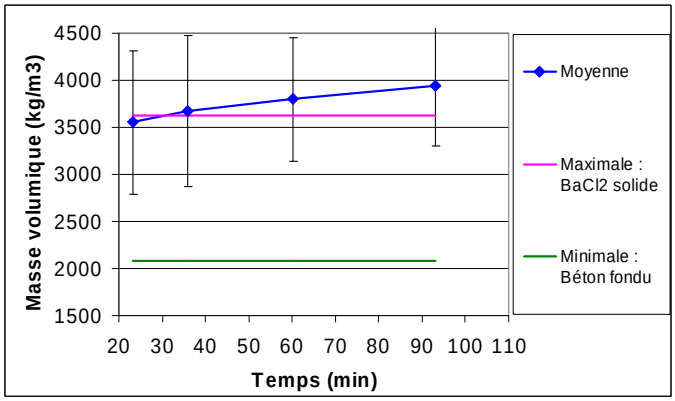


Figure A.2 : Evolution temporelle de la masse volumique moyenne du milieu interfacial dans l'essai 6

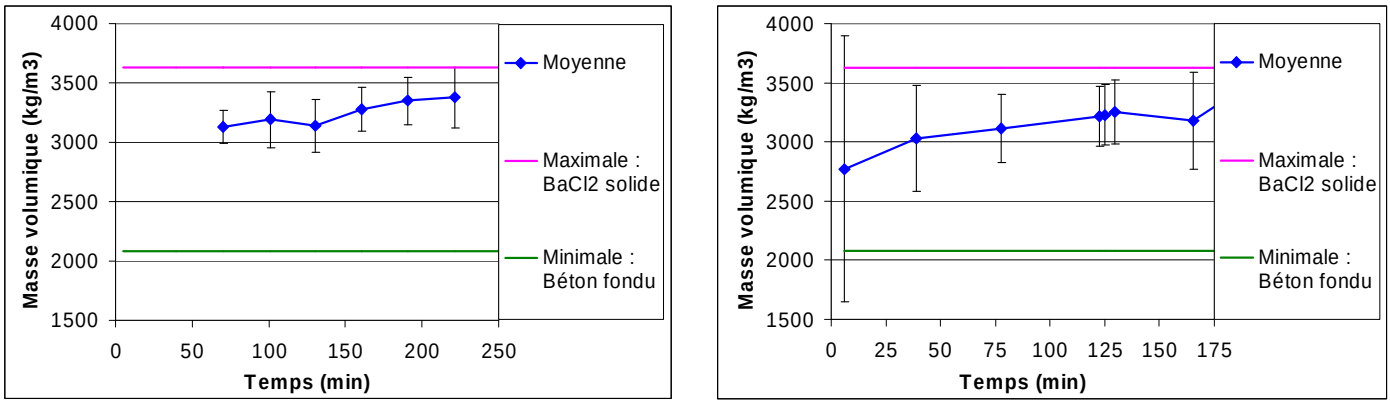


Figure A.3 : Evolution temporelle de la masse volumique moyenne du milieu interfacial dans l'essai 3 (à gauche) et l'essai 4 (à droite)

Annexe 6. Synthèse des équations du modèle de transferts au sein du milieu interfacial, avec une géométrie 2D plan et sans écoulement de béton fondu

Cette annexe est consacrée à la description d'une version simplifiée du modèle de transferts dans le milieu interfacial, caractérisée par une géométrie 2D plan et l'absence d'écoulement de béton fondu.

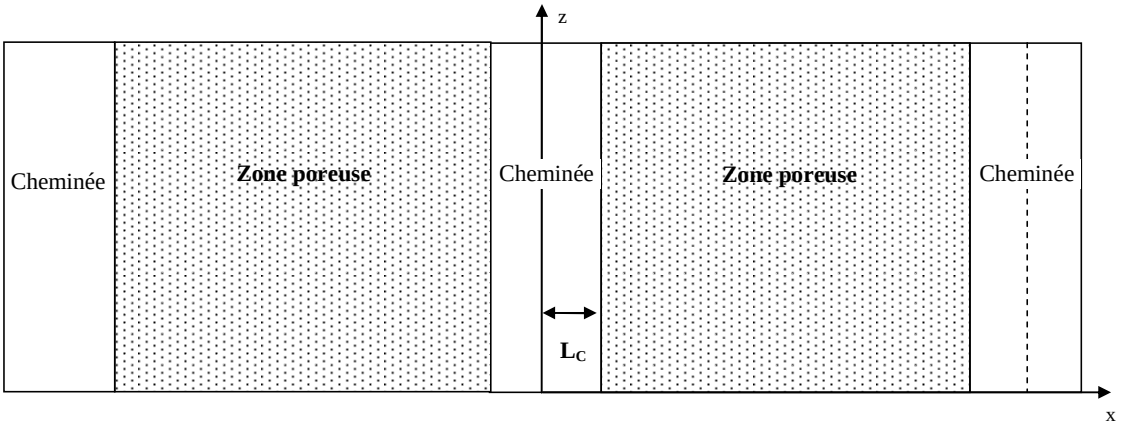


Figure A.4 : Schéma du milieu interfacial en géométrie 2D plan

Les notations sont les mêmes que pour le modèle complet, en dehors des trois grandeurs suivantes :

L_C : Demi – largeur d'une cheminée

L_C^T : Largeur totale des cheminées

L_{MI} : Largeur du milieu interfacial

Le problème comporte 18 inconnues

Milieu interfacial :

- h_{MI}
- K_{MI}
- L_0
- j_0

Zone poreuse :

- T_{ZP}
- w_{LiCl}^{ZP}
- g_L
- j_H^{ZP}
- j_V^{ZP}
- p_{ZP}
- K_{ZP}

Cheminée :

- T_C
- w_{LiCl}^{C}
- j_V^{C}
- p_C
- K_C

- v_H^C
- v_V^C

Le problème comporte 18 équations. Les équations encadrées en rouge sont celles qui se distinguent des équations du modèle développé au chapitre 3 en raison du changement de géométrie.

Milieu interfacial :

$$\frac{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\left(1 - \frac{L^T_C}{L_{MI}}\right)}{h_{MI}} = \tanh^2\left[\sqrt{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)\frac{H^2_{MI} h_{MI}}{\lambda^2_{eq}\left(1 - \frac{L^T_C}{L_{MI}}\right)}}\right] \quad \text{(A6.1)}$$

$$j_0 = \frac{9}{20}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C}{\mu_L} \quad \text{(A6.2)}$$

$$L_0 = \left[\frac{\lambda^2_{eq}\left(1 - \frac{L^T_C}{L_{MI}}\right)}{\frac{1}{2}\rho_{L0} j_0 \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\left(C^S_{PBaCl2} + \frac{L^{BaCl2}_{Fus}}{T^{BaCl2}_{Fus} - T_{FB}}\right)h_{MI}}\right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{(A6.3)}$$

$$\frac{1}{K_{MI}} = \frac{1}{K_{ZP}} + \frac{1}{K_C}\left(\frac{L_{MI}}{L^T_C} - 1\right) \quad \text{(A6.4)}$$

Zone poreuse :

$$T_{ZP} = T_{FB} + \frac{L_0 h_{MI}(T_I - T_{FB})}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{L^T_C}{L_{MI}}\right)}\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \quad \text{(A6.5)}$$

$$w^{ZP}_{LiCl} = w^{BF}_{LiCl} - \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{L^T_C}{L_{MI}}\right)}\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \quad \text{(A6.6)}$$

$$\frac{\partial g_L}{\partial t} = -\frac{1}{\left(1-\frac{L_C^T}{L_{MI}}\right)^2}\frac{j_0 L_0 h_{MI}^2}{\lambda_{eq}^2}\frac{(T_I - T_{FB})^2}{m_L (T_{Fus}^{BaCl2} - T_{FB})}\frac{\tanh\left(\frac{z}{L_0}\right)}{\cosh^2\left(\frac{z}{L_0}\right)} \quad \text{(A6.7)}$$

$$j_V^{ZP} = \frac{9}{20}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L} \quad \text{(A6.8)}$$

$$p_{ZP} = p_0 + \rho_{BF} g (H_{MI} - z) + (\rho_{L0} g \beta_C L_0 - \frac{\mu_L j_0 L_0}{K_{ZP}})\frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1-\frac{L_C^T}{L_{MI}}\right)}\ln\left[\frac{\cosh\left(\frac{H_{MI}}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{z}{L_0}\right)}\right] \quad \text{(A6.9)}$$

$$K_{ZP} = \frac{d_G^2}{180}\frac{(g_L)^3}{(1-g_L)^2} \quad \text{(A6.10)}$$

Cheminée

$$K_C = \frac{L_C^2}{3} \quad \text{(A6.11)}$$

$$T_C = T_{Liq}(w_{LiCl}^C) \quad \text{(A6.12)}$$

$$w_{LiCl}^C = w_{LiCl}^{ZP} + (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})\left(\frac{x}{L_C} - 1\right)^2 \quad \text{(A6.13)}$$

$$j_V^C = \frac{9}{20}\frac{K_{MI}\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})}{\mu_L}\left(\frac{L_{MI}}{L_C^T} - 1\right) \quad \text{(A6.14)}$$

$$p_C = p_{ZP} \quad \text{(A6.15)}$$

Il faut rajouter aux équations précédents trois équations permettant de calculer j_H^{ZP}, v_H^C et v_V^C.

Annexe 7. Etude de la validité des hypothèses du modèle de transferts au sein du milieu interfacial

Cette annexe est consacrée à la vérification de la validité des hypothèses du modèle. Les données d'entrée du modèle sont récapitulées dans le Tableau A.12.

Données d'entrée	Notation	Valeur
Surface du béton	S	$6{,}4.10^{-2}$ m²
Température d'interface	T_I	840 °C
Hauteur du milieu interfacial	H_{MI}	0,1 m
Valeur initiale de la fraction liquide	$g_L(t=0)$	0,3
Diamètre des grains	d_G	3.10^{-4} m
Distance entre cheminées	d	6.10^{-3} m
Rayon des cheminées	R_C	$\sim 10^{-3}$ m

Tableau A.12 : Valeur des données d'entrée

Voici quelques résultats calculés avec le modèle dont les valeurs seront utiles par la suite :

Grandeur	Notation	Valeur
Perméabilité de la zone poreuse	K_{ZP}	3.10^{-11} m²
Vitesse de référence de l'écoulement dans le milieu interfacial	j_0	1.10^{-4} m/s
Vitesse verticale débitante du liquide dans une cheminée	j_V^C	1.10^{-3} m/s
Vitesse verticale du liquide dans la zone poreuse	j_V^{ZP}	3.10^{-5} m/s

Tableau A.13 : Synthèse de quelques résultats du modèle

Hypothèse 3.9 : Dans tout le milieu interfacial, on néglige les flux de soluté par diffusion devant les flux par convection.

Dans la zone poreuse

En tenant compte de la diffusion, l'équation de conservation de la masse de LiCl s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_L w_{LiCl}^{ZP}) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r w_{LiCl}^{ZP} j_r^{ZP}) + \frac{\partial}{\partial z}(w_{LiCl}^{ZP} j_V^{ZP}) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r D_{LiCl} g_L \frac{\partial w_{LiCl}^{ZP}}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(D_{LiCl} g_L \frac{\partial w_{LiCl}^{ZP}}{\partial z}) \quad \text{(A7.1)}$$

(a) (b) (c) (d)

Comparons les ordres de grandeur des différents termes :

$$\frac{(d)}{(c)} \sim \left(\frac{d}{H_{MI}}\right)^2 \sim \left(\frac{10^{-2}}{10^{-1}}\right)^2 = 10^{-2}$$

La diffusion dans la direction verticale est donc négligeable devant la diffusion dans la direction radiale.

$$\frac{(c)}{(b)} \sim \frac{H_{MI} g_L D_{LiCl}}{j_V^{ZP} d^2}$$

La validité de l'approximation dépend fortement de la valeur du coefficient de diffusion, qui est mal connue (cf. l'annexe 3 où sont récapitulées les propriétés physiques de $BaCl_2$ et de LiCl).

En prenant $D_{LiCl} \sim 10^{-8}$ m²/s, on trouve que $\frac{(c)}{(b)} \sim \frac{10^{-1}.10^{-1}.10^{-8}}{10^{-5}.10^{-4}} = 10^{-1}$

En prenant $D_{LiCl} \sim 10^{-9}$ m²/s, on trouve que $\frac{(c)}{(b)} \sim 10^{-2}$

Comme le rapport $\frac{(c)}{(b)}$ est plus petit que 10^{-1}, on considère que le terme (c) est bien négligeable devant le terme (b), autrement dit que la diffusion de soluté est négligeable devant la convection de soluté dans la zone poreuse.

<u>Dans la cheminée</u>

En tenant compte de la diffusion, l'équation de conservation de la masse de LiCl s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial t}}_{(a)} - \underbrace{v_r^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial r}}_{(b)} + \underbrace{v_V^C \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial z}}_{(c)} = \underbrace{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r D_{LiCl} \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(D_{LiCl} \frac{\partial w_{LiCl}^C}{\partial z})}_{(d)} \qquad (A7.2)$$

Comparons de nouveau les ordres de grandeur des différents termes :

$$\frac{(d)}{(c)} \sim \left(\frac{R_C}{H_{MI}}\right)^2 \sim \left(\frac{10^{-3}}{10^{-1}}\right)^2 = 10^{-4}$$

La diffusion dans la direction verticale est donc négligeable devant la diffusion dans la direction radiale.

$$\frac{(c)}{(b)} \sim \frac{H_{MI} D_{LiCl}}{j_V^C R_C^2} \sim \frac{10^{-1}.10^{-8}}{10^{-3}.10^{-6}} = 1$$

En conclusion, la diffusion de soluté n'est pas négligeable devant la convection de soluté dans les cheminées.

Hypothèse 3.11 : Dans tout le milieu interfacial, on néglige l'accélération spatiale devant les forces de frottement.

Dans la zone poreuse, le nombre de Reynolds a pour expression, d'après Kaviany (1999 - p 48) :

$$Re_{D_P} = \frac{\rho_{L0} j_V^{ZP} D_P}{g_L \mu_L} \qquad \text{(A7.3)}$$

D_P est le diamètre moyen des pores que l'on estime par :

$$D_P = \sqrt{K_{ZP}} \sim 10^{-6}\ m \qquad \text{(A7.4)}$$

Selon Kaviany, l'hypothèse revient à considérer que le nombre de Reynolds est petit devant l'unité. Compte tenu de la valeur de la vitesse dans la zone poreuse, on trouve que :

$$Re_{D_P} \sim \frac{10^{3}.10^{-5}.10^{-6}}{10^{-1}.10^{-3}} \sim 10^{-4}$$

L'hypothèse est donc justifiée.

Dans les cheminées l'équation sans approximation s'écrit, en projection sur l'axe vertical :

$$\rho_{L0}\left(\frac{\partial v_V^C}{\partial t} - v_r^C \frac{\partial v_V^C}{\partial r} + v_V^C \frac{\partial v_V^C}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p_C}{\partial z} - \rho_{L0} g + \frac{\mu_L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial v_V^C}{\partial r}\right) \qquad \text{(A7.5)}$$

(a) (b) (c)

L'hypothèse revient à considérer que les termes (a) et (b) sont négligeables devant le terme (c). Evaluons l'ordre de grandeurs des trois termes.

$$(a) \sim \frac{\rho_{L0} v_r^C v_V^C}{R_C} \qquad \text{(A7.6)}$$

$$(b) \sim \frac{\rho_{L0} (v_V^C)^2}{H_{MI}} \qquad \text{(A7.7)}$$

$$(c) \sim \frac{\mu_L v_V^C}{R_C^2} \qquad \text{(A7.8)}$$

A l'aide du bilan de masse dans la cheminée, montrons que (a) ~ (b).

Le bilan de masse s'écrit :

$$-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r v_r^C) + \frac{\partial}{\partial z}(v_V^C) = 0 \qquad \text{(A7.9)}$$

$$\text{Soit : } \frac{v_r^C}{R_C} \sim \frac{v_V^C}{H_{MI}} \qquad \text{(A7.10)}$$

En reportant dans les équations (A7.6) et (A7.7), on vérifie bien que (a) ~ (b).

L'hypothèse se réécrit donc (a) << (c), ce qui est équivalent à :

$$\frac{\rho_{L0} v_V^C R_C}{\mu_L} \frac{R_C}{H_{MI}} << 1 \qquad \text{(A7.11)}$$

$$\frac{\rho_{L0} v_V^C R_C}{\mu_L} \frac{R_C}{H_{MI}} \sim \frac{10^3.10^{-3}.10^{-3}}{10^{-3}} \frac{10^{-3}}{10^{-1}} \sim 10^{-2}. \qquad \text{(A7.12)}$$

Ainsi nous venons de montrer que l'accélération spatiale est négligeable devant les forces de frottement, dans la zone poreuse et dans les cheminées.

Hypothèse 3.12 : Il n'y pas de couche de béton fondu, ce qui revient à dire que le débit de béton fondu traversant le milieu interfacial est supérieur ou égal au débit de béton produit par la fusion.

Le moteur de la remontée du béton fondu à travers les cheminées est la pression exercée par le poids du milieu interfacial. On suppose que cette force de pression motrice sert à accélérer le béton fondu jusqu'à la vitesse v_{BL} :

$$p_{MI} = p(z=0) + \frac{1}{2}\rho_{BF} v_{BL}^2 \qquad \text{(A7.13)}$$

$p(z=0)$ est la pression en bas des cheminées.
p_{MI} est la pression exercée par le milieu interfacial.

Cette dernière s'écrit :

$$p_{MI} = (\overline{g_L}\rho_L^{ZP} + (1-\overline{g_L})\rho_S) g H_{MI} + p_0 \qquad \text{(A7.14)}$$

$\overline{g_L}$ est la fraction liquide moyenne dans la zone poreuse

La pression en bas des cheminées a été calculée avec le modèle (équation 3.3.117) :

$$p(z=0) = p_0 + \rho_{BF} g H_{MI} + (\rho_{L0} g \beta_C L_0 - \frac{\mu_L j_0 L_0}{K_{ZP}}) \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1 - \frac{S_C^T}{S}\right)} \ln\left[\cosh\left(\frac{H_{MI}}{L_0}\right)\right] + \frac{\mu_L v_{BL} H_{MI}}{K_C} \frac{K_{MI}}{K_{ZP}} \qquad \text{(A7.15)}$$

En combinant les équations (A7.14) et (A7.15) et en supposant que $\rho_L^{ZP} \approx \rho_{BF}$, on obtient l'expression de v_{BL} :

$$v_{BL} = \frac{\mu_L H_{MI}}{K_C}\frac{K_{MI}}{K_{ZP}}\sqrt{1+2\rho_{BF}\left(\frac{K_{ZP}}{K_{MI}}\frac{K_C}{\mu_L H_{MI}}\right)^2 * A} \qquad \text{(A7.16)}$$

$$A = gH_{MI}(\rho_S - \rho_{BF})(1-\overline{g_L}) - \left(\rho_{L0} g\beta_C L_0 - \frac{\mu_L j_0 L_0}{K_{ZP}}\right)\frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1-\frac{S_C^T}{S}\right)}\ln\left[\cosh\left(\frac{H_{MI}}{L_0}\right)\right]$$

L'application numérique conduit à :

$$\frac{v_{BL}}{v_{FB}} \sim 10^3$$

Ainsi la vitesse débitante de béton fondu pouvant traverser le milieu interfacial est très grande devant la vitesse de fusion du béton. L'hypothèse est donc largement justifiée. Cette hypothèse valide par la même occasion l'hypothèse 3.8, qui stipule que le moteur du mouvement du béton fondu est la pression exercée par le milieu interfacial.

Hypothèse 3.27 : Dans la zone poreuse, on néglige les pertes de charge radiales devant les pertes de charges verticales.

Sans effectuer cette hypothèse, le bilan de quantité de mouvement dans la poreuse s'écrit :

$$\frac{\partial p_{ZP}}{\partial z} = -\rho_{L0} g(1-\beta_C w_{LiCl}^{ZP}) + \frac{\mu_L j_V^{ZP}}{K_{ZP}} \qquad \text{(A7.17)}$$

(a)

$$\frac{\partial p_{ZP}}{\partial r} = \frac{\mu_L j_r^{ZP}}{K_{ZP}} \qquad \text{(A7.18)}$$

(b)

Comparons les termes (a) et (b) :

$$\frac{(b)}{(a)} = \frac{j_r^{ZP}}{j_V^{ZP}} \qquad \text{(A7.19)}$$

Le modèle nous a permis d'obtenir les expressions de j_r^{ZP} (équation 3.3.115) et de j_V^{ZP} (équation 3.3.116) :

$$j_r^{ZP} = \frac{j_0}{2}\frac{(R_{CE}^2 - r^2)h_{MI}}{r\lambda_{eq}}\frac{(T_I - T_{FB})}{m_L}\frac{1}{\left(1-\frac{S_C^T}{S}\right)\cosh^2\left(\frac{z}{L_0}\right)} \qquad \text{(A7.20)}$$

$$j_V^{ZP} = j_0 \frac{L_0 h_{MI}}{\lambda_{eq}\left(1-\frac{S_C^T}{S_{MI}}\right)} \frac{(T_I - T_{FB})}{m_L} \tanh\left(\frac{z}{L_0}\right) \qquad \text{(A7.21)}$$

$$\text{Donc : } \frac{(b)}{(a)} \sim \frac{\frac{1}{2}\frac{R_C}{L_0}\left(\frac{S}{S_C^T}-1\right)}{\cosh\left(\frac{z}{L_0}\right)\sinh\left(\frac{z}{L_0}\right)} \qquad \text{(A7.22)}$$

L'évolution du rapport $\frac{(b)}{(a)}$ en fonction de la cote est tracée sur la Figure A.5.

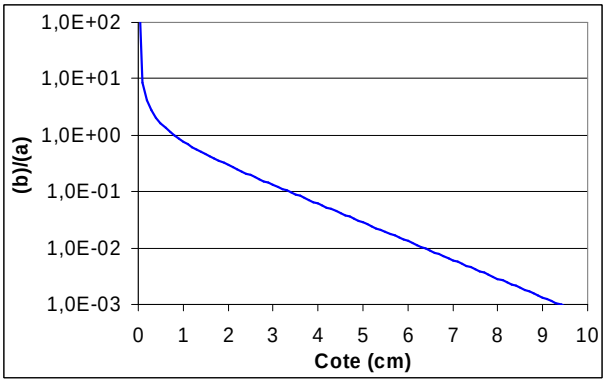


Figure A.5 : Evolution du rapport (b)/(a) en fonction de la cote

On en conclut que pour une cote supérieure à 3 cm, les pertes de charge radiales sont bien négligeables devant les pertes de charge axiale. En revanche, pour une cote inférieure à 3 cm, les pertes de charge radiales ne sont plus négligeables. Cela vient du fait que le débit vertical de liquide est de plus en plus faible lorsque la cote diminue.

Hypothèse : l'écoulement de béton fondu remonte uniquement par les cheminées

Cette hypothèse nous a permis de simplifier l'équation (3.3.86), rappelée ci-dessous, en négligeant le terme (b) devant le terme (a).

$$j_V^{ZP} = \underbrace{j_0\left(w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}\right)}_{(a)} - \underbrace{v_{FB}\frac{K_{MI}}{K_C}\left(\frac{S}{S_C^T}-1\right)}_{(b)}$$

Examinons le rapport des deux termes :

$$\frac{(b)}{(a)} \sim \frac{v_{FB}}{j_0\left(w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP}\right)} \frac{K_{MI}}{K_C}\left(\frac{S}{S_C^T}-1\right)$$

Le rapport des vitesses est de l'ordre de l'unité : $\frac{v_{FB}}{j_0 (w_{LiCl}^{BF} - w_{LiCl}^{ZP})} \sim 1$

$$\frac{K_{MI}}{K_C}\left(\frac{S}{S_C^T} - 1\right) \sim \frac{10^{-11}}{10^{-8}}.10^2 = 10^{-1}$$

Ainsi $\frac{(b)}{(a)} \sim 10^{-1}$

Il est donc légitime de considérer que le béton fondu remonte uniquement par les cheminées.

Annexe 8. Développement mathématique de l'équation d'évolution du flux de chaleur transféré au béton, d'après le modèle de ségrégation de phases

Dans cette annexe, on développe les équations qui permettent de prédire l'évolution temporelle du flux de chaleur transféré au béton avec le modèle de ségrégation de phases.

On part de l'équation reliant le flux de chaleur transféré au béton au coefficient de transfert de chaleur dans le bain à l'interface avec le milieu interfacial :

$$\Phi_{Fus} = h_P (T_P - T_I) S \qquad \text{(A8.1)}$$

On dérive cette équation par rapport au temps, en supposant que le coefficient de transfert de chaleur est constant :

$$\frac{d\Phi_{Fus}}{dt} = h_P \left(\frac{dT_P}{dt} - \frac{dT_I}{dt}\right) S \qquad \text{(A8.2)}$$

Réécrivons la dérivée temporelle de la température d'interface.

La température de l'interface entre le bain et le milieu interfacial est égale à la température de liquidus du bain :

$$T_I = T_{Liq}(w^P_{LiCl}) \qquad \text{(A8.3)}$$

En supposant que la courbe de liquidus est une droite de pente $-m_L$, l'équation (A8.3) se réécrit :

$$T_I = T^{BaCl2}_{Fus} - m_L w^P_{LiCl} \qquad \text{(A8.4)}$$

La dérivée temporelle de la température d'interface s'écrit donc :

$$\frac{dT_I}{dt} = -m_L \frac{dw^P_{LiCl}}{dt} \qquad \text{(A8.5)}$$

D'après les bilans de masse et de la masse de LiCl du bain (équations (1.4 et 1.5), la dérivée temporelle de la concentration de LiCl dans le bain a pour expression :

$$\frac{dw^P_{LiCl}}{dt} = (w^{BF}_{LiCl} - w^P_{LiCl}) \frac{\dot{m}_{BF}}{m_P} \qquad \text{(A8.6)}$$

Finalement, la dérivée temporelle de la température d'interface se réécrit :

$$\frac{dT_I}{dt} = -m_L (w^{BF}_{LiCl} - w^P_{LiCl}) \frac{\dot{m}_{BF}}{m_P} = -(T_I - T_{FB}) \frac{\dot{m}_{BF}}{m_P} \qquad \text{(A8.7)}$$

L'expression de la dérivée temporelle de la température du bain s'obtient au moyen du bilan d'énergie du bain (équations 1.6 et 1.13), pour lequel on suppose que la puissance prélevée pour chauffer le gaz est négligeable devant les autres termes.

$$\frac{dT_P}{dt} = \frac{P - \dot{m}_{BF}(C_{PL}(T_P - T_{FB}) + L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{m_P C_{PL}} \qquad \text{(A8.8)}$$

Ainsi, l'équation (A8.2) devient, après simplification :

$$\frac{d\Phi_{Fus}}{dt} = h_P S\left(\frac{P - \dot{m}_{BF}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{m_P C_{PL}} + (T_I - T_P)\frac{\dot{m}_{BF}}{m_P}\right) \qquad \text{(A8.9)}$$

Le flux de chaleur transféré au béton et le débit de béton fondu sont reliés par l'équation :

$$\Phi_{Fus} = \dot{m}_{BF}(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty})) \qquad \text{(A8.10)}$$

L'équation (A8.9) prend l'expression finale suivante :

$$\boxed{\frac{d\Phi_{Fus}}{dt} = \frac{h_P S P}{m_P C_{PL}}\left(1 - \frac{\Phi_{Fus}}{P}\right) - \frac{\Phi_{Fus}^2}{m_P(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}} \qquad \text{(A8.11)}$$

A présent, déterminons l'expression du flux de chaleur transféré au béton en régime permanent ainsi que le temps caractéristique d'évolution de ce flux vers le régime permanent.

On pose :

$$X = \frac{\Phi_{Fus}}{P} \qquad \text{(A8.12)}$$

$$\tau_1 = \frac{m_P C_{PL}}{h_P S} \qquad \text{(A8.13)}$$

$$\tau_2 = \frac{m_P(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{P} \qquad \text{(A8.14)}$$

En régime permanent, l'équation (A8.11) devient :

$$\frac{1}{\tau_1}.(1 - X) - \frac{1}{\tau_2}X^2 = 0 \qquad \text{(A8.15)}$$

Cette équation polynomiale du second degré admet pour solutions X_+ et X_-, dont les expressions sont :

$$X_+ = \frac{\tau_2}{2\tau_1}\left[-1 + \sqrt{1 + 4\frac{\tau_1}{\tau_2}}\right] \qquad \text{(A8.16)}$$

$$X_{-} = -\frac{\tau_2}{2\tau_1}\left[1+\sqrt{1+4\frac{\tau_1}{\tau_2}}\right] \qquad \text{(A8.17)}$$

La solution ayant un sens physique est la solution positive, X_{+}, qui s'écrit sous forme dimensionnelle :

$$\boxed{\Phi_{Fus}^{RP} = \frac{h_P S(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{2C_{PL}}\left(-1+\sqrt{1+\frac{4C_{PL}P}{h_P S(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}}\right)} \qquad \text{(A8.18)}$$

Pour déterminer le temps caractéristique d'évolution du flux de chaleur transféré au béton vers le régime permanent, réécrivons l'équation (A8.11) :

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{1}{\tau_2}(X - X_{+})(X - X_{-}) \qquad \text{(A8.19)}$$

Soit :

$$\frac{dX}{(X - X_{+})(X - X_{-})} = -\frac{dt}{\tau_2} \qquad \text{(A8.20)}$$

La fraction polynomiale du membre de gauche se décompose en éléments simples :

$$\frac{1}{(X - X_{+})(X - X_{-})} = \frac{1}{(X_{+} - X_{-})}\left(\frac{1}{(X - X_{+})} - \frac{1}{(X - X_{-})}\right) \qquad \text{(A8.21)}$$

L'équation (A8.20) devient :

$$\frac{dX}{(X_{+} - X_{-})}\left(\frac{1}{(X - X_{+})} - \frac{1}{(X - X_{-})}\right) = -\frac{dt}{\tau_2} \qquad \text{(A8.22)}$$

Après intégration de cette équation, on obtient :

$$X(t) = \frac{X_{+} + X_{-}Ce^{-\sqrt{1+4\frac{\tau_1}{\tau_2}}\frac{t}{\tau_1}}}{1+Ce^{-\sqrt{1+4\frac{\tau_1}{\tau_2}}\frac{t}{\tau_1}}} \qquad \text{(A8.23)}$$

C est une constante d'intégration.

Ainsi le temps caractéristique d'établissement du régime permanent a pour expression :

$$\tau_{Fus} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1+4\frac{\tau_1}{\tau_2}}} \qquad \text{(A8.24)}$$

Soit :

$$\tau_{Fus} = \frac{m_P C_{PL}}{h_P S} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4 C_{PL} P}{h_P S (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}}} \quad \text{(A8.25)}$$

Enfin, réécrivons les équations (A8.11) et (A8.18) en fonction de la vitesse de fusion du béton, qui est reliée au flux de chaleur transféré au béton par :

$$\Phi_{Fus} = \rho_{BS} v_{FB} (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))S \quad \text{(A8.26)}$$

L'équation (A8.11) devient :

$$\frac{dv_{FB}}{dt} = \frac{h_P}{\rho_{BS} C_{PL}} \frac{P}{m_P (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))} \left(1 - \frac{\rho_{BS} v_{FB} S (L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}))}{P}\right) - \frac{\rho_{BS} v_{FB}^2 S}{m_P} \quad \text{(A8.27)}$$

L'équation (A8.18) devient :

$$v_{FB}^{RP} = \frac{h_P}{2\rho_{BS} C_{PL}} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4 C_{PL} P}{h_P S \left(L_{Fus}^{Béton} + C_{PBS}\left(T_{FB} - T_{BS}^{\infty}\right)\right)}}\right) \quad \text{(A8.28)}$$

Annexe 9. Description du modèle numérique implanté dans le logiciel SOLID

La description du modèle numérique développé dans le logiciel SOLID est extraite du mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches d'Hervé Combeau (2000).

Le modèle numérique développé dans SOLID peut être partagé en deux blocs : un bloc macro et un bloc micro. Le bloc macro comprend les équations de conservation de l'énergie, de la masse totale, de la masse pour chaque constituant et de la quantité de mouvement pour la phase liquide. Le bloc micro est un modèle de microségrégation en système ouvert.

Les équations du bloc macro sont les suivantes :

- Conservation de la masse globale :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left(\rho^{l}\vec{V}\right) = 0 \qquad \text{(A9.1)}$$

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\bar{\rho}\,\bar{h}\right) + \vec{\nabla}\left(\rho^{l}\vec{V}h^{l}\right) = \vec{\nabla}\left(\lambda_{e}\vec{\nabla}T\right) \qquad \text{(A9.2)}$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho^{l}\vec{V}\right) + \frac{1}{g^{l}}\vec{\nabla}\left(\rho^{l}\vec{V}.\vec{V}\right) = \vec{\nabla}\left(\mu^{l}\vec{\nabla}\left(\vec{V}\right)\right) - \frac{g^{l}\mu^{l}}{K}\vec{V} - g^{l}\vec{\nabla}p + \rho^{l}g^{l}\vec{g} \qquad \text{(A9.3)}$$

- Conservation de la masse de soluté :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\bar{\rho}\,\bar{w}\right) + \vec{\nabla}\left(\rho^{l}\vec{V}w^{l}\right) = \vec{\nabla}\left(\rho^{l}g^{l}D^{l}\vec{\nabla}w^{l}\right) + \vec{\nabla}\left(\rho^{s}g^{s}D^{s}\vec{\nabla}w^{s}\right) \qquad \text{(A9.4)}$$

avec :

ρ^{m} Masse volumique de la phase m

g^{m} Fraction volumique de la phase m

f^{m} Fraction massique de la phase m

$\vec{V}$ Vitesse moyenne débitante $\vec{V} = g^{l}\left\langle \vec{V}^{l} \right\rangle^{l}$

μ^{l} Viscosité dynamique de la phase liquide

h_{m} Enthalpie massique de la phase m

K perméabilité

w^{m} Titre massique moyen de l'élément d'alliage dans la phase m

λ^{m} Conductivité thermique de la phase m

λ_{e} Conductivité thermique équivalente $\lambda_{e} = \lambda^{S}g^{S} + \lambda^{l}g^{l}$

D^{m} Coefficient de diffusion chimique du soluté dans la phase m

Indice ou exposant :
l phase liquide
s phase solide

La barre au-dessus d'une grandeur désigne une grandeur de mélange, pour une grandeur massique φ :

$$\overline{\varphi} = f^l \varphi^l + f^s \varphi^s \qquad \text{(A9.5)}$$

et pour une grandeur volumique ψ :

$$\overline{\psi} = g^l \psi^l + g^s \psi^s \qquad \text{(A9.6)}$$

Les équations du bloc micro sont les suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho^s g^s w^s\right) - k w^l \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho^s g^s\right) = \left[\rho^s D_i^s \vec{\nabla} w_i^s . \vec{n}^{s/l}\right]^* S_V \qquad \text{(A9.7)}$$

$$T = T_m + m w^l \qquad \text{(A9.8)}$$

$$\overline{\rho}\overline{w} = \rho^l g^l w^l + \rho^s g^s w^s \qquad \text{(A9.9)}$$

$$\overline{\rho}\overline{h} = \rho^l g^l h^l + \rho^s g^s h^s \qquad \text{(A9.10)}$$

k coefficient de partage
T_m température de changement de phase du corps pur
m pente de la courbe de liquidus

$$K = \frac{\left(g^l\right)^3}{2t^2 S_v^{\ 2}} \qquad \text{(A9.11)}$$

S_V est la surface spécifique de l'interface liquide-solide :

$$S_V = \frac{1}{V_0} \int_{A^{l/s}} dA^* \qquad \text{(A9.12)}$$

t est le rapport de la longueur d'un canal de fluide à la distance entre ses extrémités, on l'appelle tortuosité. Selon Kozeny sa valeur varie peu et reste aux alentours de t = $\sqrt{\frac{5}{2}}$, valeur voisine de la tortuosité d'une ligne brisée à 45° pour laquelle t = $\sqrt{2}$ ou d'une demi-circonférence pour laquelle t = $\frac{p}{2}$.

L'algorithme de résolution numérique du système d'équations couplées est inspiré de cette séparation en deux blocs. Dans le bloc macro, le système d'équations (A9.1-A9.4) est résolu en prenant comme variables principales (c'est à dire comme variable de sortie du bloc macro) : l'enthalpie massique moyenne $\overline{h}$, la vitesse moyenne débitante de la phase liquide

$\vec{V}$, la pression moyenne dans la phase liquide p et le titre massique moyen en soluté $\overline{w}$. Avec comme données d'entrée $\overline{h}$ et $\overline{w}$, le bloc micro permet ensuite de déterminer : la température moyenne T, la fraction volumique des phases liquide et solide g^l, g^s, le titre massique moyen en soluté dans chaque phase w^l, w^s et la perméabilité. Le schéma général de l'algorithme micro-macro est présenté sur la Figure A.6.

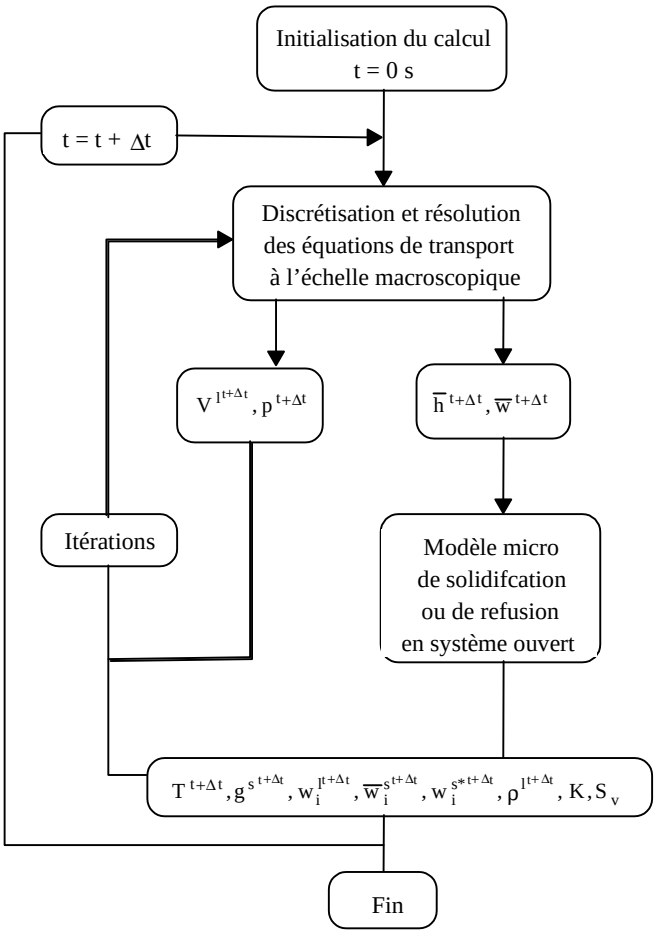


Figure A.6 : Forme générale de l'algorithme de résolution

Dans le code de calcul SOLID, les équations de conservation du bloc macro sont discrétisées suivant la méthode des volumes finis. Une méthode enthalpique a été mise en œuvre pour la discrétisation de l'équation de conservation de l'énergie (équation A9.2). Les équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse ont été discrétisées et résolues suivant la méthode SIMPLEC. Enfin, la méthode proposée par V.Voller a été adoptée pour discrétiser l'équation de conservation du soluté.

Nomenclature

Indices

B	Béton
BF	Béton fondu
BS	Béton solide
C	Cheminée
CE	Cellule élémentaire
CF	Coeur fondu
CR	Croûte
CS	Corium solide
G	Gaz
I	Interface entre le bain et la croûte/le milieu interfacial
L	Liquide
MI	Milieu interfacial
P	Bain
S	Solide
ZP	Zone poreuse

Lettres latines majuscules

A	Longueur de Laplace	m
C	Constante d'intégration de l'équation (3.3.65)	$m.s^{-1}$
C	Composition	
C_0	Composition moyenne du corium	
C_E	Composition de l'eutectique	
C_P	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C^L_{PBaCl2}	Capacité calorifique de $BaCl_2$ à l'état liquide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C^S_{PBaCl2}	Capacité calorifique de $BaCl_2$ à l'état solide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C^C_{PL}	Capacité calorifique du liquide dans les cheminées	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C^{ZP}_{PL}	Capacité calorifique du liquide dans la zone poreuse	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C^L_{PLiCl}	Capacité calorifique de LiCl liquide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D_C	Diamètre des cheminées	m
D_{LiCl}	Coefficient de diffusion de LiCl dans le mélange $LiCl - BaCl_2$	$m^2.s^{-1}$
D_P	Taille caractéristique des pores du milieu interfacial	m
E	Effusivité	$J.s^{-1/2}.K^{-1}.m^{-3/2}$
E_{res}	Energie résiduelle	J
H	Epaisseur du radier en béton	m
H_C	Hauteur du volume de calcul dans SOLID	m
H_{CR}	Epaisseur de la croûte	m
H_{MI}	Epaisseur du milieu interfacial	m
H_P	Cote au-dessus de laquelle le volume est soumis à un	

	dégagement de puissance dans SOLID	m
K	Perméabilité	m^2
L_0	Longueur de référence du milieu interfacial	m
L_C	Demi – largeur d'une cheminée	m
L_C^T	Largeur totale des cheminées	m
L_{CE}	Demi - largeur d'une cellule élémentaire dans le modèle 2D plan du milieu interfacial	m
$L_{Fus}^{Béton}$	Chaleur latente de fusion du béton	$J.kg^{-1}$
L_{Fus}^{Bacl2}	Chaleur latente de fusion de $BaCl_2$	$J.kg^{-1}$
L_{Fus}^{Corium}	Chaleur latente de fusion du corium	$J.kg^{-1}$
L_{MI}	Largeur du milieu interfacial	m
N_C	Nombre de cheminées	
P	Puissance résiduelle	W
P_P	Puits de chaleur dans le bain	W
P_{Pertes}	Flux de chaleur transféré aux frontières du bain autres que celle avec le milieu interfacial	W
$P_{solidification}$	Puissance associée à la solidification de $BaCl_2$	W
P_{Vol}	Puissance volumique	$W.m^{-3}$
Q	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
R	Constante des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
Ra_C	Nombre de Rayleigh critique	
R_C	Rayon des cheminées	m
R_{CE}	Rayon d'une cellule élémentaire	m
S	Surface horizontale du béton	m^2
S_C	Surface horizontale d'une cheminée	m^2
S_C^T	Surface totale des cheminées	m^2
S_{CE}	Surface horizontale d'une cellule élémentaire	m^2
T	Température	°C
T_∞	Température du couvercle ou des parois latérales	°C
T_{BS}^∞	Température du béton solide au loin	°C
$T_{contact}$	Température de contact thermique	°C
T_{FB}	Température de fusion du béton	°C
T_{Fus}^{BaCl2}	Température de fusion de $BaCl_2$	°C
T_{Fus}^{CF}	Température de fusion du cœur fondu	°C
T_I	Température d'interface	°C
T_I^{RP}	Valeur de la température d'interface en régime permanent	°C
T_{Liq}	Température de liquidus	°C
T_P^{RP}	Température du bain en régime permanent	°C
T_{ref}	Température de référence	°C
T_{Sol}	Température de solidus	°C

Lettres latines minuscules

a	Coefficient de polynôme (équation 3.3.69)	
b	Coefficient de polynôme (équation 3.3.69)	
c	Coefficient de polynôme (équation 3.3.69)	
d	distance entre cheminées	m
d_G	Diamètre des grains constitutifs du milieu interfacial	m
e	Enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
e^{L}_{BaCl2}	Enthalpie massique de $BaCl_2$ liquide	$J.kg^{-1}$
e^{S}_{BaCl2}	Enthalpie massique de $BaCl_2$ solide	$J.kg^{-1}$
e_{CD}	Enthalpie massique du liquide provenant de la dissolution de la croûte	$J.kg^{-1}$
e^{ZP}_{L}	Enthalpie massique du liquide dans la zone poreuse	$J.kg^{-1}$
e^{L}_{LiCl}	Enthalpie massique de LiCl liquide	$J.kg^{-1}$
f_S	Fraction solide	
f_{SP}	Fraction solide dans le bain	
g	Constante de gravité	$m.s^{-2}$
g_L	Fraction liquide	
$\overline{g_L}$	Fraction liquide moyenne du milieu interfacial	
h	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_{eq}	Coefficient de transfert de chaleur équivalent du milieu interfacial et du bain	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_{Film}	Coefficient de transfert de chaleur du film de gaz	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_P	Coefficient de transfert de chaleur entre un liquide et une paroi traversée par du gaz	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h^{M}_{P}	Coefficient de transfert de chaleur dans un bain contenant du solide en suspension	$W.m^{-2}.K^{-1}$
j_G	Vitesse superficielle du gaz	$m.s^{-1}$
j^{Min}_{G}	Vitesse superficielle de gaz minimale pour la formation d'un film de gaz	$m.s^{-1}$
j_0	Vitesse de référence de l'écoulement dans le milieu interfacial	$m.s^{-1}$ $m.s^{-1}$
j^{ZP}_{H}	Vitesse horizontale du liquide dans la zone poreuse	$m.s^{-1}$
j^{ZP}_{r}	Vitesse radiale du liquide dans la zone poreuse	$m.s^{-1}$
j^{C}_{V}	Vitesse verticale débitante du liquide dans une cheminée	$m.s^{-1}$
j^{ZP}_{V}	Vitesse verticale du liquide dans la zone poreuse	$m.s^{-1}$
$\overline{j^{ZP}_{V}}$	Vitesse verticale débitante du liquide dans la zone poreuse	$m.s^{-1}$
j_{ZP}	Vitesse du liquide dans la zone poreuse	$m.s^{-1}$
k	Coefficient de partage	
l_X	Largeur d'une maille de calcul avec SOLID	m
l_Y	Hauteur d'une maille de calcul avec SOLID	m

m	Masse	kg
m_L	Valeur absolue de la pente de la courbe de liquidus	°C/% masse LiCl
m_{SP}	Masse de solide dans le bain	kg
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
$\dot{m}_{CD}$	Débit massique de liquide provenant de la dissolution de la croûte	$kg.s^{-1}$
$\dot{m}_G^{in}$	Débit massique de gaz entrant dans le bain	$kg.s^{-1}$
$\dot{m}_G^{out}$	Débit massique de gaz sortant du bain	$kg.s^{-1}$
p	Pression	Pa
p_0	Pression de référence	Pa
p_C	Pression dans une cheminée	Pa
p_{MI}	Pression exercée par le milieu interfacial sur le béton fondu	Pa
p_{ZP}	Pression dans la zone poreuse	Pa
$q_{solidification}$	Débit massique de $BaCl_2$ se solidifiant dans le milieu interfacial	$kg.s^{-1}$
r	Coordonnée radiale	m
t	Temps	s
t_0 :	Instant de démarrage du régime quasi-permanent de la croûte	s
v	Vitesse locale	$m.s^{-1}$
v_{BL}	Vitesse maximale du béton liquide remontant à travers le milieu interfacial	$m.s^{-1}$
v_{FB}	Vitesse de fusion du béton	$m.s^{-1}$
v_H^C	Composante radiale de la vitesse dans une cheminée	$m.s^{-1}$
v_r^C	Composante radiale de la vitesse dans une cheminée	$m.s^{-1}$
v_V^C	Composante verticale de la vitesse dans une cheminée	$m.s^{-1}$
w	Fraction massique	
w_{BF}^I	Fraction massique de béton fondu à l'interface entre le bain et la croûte/le milieu interfacial	
w_{BF}^P	Fraction massique de béton fondu dans le bain	
w_G^{BS}	Fraction massique de gaz dans le béton solide.	
w_{LiCl}^{BF}	Fraction massique de LiCl dans le béton fondu	
w_{LiCl}^C	Fraction massique de LiCl dans une cheminée	
w_{LiCl}^I	Fraction massique de LiCl à l'interface bain – milieu interfacial	
w_{LiCl}^P	Fraction massique de LiCl dans le bain	
	Fraction massique de LiCl dans la zone poreuse	
z	Coordonnée verticale	m

Lettres grecques majuscules

β_C	Coefficient d'expansion volumique d'origine solutale	
γ	Paramètre	
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
λ_{eq}	Conductivité thermique équivalente du milieu interfacial	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ_L	Viscosité dynamique du liquide	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
ρ_{L0}	Masse volumique de $BaCl_2$ à l'état liquide à sa température de fusion	$kg.m^{-3}$
ρ_L^{ZP}	Masse volumique du liquide dans la zone poreuse	$kg.m^{-3}$
ρ_L^{C}	Masse volumique du liquide dans une cheminée	$kg.m^{-3}$
ρ_{BaCl2}^{L}	Masse volumique de $BaCl_2$ liquide	$kg.m^{-3}$
ρ_{LiCl}^{L}	Masse volumique de LiCl liquide	$kg.m^{-3}$
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$
$\sigma_{L/G}$	Tension superficielle liquide/gaz	$N.m^{-1}$
$\tau_{bouchage}$	Temps caractéristique de bouchage du milieu interfacial	s
τ_{Fus}	Temps caractéristique du régime permanent pour le flux de chaleur transféré au béton	s
τ_{RP}	Temps caractéristique du régime quasi-permanent	s
τ_{RT}	Temps caractéristique du régime transitoire de formation de la croûte	s
τ_{th}	Temps caractéristique d'établissement du régime permanent	s

Lettres grecques minuscules

ΔH_B	Chaleur de décomposition du béton	$J.kg^{-1}$
Φ_{CD}	Flux de conduction transféré à travers le milieu interfacial	W
$\Phi_{CD,L}$	Flux de chaleur transféré par conduction entre la zone poreuse et les cheminées	$W.m^{-1}$
Φ_{CV}	Flux de convection transféré à travers le milieu interfacial	W
Φ_{Fus}	Flux de chaleur associé à la fusion du béton	W
Φ_{Fus}^{RP}	Valeur du flux de chaleur transféré au béton en régime permanent	W
Φ_L	Flux de chaleur transféré verticalement	$W.m^{-1}$

Nombres adimensionnels

Nombre de Froude $$Fr_A = \frac{j_G^2}{gA}$$

Nombre de Nusselt $$Nu_A = \frac{h_P A}{\lambda_L}$$

Nombre de Prandtl $$Pr_L = \frac{\mu_L C_{PL}}{\lambda_L}$$

Nombre de Rayleigh $$Ra = \frac{\rho_{L0} g \beta_C (w_{LiCl}^P - w_{LiCl}^{BF}) K_{MI} H_{MI}}{\mu_L D}$$

Nombre de Reynolds $$Re_{D_P} = \frac{\rho_{L0} j_V^{ZP} D_P}{g_L \mu_L}$$

Nombre de Stanton $$St = \frac{h_P}{\rho_L j_G C_{PL}}$$

Références

Ahmad N. et al. (1998) - Numerical Simulation of Macrosegregation : a Comparison between FVM and FEM Predictions and a confrontation with Experiments, Metallurgical and Materials Transactions A, **29**, 617 - 630.

Alsmeyer H. (1987) - BETA experiments in verification of the WECHSL code : experimental results on the melt-concrete interaction, Nuclear Engineering and Design, **103**, 115-125.

Alsmeyer et al. (2007) - Corium Concrete Interaction and Basemat Failure - à paraître.

Bejan A. (2000-1) - *Shape and Structure, from Engineering to Nature*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.

Bejan A. (2000-2) - From Heat Transfer Principles to Shape and Structure in Nature: Constructal Theory - Journal of Heat Transfer, **22**, 430-449.

Bonnet J.M. (1999) – Thermal hydraulic phenomena in corium pools for ex-vessel situations: The BALI experiment - OECD Workshop on ex-vessel debris coolability, Karlsruhe, Germany, 15-18 November 1999.

Bories S. et Prat M. (1995) – *Transfert de chaleur dans les milieux poreux* - Techniques de l'ingénieur, dossier B8250.

Bradley D.R. (1988) - Modelling of heat transfer between core debris and concrete, in *ANS Proceedings of the 1988 National Heat Transfer Conference, Houston, USA, p 37–49.*

Bradley D.R. et al. (1993) – CORCON-Mod3 : an integrated computer model for analysis of molten core-concrete interactions – NUREG/CR-5843

Chartrand P. et Pelton A.D. (2001) - Thermodynamic evaluation and optimization of the LiCl-NaCl-KCl-RbCl-CsCl-$MgCl_2$-$CaCl_2$-SrC_2-$BaCl_2$ system using the modified quasichemical model - Canadian Metallurgical Quarterly, **40**, 13 – 32.

Combeau H. (2000) - Récents progrès dans la compréhension et la prédiction des macro et mésoségrégations - Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches, INPL, 25 janvier 2000.

Copus E.R. (1992) - Core-concrete interactions with overlying water pools, in *Proceedings of the Second OECD (NEA) CSNI Specialist Meeting on Molten Core Debris-Concrete Interactions, KfK 5108, NEA/CSNI/R(92)10, Karlsruhe, Germany, April 1–3.*

Corradini M. (1983) – A transient model for the ablation and decomposition of concrete – Nuclear Technology, **62**, 263 – 273.

Cranga et al. (2001) - Bilan des connaissances sur le comportement du corium hors-cuve et proposition d'une stratégie de R&D – Note technique IPSN/DRS/SEMAR/LMPC/01-12.

Cranga M. et al. (2005) - The MEDICIS code, a versatile tool for MCCI modelling, in *Proceedings of ICAPP '05, Seoul, KOREA, May 15-19.*

Davies H. et al. (1990) – Application of MTDATA to the modelling of multicomponent equilibria – High Temperature Science, **26**, 251 – 262.

Deckwer W.D. (1980) - On the mechanism of heat transfer in bubble column reactor - Chemical Engineering Science, **25**, 1341-1346.

Defoort F. et Tourniaire B. (2005) – Etude de la modélisation du calcul des températures liquidus et solidus dans le logiciel CORCON - Note technique CEA DEN/DTN/SE2T/LPTM/05-82.

Dupouy M.D. et Camel D. (1998) - Effects of gravity on columnar dendritic growth of metallic alloys: flow pattern and mass transfer - Journal of Crystal Growth, **183**, 469 – 489.

Farmer M.T. et al. (1997) - Mace test M3b Data report volume 1, MACE-TR-D13, EPRI TR-108806.

Farmer M.T. et al. (2001-a) - Status and future direction of the melt attack and coolability experiments (MACE) program at Argonne National Laboratory, in *Proceedings of the ICONE-9, Nice, FRANCE, April 8–12.*

Farmer M.T. (2001-b) - Modeling of ex-vessel corium coolability with the CORQUENCH code, in *Proceedings of the ICONE-9, Nice, FRANCE, April 8–12.*

Farmer M.T. et al. (2005) - The results of the CCI-2 reactor material experiment investigating 2-D core-concrete interaction and debris coolability, in *Proceedings of the NURETH 11, Avignon, FRANCE, October 3 -6.*

Farmer M.T. et al. (2006) - The Results of the CCI-3 Reactor Material Experiment Investigating 2-D Core-Concrete Interaction and Debris Coolability with a Siliceous Concrete Crucible - in *Proceedings of the ICAPP'06, Reno, USA, June 4-8.*

Fischer E. (2003) – Thermodynamic optimization of the AgCl-KCl and $BaCl_2$-LiCl systems – Journal of phase Equilibria, **24**, 3, 228 – 235.

Foit J.J. et al. (1995) – The WECHSL-Mod3 Code: a computer program for the interaction of a core melt with concrete including the long term behavior; Model description and User's manual – FZKA 5522.

Hellawell A. et al. (1993) - Channel convection in partly solidified systems - Philosophical Transactions of The Royal Society of London A, **345**, 507 – 544.

Jain J. et al. (2007-1) - Role of plume convection and remelting on the mushy layer structure during directional solidification - Journal of Physics D, **40**, 1150 – 1160.

Jain J. et al. (2007-2) - Numerical studies on channel formation and growth during solidification: Effect of process parameters - Journal of Heat Transfer - Transactions Of The ASME, **129**, 548 – 558.

Journeau et al. (2008) - Current European Experiments on Molten Core Concrete Interaction: HECLA and VULCANO, in *Proceedings of the ICAPP'08, Anaheim, USA, June 8-12.*

Kaviany M. (1999) - *Principles of heat transfer in porous media*, 2nd edition, Springer.

Konsetov W (1966) - Heat transfer during bubbling of gas through liquid - International Journal of Heat and Mass Transfer, **9**, 1103.

Kutateladze S.S. et Malenkov I.G. (1978) - Boiling and bubbling heat transfer under the conditions of free and forced convection - 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto, CANADA, August 7-11.

Lapwood E.R. (1948) – Convection of a fluid in a porous medium - Proceedings of The Cambridge Philosophical Society, **44**, 508 – 512.

Lauriat G. (1995) – *Conduction thermique* – Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers.

Levy S. (2002) - Summary of coolability studies undertaken by ACE, MACE, ACEX - Référence non publique.

Maruyama et al. (2006) - A study on concrete degradation during molten core/concrete interactions – Nuclear Engineering and Design – **236**, 2237–2244.

Mason P.K. et Turland B.D. (1996) – Assessment of ablation temperature and ablation enthalphy of concretes - ACEX report TR-C-13.

Michel B. et Cranga M. (2009) - Interpretation and calculations for the first series of tests for the ARTEMIS program (Corium-Concrete Interaction with Simulating materials) – Nuclear Engineering and Design – **239**, 600 - 610.

Nie M. et al. (2002) - Advanced MCCI modelling based on stringent coupling of thermalhydraulics and real solution of thermochemistry in COSACO, in *Proceedings of the ICONE-10, Arlington, USA, April 8–12.*

Peehs M. et al. (1979) – The behavior of concrete in contact with molten corium in the case of a hypothetical core melt accident, Nuclear technology, **46**, 192-198.

Roberts PH et Loper DE (2001) - Mush-chimney convection - Studies In Applied Mathematics, **18**, 187 – 227.

Roche M.F. et al. (1993) – Solidus and liquidus temperatures of concrete mixtures – NUREG/CR-6032, ANL-93/9.

Sarazin J.R. et Hellawell A. (1988) - Channel Formation In Pb-Sn, Pb-Sb, and Pb-Sn-Sb Alloy Ingots and Comparison With The system NH_4Cl-H_2O, Metallurgical Transactions A, **19**, 1861 – 1871.

Schulze, T.P. et Worster, M.G. (1998) - A numerical investigation of steady convection in mushy layers during the directional solidification of binary alloys - Journal of Fluid Mechanics, **356**, 199 - 220.

Seiler J.M. (1996) – Phase segregation model and molten pool thermal-hydraulics during molten core concrete interaction - Nuclear Engineering and Design, **166**, 259 – 267.

Seiler J.M. et Froment K. (2000) - Material Effects on Multiphase Phenomena in Late Phases of Severe Accidents of Nuclear Reactor - Multiphase Science and Technology, **12**, 117-257.

Spindler et al. (2006) - Simulation of MCCI with the TOLBIAC-ICB code based on the phase segregation model - Nuclear Engineering and Design, **236**, 2264 – 2270.

Sudreau F. et Cognet G. (1997) – Corium viscosity modelling above liquidus temperature - Nuclear engineering and design, **178**, 269-277.

THERMODATA (2000) - *GEMINI2, Thermochemical equilibria calculation code – Complex multicomponent phases*, Thermodata, St Martin d'Hères, France

Thompson D.H et al. (1997) - Compilation, Analysis and Interpretation of ACE Phase C and MACE Experimental Data, Volume 1 – MCCI Thermalhydraulics Results - ACEX TR-C-14 Report.

Tourniaire B. (2006) - A heat transfer correlation based on a surface renewal model for molten core concrete interaction study - Nuclear engineering and design, **236**, 10 -18.

Urbain G. (1987) – Viscosity estimation of slags - Steel Research, **58**, 111-116.

Veteau JM. (2004) – Programme ARTEMIS : Propriétés thermophysiques du mélange LiCl – $BaCl_2$ – Note technique CEA/DEN/DTN/SE2T/LPTM/04-6.

Veteau J.M. (2006), ARTEMIS program: Investigation of MCCI by means of simulating material experiments, in *Proceedings of the ICAPP'06, 2006, Reno, USA, June 4-8*.

Veteau J.M. et Spindler B. (2006) - Molten Corium Concrete Interaction : Post-Calculations of 1D Artemis Tests With the TOLBIAC-ICB Code, in *Proceedings of the ICAPP'06, 2006, Reno, USA June 4-8*.

Worster, M.G. (1991) - Natural convection in a mushy layer - Journal of Fluid Mechanics, **224**, 335 - 359.

Worster, M.G. (1997) - Convection in mushy layers - Annual Review of Fluid Mechanics, **29**, 91 – 122.

Yang W. et al. (2001) – Freckle criteria for the upward directional solidification of alloys - Metallurgical Transactions A, **32**, 397 – 406.

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :
Monsieur Florian FICHOT, Ingénieur, IRSN, Saint-Paul-lez-Durance

Monsieur Dominique GODIN, Directeur de Recherche, FAST, UPSUD, Orsay

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur GUILLAUMÉ Mathieu

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse intitulée :

"Modélisation de l'interaction entre le cœur fondu d'un réacteur à eau pressurisée et le radier en béton du bâtiment réacteur"

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : **« Mécanique et Energétique»**

Fait à Vandoeuvre, le 02 décembre 2008
Le Président de l'I.N.P.L.,
F. LAURENT

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE - NANCY -

Pour le Président
Le Vice-Président,
Jacques JARAY

Résumé

Les accidents graves de centrales nucléaires ont une probabilité d'occurrence très faible, mais compte tenu des risques encourus, il est nécessaire de savoir prédire l'évolution de l'accident. Dans le scénario le plus critique, le dégagement de chaleur induit par la désintégration des produits de fission entraînerait la fusion du cœur et la formation d'un magma (« corium ») qui tomberait sur le radier en béton du bâtiment réacteur, provoquant sa fusion. L'objectif des études est d'évaluer la vitesse de fusion du béton. Dans ce contexte, le travail effectué dans cette thèse se situe dans la continuité du modèle de ségrégation de phases développé par Seiler et Froment, et s'appuie sur les résultats expérimentaux des essais ARTEMIS. D'une part, nous avons développé un nouveau modèle de transferts à travers le milieu interfacial. Ce modèle fait intervenir trois mécanismes de transfert : la conduction, la convection et un dégagement de chaleur latente. D'autre part, nous avons revu la modélisation couplée du bain et du milieu interfacial, ce qui a conduit au développement de deux nouveaux modèles : « le modèle liquidus », pour lequel on suppose qu'il n'y a pas de résistance au transfert de soluté, et le « modèle à épaisseur de milieu interfacial constante », pour lequel on suppose qu'il n'y a pas de dissolution du milieu interfacial. Le modèle à épaisseur de milieu interfacial constante permet de prédire correctement les valeurs expérimentales de la vitesse de fusion du béton et de la température du bain, dans les essais 3 et 4 tandis que le modèle liquidus, appliqué aux essais 2 et 6, prédit correctement l'évolution de la vitesse de fusion et de la température du bain.

Mots-clés : sûreté nucléaire ; interaction corium- béton ; modélisation

Abstract

Severe accidents of nuclear power plants are very unlikely to occur, yet it is necessary to be able to predict the evolution of the accident. In some situations, heat generation due to the disintegration of fission products could lead to the melting of the core. If the molten core falls on the floor of the building, it would provoke the melting of the concrete floor. The objective of the studies is to calculate the melting rate of the concrete floor. The work presented in this report is in the continuity of the segregation phase model of Seiler and Froment. It is based on the results of the ARTEMIS experiments. Firstly, we have developed a new model to simulate the transfers within the interfacial area. The new model explains how heat is transmitted to concrete: by conduction, convection and latent heat generation. Secondly, we have modified the coupled modelling of the pool and the interfacial area. We have developed two new models: the first one is the "liquidus model", whose main hypothesis is that there is no resistance to solute transfer between the pool and the interfacial area. The second one is "the thermal resistance model", whose main hypothesis is that there is no solute transfer and no dissolution of the interfacial area. The second model is able to predict the evolution of the pool temperature and the melting rate in the tests 3 and 4, with the condition that the obstruction time of the interfacial area is about 10^5 s. The model is not able to explain precisely the origin of this value. The liquidus model is able to predict correctly the evolution of the pool temperature and the melting rate in the tests 2 and 6.

Key words : nuclear safety ; molten core concrete interaction ; modeling