

Institut National Polytechnique de Grenoble
Ecole Doctorale d'Energétique Physique

THESE
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Discipline: Energétique Physique

présentée et soutenue publiquement par

Clotilde VILLERMAUX

Ingénieur de l'Ecole Nationale Supérieure
d'Electricité et de Mécanique

le 2 février 1999

**MODELISATION PHYSIQUE ET NUMERIQUE DE
LA CONVECTION NATURELLE DANS UNE COUCHE DE FLUIDE
DE FAIBLE RAPPORT D'ASPECT
DANS LE CADRE DES ETUDES D'ACCIDENTS GRAVES
DE REACTEURS A EAU SOUS PRESSION**

Directeur de thèse : G. BERTHOUD

JURY :

Mme	N. COUTRIS	
MM.	M. SOUHAR	Rapporteur
	J.P. PETIT	Rapporteur
	G. BERTHOUD	Directeur de thèse
	B. SPINDLER	Ingénieur CEA-Grenoble
	A. DUMONTET	Ingénieur EDF - SEPTEN

Thèse préparée dans le Service d'Etudes et de Modélisation en Thermohydraulique au
Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble

Le travail présenté dans ce mémoire a été cofinancé par le Commissariat à l'Energie Atomique et Electricité de France, dans le cadre d'une activité tripartite CEA, EDF et Framatome.

Il a été effectué au Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble, au Service d'Etudes et de Modélisation en Thermohydraulique dans le Laboratoire de Modélisation Multiphasique. A cet égard, je remercie Monsieur Christian CHAULIAC et Monsieur Georges BERTHOUD, chefs du SMTH et du LM2, de m'avoir accueillie dans leur équipe.

Je remercie naturellement Monsieur Georges BERTHOUD, directeur universitaire de ma thèse, et Monsieur Bertrand SPINDLER, responsable pendant ces trois années de thèse, pour le suivi de mon travail et leur participation au jury.

Je voudrais souligner l'aide précieuse que m'ont apporté Messieurs Jean Marie SEILER et Jean Michel BONNET, responsable du programme expérimental BALI, du Service d'Etudes de Thermohydraulique Expérimentale. J'ai vivement apprécié leur disponibilité, leurs multiples discussions ainsi que leur intérêt scientifique.

Je souhaite également très largement remercier toute l'équipe Trio_U, du Laboratoire de Thermohydraulique Avancée, tout particulièrement Christophe CALVIN, qui a toujours été disponible et prêt à investir de son temps. Je garderai un très bon souvenir de cette expérience parallèle.

Je remercie également les autres membres du jury :

- Madame Nicole COUTRIS de l'INPG.

- Monsieur Mohamed SOUHAR, Professeur à L'INPL et Monsieur Jean Pierre PETIT, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris. Je leur adresse mes remerciements pour avoir bien voulu consacrer une partie de leur temps pour juger avec beaucoup d'attention ce travail.

- Monsieur Alain DUMONTET d'Electricité de France.

Je voudrais aussi remercier tous ceux dont les compétences scientifiques ou techniques ont été sollicitées au cours de ce travail. Je pense à tous les secrétariats et surtout à mes collègues de laboratoire, en particulier à Madame Simone VANDROUX-KOENIG, dont la disponibilité et la bonne humeur sont pour moi exemplaires, et à Madame Marinette WURSTEN pour son soutien moral.

Enfin, je tiens à remercier grandement Jocelyne et Yannick, ma famille ainsi que Franck, pour leur aide morale et leurs encouragements constants. Ma dernière pensée va à mon père ; je lui dédie cette thèse.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I. INTRODUCTION.....	11
I.1. CONTEXTE DE L'ETUDE.....	11
I.1.1. Accident grave envisagé.....	11
I.1.2. Configuration du bain de corium	12
I.1.2.1. Bain stratifié.....	12
I.1.2.2. Comportement thermique des deux constituants du bain	13
I.1.2.3. La couche de métaux liquides	15
I.2. LES NOMBRES SANS DIMENSION DU PROBLEME	16
I.3. LE CODE DE SIMULATION TOLBIAC.....	18
I.4. LE PROGRAMME EXPERIMENTAL BALI -METAL.....	19
I.5. OBJECTIFS DE CE TRAVAIL.....	19
CHAPITRE II. BIBLIOGRAPHIE	23
II.1. LA CONVECTION NATURELLE.....	23
II.1.1. Généralités	23
II.1.2. Equations de conservation	24
II.1.3. Similitude et transfert de chaleur	25
II.1.3.1. Nombres adimensionnels	25
II.1.3.2. Régimes d'écoulement	26
II.2. TRANSFERT DE CHALEUR EN CONVECTION NATURELLE HORIZONTALE	27
II.2.1. Convection naturelle horizontale sans source de chaleur	27
II.2.1.1. Corrélations globales expérimentales	27
II.2.1.2. Modèles théoriques	30
II.2.1.3. Influence du nombre de Prandtl	30
II.2.1.4. Influence du rapport d'aspect	32
II.2.1.5. Influence du mouvement à grande échelle.....	33
II.2.2. Convection naturelle horizontale avec source interne de chaleur	35
II.3. TRANSFERT DE CHALEUR EN CONVECTION NATURELLE VERTICALE	37
II.3.1. Ecoulement et transfert de chaleur laminaires ($Gr < 10^9$)	37
II.3.1.1. Quelques corrélations expérimentales	37
II.3.1.2. Corrélations établies par calcul mathématique	38
II.3.1.3. Comparaison des résultats obtenus par les méthodes théoriques et par l'expérience	41
II.3.1.4. Zone de transition vers le régime turbulent.....	41
II.3.2. Ecoulement et transfert de chaleur turbulents ($Gr > 10^9$)	42
II.3.2.1. Quelques corrélations expérimentales	42
II.3.2.2. Corrélations établies par calcul analytique	43
II.3.2.3. Comparaison des résultats obtenus par les méthodes théoriques et par l'expérience	45
II.4. MODELISATION DE LA COUCHE METALLIQUE.....	46

II.4.1. Simulation d'un bain de corium.....	46
II.4.2. La couche métallique.....	47
II.5. EFFET DU CONFINEMENT.....	53
II.5.1. Les premiers travaux.....	54
II.5.1.1. Kimura et Bejan (1985).....	54
II.5.1.2. Anderson et Lauriat (1986).....	54
II.5.2. Effet du faible rapport d'aspect.....	55
II.5.2.1. Expérience MELAD (1996).....	55
II.5.2.2. Ganzarolli et Milanez (1995).....	56
II.5.3. Effet du refroidissement supérieur.....	59
II.5.4. Conclusion.....	62
CHAPITRE III. STABILITE THERMIQUE DE CROUTE.....	63
III.1. CONTEXTE DE L'ETUDE.....	64
III.2. MODELISATION DE LA CROUTE INTERFACIALE.....	65
III.2.1. Hypothèses de modélisation.....	65
III.2.1.1. Présentation.....	65
III.2.1.2. La couche de métaux.....	67
III.2.1.3. Le bain d'oxydes liquides.....	68
III.2.1.4. La croûte interfaciale.....	69
III.2.1.5. Les corrélations de transfert de chaleur.....	71
III.2.2. Formulation mathématique.....	73
III.2.2.1. Température dans la croûte.....	73
III.2.2.2. Equation d'interface.....	74
III.2.2.3. Température dans les oxydes liquides.....	74
III.2.2.4. Ensemble d'équations régissant le comportement du système.....	76
III.3. PARAMETRE ADIMENSIONNELS DE CONTROLE.....	77
III.3.1. Adimensionnalisation du système.....	77
III.3.1.1. Echelles retenues.....	77
III.3.1.2. Adimensionnalisation des équations.....	80
III.3.2. Existence d'un régime permanent.....	81
III.3.2.1. Calcul des variables en régime permanent.....	81
III.3.2.2. Application au cas réacteur.....	82
III.3.3. Conclusion.....	83
III.4. APPROXIMATION DES SOLUTIONS TRANSITOIRES.....	84
III.4.1. Système d'équations.....	84
III.4.2. Application au cas réacteur.....	85
III.4.2.1. Calcul transitoire.....	85
III.4.2.2. Temps caractéristiques.....	87
III.4.2.3. Conclusion.....	91
III.5. ETUDE DE SENSIBILITE.....	93
III.6. CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	95

CHAPITRE IV. LE RAYONNEMENT	97
IV.1. LE MODELE POINT.....	97
IV.1.1. Système étudié.....	97
IV.1.2. Système d'équations	99
IV.1.2.1. La paroi latérale	99
IV.1.2.2. A la surface supérieure	100
IV.1.2.3. Bilan d'énergie et système d'équations	100
IV.1.2.4. Résultats dans un cas particulier	101
IV.1.2.5. Limitations du modèle.....	102
IV.2. RAYONNEMENT ENTRE N SURFACES.....	103
IV.2.1. Calcul des facteurs de forme	104
IV.2.2. Calcul des flux radiatifs	106
IV.2.3. Résultats et discussion.....	107
IV.2.3.1. Influence du modèle complexe suivant les configurations réacteurs.....	107
IV.2.3.2. Influence du raffinement des parois latérales	108
IV.3. INFLUENCE DES VALEURS DES EMISSIVITES	110
IV.4. LE GAZ, MILIEU SEMI - TRANSPARENT.....	113
IV.4.1. Milieu semi - transparent.....	113
IV.4.2. Traitement simplifié des échanges radiatifs dans une enceinte contenant un milieu semi - transparent	113
IV.4.3. Quantités physiques supplémentaires	114
IV.4.3.1. Emissivité.....	114
IV.4.3.2. Absorptivité.....	114
IV.4.3.3. Transmittivité	115
IV.4.4. Mise en place du calcul des flux radiatifs	115
IV.5. PRINCIPALES HYPOTHESES DU MODELE	116
CHAPITRE V. STRUCTURE DE L'ECOULEMENT DANS LA COUCHE METALLIQUE - BASE DE DONNEES.....	117
V.1. PROGRAMME EXPERIMENTAL BALI - METAL.....	118
V.1.1. Objectifs du programme BALI - Métal	118
V.1.1.1. Critères de simulation	118
V.1.1.2. Dimensionnement.....	121
V.1.1.3. Campagne d'essais envisagée.....	121
V.1.2. Dispositif expérimental	124
V.1.2.1. Géométrie	124
V.1.2.2. Réalisation des conditions limites.....	125
V.1.2.3. Mesures et instrumentation.....	126
V.1.3. Campagne d'essais.....	131
V.1.3.1. Structure de l'écoulement.....	132
V.1.3.2. Essais à flux uniforme	135
V.1.3.3. Essais à flux non uniformes	144
V.1.3.4. Conclusion	147

V.2. SIMULATION NUMERIQUE DIRECTE AVEC TRIO_U	148
V.2.1. Présentation de Trio-U	149
V.2.1.1. Modélisation physique	149
V.2.1.2. Modélisation numérique	150
V.2.2. Mise en place du calcul	153
V.2.2.1. Les domaines et les conditions limites et initiales	153
V.2.2.2. Maillage	154
V.2.2.3. Modèles et schémas numériques	155
V.2.2.4. Mise en place des sondes	156
V.2.3. Calcul conductif pur	157
V.2.4. Calcul thermohydraulique couplé	158
V.2.4.1. Structure de l'écoulement	158
V.2.4.2. Confrontation avec les mesures de l'expérience BALI - Métal	162
V.2.4.3. Données complémentaires des résultats de la simulation Trio_U	166
V.2.5. Conclusion	173
 CHAPITRE VI. STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA COUCHE METALLIQUE - MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE.....	 175
VI.1. MODELISATION DE LA STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT	175
VI.1.1. Modèle global à deux couches	175
VI.1.1.1. Schématisation de la structure de l'écoulement	176
VI.1.1.2. Hypothèses et modèle	178
VI.1.1.3. Système d'équations	185
VI.1.1.4. Résultats et discussion	186
VI.1.1.5. Conclusion	189
VI.1.2. Modèle d'évolution de la langue froide	189
VI.1.2.1. Croissance d'une couche de fluide dans un milieu au repos	190
VI.1.2.2. Modèle d'entraînement couplé avec un fluide mobile	197
VI.1.2.3. Conclusion	203
VI.1.3. Extrapolation au cas réacteur	203
VI.1.3.1. Bilan de notre analyse	203
VI.1.3.2. Extrapolation au cas réacteur	204
VI.2. SIMULATIONS NUMERIQUES AVEC LE CODE TOLBIAC	206
VI.2.1. Un outil de simulation : le code TOLBIAC	207
VI.2.1.1. Calcul hydraulique	207
VI.2.1.2. Calculs de conduction	210
VI.2.1.3. Propriétés physiques	213
VI.2.1.4. Lois constitutives : Corrélations de transfert de chaleur	213
VI.2.2. Simulations numériques des essais BALI - Métal	214
VI.2.2.1. Mise en place des calculs	215
VI.2.2.2. Modélisation	217
VI.2.2.3. Premiers résultats	223
VI.2.2.4. Conclusion et perspectives sur les simulations TOLBIAC	233

CHAPITRE VII. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	235
REFERENCES.....	241
ANNEXE A : PROPRIETES PHYSIQUES DU CORIUM.....	247
ANNEXE B : CORRELATION DE TRANSFERT DE CHALEUR : ADAPTATION POUR UNE COUCHE LIMITE THERMIQUE UNIQUE.....	249
ANNEXE C : ETUDE DE SENSIBILITE AU MODELE DE CROUTE INTERFACIALE.....	253
ANNEXE D : CALCUL DES FACTEURS DE FORME.....	275
ANNEXE E : COURBES RELATIVES AUX ESSAIS BALI - METAL.....	279

CHAPITRE I. INTRODUCTION

I.1. CONTEXTE DE L'ETUDE

I.1.1. Accident grave envisagé

Cette présente étude s'inscrit dans le cadre des analyses de sûreté des réacteurs à eau sous pression (REP). Le scénario d'accident envisagé suppose comme point de départ l'assèchement du coeur du réacteur à la suite d'un certain nombre de dysfonctionnements (rupture du circuit primaire suivie du non-fonctionnement des dispositifs de secours). En cas d'assèchement, la puissance résiduelle dégagée au sein du combustible (20 à 30 MW) ne peut plus être évacuée. Le coeur du réacteur n'étant plus refroidi, il peut donc fondre.

En considérant l'hypothèse de fusion du coeur, il se forme un magma liquide, appelé *corium* qui peut se relocaliser en fond de cuve par gravité. Ce bain de corium est un magma très chaud (2300 à 3300K), composé d'éléments constituant le coeur et les structures, c'est à dire essentiellement d'oxydes d'uranium (combustible), d'oxydes de zirconium (matériaux de gainage) et d'acier (éléments de structure). Face à un tel problème, deux stratégies sont envisageables : la récupération du corium en cuve et la récupération hors cuve. Pour la première solution il s'agit de préserver l'intégrité de la cuve afin d'y retenir la totalité du corium. En cas d'impossibilité, la seconde consiste, après rupture de la cuve, à confiner le corium dans l'ultime barrière d'isolement qu'est l'enceinte du bâtiment, en l'étalant soit directement sur le radier en béton, soit sur un dispositif de récupération.

La stratégie intéressant notre étude est principalement celle de récupération en cuve. Pour ce faire, doit on submerger totalement la cuve pour la refroidir (noyage du puits de cuve dans l'eau), car si elle n'est pas refroidie à l'extérieur, elle fondra au contact du corium. Dans ce contexte il s'avère fondamental de connaître la distribution de flux de chaleur aux frontières du bain de corium pour

évaluer le chargement thermique sur la cuve, et ainsi estimer les possibilités de conserver son intégrité.

I.1.2. Configuration du bain de corium

I.1.2.1. Bain stratifié

Une hypothèse courante dans les études d'accident grave avec relocalisation du corium en fond de cuve, et vérifiée par des études expérimentales, est que les différents matériaux du coeur qui ont fondu vont se stratifier au fond de la cuve de réacteur, suivant leur densité. Ils forment deux constituants principaux que nous appellerons les métaux et les oxydes lourds. Il coexiste ainsi une couche de métaux liquides ($\rho_{\text{métaux}} = 7\,000\text{ kg/m}^3$) au dessus d'un bain d'oxydes dits lourds (UO_2 et ZrO_2 , $\rho_{\text{oxydes}} = 10\,000\text{ kg/m}^3$).

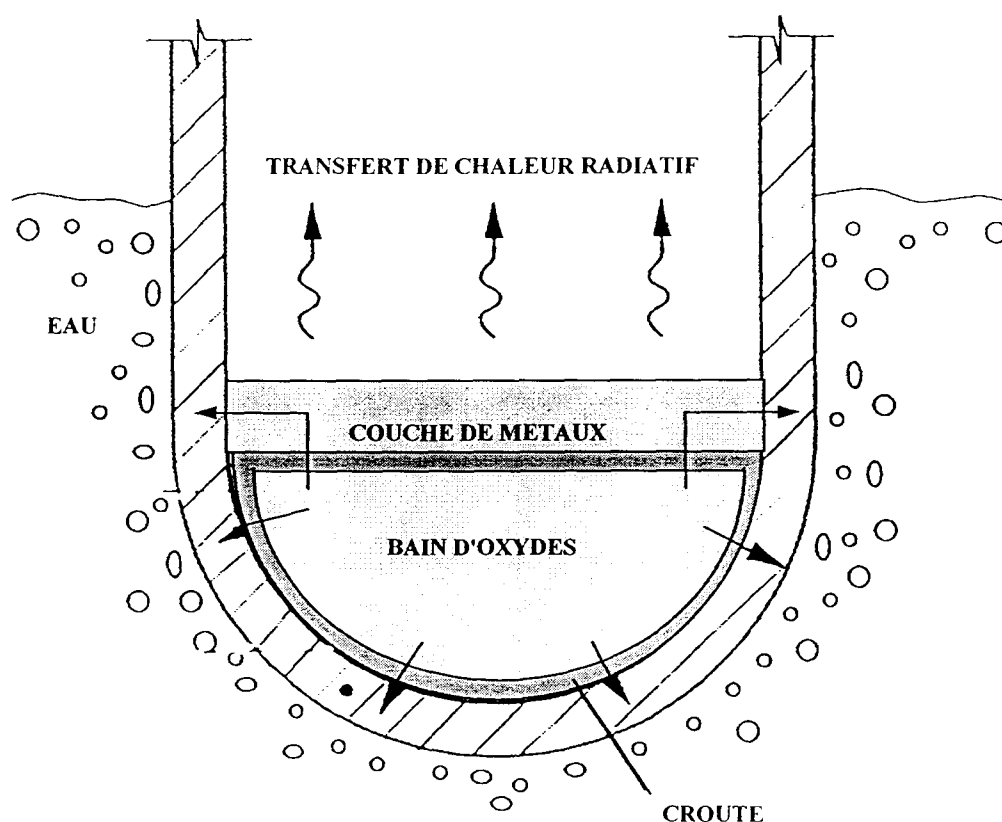


Figure I.1 : Principe de stratification des matériaux qui constituent le bain de corium

Pometko (1996) a fait une estimation du temps de décantation d'une goutte d'acier (principal composant de la couche de métaux) dans un bain d' UO_2 (principal composant des oxydes lourds) de 2m de hauteur. Il évalue le temps de migration de la goutte d'acier (diamètre estimé à 7,4 mm) pour arriver à la surface du bain à moins d'une seconde.

Par ailleurs, par une simulation avec le logiciel TOLBIAC, en mettant initialement les métaux liquides en fond de cuve, sous les oxydes liquides, on constate un délais de 10 à 20 secondes nécessaire aux métaux liquides pour qu'ils viennent se replacer en surface, du fait que leur masse volumique est plus faible que celle des oxydes.

Nous pouvons considérer que ce délais détermine l'ordre de grandeur du temps de stratification du corium, et que l'hypothèse de stratification quasi-instantanée est raisonnable, compte tenu des temps de maintien du corium dans la cuve évalué à plusieurs minutes voire à plusieurs heures.

Les hauteurs de chaque constituant dépendent du scénario accidentel envisagé. La hauteur du bain d'oxydes lourds est de l'ordre de 1,5 m si on considère la fusion totale du cœur et des gainages d'un Réacteur à Eau sous Pression (REP) 900MWe. La hauteur de la couche de métaux sera alors dans ce cas de l'ordre de 40 cm (fonte de 32 tonnes d'acier provenant du cœur et des internes inférieurs). Cette épaisseur est également fonction de la proportion de zirconium oxydé et qui rejoint alors les oxydes.

I.1.2.2. Comportement thermique des deux constituants du bain

On se place dans un régime thermohydraulique permanent.

On fait l'hypothèse que la quasi-totalité de la puissance générée par le combustible est uniformément dégagée dans le bain d'oxydes. Ce bain d'oxydes sera donc caractérisé par une puissance volumique. L'évacuation de cette chaleur ainsi générée se fait par contact direct avec la paroi de la cuve et avec la couche métallique qui se trouve à sa surface supérieure.

La paroi de la cuve, elle même refroidie par noyage de la cuve dans l'eau, est beaucoup plus froide. Il se forme alors une croûte d'oxydes entre le bain d'oxydes et la paroi. Cette croûte joue le rôle de barrière isolante. La partie de la puissance qui n'est pas évacuée par la paroi de la cuve l'est par la couche de métaux liquides.

La couche de métaux liquides reçoit donc une quantité de chaleur qu'elle évacue en surface par rayonnement sur les structures supérieures de la cuve de réacteur, et par la paroi de la cuve. Il est ainsi

essentiel de pouvoir déterminer comment s'effectue le transfert de chaleur depuis le bain d'oxydes liquides vers l'extérieur de la cuve, *via la couche métallique*.

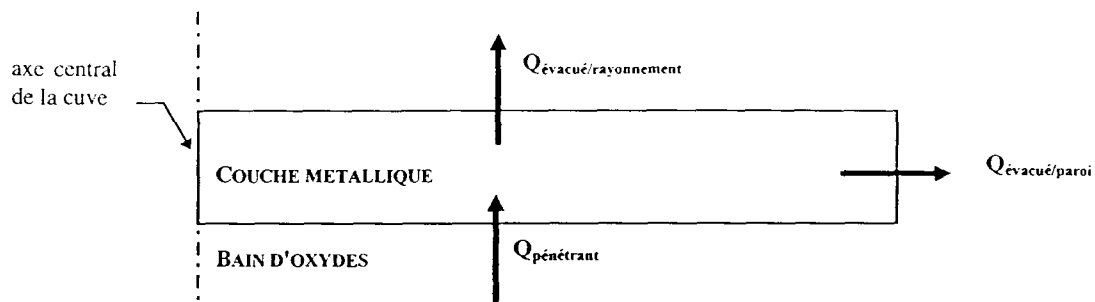


Figure I.2 : Bilan de puissance sur la couche métallique

Pour étudier les transferts thermiques au niveau de la couche métallique, plusieurs points doivent être précisés :

- *le transfert de chaleur au niveau de l'interface "bain d'oxydes liquides - couche métallique"*. En effet, ce transfert détermine la quantité de chaleur qui pénètre réellement dans la couche métallique ($Q_{\text{pénétrant}}$). Une hypothèse répandue est de considérer qu'il se forme une croûte d'oxydes à la surface du bain d'oxydes, au contact de la *couche métallique*, dont la température reste inférieure à la température de solidification des oxydes. Cette croûte est supposée stable et ne jouer aucun rôle thermique dans la détermination du flux pénétrant dans la couche métallique, si ce n'est d'imposer une condition limite thermique uniforme au bain d'oxydes (température de solidification). Ainsi, l'existence de cette croûte permet de découpler mécaniquement et thermiquement l'étude du bain d'oxydes de celle de la couche métallique, stipulant notamment que le flux pénétrant dans cette dernière correspond à celui sortant des oxydes liquides. Il s'agit de déterminer les conditions d'existence de cette croûte et d'analyser les conséquences thermiques de son évolution éventuelle sur le découplage habituellement admis entre les deux constituants.

- *le transfert thermique par rayonnement de la surface de cette couche métallique vers les surfaces des structures supérieures dans la cuve*. En effet, une description réaliste de ce transfert en surface supérieure de la couche métallique va permettre d'évaluer $Q_{\text{évacué/rayonnement}}$, et ainsi la quantité de chaleur évacuée par la couche métallique, par contact avec la paroi de la cuve ($Q_{\text{évacué/paroi}} = Q_{\text{pénétrant}} - Q_{\text{évacué/rayonnement}}$).

- *le transfert thermique au niveau de la paroi latérale*. La croûte qui peut se former au début entre les métaux et la paroi encore froide disparaît rapidement. Il n'y a donc plus de barrière thermique entre la *couche métallique*, dont la température reste inférieure à la température de solidification des oxydes, et la paroi. Par ailleurs, la conductibilité thermique des métaux est dix fois plus importante

que celle des oxydes. Il va s'opérer ce qu'on appelle "*un pont thermique*" entre le bain d'oxydes et la couche de métaux : une grande partie de l'énergie cédée aux métaux par les oxydes va être évacuée par la paroi latérale (qui reste très froide parce qu'elle est continuellement refroidie par l'extérieur), sur une surface réduite (la couche ne fait que quelques dizaines de centimètres de hauteur). Ceci va donc donner lieu à une *concentration de flux thermique à la paroi* très élevée au niveau de la couche de métaux.

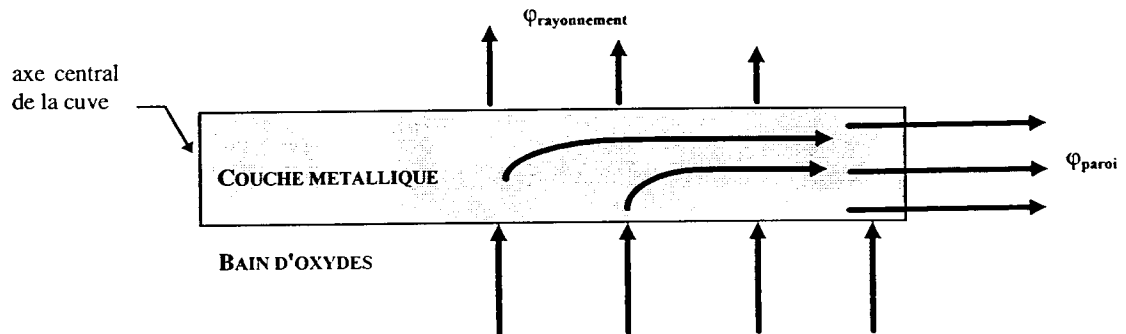


Figure I.3 : Principe de pont thermique dans la couche métallique

Cette concentration de flux peut entraîner un assèchement de la paroi externe de la cuve. Theofanous et al (1997) ont analysé les résultats expérimentaux de l'expérience UPLU, afin de connaître le flux de chaleur critique au delà duquel il y a assèchement du côté extérieur de la cuve, et donc *réduction drastique du refroidissement extérieur de la paroi par l'eau*. La valeur de ce flux critique est de l'ordre de $1,5 \text{ MW/m}^2$. Si le flux local dépasse cette valeur, la paroi n'est plus correctement refroidie, et elle ne peut plus évacuer le flux provenant des métaux liquides. Elle *s'ablate* dangereusement du point de vue de la sûreté (fonte de la paroi). *Une bonne compréhension des transferts de chaleur dont cette couche de métaux est le siège est donc nécessaire.*

I.1.2.3. La couche de métaux liquides

La couche de métaux est caractérisée par les conditions limites thermiques complexes suivantes :

- un chauffage uniforme en partie basse. Il se crée une couche de fluide plus chaud donc plus léger qui, par gravité, se détache de manière intermittante donnant lieu à des thermiques chauds (également dits "panaches" chauds).
- un refroidissement par rayonnement en surface supérieure. De manière similaire, il apparaît des thermiques froids qui rejoignent le centre de la couche.

- un refroidissement à température uniforme par les paroi latérales de la cuve de réacteur (température de fusion des parois de la cuve). Il se crée une couche limite froide. Les vitesses caractéristiques dans cette couche limite verticale sont d'un ordre de grandeur supérieur aux vitesses verticales dans le reste de la couche.

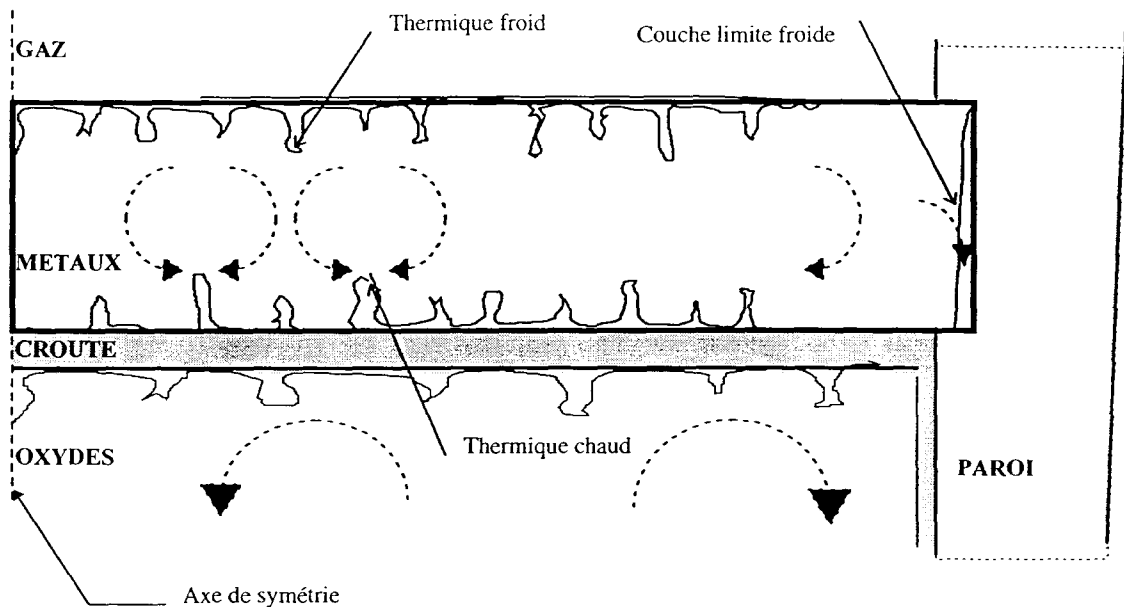


Figure I.4 : Configuration de la couche de métaux située au dessus du bain d'oxydes générant de la puissance résiduelle

I.2. LES NOMBRES SANS DIMENSION DU PROBLEME

L'objectif de cette étude est la caractérisation des transferts de chaleur aux frontières d'une couche fluide de hauteur H , confinée dans une structure dont les conditions limites thermiques induisent des mouvements instables propres à la convection naturelle.

Nous appelons *rapport d'aspect* le rapport des dimensions géométriques de la couche de fluide. Il est défini par :

$$e = \frac{H}{R} \quad (I.1)$$

avec H , la hauteur de la couche et R son rayon. H peut varier de quelques centimètres (5 cm) à quelques dizaines de centimètres (environ 40cm). L'ordre de grandeur du rayon est celui de la cuve de réacteur, à savoir 2 m pour un REP 900MWe. Le rapport d'aspect varie donc de 1/40 à 1/5.

Le flux provenant du bain d'oxydes provoque un chauffage de la partie inférieure de la couche de métaux, qui engendre une différence de température et par la même, une différence de densité : le fluide près du bas se dilate et devient donc plus léger que le fluide haut qui lui se contracte sous l'effet du refroidissement par rayonnement. De même, le fluide se refroidit au contact avec la paroi de la cuve de réacteur, se contracte et devient plus lourd. Dans le champ de gravitation g , cette configuration tend à être instable. Pour un écart de température suffisant, le fluide est mis en mouvement. Ce seuil de convection dépend du fluide, donc de ses propriétés physiques, de sa hauteur H et également de g . Le nombre adimensionnel caractérisant la convection naturelle est le *nombre de Rayleigh* :

$$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot H^3}{\nu \cdot \alpha} \quad (I.2)$$

avec β , le coefficient de dilatation thermique, ν , la viscosité cinématique, α , la diffusivité thermique du fluide et ΔT , l'écart de température entre la paroi considérée et le fluide. Ce nombre quantifie l'importance du mécanisme responsable de l'instabilité, la poussée d'Archimède, par rapport aux mécanismes stabilisateurs que sont la dissipation visqueuse et la diffusivité thermique. Le nombre de Rayleigh est fortement dépendant de H . L'ordre de grandeur du nombre de Rayleigh associé au chauffage inférieur et au refroidissement simultané supérieur est de l'ordre de 10^6 à 10^9 . Celui associé au refroidissement par la paroi latérale froide de la cuve de réacteur va de 10^7 à 10^{10} . La différence entre ces deux estimations provient essentiellement, comme on le verra plus tard, de l'écart de température ΔT entre le fluide et la paroi, qui est plus grand à la paroi latérale du fait du refroidissement extérieur.

Le nombre de Rayleigh peut être décomposé en produit du *nombre de Grashof* par le *nombre de Prandtl* :

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot H^3}{\nu^2} \quad (I.3)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

Le nombre de Grashof caractérise la convection naturelle uniquement par rapport aux forces visqueuses stabilisatrices. Le nombre de Prandtl est représentatif des propriétés de transport de la quantité de mouvement et de la chaleur par les molécules du fluide. L'ordre de grandeur du nombre de Prandtl de la couche de métaux est de 0,2.

I.3. LE CODE DE SIMULATION TOLBIAC

L'objet du code TOLBIAC est de modéliser la *Thermohydraulique d'un Bain de Corium dans une structure*, qui peut être un fond de cuve ou un récupérateur, afin d'étudier le comportement thermique du fond de cuve ou du récupérateur.

Les constituants pris en compte sont *les oxydes* (oxydes lourds, à savoir UO_2 et ZrO_2 , et oxydes sacrificiels, provenant de la fonte du béton, dans le cas d'un récupérateur), *les métaux* et *les gaz* (vapeur d'eau, CO_2 existant dans la cuve). On tient compte de l'ablation du matériau sacrificiel aussi bien pour l'hydraulique (volume variable des mailles) que pour la thermique (épaisseur variable pour le calcul de conduction dans la paroi). Le champ de gaz permet de tenir compte des variations de niveau du bain et de la génération de gaz en paroi par ablation de béton. L'encombrement géométrique des croûtes est également modélisé. Une présentation plus complète du code aura lieu dans le document.

Il est possible de faire des calculs en matériau simulant, en eau par exemple, pour reproduire les essais réalisés dans le but de comprendre les phénomènes physiques qui entrent en jeu dans de telles situations (expériences "BAFOND" réalisées à Grenoble (Malterre et Alvarez, 1984, 1985a, 1985b, 1986 et 1987), "COPO" en Finlande (Kymalainen et al, 1993), "BALI - fond de cuve" (Bonnet, 1996) et "BALI - Métal" (Bonnet, 1997) réalisées à Grenoble). Les essais en matériaux simulants sont en effet bien plus faciles à réaliser et bien mieux instrumentés que les essais en matériaux réels. Ils sont essentiels à la qualification du code de calcul.

La particularité du code TOLBIAC est ainsi la prise en compte de trois constituants différents, avec leurs champs locaux de vitesse et de température correspondants, permettant de décrire les distributions de flux aux frontières des domaines étudiés. Un maillage hydraulique et un maillage thermique sont respectivement associés aux domaines fluides et solides (parois et croûtes).

I.4. LE PROGRAMME EXPERIMENTAL BALI-MÉTAL

L'installation expérimentale BALI (Bain Liquide) a été conçue afin de simuler les phénomènes de transfert de chaleur par convection naturelle dans les bains de corium. Parmi les différentes configurations envisagées, celle qui nous intéresse tout particulièrement est BALI-Métal. *Son objectif est d'analyser, dans le cadre d'un bain stratifié, l'impact de la couche métallique sur la distribution de flux de chaleur aux frontières du bain de corium.* D'autre part, l'étude détaillée de l'écoulement au sein de la couche et de la distribution de flux à ses frontières doit permettre de valider le code de simulation TOLBIAC.

La section d'essai modélise la couche métallique par une tranche parallélépipédique de 2 m de longueur, 13 cm de largeur et de hauteur variable. Une description plus précise sera présentée dans la suite du document. Les particularités de la section BALI-Métal sont la simulation des conditions limites thermiques bien particulières à la couche de métal et son échelle 1 :1. Cette échelle permet de visualiser et d'analyser correctement des écoulements à très faible rapport d'aspect (1/40). Le fluide simulé utilisé est de l'eau. A ce jour, ce programme expérimental est le seul à fournir une base de données expérimentales aussi complète pour ce qui est des conditions géométriques et limites thermiques particulières à l'étude de la couche de métaux dans un fond de cuve de réacteur (de type REP 900MWe).

I.5. OBJECIF DE CE TRAVAIL

L'objectif général de cette étude est la caractérisation des transferts de chaleur aux frontières de la couche de fluide confinée et à faible rapport d'aspect. Ce travail permet la qualification du code de simulation TOLBIAC pour des géométries fond de cuve et repose en partie sur l'analyse des résultats expérimentaux BALI.

Il s'agit de *comprendre la structure de l'écoulement et la distribution de température au sein de la couche fluide*, de déterminer si des cellules convectives homogénéisent la température de la couche ou si un gradient latéral de température se met en place. *Ceci doit permettre de définir la répartition des flux de chaleur entre la partie supérieure et la partie latérale de la couche, de même que l'évolution de leur intensité le long de ses bords.* La finalité de cette étude est l'analyse de l'ablation et de la rupture éventuelle de la paroi de la cuve de réacteur en contact avec la couche de métaux, et la

réponse à la question suivante : la rétention du cœur fondu en cuve est-elle possible par noyage de la cuve de réacteur dans l'eau ?

L'organisation du document est la suivante :

Un chapitre bibliographique dédié à l'étude de la convection naturelle permet de présenter les rappels généraux, ainsi que l'état de l'art dans les différents domaines de notre étude, qui sont l'établissement de corrélations de transfert de chaleur, leur application actuelle dans la modélisation de la couche métallique, et les particularités liées à la prise en compte de son confinement.

Un deuxième chapitre se concentre sur l'analyse de la stabilité de la croûte dite interfaciale, située entre le bain d'oxydes générant de la puissance volumique, et la couche métallique. Son existence et sa stabilité conditionnent l'hypothèse de découplage entre le bain d'oxydes et la couche métallique. Les critères d'existence de cette croûte et une étude en transitoire sont analysés par le biais d'un modèle simple. Une étude de sensibilité aux différents paramètres de la modélisation vient compléter cette analyse.

Un troisième chapitre concerne la condition supérieure de la couche métallique, à savoir le rayonnement vers les structures supérieures. L'objectif est de représenter de manière plus précise ce transfert de chaleur, afin de mieux quantifier la partie de l'énergie évacuée en partie supérieure, et, par conséquent, celle qui reste à évacuer à la paroi latérale de la couche métallique. On y développe un modèle de rayonnement avec prise en compte des parois latérales au dessus de la couche métallique. Une étude de sensibilité sur les propriétés physiques rayonnantes des différentes surfaces complète cette analyse, ainsi que la mise en place d'un système d'équations qui tient compte d'un gaz semi-transparent dans l'enceinte dans le but d'intégrer ce modèle dans le code TOLBIAC.

Un quatrième chapitre est dédié à l'étude de la structure de l'écoulement dans la couche métallique, et à ses conséquences sur le transfert de chaleur à la paroi latérale. Nous y effectuons une analyse des résultats du programme expérimental BALI - Métal, pour en dégager les différentes tendances en fonction de la hauteur de la cavité fluide étudiée. Nous complétons cette base de données expérimentales par une simulation numérique directe de l'écoulement réalisée avec le code Trio_U, pour la cavité fluide dont la hauteur est la plus petite dans la gamme des hauteurs étudiées lors du programme expérimental BALI - Métal. Cette simulation nous fournira des données locales, auxquelles nous n'avons pas eu accès lors des expériences, et nous permettront de mieux analyser les différents phénomènes physiques à l'origine de l'écoulement et les transferts de chaleur dans cette cavité.

Dans la dernière partie, nous proposons un modèle d'écoulement dans la couche fluide avec ses conséquences sur les transferts thermiques à ses frontières. Nous validons ce modèle par les résultats quantitatifs de l'expérience. Nous faisons ensuite une analyse plus fine du comportement des courants fluides plus particulièrement en contact avec la surface inférieure. Nous terminons de chapitre par l'intégration de ces résultats dans le code de simulation TOLBIAC, ainsi que sa validation en comparaison avec les résultats expérimentaux.

La conclusion de ce mémoire fera ressortir les résultats principaux et les orientations et perspectives à suivre pour compléter cette étude.

CHAPITRE II. BIBLIOGRAPHIE

II.1. LA CONVECTION NATURELLE

II.1.1. Généralités

La convection dite libre est caractérisée par le fait que, contrairement à la convection forcée, l'écoulement, donc le champ de vitesse, résulte de la modification des forces de volume due au champ de température. Lorsque que les forces de volume se réduisent aux forces de gravité, la convection est appelée convection naturelle.

Les mouvements de convection naturelle dus au gradient de température peuvent être classés en deux catégories, suivant que les configurations (géométrie, températures, pression...) au sein desquelles ils se développent, autorisent ou non l'équilibre hydrostatique.

Si cet équilibre hydrostatique est possible, l'équation (II.1) admet une solution.

$$-\vec{\nabla}P + \rho \cdot \mathbf{g} = 0 \quad (\text{II.1})$$

Si l'écoulement existe, il est le résultat de l'instabilité de cette solution, ce qui implique que le mouvement ne pourra avoir lieu que sous certaines conditions. Cet écoulement est appelé convection naturelle de première espèce.

Si l'équilibre hydrostatique n'est pas possible, le fluide se met en mouvement dès qu'il existe un écart de température, si faible soit-il, sans aucune condition. Cet écoulement est appelé convection naturelle de deuxième espèce.

En pratique, ces deux types d'écoulement se caractérisent par la direction du gradient thermique qui leur donne naissance, en comparaison avec la direction du vecteur gravité :

- Si ΔT est vertical et donc s'oppose à la gravité : *Convection naturelle de première espèce*, elle démarre pour un ΔT suffisamment grand (convection naturelle sur un plan horizontal). On l'appellera convection naturelle horizontale.

- Si ΔT est horizontal : *Convection naturelle de deuxième espèce*, elle démarre quel que soit ΔT (convection naturelle sur un plan vertical). On l'appellera convection naturelle verticale.

On peut également ajouter une troisième catégorie de convection naturelle : la convection naturelle induite par une source volumique de chaleur Q (W/m^3). Dans cette configuration, l'instabilité convective ne provient pas d'un écart de température imposé par des conditions thermiques externes (horizontale ou verticale), mais par la puissance volumique au sein du bain. On l'appelle *convection naturelle avec source interne de chaleur*.

II.1.2. Equations de conservation

Le processus convectif, comme tout processus physique, est régi par le principe de conservation : conservation de la masse, de la quantité de mouvement (loi de Newton) et de l'énergie (premier principe de la thermodynamique). Ainsi, les équations de convection naturelle sont obtenues en exprimant la conservation de ces quantités pour un volume élémentaire fixe dans l'espace, le fluide se déplaçant au travers de ce volume.

On considère par ailleurs l'écoulement d'un fluide Newtonien, sans effet de dissipation visqueuse, pouvant éventuellement dégager de la chaleur en son sein (Q en W/m^3). On admet les *hypothèses de Boussinesq* : les propriétés physiques du fluide sont considérées constantes, à l'exception de sa masse volumique dans le terme de force volumique dans l'équation de quantité de mouvement. Cette variation de masse volumique n'est induite que par des variations de température par la relation linéaire :

$$\rho = \rho_0 \cdot [1 - \beta \cdot (T - T_0)] \quad (II.2)$$

avec $\beta = -1/\rho \cdot \partial\rho/\partial T$, le coefficient de dilatabilité thermique du fluide, ρ_0 , sa masse volumique évaluée à une température T_0 pour un état de référence. β correspond au second terme du développement limité de ρ par rapport à T , autour de T_0 .

Les équations de conservation appliquées à la convection naturelle se réduisent alors au système suivant :

$$\begin{aligned}\bar{\nabla} \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \bar{\nabla} \mathbf{u} &= -\beta \cdot (T - T_0) \cdot \mathbf{g} - \frac{\bar{\nabla} p^*}{\rho_0} + \nu_0 \cdot \Delta \mathbf{u} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \bar{\nabla} T &= \alpha_0 \cdot \Delta T + \frac{Q}{\rho_0 \cdot C p_0}\end{aligned}\quad (\text{II.3})$$

avec $\mathbf{u}(u_x, u_y, u_z)$ le vecteur vitesse, \mathbf{g} , le vecteur gravité, $p^* = p + g_0 \cdot g \cdot z$, la pression motrice, ρ_0 , ν_0 , α_0 , et $C p_0$ respectivement la masse volumique, la viscosité cinématique, la diffusivité thermique et la capacité calorifique du fluide prises à la température de référence T_0 .

II.1.3. Similitude et transfert de chaleur

II.1.3.1. Nombres adimensionnels

Deux phénomènes sont dits dynamiquement et thermiquement similaires si, par un changement d'échelle des grandeurs fondamentales (longueur, masse, temps, température), on peut les rendre identiques. Ceci n'est possible que sous certaines conditions, dites conditions de similitude, qui s'expriment sous forme d'égalité de paramètres sans dimension, dits paramètres de similitude. On peut les déterminer en adimensionnant les équations générales, ainsi que les conditions initiales et aux limites.

Le transfert de chaleur par convection est déterminé par le coefficient d'échange $h = \phi/\Delta T$. Ce coefficient de chaleur, est caractérisé par le nombre adimensionnel nommé *nombre de Nusselt*, $Nu = h \cdot H/\lambda$. Il représente le rapport du flux de chaleur total ($h \cdot \Delta T$) sur le flux de chaleur qui serait transporté uniquement par diffusion ($\lambda \cdot \Delta T/H$). En régime convectif, le transport de chaleur devient plus efficace, et Nu va quantifier cette efficacité par rapport à la conduction pure.

Dans le cas de la convection naturelle, deux nombres adimensionnels apparaissent : *le nombre de Grashof* $Gr = g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot H^3 / \nu^2$ et *le nombre de Prandtl* $Pr = \nu / \alpha$. On utilise également le *nombre de Rayleigh* défini par $Ra = Gr \cdot Pr = g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot H^3 / \nu \cdot \alpha$.

Pour la convection naturelle avec source interne de chaleur, on a $h \cdot \Delta T = Q \cdot H$. Ainsi, $Nu = Q \cdot H^2 / (\lambda \cdot \Delta T)$. On construit un nombre de Rayleigh particulier, dit *nombre de Rayleigh interne*, où intervient la puissance volumique Q : $Ra_i = Ra \cdot Nu = g \cdot \beta \cdot Q \cdot H^5 / \nu \cdot \alpha \cdot \lambda$.

En convection naturelle le transfert de chaleur se caractérise par une relation simple entre ces nombres adimensionnels, du type :

$$\begin{aligned} Nu &= A \cdot Ra^b \cdot Pr^c && \text{sans puissance volumique} \\ Nu &= D \cdot Ra_i^e \cdot Pr^f && \text{avec puissance volumique} \end{aligned} \quad (II.4)$$

Les exposants b et e sont toujours positifs et traduisent le régime de l'écoulement sur le transfert de chaleur. Les exposants c et f traduisent l'influence de la nature du fluide. En général, ils sont positifs, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre.

II.1.3.2. Régimes d'écoulement

On distingue deux régimes d'écoulement, le régime laminaire et le régime turbulent.

Dans le régime laminaire, les lignes de courant restent côte à côte. Le transfert de quantité de mouvement et de chaleur entre deux lignes de courant adjacentes est uniquement contrôlé par l'effet de viscosité et de diffusivité du fluide. La relation Nusselt - Rayleigh (eq. II.4) est caractérisée par l'exposant b de l'ordre de 0,25 et l'exposant e de l'ordre de 0,20.

Pour la convection naturelle verticale, le régime laminaire existe dès qu'il y a un écart de température par rapport à la paroi. En revanche, pour la convection naturelle horizontale, le régime laminaire est déclenché pour un écart de température ou une hauteur de fluide suffisant, correspondant à un nombre de Rayleigh critique et égal à 1708. En dessous de cette valeur critique, le fluide n'est pas en mouvement, le transfert de chaleur est conductif et le nombre de Nusselt est égal à 1.

Dans le régime turbulent, les lignes de courant s'entrelacent de manière irrégulière. Les particules de fluide adoptent des mouvements fluctuants autour d'un mouvement moyen dans une direction irrégulière. Il coexiste des structures turbulentes de tailles variables et constamment évolutives. Pour un écoulement donné, les dimensions de ces tourbillons sont comprises entre deux bornes : au delà d'une certaine taille, un tourbillon perd son individualité et se trouve noyé dans l'écoulement général ;

en deçà d'une taille minimale, sa quantité de mouvement devient insuffisante pour assurer sa survie, face aux effets de la viscosité, qui tendent à homogénéiser l'écoulement. Chaque tourbillon franchit successivement divers échelons de la plus grande à la plus petite taille, en se scindant à chaque étape en plusieurs tourbillons plus petits et en leur partageant son énergie cinétique. La diffusion moléculaire est ainsi supplantée par la diffusion turbulente. La relation Nusselt - Rayleigh (éq. II.4) est caractérisée par l'exposant b de l'ordre de $1/3$ et l'exposant f de l'ordre de $0,25$.

La transition entre le régime laminaire et le régime turbulent est définie par

- un nombre de Rayleigh critique de l'ordre de $Ra_c \sim 10^5$ pour la convection naturelle horizontale.
- un nombre de Grashof critique de l'ordre de $Gr_c \sim 10^9$ pour la convection naturelle verticale.

II.2. TRANSFERT DE CHALEUR EN CONVECTION NATURELLE HORIZONTALE

II.2.1. Convection naturelle horizontale sans source de chaleur

II.2.1.1. Corrélations globales expérimentales

L'ordre de grandeur du nombre de Rayleigh correspondant à la convection horizontale dans la couche métallique est de l'ordre de 10^6 à 10^9 (estimation de Ra faite avec H , la hauteur de la cavité, $\Delta T = |T_{\text{bain}} - T_{\text{paroi}}|$, et les propriétés physiques correspondant à la couche métallique (voir Annexe A)). Il s'agit donc d'un régime d'écoulement turbulent. Nous nous intéressons donc uniquement à ce régime pour ce qui est de la convection naturelle horizontale.

Il existe deux types d'études correspondant à l'analyse du transfert de chaleur par convection naturelle horizontale, suivant que l'on considère une couche limite (1CL) ou deux (2CL):

II.2.1.1.1. La convection naturelle sur une plaque plane horizontale échangeant avec un milieu au repos à l'infini (1 CL).

Dans ce cas, la corrélation de transfert de chaleur transcrit l'existence d'une couche limite entre la plaque plane et le milieu infini. Nous pouvons citer :

Etude	Fluide	Corrélation	Domaine de Ra	Dimension (cm ²)
McAdams (1954)	Air (Pr ~0,71)	$Nu = 0,14.Ra^{1/3}$	$2.10^7 < Ra < 3.10^{10}$	$L*1 = 60*60$
Fujii et Imura (1972)	Air (Pr ~0,71)	$Nu = 0,13.Ra^{1/3}$ $Nu = 0,16.Ra^{1/3}$	$5,0.10^8 < Ra$ $Ra < 2.10^8$	$L*1 = 10*5$ $L*1 = 30*15$
Youssef et al (1982)	Eau (Pr ~ 7)	$Nu = 0,162.Ra^{1/3}$	$4,0.10^7 < Ra < 1,7.10^8$	$L*1 = 100^2 \text{ à } 400^2$

Tableau II.1 : *Corrélations de convection naturelle turbulente au dessus d'une plaque chaude horizontale.*

La puissance en 1/3 du nombre de Rayleigh indique que le transfert de chaleur est caractéristique d'un régime de convection naturelle turbulente pleinement développée, donc indépendante des échelles de longueur extérieures : le coefficient d'échange de chaleur est indépendant de toute longueur associée au système.

II.2.1.1.2. La convection naturelle de Rayleigh-Bénard (2 CL)

C'est le transfert de chaleur entre deux plaques planes horizontales via un fluide, la plaque inférieure étant chauffée et la plaque supérieure refroidie. C'est la convection naturelle classiquement appelée convection de Rayleigh-Bénard. Nous pouvons citer :

Etude	Fluide	Corrélation	Domaine de Ra	rapport d'aspect e
Globe et Dropkin (1959)	Mercure (Pr~0,025) Eau (Pr ~ 7) Huiles (Pr ~ 8750)	$Nu=0,069.Ra^{1/3}.Pr^{0,074}$	$1,5.10^6 < Ra < 6,8.10^8$	$0,263 < e < 0,496$
Rossby (1959)	Mercure (Pr~0,025) Eau (Pr ~ 7)	$Nu=0,147.Ra^{0,257}$ $Nu=0,131.Ra^{0,30}$	$2.10^3 < Ra < 5.10^5$ $3,4.10^4 < Ra$	$0,025 < e$
O'Toole et Silverson (1961)	ens. de résultats expérimentaux	$Nu=0,104.Ra^{0,305}.Pr^{0,084}$	$10^5 < Ra < 10^9$	$e < 0,5$
Threfall (1975)	Helium (Pr ~ 0,8)	$Nu=0,173.Ra^{0,280}$	$4.10^5 < Ra < 2.10^9$	0,4
Fitzjarrald (1976)	Air (Pr ~ 0,71)	$Nu=0,13.Ra^{0,30}$	$4.10^4 < Ra < 7.10^9$	$0,017 < e < 0,51$
Tanaka et Miyata (1980)	Eau (Pr ~ 7)	$Nu=0,145.Ra^{0,29}$	$2.10^7 < Ra < 3.10^9$	$0,07 < e < 0,28$
Castaing et al (1989)	Helium (0,65<Pr<1,5)	$Nu=0,23.Ra^{0,282}$	$4.10^7 < Ra < 6.10^{12}$	1
Goldstein et al (1990)	transfert de masse	$Nu \Leftrightarrow Sh=0,0659.Ra^{1/3}$	$3.10^9 < Ra < 5.10^{12}$	
Cioni (1996)	Mercure (Pr~0,025) Eau (Pr ~ 7)	$Nu=0,147.Ra^{0,26}$ $Nu=0,145.Ra^{0,29}$	$4,6.10^6 < Ra < 4,5.10^8$ $3,7.10^8 < Ra < 7.10^9$	1
Ciliberto et al (1996)	Eau (P ~ 3)	$Nu=0,19.Ra^{0,28}$	$10^6 < Ra < 10^{11}$	$0,16 < e < 1$
Xia et Lui (1997)	Eau (P ~ 7)	$Nu=0,19.Ra^{0,28}$	$2.10^8 < Ra < 2.10^{10}$	1
Bernaz (1998)	Eau (Pr ~ 6)	$Nu=0,121.Ra^{0,310}$	$7.10^6 < Ra < 6.10^9$	$0,31 < e < 2,5$

Tableau II.2 : *Corrélations de convection naturelle turbulente en configuration de Rayleigh Benard*

Ces corrélations sont obtenues pour des cavités fermées dont les cotés latéraux sont supposés parfaitement adiabatiques. Ainsi, toute l'énergie fournie au fluide par la paroi inférieure, est évacuée par la paroi supérieure. Si on suppose négligeables les variations des propriétés physiques avec la température, on peut alors considérer que la couche limite qui se développe en paroi basse a les mêmes caractéristiques physiques que celle qui se développe en paroi froide supérieure.

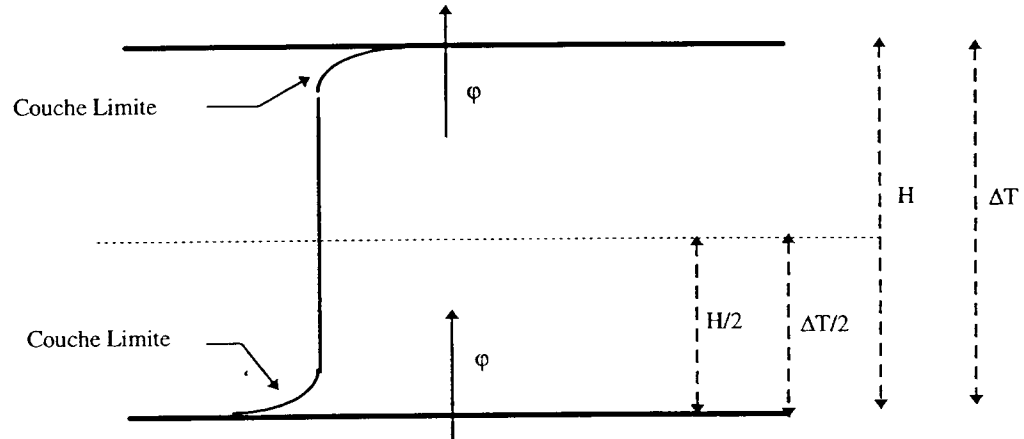


Figure II.1 : principe de symétrie des couches limites dans le transfert de chaleur par convection naturelle de type Rayleigh-Bénard.

Pour l'étude de la couche métallique, la puissance fournie à la surface inférieure se partage entre la paroi supérieure et la paroi latérale. On a alors une dissymétrie des couches limites supérieure et inférieure (le flux ϕ n'est pas identique aux surface supérieure et inférieure, de même que les écarts de température mis en jeux). On ne peut ainsi pas directement utiliser les corrélations de transfert de chaleur établies en configuration de Rayleigh-Bénard (tableau II.2). Il faudra au préalable modifier ces corrélations de façon à ce qu'elles ne transcrivent le transfert de chaleur que d'un plan unique avec le reste du fluide (1 CL) (voir Annexe.B). La transformation pour le transfert de chaleur à une seule couche limite est :

$$\begin{array}{ll} \text{Corrélation Rayleigh - Bénard} & Nu = A \cdot Ra^b \cdot Pr^c \\ \text{Corrélation pour une couche limite} & Nu = 2^{4/b} A \cdot Ra^b \cdot Pr^c \end{array} \quad (II.5)$$

Les nombres de Rayleigh et Nusselt correspondant à chaque cas éq. (II.5) sont construits sur les grandeurs relatives à chaque configuration : pour la couche limite unique, $\Delta T/2$ et $H/2$ si les grandeurs prises en compte pour le cas de Rayleigh-Bénard sont ΔT et H .

A défaut, nous pouvons utiliser les corrélations établies pour un plan unique et récapitulées dans le tableau II.1.

II.2.1.2. Modèles théoriques

Différents modèles théoriques ont été proposés, basés sur des analyses d'échelle. Sans les détailler, nous pouvons citer le modèle de Howard (1966) dont le principe réside sur le fait que les transferts de chaleur sont principalement régis par conduction transitoire dans la couche limite. Le modèle de Castaing et al (1989) reprend et dépasse l'idée d'Howard sur la stabilité de couche limite thermique. L'épaisseur de couche limite pourrait croître au delà de son seuil intrinsèque d'instabilité grâce à un gain de stabilité extérieur par des « vents pariétaux » provenant du cœur de l'écoulement. Nous ne développons pas ces modèles qui sont décrits par Bernaz (1997), qui propose lui-même un modèle complétant ceux présentés.

II.2.1.3. Influence du nombre de Prandtl

Les corrélations de Globe et Dropkin (1959) et O'Toole et Silverson (1961) indiquent une dépendance du transfert de chaleur avec le nombre de Prandtl (exposant de Pr respectivement égal à 0,074 et 0,084).

Malevsky (1995) utilise le calcul numérique direct afin d'analyser l'influence du nombre de Prandtl sur la structure de la couche limite en convection naturelle turbulente. Il envisage des fluides à Pr infini, Pr égal à 7 et à 0,7.

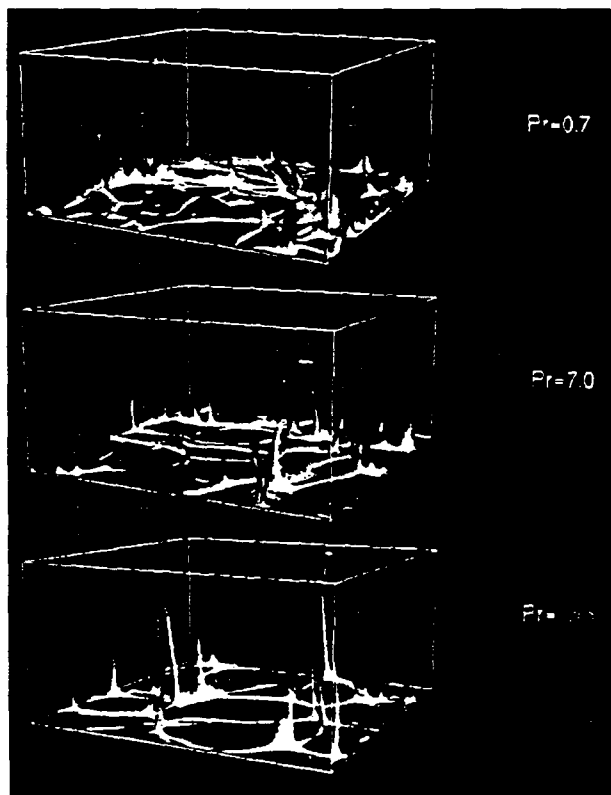
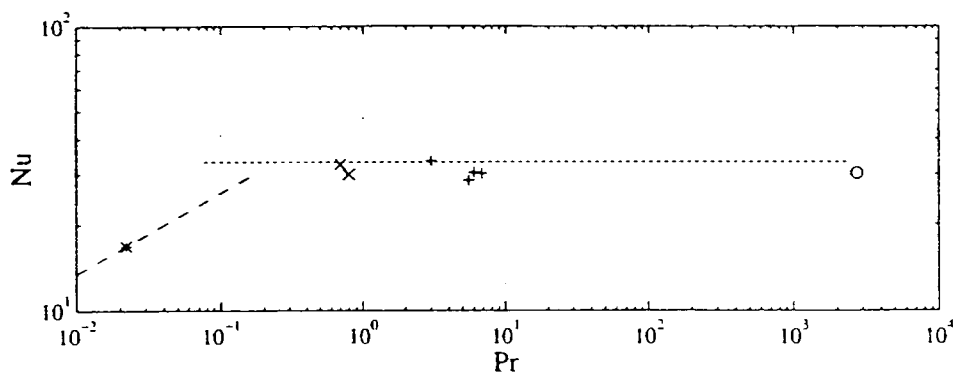


Figure II.2 : Structure de la couche limite en convection naturelle turbulente à $Ra = 10^7$ en fonction du nombre de Prandtl (0,7, 7 et ∞), (Malesky, 1995)

Pour un Prandtl infini, la couche limite s'organise en arêtes interconnectées pour former des structures de cellules ouvertes. A la connexion de ces arêtes apparaît un thermique principal qui collecte en quelque sorte les instabilités de couche limite et les emmène vers la couche limite opposée. Pour un fluide à faible nombre de Prandtl ($Pr < 1$), la couche limite thermique est plus épaisse que la couche limite mécanique. Il se forme également des arêtes et des thermiques. Cependant elles sont beaucoup plus petites car directement détruites par la turbulence du centre de la couche convective. Les instabilités de couche limite créent ainsi des chaînes de thermiques de petite échelle, faisant apparaître des paquets de petits thermiques, moins efficaces quant au transport de chaleur.

Cioni (1996) constate que pour des fluides à faible nombre de Prandtl, le transfert de chaleur en convection naturelle turbulent est fonction du groupement $Ra.Pr$ ($Nu \sim (Ra.Pr)^{2/7}$), alors qu'il est principalement fonction de Ra pour des fluides à nombre de Prandtl plus importants (exposant très faible du nombre de Prandtl, donc $Nu \sim Ra^b$). Il établit un nombre de Prandtl critique à $Pr_c \sim 0,2$, valeur au delà de laquelle une corrélation de transfert de chaleur en convection naturelle turbulente établie pour un fluide est quasi-indépendante du nombre de Prandtl. (voir figure II.3)

Figure II.3 : Valeur expérimentale du Nusselt à $Ra = 10^8$



([*] :mercure (Cioni,1996) ; [x] :gaz (air :Fitzjarrald, 1976 ; hélium :Threfall, 1975), [+] ; eau (Chillà et al (1993), Tanaka et Miyata (1980), Chu et Goldstein (1973), Garon et Goldstein (1973)) ; transfert de masse (Goldstein et al (1990)). Le trait représente la loi en $Pr^{2/7}$.

Comme on le constate figure II.3, à nombre de Rayleigh constant, le nombre de Nusselt, donc le transfert de chaleur, est constant pour les matériaux à nombre de Prandtl supérieurs à 0,2. Il diminue fortement pour les matériaux à nombre de Prandtl inférieurs.

Des évaluations du nombre de Prandtl de la couche métallique liquide, qui résulte de la fonte des structures du cœur du réacteur, donnent une valeur de l'ordre de 0,2. D'après Cioni (1996), nous pouvons ainsi utiliser les corrélations d'échange de chaleur établies pour des fluides dont le nombre de Prandtl est modéré ou grand. La loi de similitude $Nu - Ra$ reste valable.

II.2.1.4. Influence du rapport d'aspect

Catton et Edwards (1967) ont étudié l'effet des parois latérales sur la convection naturelle dans un fluide entre deux plans horizontaux et chauffé par le bas.

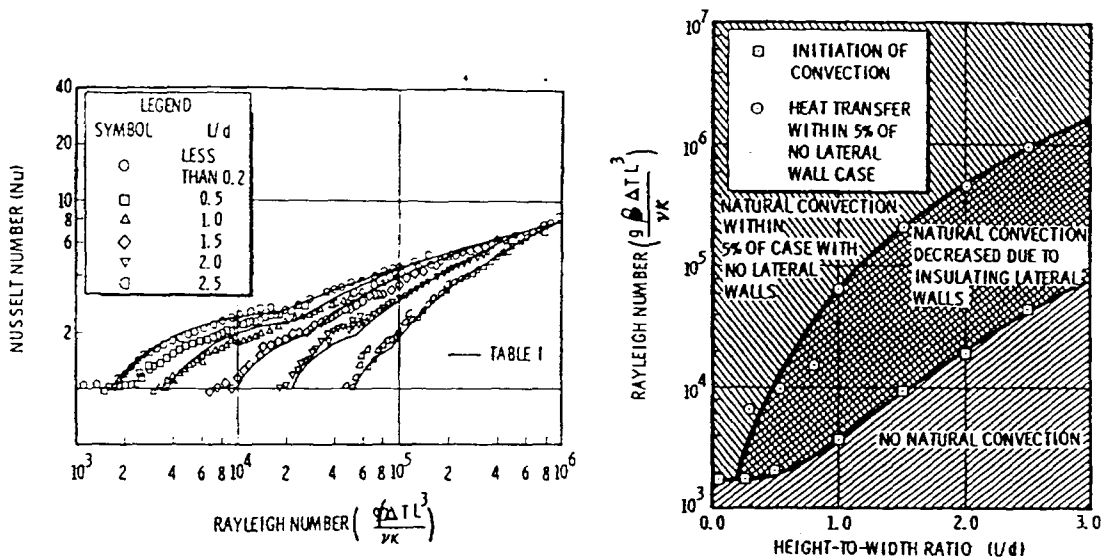


Figure II.4 : Effet de la présence de parois latérales adiabatiques et du rapport d'aspect induit sur la convection naturelle.

Le premier graphe analyse l'effet des parois latérales sur le déclenchement de la convection naturelle et ensuite l'évolution du transfert de chaleur (Nusselt) avec le nombre de Rayleigh (ici basé sur la hauteur L de la couche fluide ; d est la largeur). On peut conclure que pour les petits rapports d'aspect ($e=L/d < 0,5$), on ne constate pas de modification de l'évolution du transfert de chaleur, en comparaison avec une couche infinie de fluide ($L/d=0$).

Le second graphe indique la plage ($L/d - Ra$) pour laquelle on peut constater une diminution du transfert de chaleur du fait des parois latérales. *En ce qui nous concerne, le rapport d'aspect envisagé est inférieur à 0,2, pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^6 . Le rapport d'aspect ne doit donc pas interférer dans le transfert de chaleur.*

II.2.1.5. Influence du mouvement à grande échelle

II.2.1.5.1. Apparition du mouvement à grande échelle

La formation d'un écoulement moyen à grande échelle dans la convection turbulente de Rayleigh-Bénard a été mise en évidence pour la première fois par Krishnarmurti et Howard (1981). Le dispositif expérimental était une section d'essai à base carrée contenant de l'eau et de rapport d'aspect 2/48 et 5/48. Les auteurs traduisent l'apparition du mouvement moyen par une dérive horizontale lente des thermiques, dans un sens à la paroi supérieure et dans l'autre à la paroi supérieure. Ce phénomène apparaît pour $Ra > 2,4.10^6$.

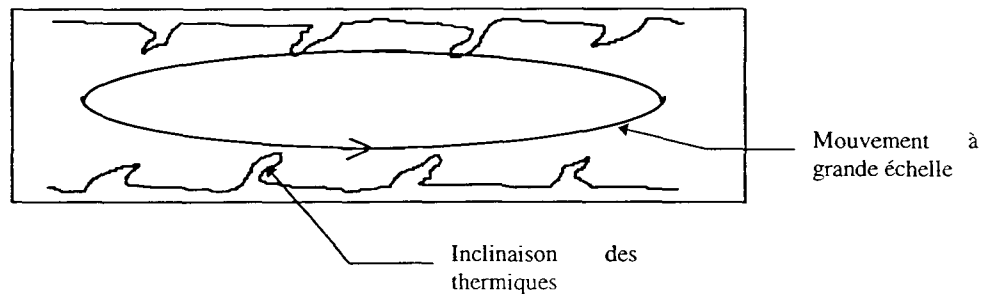


Figure II.5 : Principe du mouvement à grand échelle

Krishnarmurti et Howard (1981) ont accordé une importance toute particulière aux effets extérieurs susceptibles de produire l'apparition de ce mouvement, telle la possible non horizontalité de la cavité. La conclusion de leur étude est que l'écoulement se produit de manière spontanée à l'intérieur de la cellule de Rayleigh-Bénard.

D'après les équations de Boussinesq, la convection de Rayleigh Bénard doit présenter un caractère quasi-symétrique du point de vue du transfert de chaleur aux parois inférieure et supérieure. Castaing et al (1989) proposent l'idée que l'origine du mouvement à grande échelle résulte d'effets non-Boussinesq, c'est à dire de la variation dissymétrique des propriétés physiques du fluide avec la température dans les deux couches limites thermiques chaude et froide.

II.2.1.5.2. Rôle du mouvement à grande échelle dans le transfert de chaleur

En allant directement perturber le développement du mouvement à grande échelle, Ciliberto et al (1996) ont étudié son influence sur la couche limite thermique et sur les propriétés du transfert de chaleur. Dans une cavité parallélépipédique remplie d'eau, de base $L_x=40\text{cm}$ et $L_y=10\text{cm}$, et de hauteur variable ($d=6,5\text{cm}$, 10cm et 40cm), ils ont tout d'abord constaté l'existence de ce mouvement qui fait incliner les plumes thermiques dans le sens de rotation du mouvement, toujours suivant le côté

le plus long de la cavité. Les auteurs ont ensuite placé quatre écrans, de hauteur le quart de la hauteur totale, le long des surfaces haute et basse, de façon à empêcher à ce que le mouvement à grande échelle vienne lécher les couches limites.

Les principaux résultats sont que le mouvement à grande échelle joue un rôle important dans le couplage des deux couches limites haute et basse, et dans le profil de température près des couches limites. Malgré ces changements importants, le profil de température près des parois dans les couches limites reste identique avec ou sans ce mouvement à grande échelle. Comme conséquence directe, les valeurs du Nusselt ne sont pas modifiées, indiquant que le transfert de chaleur n'est pas influencé par la présence ou non d'un tel mouvement, ce pour un rapport d'aspect inférieur ou égal à 1 ($0,16 < e < 1$).

De façon parallèle, Xia et Lui (1997), ont analysé l'influence d'une perturbation du mouvement à grande échelle, non plus sur les surfaces horizontales, où se forment les couches limites, mais le long des surfaces latérales adiabatiques, cassant ainsi l'écoulement vertical de recirculation du mouvement à grande échelle. Dans une cavité cylindrique remplie d'eau ($Pr \sim 7$), de rapport d'aspect unitaire (diamètre de 19cm), ils ont placé des tiges de 3cm de long, 1cm de largeur et 2mm d'épaisseur à mi hauteur, sur la circonférence du cylindre, tous les centimètres. De manière similaire, ils ont ajouté un rang de tiges à 1,5cm au dessus et en dessous de cette première série. Ils ont réalisé ces essais pour $2 \cdot 10^8 < Ra < 2 \cdot 10^{10}$.

Le mouvement à grande échelle n'a pas complètement disparu et s'est transformé en une circulation à quatre cellules dissymétriques, qui viennent toujours lécher par partie les surfaces horizontales. Du fait de cet écoulement particulier, davantage de plumes thermiques sont amenées au centre de la cellule, alors qu'avec un mouvement à grande échelle, les plumes sont transportées tout le long des surfaces, très peu arrivant au centre de la cellule. Cela étant constaté, les auteurs n'observent pas de changement majeur dans la loi de transfert de chaleur :

$$\begin{array}{ll} \text{Sans tige} & Nu = 0,19 \cdot Ra^{0,28} \\ \text{Avec tige} & Nu = 0,25 \cdot Ra^{0,266} \end{array} \quad (II.6)$$

Ces deux lois induisent un écart sur Nu de moins de 5% sur le domaine de Ra considéré.

La suppression de la présence d'un mouvement à grande échelle (Ciliberto et al, 1996) ou sa déformation (Xia et Lui, 1997) n'interfère ainsi pas dans les lois de transfert de chaleur de type Rayleigh-Bénard.

II.2.2. Convection naturelle horizontale avec source interne de chaleur

Ce paragraphe ne concerne pas directement le transfert de chaleur dans la couche métallique qui nous intéresse. Il est cependant nécessaire de pouvoir qualifier et quantifier le transfert de chaleur du bain d'oxydes, qui, quant à lui, génère de la puissance volumique, vers la couche métallique.

L'étude du transfert de chaleur à la surface d'un bain fluide avec dissipation volumique de puissance a fait l'objet de la récente thèse de Bernaz (1998). Nous nous contentons donc ici de mentionner les principaux résultats de ses travaux complétés sur certains points par les toutes dernières parutions sur ce sujet.

Le transfert de chaleur par convection naturelle avec source interne de chaleur est caractérisé par le nombre adimensionnel appelé nombre de Rayleigh interne, du fait qu'il est basé sur la puissance volumique dissipée au sein du fluide (Q en W/m^3).

$$Ra_i = \frac{g \cdot \beta \cdot Q \cdot H^5}{\lambda \cdot \nu \cdot \alpha} \quad (II.7)$$

Pour l'étude appliquée aux réacteurs, nous nous intéressons aux très grands nombres de Rayleigh internes ($Ra_i > 10^{10}$). Les oxydes liquides formant le bain ont un nombre de Prandtl de l'ordre de 1. Les principales corrélations de transfert de chaleur sont :

Auteurs	Fluide	Corrélation	Domaine de Ra_i	Géométrie
Kulacki et Emara (1975)	Eau ($2,75 < Pr < 6,85$)	$Nu = 0,344.Ra_i^{0,226}$ Tparoi $Nu = 0,198.Ra_i^{0,233}Pr^{0,239}$	$2,1.10^4 < Ra_i < 4,34.10^{12}$ Ra très grand	base carrée (2D) $0,025 < e < 0,5$
Mayinger et al (1976)	Eau ($Pr \sim 7$) $Pr \sim 0,5$	$Nu = 0,40.Ra_i^{0,20}$	$7.10^6 < Ra_i < 5.10^{14}$	hémicylindre (2D) $e = 0,5$
Steinberner et Reineke (1978)	Eau ($Pr \sim 7$)	$Nu = 0,345.Ra_i^{0,233}$ Tbain	$8,4.10^{12} < Ra_i < 3,7.10^{13}$	parallélépipède (2D) $e = 1$?
Seiler et al (1986)	Eau ($2 < Pr < 7$)	$Nu = 0,16.Ra_i^{0,25}$	$10^{10} < Ra_i < 10^{15}$	cylindre (3D) $0,5 < e < 3$
Kelkar et al (1993)	$Pr = 1$	$Nu = 0,18.Ra_i^{0,237}$	$10^8 < Ra_i < 10^{16}$	hémicylindre (2D) $e = 0,5$
Theofanous et al (1997)	Eau ($2 < Pr < 7$)	$Nu = 1,95.Ra_i^{0,18}$ Tfilm	$10^{14} < Ra_i < 10^{16}$	hémicylindre (3D) $e = 0,5$
Bernaz et al (1998)	Eau ($2 < Pr < 7$)	$Nu = 0,736.Ra_i^{0,216}$ Tfilm $Nu = 0,721.Ra_i^{0,210}$ Tbain	$2.10^{15} < Ra_i < 9.10^{16}$	hémicylindre (2D) $e = 0,5$

Tableau II.3 : *Corrélations de convection naturelle pour le transfert de chaleur d'un fluide générant de la puissance volumique sur une paroi supérieure.*

Ces corrélations sont à utiliser en évaluant les propriétés physiques du fluide à la température précisée par les auteurs. Nous avons tracé les évolutions de Nu avec Ra_i suivant les corrélations citées dans le tableau II.3. Pour chaque corrélation, nous avons également tracé en pointillé son extrapolation aux très grands nombres de Rayleigh, excepté pour celles de Mayinger et al (1976) et de Kelkar et al (1993) qui sous-estiment manifestement le transfert de chaleur.

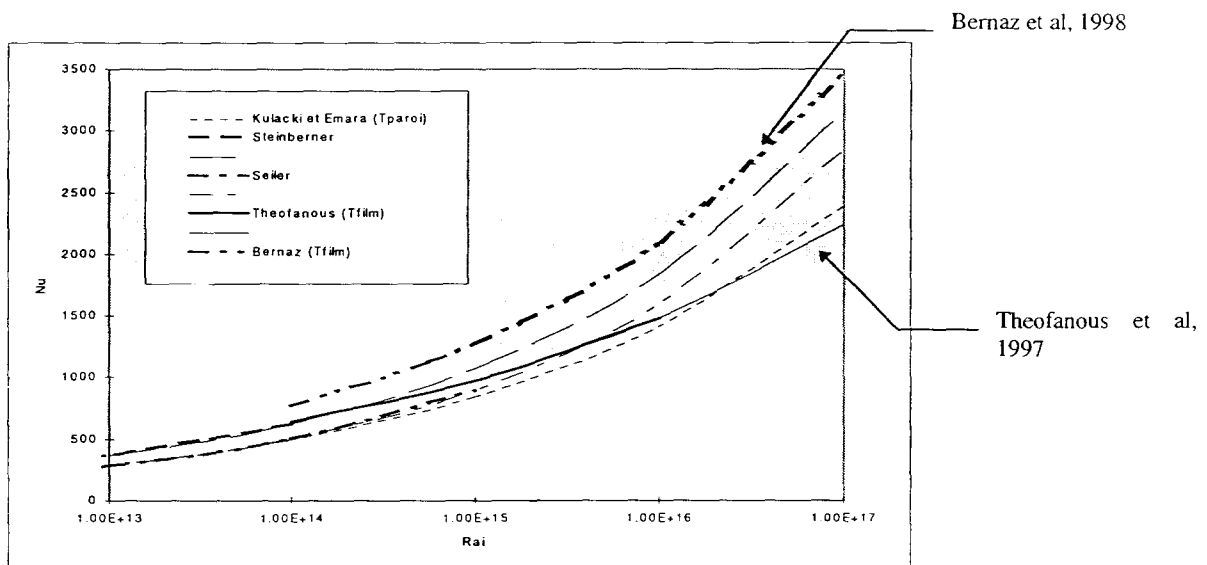


Figure II.6 : Evolution de Nu avec Ra_i

La corrélation Seiler (1986) a été établie à partir des résultats du programme expérimental BAFOND (BAin FONdu), celle de Theofanous et al (1997) provient des premiers résultats de l'expérience ACOPO (Axisymmetric Corium Pool), et celle de Bernaz et al (1998) est une interpolation des résultats COPO II (COrium Pool avec formation de glace aux parois) et BALI (BAin Liquide)(Bonnet, 1997).

A ce jour, seules les expériences ACOPO (Theofanous et al, 1997) et BALI (Bonnet, 1997) fournissent une base de données dans le domaine de nombre de Rayleigh représentatifs de la phase post-accidentelle d'un réacteur. Comme nous pouvons le constater sur le graphe, il existe une forte divergence entre la corrélation issue de ACOPO (Theofanous et al, 1997) et celle de BALI-COPO II (Bernaz et al, 1998). Nous n'avons actuellement pas d'explication à cet écart.

II.3. TRANSFERT DE CHALEUR EN CONVECTION NATURELLE VERTICALE

Nous nous intéressons au refroidissement de la couche de métaux par la paroi latérale de la cuve de réacteur. Nous considérons ainsi ici un fluide à température T_o échangeant de la chaleur avec une paroi à température $T_p < T_o$. Cette paroi est considérée isotherme, à sa température de fusion. En effet, le fluide constitué des métaux liquides est à une température T_o , température supérieure à la température de fusion de la paroi. Cette dernière subit ainsi une ablation partielle et la température T_p est égale à celle de la fusion de la paroi. Elle est ainsi uniforme. Nous schématisons les couches limites mécanique (épaisseur δ_m) et thermique (épaisseur δ_t) qui se développent au contact de la paroi verticale.

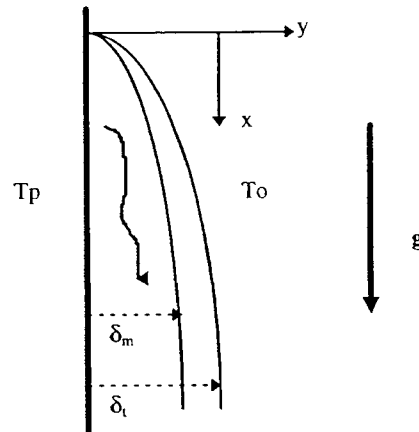


Figure II.7 : Développement des couches limites mécaniques et thermiques, dans le cas d'une paroi plus froide que le fluide, et d'un fluide à $Pr < 1$.

II.3.1. Écoulement et transfert de chaleur laminaires ($Gr < 10^9$)

II.3.1.1. Quelques corrélations expérimentales

Nous avons rassemblé les principaux travaux expérimentaux permettant de dégager des corrélations de transfert de chaleur dans le cas de la convection naturelle laminaire verticale, dans le cadre du refroidissement par une paroi isotherme.

Auteurs	Fluide	Corrélation	Ra et Pr	Prop. phys.	Dimensions
McAdams (1954)	Air	$Nu_L = 0,59 \cdot Ra_L^{1/4}$	$10^4 < Ra_L < 10^9$	$(T_p + T_0)/2$	plaque $L=30\text{cm}$
Fujii et al (1970)	Eau ($Pr = 5$)	$Nu_x = 0,45 \cdot Ra_x^{1/4} \cdot (v_0/v_p)^{0,17}$	$Ra_x < 1 \sim 5 \cdot 10^{10}$	$T_p - (T_p + T_0)/4$	cylindre $L=1\text{m}, r=41\text{mm}$
	Huile ($Pr = 100$)	$Nu_x = 0,39 \cdot Ra_x^{1/4} \cdot (v_0/v_p)^{0,17}$	$0,7 < Pr < 300$		
Churchill et Chu (1975)		$Nu_L = 0,68 + 0,67 \cdot [1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9} \cdot Ra_L^{1/4}$	$Ra_L < 10^9$	$(T_p + T_0)/2$	

Tableau II.4 : *Corrélations expérimentales de convection naturelles laminaire verticale*

Nu_L correspond au Nusselt intégré sur toute la surface considérée, alors que Nu_x représente le transfert de chaleur local.

La corrélation de Fujii et al (1970) permet de tenir compte du changement des propriétés physiques avec la température (l'indice o correspond aux propriétés physiques évaluées à la température du fluide, et l'indice p, à celles évaluées à la température de la paroi).

La corrélation de Churchill et Chu (1975) est le résultat d'une interpolation de nombreuses données expérimentales réalisées avec plusieurs fluides, sur une large gamme de nombres de Rayleigh. La constante 0,68 correspond à l'ajustement de la corrélation que l'on veut en $Ra^{1/4}$, ce même pour des petits nombres de Rayleigh.

II.3.1.2. Corrélations établies par calcul mathématique

Il existe plusieurs méthodes mathématiques qui permettent d'aboutir à la détermination de corrélations de transfert de chaleur dans le cas d'un régime laminaire : la méthode des profils affines et la méthode intégrale.

II.3.1.2.1. Méthode des profils affines

Les essais réalisés par Schmidt et Beckmann (1930) pour une plaque isotherme dans de l'air ont permis d'établir des profils de vitesse et de température proche de la plaque et ainsi de montrer que l'approximation de la couche limite était justifiée. Cependant, ils n'ont pas dégagé de corrélation de transfert de chaleur. Le système d'équations de conservation (éq. II.3) devient dans ce cas :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\
 u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} &= \beta \cdot (T - T_0) \cdot g + \nu_0 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \\
 u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} &= \alpha_0 \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}
 \end{aligned} \tag{II.8}$$

Nous considérons une plaque plane verticale (à température T_p) plongée dans un milieu fluide infini à température $T_o > T_p$. Avec les approximations de Boussinesq et de la couche limite, nous supposons que la dissipation visqueuse est négligeable dans l'équation d'énergie (Pr modéré à faible), qu'il n'y a aucune autre source de chaleur. Nous considérons de plus que le régime est laminaire et permanent et que les propriétés physiques sont constantes.

Les équations régissant la convection naturelle qui se développe au voisinage de la plaque s'écrivent se réduisent ainsi au système d'équations (II.8), auquel on ajoute les conditions limites :

$$\begin{aligned} u(x,0) = v(x,0) = u(x,\infty) &= 0 \\ T(x,0) = T_p \quad T(x,\infty) &= T_o \end{aligned} \quad (II.9)$$

Considérer des profils affines, c'est postuler que x et y peuvent être combinés en une seule coordonnée spatiale $\eta(x,y)=b(x) \cdot y$, où $b(x)$ doit être finie pour $x>0$ et est à déterminer. On introduit la fonction de courant $\psi(x,y)$ que l'on transforme en une autre fonction de courant f , par l'intermédiaire d'un coefficient $c(x)$ à déterminer. La température est transformée en θ :

$$\begin{aligned} \eta &= b(x) \cdot y \\ u &= \psi_y \quad v = -\psi_x \quad \psi(x,y) = v \cdot c(x) \cdot f(x,y) \\ \theta(x,y) &= \frac{T(x,y) - T_o}{T_p - T_o} \end{aligned} \quad (II.10)$$

On introduit ces nouvelles quantités dans le système (II.8) ainsi que dans les conditions limites. L'un des premiers à résoudre le système ainsi obtenu pour l'air ($Pr = 0,733$) fut Pohlhausen (1921). Ostrach (1952) a résolu ce système pour différents nombres de Prandtl. Il a ainsi tracé les profils de température adimensionnelle et de vitesse u pour un nombre de Prandtl variant de 0,01 à 1000.

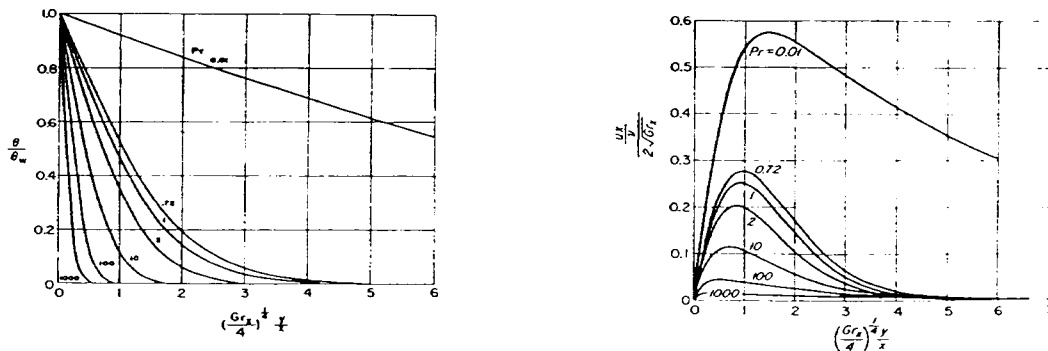


Figure II.8 : Profils de température et de vitesse adimensionnelles (Ostrach, 1952)

Nous pouvons ainsi constater que le profil de température, et donc le nombre de Nusselt dépendent de Pr. Petit (1992) cite les travaux de Ede qui a calculé les valeurs des coefficient K_1 , K_2 définis comme suit :

$$\begin{aligned} \text{Pr modérés et forts} \quad Nu_L &= K_1 \cdot Ra_L^{1/4} \\ \text{Pr faibles} \quad Nu_L &= K_2 \cdot (Ra_L \cdot \text{Pr})^{1/4} \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

Les résultats sont dans le tableau suivant :

Pr	1,0	2,0	5,0	10,0	100,0	1000,0		
K_1	0,401	0,426	0,464	0,490	0,500			
Pr	0,0	0,003	0,01	0,03	0,09	0,5	0,72	1,0
K_2	0,600	0,583	0,567	0,555	0,517	0,443	0,421	0,401

Tableau II.5 : Coefficients K_1 et K_2 correspondants aux corrélations de convection naturelle laminaire

II.3.1.2.2. Méthode intégrale

La méthode intégrale développée par von Karman en écoulement forcé a également été utilisée par Eckert et Drake (1959) pour l'étude des problèmes de transfert thermique par convection naturelle laminaire le long d'une plaque plane verticale chauffée. La méthode utilise un bilan global de masse, de quantité de mouvement et d'énergie et par conséquent, permet une bonne représentation physique du phénomène.

Une hypothèse importante est faite afin de simplifier les calculs : on suppose que la couche limite thermique et la couche limite mécanique ont la même épaisseur : $\delta_m = \delta_t = \delta$. Cette hypothèse implique que nous nous cantonnons à une étude pour des nombres de Prandtl proches de 1.

Afin de satisfaire les conditions limites thermiques et mécaniques (vitesse nulle en $y=0$ et δ , frottement nul en $y=\delta$), Eckert et Drake (1959) postulent les profils de vitesse et de température comme suit :

$$\begin{aligned} u &= U(x) \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right) \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \\ T - T_0 &= (T_p - T_0) \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

La méthode consiste à intégrer les équations de conservation (avec $v=0$) sur l'épaisseur δ de la couche limite, en remplaçant les vitesses et les températures par leur expression en (II.12). On choisit de plus une loi en puissance pour $U(x)$ et $\delta(x)$. Nous aboutissons à :

$$\begin{aligned}
 U(x) &= 5,17 \cdot v \cdot \text{Pr}^{-1/2} \cdot \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{-1/2} \cdot Ra_x^{1/2} \cdot x^{-1} \\
 \delta(x) &= 3,93 \cdot \text{Pr}^{-1/4} \cdot \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{1/4} \cdot Ra_x^{-1/4} \cdot x
 \end{aligned}
 \tag{II.13}$$

En terme de transfert de chaleur, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 Nu_x &= 0,51 \cdot \text{Pr}^{1/4} \cdot \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{-1/4} \cdot Ra_x^{1/4} \\
 Nu_L &= 0,68 \cdot \text{Pr}^{1/4} \cdot \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{-1/4} \cdot Ra_L^{1/4}
 \end{aligned}
 \tag{II.14}$$

II.3.1.3. Comparaison des résultats obtenus par les méthodes théoriques et par les expériences

Les deux méthodes théoriques reposent sur le fait que les deux couches limites (mécanique et thermique) sont de même épaisseur ($\text{Pr} \sim 1$). Nous faisons alors la comparaison pour de nombres de Prandtl très inférieurs à l'unité : $\text{Pr}=0,2$ ($\sim \text{Pr}$ de la couche de métaux étudiée dans notre analyse d'accident grave) et $\text{Pr}=0,01$. Nous comparons ainsi le préfacteur situé devant le nombre de Rayleigh à la puissance $1/4$, pour le nombre de Nusselt moyen.

	Churchill et Chu (1975)	Méthode profils affines	Méthode intégrale
$\text{Pr}=1$	0,533	0,401	0,575
$\text{Pr}=0,2$	0,434	0,332	0,438
$\text{Pr}=0,01$	0,241	0,179	0,217

Tableau II.6 : $Nu=A+B.Ra^{1/4}$. Comparaison des préfacteurs B dans les corrélations de transfert de chaleur moyen.

Les résultats obtenus avec la méthode intégrale sont très similaires à ceux obtenus avec la corrélation expérimentale de Churchill et Chu (1975), avec environ 10% d'écart. En revanche, ceux de la méthode des profils affines sous estiment de façon importante le préfacteur (25% d'écart).

II.3.1.4. Zone de transition vers le régime turbulent

L'écoulement en convection naturelle le long d'une plaque verticale plane est laminaire pour $Gr_x < 10^8$. Il existe pour $10^8 < Gr_x < 10^9$ un régime de transition. L'écoulement est ensuite totalement turbulent pour $Gr_x > 10^{10}$. La valeur critique du nombre de Grashof est généralement prise à $Gr_c = 10^9$.

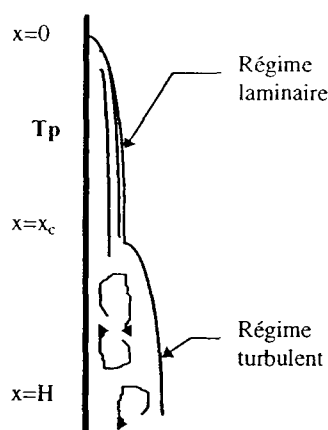


Figure II.9 : Transition du régime laminaire à turbulent.

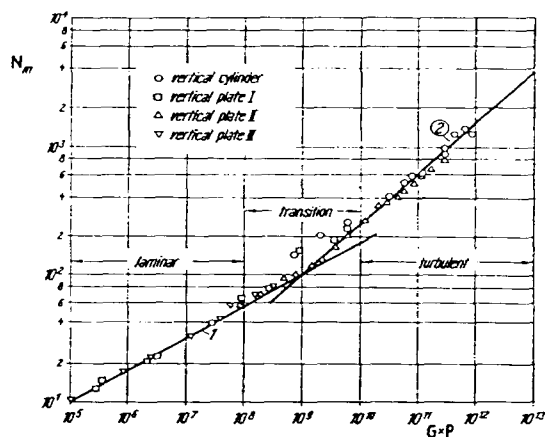


Figure II.10 : Mise en évidence de la zone de transition pour de l'air (Eckert et Jackson, 1951).

II.3.2. Ecoulement et transfert de chaleur turbulents ($Gr > 10^9$)

II.3.2.1. Quelques corrélations expérimentales

Nous avons rassemblé les principaux travaux expérimentaux qui ont dégagé des corrélations de transfert de chaleur dans le cas de la convection naturelle turbulente verticale.

Auteurs	Fluide	Correlation	Ra et Pr	Prop phys.	Dimensions
McAdams (1954)	Air	$Nu_L = 0,13.Ra_L^{1/3}$	$10^9 < Ra_L < 10^{12}$	$(T_p + T_0)/2$	plaque $L=30\text{cm}$
Fujii et al (1970)	Eau ($Pr = 5$) Huile ($Pr = 100$)	$Nu_x = 0,13.Ra_x^{1/3}.(v_0/v_p)^{0,21}$ $Nu_x = 0,0175.Ra_x^{2/5}.(v_0/v_p)^{0,21}$	$Ra_x < 1 \sim 5.10^{10}$ $0,7 < Pr < 300$	$T_p - (T_p + T_0)/4$	cylindre $L=1\text{m}, r=41\text{mm}$
Fujii et Imura (1972)	Eau ($Pr = 7$)	$Nu_L = 0,56.Ra_L^{1/4}$	$10^9 < Ra_L < 10^{11}$	$T_p - (T_p + T_0)/4$	plaque $L=5\text{cm et } 30\text{cm}$
Churchill et Chu (1975)		$Nu_x = Nu_L = 0,15 \cdot [1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{-16/27} \cdot Ra_L^{1/3}$	$Ra_L > 10^9$	$(T_p + T_0)/2$	

Tableau II.7 : Corrélations expérimentales de convection naturelles turbulente verticale.

Nu_L correspond au Nusselt intégré sur toute la surface considérée, alors que Nu_x représente le transfert de chaleur local.

II.3.2.2. Corrélations établies par calcul analytique

II.3.2.2.1. Méthode intégrale

Eckert et Jackson (1950) ont repris la méthode intégrale pour calculer la convection naturelle le long d'une plaque verticale couverte par une couche limite turbulente. L'hypothèse faite sur les épaisseurs identiques de couche limites thermique et mécanique est encore faite afin de simplifier énormément les calculs. D'après les mesures expérimentales, ils ont construit les profils de vitesse et de température suivants :

$$\begin{aligned} u &= U(x) \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4 \\ T - T_0 &= (T_p - T_0) \cdot \left(1 - \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}\right) \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

L'équation en vitesse a été intentionnellement choisie proportionnelle à $(y/\delta)^{1/7}$, de façon à reproduire le profil de vitesse en convection forcée turbulente, faisant l'hypothèse que les deux régimes convectifs turbulents (naturel et forcé) sont similaires.

Eckert et Jackson (1950) ont également modifié le système d'équations (II.8) régissant la convection naturelle en remplaçant le terme de frottement à la paroi par un terme de cisaillement et le gradient de température à la paroi par un terme en flux . A nouveau, afin d'estimer le cisaillement et le flux en paroi, ils ont repris les corrélations établies pour la convection turbulente en régime forcé, à savoir :

$$\begin{aligned} \tau_p &= 0,0225 \cdot \rho \cdot U^2 \cdot \left(\frac{\nu}{U \cdot \delta}\right)^{1/4} \\ \frac{\varphi_p(x)}{(T_p - T_0) \cdot \rho \cdot C_p \cdot U} &= \frac{\tau_p(x)}{\rho \cdot U^2} \cdot \text{Pr}^{-2/3} \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

Cette dernière relation est obtenue par analogie avec le nombre de Reynolds avec un terme correctif en $\text{Pr}^{-2/3}$ pour tenir compte de la déviation de cette analogie pour des nombres de Prandtl différents de 1.

On procède alors exactement de la même façon que pour le régime laminaire et on obtient les lois de vitesse et température suivantes (Petit, 1992) :

$$\begin{aligned} U(x) &= 0,354 \cdot \nu \cdot x^{-1} \cdot Ra_x^{1/2} \cdot \text{Pr}^{-1/2} \cdot (0,089 + 0,044 \cdot \text{Pr}^{2/3})^{-1/2} \\ \delta(x) &= 0,518 \cdot x \cdot Ra_x^{0,1} \cdot \text{Pr}^{-13/30} \cdot (0,089 + 0,044 \cdot \text{Pr}^{2/3})^{0,1} \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

En ce qui concerne le transfert de chaleur on a (Petit, 1992):

$$\begin{aligned} Nu_x &= 0,092 \cdot Pr^{1/15} \cdot (8,4 \cdot Pr^{2/3} + 17)^{-2/5} \cdot Ra_x^{2/5} \\ Nu_{x_l} &= 0,153 \cdot Pr^{1/15} \cdot (8,4 \cdot Pr^{2/3} + 17)^{-2/5} \cdot Ra_{x_l}^{2/5} \end{aligned} \quad (II.18)$$

Pour le nombre de Nusselt, nous obtenons ainsi une relation proportionnelle au nombre de Rayleigh à la puissance 2/5 et non plus 1/3, comme nous l'avait suggéré l'analyse dimensionnelle.

II.3.2.2.2. Analyse de similitude

Sur le principe de l'analyse de la couche limite turbulente en convection forcée le long d'une plaque plane, en partant des équations moyennées de l'écoulement, Georges et Capp (1978) traitent la couche limite turbulente pleinement développée en la divisant en deux parties.

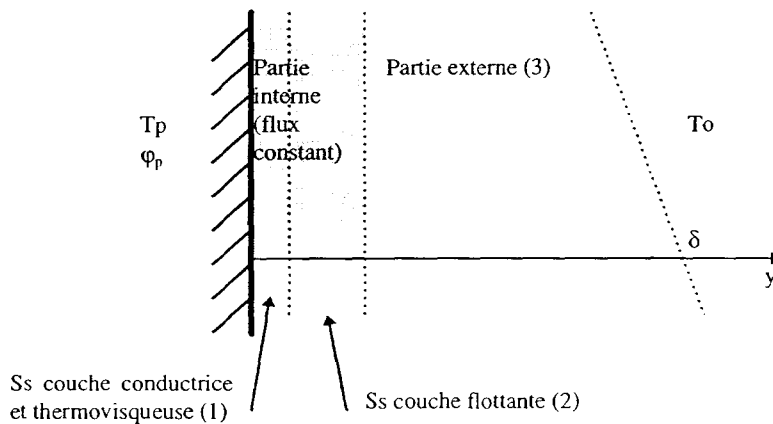


Figure II.11 : Schématisation de la couche limite turbulente (Georges et Capp, 1979)

La première partie est appelée partie externe (partie (3) dans la figure II.11). C'est la plus importante d'un point de vue spatial. Les termes de viscosité et de conduction y sont négligeables. L'autre partie est la partie interne. C'est la partie en contact direct avec la plaque. Les termes convectifs y sont négligés. On l'appelle la couche à flux constant parce qu'elle se caractérise par le fait que le flux de chaleur à travers cette couche est indépendant de la distance à la plaque.

Une analyse de similitude conduit à des profils universels pour la vitesse et la température dans chaque couche. Un raccordement asymptotique entre ces profils conduit à la mise en évidence d'une couche appelée sous-couche flottante. Elle fait en réalité partie de la région à flux constant, mais se distingue par le fait que l'évolution de la vitesse et de la température ne dépend pas des paramètres de viscosité ou de diffusivité thermique. Le reste de la partie interne, le plus proche de la plaque, est appelé sous-couche conductrice et thermo-visqueuse.

La sous-couche conductrice et thermo-visqueuse se caractérise par des profils de vitesse et de température linéaires. Dans la sous-couche flottante, la vitesse et la température sont proportionnels à

la racine cubique et à l'inverse de la racine cubique de la distance au mur. Il en est également déduit une expression du transfert de chaleur local et du coefficient de frottement à la plaque.

En ce qui concerne le transfert de chaleur, nous obtenons en moyennant sur la hauteur, un transfert de chaleur moyen pour $Pr > 0,7$:

$$Nu_L = 0,13 \cdot Ra_L^{1/3} \quad (II.19)$$

Cette corrélation est identique à celle proposée par McAdams (1954), élargissant cependant le domaine de validité à un nombre de Prandtl supérieur à 0,7.

II.3.2.3. Comparaison des résultats obtenus par les méthodes théoriques et les expériences

Nous avons comparé les résultats que donnent les différentes corrélations pour des nombres de Rayleigh correspondant au régime turbulent. Comme les corrélations expérimentales ne fournissent que des valeurs moyennes, nous ne considérons que les nombres de Nusselt moyens.

Nous avons constaté que les corrélations obtenues par McAdams (1954) et par Georges et Capp (1979) sont identiques. Nous groupons ainsi leurs résultats. Il en est même pour la corrélation que Fujii et al. (1970) ont établie avec l'eau, et en on négligeant la variation de la viscosité cinématique avec la température.

Nous envisageons plusieurs nombres de Prandtl : 0,73 et 5 car ce sont ceux pour lesquels certaines corrélations expérimentales ont été établies, et $Pr=0,2$ comme ordre de grandeur de nombre de Prandtl dans le cas de la couche de métaux rencontrée lors d'un accident grave de réacteur.

	McAdams (1954) Fujii et al (1970) George et Capp (1979)	Fujii et Imura (1972)	Churchill et Chu (1975)			Méthode intégrale		
Pr	> 0,7	5	0,2	0,7	5	0,2	0,7	5
$Ra_L=10^9$	130	100	84	105	130	165	168	152
$Ra_L=10^{10}$	280	177	181	227	280	415	421	383
$Ra_L=10^{11}$	603	315	390	488	604	1044	1059	963

Tableau II.8 : Comparaison des nombres de Nusselt moyens en fonction des nombres de Ra et Pr

Les résultats obtenus par les corrélations empiriques sont très différents, pouvant aller du simple au double. Il faut y voir une influence du nombre de Prandtl. En effet, le fluide expérimental de McAdams (1954) est de l'air ($Pr \sim 0,73$) et celui de Fujii et Imura (1972) est de l'eau ($Pr \sim 5$). Cette influence du nombre de Prandtl est mise en évidence par les résultats obtenus avec la corrélation de Churchill et Chu (1975).

La corrélation obtenue par la méthode intégrale surestime énormément et systématiquement le transfert de chaleur. Même pour l'air ($Pr \sim 0,7$), les résultats divergent fortement avec le nombre de Rayleigh. Cela suggère éventuellement que les profils de vitesse et de température (eq.II.15) fournis par Eckert et Jackson (1950) ne sont pas adéquats. Cette constatation est d'ailleurs confirmée par Cheeswright (1968) : leurs mesures expérimentales de couche limite pour l'air indiquent une vitesse maximale dans la couche limite inférieure à celles de Eckert et Jackson (1950), pour une épaisseur de couche limite supérieure. Comme résultat, le débit volumique obtenu, quantifiant le flux de chaleur évacué à la paroi, est environ 12% supérieur à celui de Eckert et Jackson (1950). Bonnet (1994) a analysé ce phénomène par d'une dépendance du nombre de Prandtl dans les profils de vitesse et de température.

Le fait que ces résultats théoriques ne soient corrects que pour des valeurs de Prandtl de l'ordre 1 réduit énormément les applications des corrélations théoriques. Il semble que seule la corrélation empirique de Churchill et Chu (1975) soit capable de décrire correctement le transfert de chaleur sur un plan vertical isotherme, quel que soit le nombre de Prandtl. De plus, l'exposant en $1/3$ du nombre de Rayleigh nous permet d'utiliser directement cette corrélation en variables locales.

II.4. MODELISATION DE LA COUCHE METALLIQUE

II.4.1. Simulation d'un bain de corium

Dans les premières études d'accidents graves avec relocalisation de corium en fond de cuve, le *bain de corium était supposé homogène*, et non pas stratifié avec une couche métallique surplombant le bain d'oxydes. Les études expérimentales et numériques réalisées dans cette hypothèse ont permis de déterminer la distribution de flux le long de la paroi curviligne, ainsi que la répartition de la puissance générée par le corium qui est évacuée par la surface du bain et la paroi du réacteur. En ce qui concerne les études numériques, on distingue deux types d'approche :

- *Considérer un bain uniforme en température.* La distribution de flux à la paroi est gérée par les corrélations de transfert de chaleur en fonction de la position curviligne, corrélations établies par les expériences. La description du bain étant simple, cela permet de faire un calcul plus précis au niveau

du transfert de chaleur dans la croûte d'oxydes et dans la paroi (calcul de conduction thermique 2D) (Park et Dhir, 1992).

- *Le bain est non uniforme en température.* On ne considère que le bain liquide, découplé de la cavité qui l'encadre, faisant l'hypothèse qu'il reste confiné dans sa propre croûte. Cette hypothèse fixe les conditions limites thermiques à la température de solidification. Le bain est constitué d'un matériau simulant dont les propriétés physiques sont mieux connues (Mayinger, 1976).

Cette dernière configuration reste toujours d'actualité pour le traitement du comportement thermohydraulique du bain d'oxydes seul. On considère effectivement dans ce cas qu'une croûte d'oxydes existe non seulement en contact avec les parois de la cuve, mais aussi à l'interface bain d'oxydes - couche métallique. Cette croûte est supposée stable et ne joue aucun rôle dans les échanges thermiques. Des programmes expérimentaux et numériques sont dédiés à cette étude, parmi lesquels, le programme RASPLAV (expérience hémicylindrique, avec un sel particulier comme matériau simulant ou avec des matériaux réels, et codes de calculs CONV2D et CONV3D) (Aksenova et al, 1998), le programme expérimental en eau BALI-Fond de cuve (Bonnet, 1996), quart de cylindre à l'échelle réacteur, dont les données m'ont servi à qualifier le code TOLBIAC dans cette configuration (Bernaz et al, 1998).

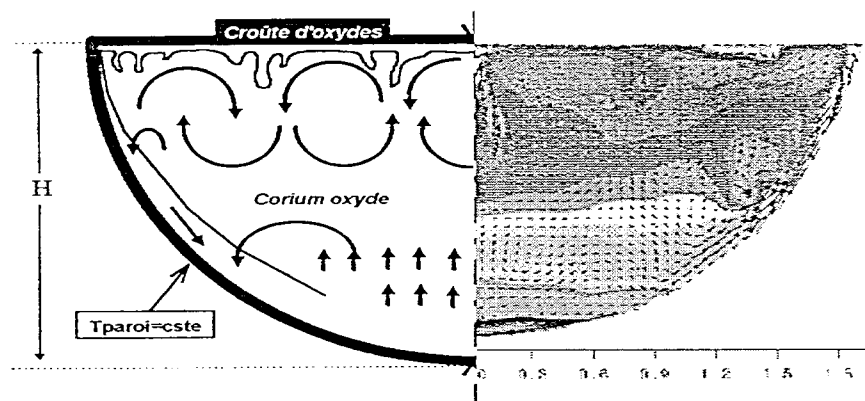


Figure II.12 : Exemple de calcul thermohydraulique effectué par le code TOLBIAC dans le cas du bain d'oxydes seul. On décrit les champs de température et de vitesse au sein du bain, dont la condition limite est la température de solidification du matériau. On retrouve une partie basse thermiquement stratifiée, et une zone supérieure instable, très mélangée et à température quasi-uniforme.

II.4.2. La couche métallique

Plusieurs approches sont faites, que ce soient des calculs analytique, ou des codes de simulation. Certaines études consistent en des modèles 0D pour ce qui concerne la modélisation du bain d'oxydes liquides et la couche métallique : ils sont considérés uniformes en température. Les transferts de

chaleur sont décrits par le biais de corrélations issues de la littérature, éventuellement adaptées au cas particulier de la configuration en réacteur. Ils se résument par les transferts q_1 à q_6 définis comme suit.

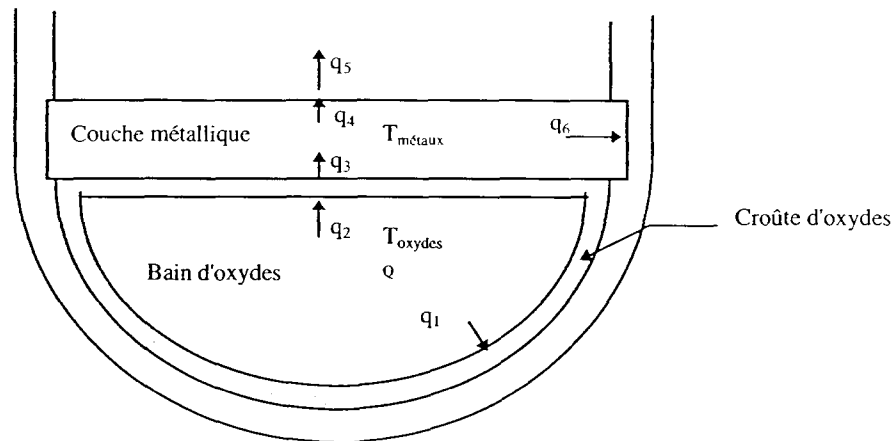


Figure II.13 : Schématisation des différents transferts thermiques au sein du réacteur dans le bain d'oxydes et dans la couche métallique.

Lorsque les deux bains (bain d'oxydes liquides et couche métallique) ne sont plus considérés isothermes, ils sont maillés, et les transferts de chaleurs sont locaux ($q_i(x,y)$). Nous présentons sous forme de tableau les différentes modélisations, et en particulier les différents transferts de chaleur (q_1 à q_6) utilisés. Le tableau est en page suivante.

Auteurs	Type de réacteur	Outil de modélisation	Transferts q_i	Modélisation de la croûte	Modélisation des transferts dans la paroi
Suh et Henry (1994)	Validation en bain d'oxydes unique par les expériences COPO (Theofanous et al, 1994) : VVER 440.	MAAP4 (Modular Accident Analysis Program Version 4)	<p><i>Modélisation des bains 0D</i></p> <p>q_1 : Steinberner et Reineke (1978) fonction de l'abscisse curviligne.</p> <p>q_2 : Steinberner et Reineke (1978).</p> <p>q_3 et q_4 : Globe et Dropkin (1959) (2CL).</p> <p>q_5 : $\sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_{\text{surf}}^4 - T_{\infty}^4)$ si $T_{\infty} < T_{\text{fusion}}$, sinon rayonnement avec facteurs de forme et $T_{\infty} = T_{\text{fusion}}$. Possibilité d'aspersion d'eau.</p> <p>q_6 : traitement peu clair.</p> <p>Il semble qu'ils utilisent q_1 pour calculer un flux latéral maximum, qu'ils considèrent égal au flux supérieur près de la paroi (ils n'utilisent pas q_2!). Cela sert à calculer un écart de température et un flux latéral évacué par la paroi, selon une corrélation non spécifiée</p>	Transfert thermique en conduction 1D, avec un profil parabolique de température de façon à tenir compte de la puissance volumique dégagée dans la croûte.	Conduction thermique 2D. Paroi discrétisée en cinq mailles sur son épaisseur.
Theofanous et al, (1996)	AP600	modélisation analytique aboutissant à des abaques <i>Calculs pour un régime permanent.</i>	<p><i>Modélisation des bains 0D</i></p> <p>q_1 : ACOPO (1996).</p> <p>q_2 : Steinberner et Reineke (1978).</p> <p>q_3 et q_4: Globe et Dropkin (1959) ramené à une couche limite (1CL). Theofanous et al supposent une dissymétrie des couches limites en surface inférieure et supérieure, due à la différence des flux à ces surfaces.</p> <p>q_5 : rayonnement entre 2 surfaces (facteur de forme) couplé avec un calcul de conduction dans la paroi supérieure, refroidie à l'extérieur (T_{ext}) et à la température T_{int} en face interne. T_{int}, est une inconnue : résolution itérative.</p> <p>q_6 : Churchill et Chu (1975)</p> <p>Les corrélations sont utilisées avec les propriétés physiques évaluées à $T_{\text{film}} = (T_{\text{bain}} + T_{\text{surface}})/2$</p>	Calcul de conduction 1D avec dégagement de puissance volumique. Pour la croûte entre les deux bains, les auteurs vérifient que la résolution aboutit à une épaisseur permettant de considérer la croûte mince.	Conduction thermique 1D.

Auteurs	Type de réacteur	Outil de modélisation	Transferts q_i	Modélisation de la croûte	Modélisation des transferts dans la paroi
Kolev (1996)	REP 1500MWe	modélisation analytique couplée avec un calcul maillé dans paroi. <i>Dynamique de formation de la couche métallique décisive sur l'attaque thermique de la paroi.</i>	<i>Modélisation des bains 0D</i> q_1 : Steinberner et Reineke (1978) fonction de l'abscisse curviligne. q_2 : Steinberner et Reineke (1978). q_3 et q_4 : Globe et Dropkin (1959) (2CL). q_5 : rayonnement avec les structures internes supérieures qui sont à T_{fusion} . Kolev introduit un coefficient c_5 , qui détermine la part d'énergie rayonnante consommée pour fondre les structures. Ce paramètre est constant. Une fois les structures fondues, elles viennent grandir la couche métallique, à la température de fusion, ce qui la refroidit. // <i>établit la valeur critique</i> , $c_5=0,2$, au dessous de laquelle, pour ce réacteur, le flux latéral atteint en moins de 25mn la valeur critique admissible par la paroi ($1,5\text{MW}/\text{m}_2$) (la couche ne grandit pas assez pour diminuer le flux latéral). q_6 : Jaluria (1983), corrélation multipliée par 3 coefficients : $f_1 : (H/L)^{1/7}$ confinement (Bejan, 1984) f_2 : mise en route de convection f_3 : établissement d'une cellule convective stable (Jones et al, 1976) Kolev réduit en plus de 10% le transfert de chaleur sur les 10% haut et bas de la surface latérale en contact avec la paroi.	Cacul de l'épaisseur de croûte aux limites du bain d'oxydes liquides par égalisation des flux sortant du bain d'oxydes avec celui de la paroi. Pour la croûte entre les deux bains, il suppose qu'il y a égalité du flux sortant des oxydes avec celui entrant dans la couche métallique, d'où la température inférieure de la couche métallique, et éventuellement une croûte. Même procédure pour une éventuelle croûte au dessus de la couche métallique.	Modèle de conduction 2D transitoire : discrétisation de l'équation de Fourier méthode implicite. Fonte de la paroi par maille entière, quand elle a atteint 50K au dessus de T_{fusion} . Le volume de maille rejoint la couche liquide à T_{bain} : il néglige le transfert de masse et d'énergie de cette cellule vers le bain, ainsi que ses effets refroidissant
Dinh et al (1997)	REP et AP-600	MVITA	<i>Modélisation des bains 2D en transitoire.</i> <i>Calcul de conduction 2D sur l'ensemble du domaine, constitué des deux bains liquides et de la paroi du réacteur. Méthode de conductivité - convectivité efficace et de vitesse pseudo convective U, vitesse calculée par le biais d'une équation d'énergie couplée avec des corrélations de transfert de chaleur expérimentales.</i>	Conduction 2D transitoire	Conduction 2D transitoire

Auteurs	Type de réacteur	Outil de modélisation	Transferts qi	Modélisation de la croûte	Modélisation des transferts dans la paroi
Dinh et al (1997) (suite)			<p>$q_1(x,y)$ et $q_6(x,y)$: les auteurs calculent une conductivité équivalente à partir de la corrélation de transfert de chaleur en convection naturelle laminaire (méthode intégrale) ou, en régime turbulent, de la corrélation de Churchill et Chu (1975) (recommandée par Chawla et Chan (1982). Cette conductivité est appliquée à la maille frontière des bains, en plus de la conductivité moléculaire, qui est appliquée dans toutes les mailles.</p> <p>$q_2(x,y)$: pas de précision</p> <p>$q_3(x,y)$ et $q_4(x,y)$: Dinh et al utilisent la corrélation de O'Toole et Silverman (1961), qu'ils transforment de la même manière en conductivité équivalente, pour appliquer aux frontières hautes et basses de la couche métallique.</p> <p>$q_5(x,y)$: rayonnement : $\sigma \cdot \epsilon \cdot (T(x,y)^4 - T_{int}^4)$</p> <p>Le problème se pose du choix de la longueur de référence prise pour le calcul de ces conductivités (dimension du maillage ?) et de ces vitesses. Dinh et al utilisent des corrélations locales de transfert de chaleur en convection naturelle, en les appliquant telles quelles (via la conductivité équivalente), en milieu confiné. Il n'y a pas davantage de prise en compte du confinement sur la modification éventuelle de ces corrélations.</p>		

Pour la modélisation de Suh et Henry (1984), la partie concernant uniquement le bain d'oxyde a été validée sur les résultats COPO (Theofanous et al, 1994). En revanche, la modélisation des transferts thermiques dans la couche métallique semble plus difficile à comprendre, donc à évaluer. Si la thermique des domaines solides semble correctement représenter un cas réel, la description des deux bains liquides reste très simple.

La modélisation de Theofanous et al (1996) est relativement simple et relié au bain d'oxydes uniquement par le flux provenant de sa surface supérieure. Les auteurs ont dégénéré leur modèle en ne tenant plus compte des variations de surfaces géométriques, ni de celles des propriétés physiques avec la température, de même qu'en réduisant le rayonnement. Cela leur a permis d'établir des abaques très rapidement consultables et dont les résultats sont peu éloignés du modèle plus complet.

Il s'agit de qualifier ce modèle, dont les hypothèses simplificatrices telles que les températures uniformes et le découplage des deux bains restent à vérifier.

L'approche de Kolev (1996) semble soulever le problème de la dynamique de la couche de métal, par opposition aux études réalisées en régime permanent.

Son étude est particulièrement pénalisante pour ce qui est du comportement de cette couche : l'ajout des termes correcteurs f_1 , f_2 , f_3 , en plus de la réduction du transfert de chaleur aux coins de la couche métallique participe au non refroidissement de cette couche (si la couche mesure 18cm, f_1 réduit de 70% l'échange et f_3 interfère pendant plus de 30mn). De plus, la détermination de ces coefficients se veut précise, alors que l'hypothèse de bains uniforme reste très grossière.

En outre, il est fort probable que le coefficient c_5 , de caractère primordial sur la tenue de la cuve de réacteur, soit variable au cours du temps : au départ, la couche métallique est très chaude et les structures supérieures vont plus rapidement fondre, augmentant plus rapidement sa hauteur.

L'analyse de Kolev (1996) reste cependant une des premières à prendre en compte le confinement de la couche métallique, et ses conséquences éventuelles sur les transferts de chaleur.

La modélisation de Dinh et al (1997) est l'une des premières à envisager une température non uniforme dans les différents bains. Le maillage est uniquement thermique, même dans les bains, et l'existence de transferts thermiques par convection est traduite par une conductivité équivalente et une vitesse pseudo convective. Quelques points, tels que les longueurs prises pour le calcul des

conductivités équivalentes et la détermination de cette vitesse, mériteraient quelques précisions de la part des auteurs.

Pour une puissance volumique de $Q=1,4\text{MW/m}^3$ dans les oxydes liquides, les auteurs constatent que la paroi fond au contact de la couche métallique. Ils trouvent un flux plus important au niveau de la couche métallique qu'au niveau du bain d'oxydes liquides. Il est très important pour une petite hauteur de couche métallique ($H=10\text{cm}$, $\phi_{\max}=1,2\text{MW/m}^2$). Ce flux dépasse la limite admissible de crise d'ébullition si la conduction dans la paroi est uniquement 1D ($H=10\text{cm}$, $\phi_{\max}=1,75\text{MW/m}^2$ pour une valeur limite de $1,5\text{MW/m}^2$ pour la crise d'ébullition).

II.5. EFFET DU CONFINEMENT

La convection naturelle interne, c'est à dire dans un milieu confiné, est beaucoup plus complexe que la convection naturelle externe. Ceci est dû au fait que, aux grands nombres de Rayleigh, la théorie classique de couche limite conduit aux mêmes simplifications que pour les problèmes d'écoulement fluide externe, c'est à dire que la région extérieure à la couche limite n'est pas affectée par la couche limite. En revanche, pour la convection naturelle confinée, les couches limites se forment près des parois, et la région qui leur est extérieure se retrouve entourée par elles, et forme une région cœur. Parce que ce cœur est partiellement voire complètement encerclé par les couches limites, son écoulement n'est pas directement déterminé par les conditions limites, mais dépendent des couches limites, qui à leur tour sont influencées par le cœur.

Les interactions entre la couche limite et le cœur constituent un problème central qui n'est toujours pas résolu, à savoir, que les caractéristiques de l'écoulement ne peuvent pas être à priori déterminées par les conditions limites et la géométrie. En réalité, la situation est encore plus compliquée, parce qu'il apparaît parfois plus d'un écoulement global peut être possible et que des sous région d'écoulement, comme des cellules ou des couches, peuvent être incluses dans le cœur.

II.5.1. Les premiers travaux

II.5.1.1. Kimura et Bejan (1985)

Les auteurs ont étudié le développement de la convection naturelle dans un coin formé par une paroi verticale chaude située au dessus d'une paroi horizontale froide. Leur étude consiste en une analyse d'échelle, des simulations numériques et une solution asymptotique à très faible nombre de Rayleigh. Ce dernier est construit sur la hauteur H de la cavité et sur l'écart de température entre les températures moyennes de chaque paroi. Il varie de 10^3 à 10^7 . Le rapport d'aspect de la cavité considérée va de 1 à $\frac{1}{4}$, et le nombre de Prandtl de 0,7 à 7.

Les principales conclusions communes à l'analyse d'échelle et aux simulations numériques sont les suivantes :

- Il existe systématiquement une cellule unique qui longe les parois différemment chauffées.
- Le transfert de chaleur augmente avec le nombre de Rayleigh en une loi puissance en $1/7$. Il évolue de façon similaire que les conditions limites thermiques soient à température ou à flux constant.

Ces résultats sont toutefois difficilement exploitables pour notre configuration.

En effet, d'une part, les conditions limites thermiques correspondent à une cavité chauffée à la paroi verticale et refroidie à la paroi horizontale basse, ou refroidie à la paroi verticale et chauffée à la paroi horizontale haute. Dans les deux cas, le fluide est thermiquement stable au contact de la paroi horizontale. Dans notre configuration, l'instabilité due à l'effet de flottabilité provient également des parois horizontales.

D'autre part, l'analyse d'échelle réalisée repose sur le fait que toute la puissance injectée dans le fluide à la paroi chaude est évacuée à la paroi froide. Dans notre cas, il faut introduire un paramètre de répartition de la puissance injectée à la paroi chaude basse vers les parois froides verticale et horizontale haute. Nous ne pouvons pas imposer ce paramètre puisque c'est le principal résultat recherché.

II.5.1.2. Anderson et Lauriat (1986)

Les auteurs ont étudié l'écoulement de l'eau dans une cavité carrée chauffée à la paroi basse à flux ou température constants, et refroidie par une paroi verticale isotherme, les autres parois restant adiabatiques. Des calculs numériques ainsi que des résultats expérimentaux confirment l'existence

d'une cellule unique et isotherme, quelle que soit le type de condition limite thermique imposée (flux ou température constant).

En considérant le nombre de Rayleigh modifié, construit sur le flux imposé à la surface basse de la cavité, pour des valeurs supérieures à 10^6 , ils observent une structure de couche limite distincte qui se développe près de chaque paroi non adiabatique. Les expériences conduites pour des Rayleigh modifiés allant jusqu'à $5 \cdot 10^{13}$ montrent que la structure de couche le long de la paroi horizontale chaude persiste et n'est pas perturbée par des instabilités de type Bénard (thermiques).

Les résultats de l'analyse d'échelle faite pour chaque paroi considérée dans un milieu infini, comparés aux résultats numériques, aboutissent aux conclusions suivantes : la structure de la couche limite qui se développe le long de la paroi froide est bien décrite par l'analyse d'échelle. *L'écoulement le long de cette surface est donc relativement peu perturbé par la présence de la paroi horizontale chaude.* En revanche les résultats sont très différents pour ce qui concerne la paroi chaude (jusqu'à 40% d'erreur). Ainsi, *les lois de transfert de chaleur établies pour une paroi horizontale dans un milieu fluide infini peuvent difficilement être appliquées pour des cavités closes.*

Il s'agit de savoir si ces résultats sont également valables pour des cavités de rapport d'aspect beaucoup plus faible.

II.5.2. Effet du faible rapport d'aspect

II.5.2.1. Expérience MELAD (1996)

Theofanous et al (1996) ont voulu analyser l'éventualité d'un gradient de température induit par le rapport d'aspect dans couche fluide refroidie par le haut et le côté et chauffée par le bas, telle qu'en serait la configuration de la couche métallique dans phase post accidentelle de réacteur que nous étudions. Ce gradient serait alors susceptible de diminuer la température près de la paroi, et par la même, le flux latéral.

Le dispositif expérimental, appelé MELAD (Metal Layer Demonstration) consiste en un parallélépipède rectangle de 50cm de long et 10cm de haut comme de large. Le rapport d'aspect de la cavité est donc de 1/5. Le fluide considéré est de l'eau.

Ils procèdent à deux types d'expériences : une série de mesures où le côté latéral n'est pas refroidi. Elle a pour but de mettre en évidence l'adéquation de la corrélation de transfert de chaleur en convection horizontale de Globe et Dropkin (1959) pour une cavité fermée de ce rapport d'aspect.

La seconde série de mesures fait intervenir le refroidissement latéral. Par le biais d'un modèle point où ils considèrent le bain homogène, avec la corrélation d'échange de chaleur de Globe et Dropkin (1959) pour la *convection naturelle horizontale turbulente* (qu'ils ont eu soin d'adapter au transfert pour une couche limite unique et d'appliquer à chaque surface horizontale), et la corrélation de Churchill et Chu (1975) *en convection naturelle verticale turbulente*, ils ont retrouvé de façon satisfaisante les résultats expérimentaux, *avec toutefois une légère sur-estimation du flux latéral (10 à 15%)*.

En outre, ils signalent un faible gradient de température le long de l'axe central horizontal de la cavité, résultant lui même d'un gradient de température de l'ordre de 2 à 3°C le long de la plaque horizontale chauffée à flux constant.

La conclusion de cette étude est donc la possibilité d'utiliser simplement un modèle point simple pour une cavité à rapport d'aspect 1/5, et la validité d'utilisation de corrélations expérimentales globales pour la convection naturelle établies de façon indépendante, suivant le type de convection naturelle étudiée (horizontale ou verticale). Il faut tout de même constater la légère sur-estimation du flux latéral (10 à 15%), indiquant que ce rapport d'aspect de 1/5 constitue peut-être une limite à cette application.

II.5.2.2. Ganzarolli et Milanez (1995)

L'étude la plus appropriée à notre configuration particulière et la plus complète (faible rapport d'aspect, haut nombre de Rayleigh et flux imposé en paroi basse) reste le travail de Ganzarolli et Milanez (1995).

II.5.2.2.1. Contexte

Ils ont ainsi simulé numériquement la convection naturelle dans une cavité rectangulaire (hauteur H , longueur $2L$).

La cavité est chauffée par le bas à température (T_{ch}) ou flux (q) constant et refroidie symétriquement par les cotés (T_{fr}). La paroi haute reste adiabatique. Leur étude numérique se réduit par symétrie au demi domaine, de hauteur H et de longueur L , limité par les conditions dissymétriques aux cotés verticaux, à savoir un côté refroidi et l'autre adiabatique. Le rapport d'aspect H/L varie de 1 à 1/9.

Ils supposent l'écoulement laminaire et bidimensionnel. Ils utilisent l'approximation usuelle de Boussinesq pour les équations de Navier-Stokes. C'est un calcul numérique direct réalisé sur un maillage régulier pour la cavité carrée et à rapport d'aspect 1/2 et 1/3, et un maillage progressif pour les cavités à plus faible rapport d'aspect.

Ils définissent un nombre de Rayleigh construit sur la hauteur H de la cavité et sur l'écart $T_{ch} - T_{fr}$ ou sur le flux q suivant la condition limite basse imposée. Le nombre de Rayleigh varie ainsi de 10^3 à 10^7 . Ils mettent en jeu deux fluides dont les nombres de Prandtl sont 0,7 et 7. L'influence de ce nombre se révélant peu significative, ils se limitent ensuite à Pr fixé à 0,7.

II.5.2.2.2. Cavité carrée

Dans un premier temps, ils ont traité le problème de la cavité carrée ($H/L=1$). Ceci leur a permis de vérifier la validité de leur modélisation grâce aux travaux antérieurs (Anderson et Lauriat, 1986).

Ils observent ainsi un écoulement descendant le long de la paroi froide qui vient longer *sur toute sa longueur* la paroi basse chauffée, bien que la stratification de masse volumique soit localement instable à la paroi. Quand Ra augmente, ils constatent que les gradients de température augmentent près des parois chaudes et froides, mettant en évidence le développement d'une couche limite thermique le long de ces parois. Le reste de la cavité tend à devenir isotherme. Le comportement du fluide semble identique que la condition limite en paroi basse soit une température ou un flux uniforme.

Ayant constaté un bon accord avec les autres publications, ils abordent ensuite une analyse d'échelle inspirée de celle obtenue pour le développement d'une couche limite de convection naturelle sur un mur vertical exposé à un milieu isotherme. Cette étude n'est concevable que parce que l'intégralité de la puissance injectée dans le fluide en partie basse, se retrouve évacuée par le côté refroidi (les deux autres côtés sont adiabatiques). Nous ne développerons donc pas cette analyse qui ne peut pas s'adapter à notre configuration.

II.5.2.2.3. Cavité à faible rapport d'aspect

La partie intéressante pour notre étude est ensuite l'analyse des cavités de faible rapport d'aspect. La principale nouveauté apportée par cette étude est l'importance à attribuer à la condition limite que l'on impose à la paroi horizontale basse de la cavité. En effet, *les résultats sont très différents que l'on impose une température ou un flux constant.*

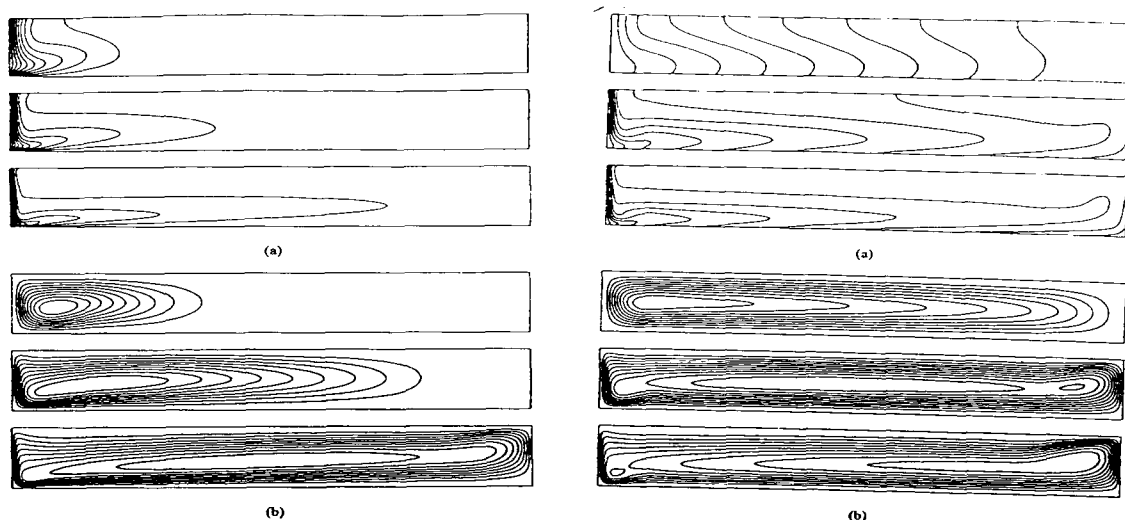


Figure II.14 : Isothermes (a) et lignes de courant (b) pour $H/L=1/7$ avec comme condition limite inférieure température uniforme (à gauche) et flux uniforme (à droite) pour $Ra = 10^4, 10^5$ et 10^6 (de haut en bas) (Ganzarolli et Milanez, 1995).

- Cavité chauffée en paroi inférieure à température constante :

Pour une condition limite inférieure de température constante (T_{ch}), ils observent une cellule unique qui n'occupe pas toute la longueur de la cavité (elle reste proche de la paroi froide), particulièrement pour les faibles rapport d'aspect. Son sens est dicté par le mouvement descendant à la paroi froide. Lorsque Ra augmente, la cellule occupe la cavité de façon plus uniforme. La vitesse a tendance à diminuer près de la paroi verticale adiabatique et le fluide y est quasi isotherme.

On introduit alors la notion de *distance de pénétration thermique* l , qui représente la distance perturbée par la présence de la paroi froide. Le fait que, pour H constant, l reste identique pour des longueurs de cavité plus grande que celle nécessaire au développement non perturbé de la cellule, indique que cette distance, pour une hauteur H de la cavité donnée, doit être uniquement fonction de Ra . Ceci est peut être particulier au cas de condition limite supérieure adiabatique.

La caractéristique attribuée au cas de condition limite inférieure à température constante est donc le développement d'une cellule unique sur une distance l à partir du bord froid, le reste de la cavité étant comparable à un réservoir de fluide isotherme. Cette dernière partie est inactive quant au transfert de chaleur de la paroi inférieure vers le côté refroidi.

- Cavité chauffée en paroi inférieure à flux constant (ce qui correspond davantage à notre configuration) :

Pour une cavité chauffée à flux constant, on retrouve une cellule unique qui tourne dans le même sens. Cependant elle occupe systématiquement toute longueur de la cavité pour un rapport d'aspect

allant jusqu'à 1/9. Toute la longueur de la paroi chauffée est thermiquement active. Le centre de la cellule migre vers le côté adiabatique quand Ra augmente.

En ce qui concerne le gradient de température le long de l'axe central de la cavité, il augmente de façon monotone lorsqu'on s'approche de la paroi froide, où il est le plus fort, particulièrement pour les grands nombres de Rayleigh. Il en est de même pour le côté adiabatique, car, quand Ra augmente, la vitesse de recirculation augmente également, ce qui induit une compression des lignes de courant et augmente le gradient de température au changement de direction du côté adiabatique.

II.5.2.2.4. Conclusions

Les travaux de Ganzarolli et Milanez (1995) sont particulièrement intéressants en ce qui concerne l'étude de la convection naturelle confinée dans une cavité de faible rapport d'aspect, avec comme condition limite inférieure un flux constant.

En effet, ils nous indiquent que nous ne pouvons pas réutiliser les travaux sur la convection naturelle dans des cavités similaires mais avec une température imposée en paroi basse, ou les résultats globaux obtenus dans une cavité carrée. Cette constatation réduit ainsi énormément l'intérêt des références à des travaux antérieurs.

En ce qui concerne les cavités à faible rapport d'aspect chauffées à flux constant, il apparaît une cellule unique dont le sens est dicté par le mouvement descendant à la paroi latérale froide. Cette cellule occupe toute la cavité. Le fluide n'est plus isotherme, mais il existe un gradient de température tout le long de la cavité.

Dans le cas particulier de Ganzarolli et Milanez (1995), la structure de l'écoulement est stable. Le fait que la condition limite supérieure soit adiabatique implique que le fluide qui longe cette paroi haute est forcément plus chaud que le fluide qui recircule en bas, car il a été chauffé tout le long de la paroi basse, alors que le fluide en bas vient d'être refroidi par le côté latéral froid. *Il s'agit de voir l'influence d'une paroi supérieure froide sur la structure de l'écoulement et sur les transferts de chaleur.*

II.5.3. Effet du refroidissement supérieur

Dans le cadre de l'étude du manteau terrestre, Nataf et al (1981) ont analysé le cas de convection naturelle classique couplée avec un refroidissement latéral, simulant l'effet intrusif d'une plaque de subduction plongeant dans le manteau terrestre : la convection dans une cavité chauffée en bas à

T_{bottom} , refroidie en en à T_{top} et refroidie sur un côté à T_{lateral} , l'autre restant adiabatique. Ceci correspond à la configuration de Rayleigh-Bénard avec l'ajout d'un côté refroidi.

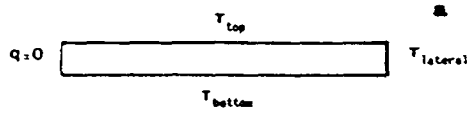


Figure II.15 : Deux types de configuration étudiées par Nataf et al (1981).

Nataf et al (1981) procèdent à plusieurs expérimentations. Les matériaux simulants (huiles siliconées) sont à grand nombre de Prandtl (440 à 3100). Les dimensions de la cavité sont de 0,02m de hauteur, pour une base de 0,1m sur 0,2m. Le rapport d'aspect est de 1/10.

Deux nombres de Rayleigh entrent en jeux dans la caractérisation de l'écoulement, en particulier la largeur des rouleaux et l'apparition des instabilités de couche limite. Le nombre de Rayleigh latéral Ra_{lat} , construit avec la hauteur H de la couche de fluide et l'écart de température $T_{\text{ch}} - T_{\text{lat}}$, et le nombre de Rayleigh vertical Ra_{vert} également construit avec la hauteur H , mais avec l'écart de température vertical, à savoir $T_{\text{ch}} - T_{\text{fr}}$. Ils définissent également le rapport de gradient de température appelé c :

$$c = \frac{T_{\text{fr}} - T_{\text{lat}}}{T_{\text{fr}} - T_{\text{ch}}}$$

Ils obtiennent ainsi la relation entre les deux nombres de Rayleigh : $Ra_{\text{lat}} = c \cdot Ra_{\text{vert}}$. Le domaine de variation de chaque nombre de Rayleigh ne dépasse pas 10^6 , ce qui reste relativement faible.

La caractéristique importante dans ces expériences est l'apparition d'un large rouleau dont l'axe est parallèle au côté refroidi. Le reste de la cavité se comporte comme un écoulement de Rayleigh-Bénard classique, à savoir des rouleaux convectifs de rapport d'aspect proche de un. Cette constatation semble donc rejoindre celles faites lorsqu'il n'y a pas la présence de la paroi supérieure refroidie et que *la paroi inférieure est isotherme* (Ganzarolli et Milanez, 1995) : le côté latéral refroidi crée une large cellule qui perturbe l'écoulement sur une distance l donnée. Le reste de la cavité se comporte comme si la paroi latérale froide n'existait pas, donc en particulier ici, en régime de Rayleigh Bénard classique.

L'influence des nombres de Rayleigh représentatifs des gradients de température latéral ou vertical sur la longueur de cette cellule développée le long de la paroi froide est la suivante : on constate qu'une augmentation de Ra_{lat} favorise l'élargissement de la cellule, et que cette dernière diminue avec Ra_{vert} . Cette évolution est compréhensible : une augmentation de Ra_{vert} augmente la puissance du régime de Rayleigh-Bénard et celle de Ra_{lat} accroît l'influence du refroidissement latéral.

Les auteurs n'observent pas d'influence du nombre de Prandtl sur les résultats (dans la gamme de nombre de Prandtl envisagée).

Nataf et al (1981) observent qualitativement le développement d'une couche limite le long de la paroi latérale froide, dont l'épaisseur indique un fort flux thermique. Arrivée à la paroi inférieure chaude, la langue froide se réchauffe formant une couche limite horizontale, qui se décolle sous l'influence des forces de flottabilité.

Pour des nombres de Rayleigh plus importants, il apparaît des instabilités correspondant à la formation de plumes thermiques chaudes ascendantes le long de la paroi chaude horizontale. Ces plumes sont alors transportées dans le large mouvement de recirculation de la grande cellule. Le développement de telles instabilités est attribué à un seuil limité par un nombre de Rayleigh local critique construit sur l'épaisseur de couche limite thermique. Il apparaît également des instabilités thermiques sur la paroi horizontale froide supérieure. Il semble que ces dernières instabilités naissent pour des nombres de Rayleigh non locaux plus importants que pour les instabilités au contact avec la paroi horizontale chaude. Aucune étude quantitative n'est menée pour mieux décrire ce phénomène.

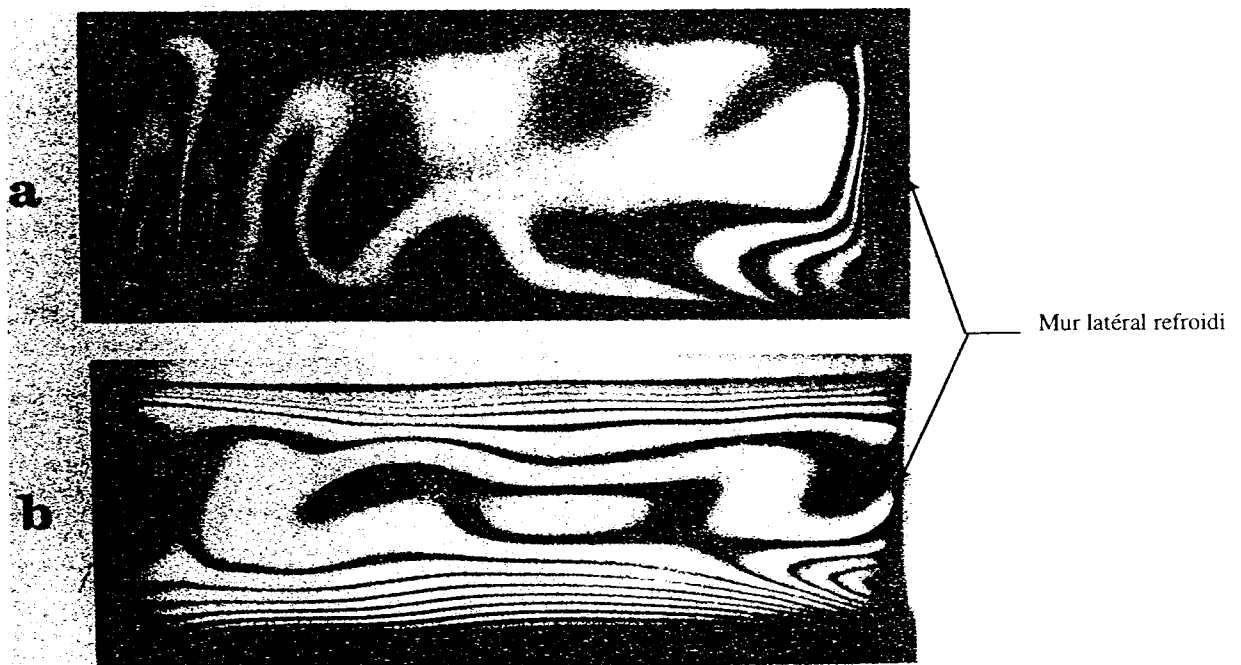


Figure II.16: Isogradients horizontaux (a) et verticaux (b) de température d'une coupe verticale de la cavité, montrant les instabilités de couche limite. $Ra_{vert} = 67000$, $Ra_{lat} = 97000$ et $Pr = 1300$. Le rouleau s'étend depuis de mur latéral froid à droite vers la région à gauche. On voit les instabilités de couche limite donnant lieu à des plumes thermiques ascendantes dans la deuxième moitié gauche (Nataf et al, 1981).

Lorsque la paroi horizontale chaude est isotherme, la présence d'une paroi supérieure froide permet donc le développement de cellules de Rayleigh Bénard classiques dans la zone non perturbée

par le côté latéral refroidi (zone qui serait restée isotherme s'il n'y avait pas eu de paroi horizontale froide). L'importance du gradient vertical de température influence la longueur de pénétration de la cellule due au refroidissement latéral. L'apparition d'instabilité thermique dans cette dernière cellule semble liée à un nombre de Rayleigh local critique (basé sur l'épaisseur de couche limite) au niveau de la couche limite thermique en contact avec la paroi chaude. Les instabilités sont transportées tout le long de la cellule dans son mouvement de recirculation.

Ces résultats sont qualitatifs, et propres à une condition limite thermique isotherme en paroi horizontale basse.

II.5.4. Conclusion

La structure de l'écoulement et des couches limites qui se développent dans une cavité confinée à faible rapport d'aspect dépend donc fortement des conditions limites imposées aux frontières, notamment à la surface inférieure. Pour l'imposition d'un flux constant, toute la cavité participe au transfert de chaleur, et un gradient horizontal de température apparaît tout le long de la cavité.

Il apparaît que la convection naturelle verticale qui a lieu à la paroi latérale, non seulement joue un rôle important pour le transfert de chaleur en paroi latérale, mais influence et modifie le transfert de chaleur en paroi horizontale. La structure de couche limite semble toutefois correspondre à celle observée pour l'étude de la convection naturelle qui se développe sur un plan vertical infini.

En ce qui concerne le transfert de chaleur en paroi horizontale, il ne correspond plus au cas classiquement étudié en convection naturelle horizontale seule, du moins sur la partie influencée par la couche limite développée à la paroi latérale.

Au vu de ces constatations, la modélisation de la couche métallique par un bain à température uniforme reste simpliste, et mérite une attention particulière.

CHAPITRE III. STABILITE THERMIQUE DE CROUTE

Avant même d'analyser la distribution des transferts thermiques dans la couche métallique, il est nécessaire de connaître la charge thermique qui lui est imposée à sa surface inférieure, de la part des oxydes liquides.

Ce chapitre est consacré à l'étude des conditions limites thermiques à la surface inférieure de la couche métallique. Cette interface conditionne la charge thermique imposée à la couche métallique par le bain d'oxydes liquides. Nous avons vu que les principales modélisations de cette couche considèrent une séparation mécanique des deux bains, par l'existence d'une croûte d'oxydes stable. Le flux thermique imposé à la surface inférieure de la couche métallique correspondrait alors exactement à celui évacué à la surface supérieure du bain d'oxydes, et l'on pourrait découpler l'étude thermohydraulique de la couche de celle du bain d'oxydes.

Cette étude consiste à déterminer les conditions d'existence de la croûte d'oxydes à cette interface, et à évaluer, lors de la formation éventuelle de la croûte, la durée nécessaire avant de pouvoir considérer l'égalité des flux sortant du bain d'oxydes et pénétrant dans la couche métallique : avec les dénominations de flux employées dans la bibliographie (Chapitre II, figure II.13), $q_2 = q_3$.

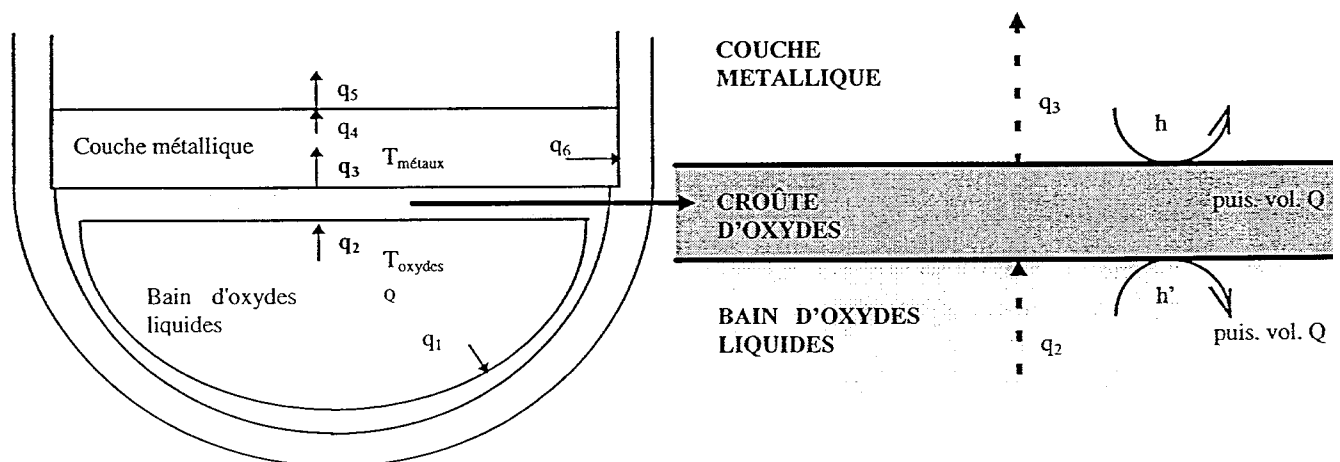


Figure III.1 : Principe de la croûte interfaciale dans un fond de cuve de réacteur

III.1. CONTEXTE DE L'ETUDE

L'existence d'une croûte d'oxydes stable entre le bain de métaux et le bain d'oxydes liquides (Theofanous et al. (1997), code de calcul TOLBIAC (Spindler et al., 1998)) permet de découpler les études de chaque bain (métaux et oxydes), autant sur un plan hydraulique que thermique :

- Les vitesses locales $V(r, z)$ dans chaque bain sont décorrélées, avec comme condition limite dans chaque bain : $\mu \cdot \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z_{\text{croûte}}} = \text{force de frottement sur la croûte et, } V(r, z_{\text{croûte}}) = 0$

- Pour le bain d'oxydes, la température de la surface supérieure est celle de solidification des oxydes que nous considérons constante (voir Annexe A). Le flux sortant du bain d'oxydes est calculé par une corrélation : $q_2 = h \cdot (T_{\text{oxydes}} - T_{\text{solidification}})$

- Le flux imposé en surface inférieure de la couche de métaux est égal au flux sortant du bain d'oxydes obtenu en régime permanent : $q_3 = q_2$.

L'existence de cette croûte stable n'a jamais vraiment été discutée. Dans le cas d'un corium stratifié (le bain n'est plus homogène, mais constitué d'un bain d'oxydes liquides et d'une couche de métaux liquides), plusieurs questions se posent :

- Y-a-t-il formation d'une croûte entre le bain d'oxydes et la couche de métaux?
- Si oui, cette croûte est-elle stable?
- S'il y a une croûte, pouvons nous considérer que le flux qui provient de la surface supérieure de l'oxyde est identique à la surface inférieure de la couche de métaux?
- Si la croûte se casse, quel est son temps de renouvellement éventuel?

En plus de l'hypothèse de la croûte stable (hypothèse classique), nous pouvons donc dégager deux autres comportements possibles :

- La croûte peut ne pas exister thermiquement : les deux bains immiscibles coexistent, restent stratifiés et sont limités par une interface libre. Nous ne pouvons plus découpler le comportement des deux bains. L'analyse devient plus complexe, tant sur le plan thermique qu'hydraulique.
- Il existe toujours une croûte, mais non stable : elle se casse ou refond et se reforme continuellement (son épaisseur varie dans le temps). Dans ce cas, nous pouvons considérer un régime

pseudo-permanent. Il y a toujours découplage entre les deux différents bains du point de vue du champ de vitesses, et du point de vue de la condition limite thermique du bain d'oxydes liquides, égale à $T_{\text{solidification}}$. Cependant, le flux imposé en surface de la couche de métaux nécessite une estimation particulière.

Tous ces scénarios sont a priori possibles. Il faut ainsi analyser de façon précise la formation éventuelle d'une croûte entre deux fluides avec un transfert de chaleur par convection naturelle.

Nous proposons un modèle permettant de dégager des conditions simples pour l'existence d'une croûte interfaciale et d'estimer le transitoire de formation de celle-ci. Comme il existe peu de sources de données permettant une validation satisfaisante de ce modèle, nous terminerons cette analyse par une étude de sensibilité à différents paramètres du modèle. Cette dernière partie nous aidera ainsi à juger du bien fondé des hypothèses faites dans l'élaboration du modèle.

III.2. MODELISATION DE LA CROUTE INTERFACIALE

III.2.1. Hypothèses de modélisation

III.2.1.1. Présentation

Nous faisons une étude de formation et de stabilité thermique de croûte entre un fluide générant de la puissance volumique (bain d'oxydes), et un fluide plus léger et plus froid (couche de métaux).

Nous considérons la situation décrite par le schéma suivant :

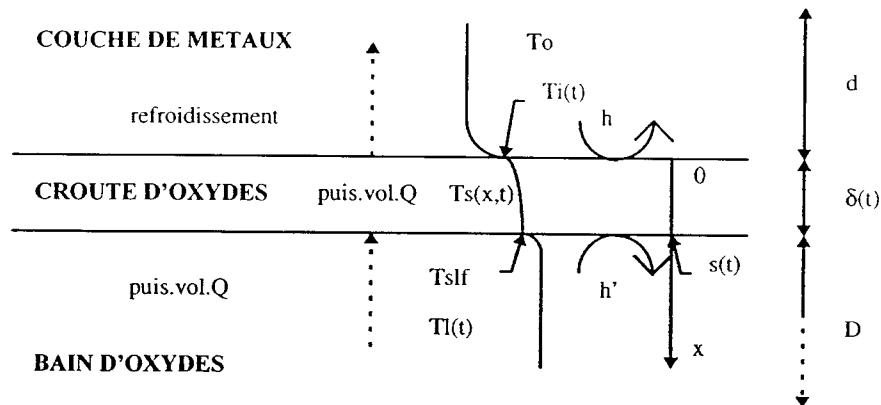


Figure III.2 : Schématisation de la configuration de la croûte interfaciale

Nous établissons une formulation mathématique du problème, adaptée au cas d'accident grave de réacteur. Pour la mise en oeuvre de ce modèle, nous faisons plusieurs hypothèses qui sont justifiées par la configuration particulière du cas de l'accident grave que nous voulons considérer. Nous présentons ici les hypothèses que nous faisons. Nous les reprenons ensuite dans les paragraphes suivants, et nous les justifions.

- La couche métallique est à température T_0 , uniforme et indépendante du temps. *Elle n'est qu'une approximation indispensable pour limiter l'étude des transferts thermiques au niveau des deux fluides : pas de couplage avec le rayonnement sur les parois internes de la cuve de réacteur ou avec le refroidissement avec les parois latérales en contact avec les métaux. L'objectif de cette étude n'est pas l'effet de concentration de flux à la paroi latérale, mais le comportement de la croûte interfaciale.*

- Nous nous limitons à une *étude monodimensionnelle de croissance de croûte*. Quand elle existe, sa température est $T_s(x,t)$ et son épaisseur est égale à $\delta(t)$. L'épaisseur $\delta(t)$ de la croûte correspond à la position du front de solidification ($x = s(t)$), par rapport à une origine que nous considérons fixe ($x=0$).

- Le bain d'oxydes dégage une puissance volumique Q constante sur une hauteur D . Il est à température $T_l(t)$, indépendante de la variable x , mais qui peut subir une variation temporelle.

- Les deux bains sont mus par la convection naturelle turbulente.

- L'épaisseur de la croûte $\delta(t)$ est très inférieure à la hauteur du bain d'oxydes que nous considérons, à savoir D .

III.2.1.2. La couche de métaux

La couche de métaux, d'épaisseur totale égale à $2d$, est à température T_0 , inférieure à la température de solidification des oxydes ($T_{slf}=2850K$), mais supérieure à la température de fusion du métal constituant la paroi latérale (il y a eu fusion partielle de la paroi latérale en contact avec les métaux liquides). Cette température T_0 est fixe, indépendante du temps et de l'espace.

Nous pouvons en effet considérer en première approximation que tout apport d'énergie est très rapidement réparti dans toute la couche et évacué notamment au niveau de la paroi latérale, elle même très conductrice de chaleur. La température T_0 de la couche de métaux reste ainsi indépendante du temps et de l'espace :

D'une part, les métaux proviennent essentiellement des structures internes de la cuve de réacteur, structures en acier 304. Pour le cas de référence, la couche de métaux liquides est ainsi constituée (en proportion massique) de environ 80% d'acier 304 et environ 20% de zirconium (voir Annexe A). Nous avons très peu de données sur les propriétés thermiques du zirconium au delà de 1700 K. Nous pouvons cependant estimer la diffusivité thermique de la couche de métaux à $4,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Elle est environ 7 fois plus grande que celle du bain d'oxydes : $6,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Ceci va donc faciliter la diffusion moléculaire des apports de chaleur provenant des oxydes (donc indépendance temporelle).

D'autre part, même si l'épaisseur de la couche de métaux est faible, nous estimons qu'elle est en convection naturelle turbulente : le nombre de Rayleigh construit sur une hauteur de couche de 0,2m et un écart de température imposé à ses surfaces inférieure et supérieure de l'ordre de 100K, est supérieur à $10^7 > 10^5$ (nombre de Rayleigh critique déterminant le régime turbulent en convection naturelle horizontale). Ce régime turbulent participe encore à l'homogénéisation des températures (indépendance spatiale).

Cette hypothèse est forte. Si on ne veut pas supposer une température uniforme tout le long de la couche métallique, on peut considérer une largeur l sur laquelle la température est localement uniforme. Notre étude est valable quelle que soit la distance à la paroi.

Nous considérons en outre que la couche de métaux ne dégage aucune puissance volumique. Même si c'était le cas, la puissance resterait très faible et le régime d'écoulement resterait contrôlé par la convection naturelle due à l'imposition des conditions thermiques à ses frontières.

En effet, le nombre de Nusselt établi à partir de la corrélation d'échange de chaleur de McAdams (1954) ($Nu=0,14.Ra^{1/3}$), et du nombre de Rayleigh Ra de l'ordre de 10^7 , est d'environ 30. Celui

calculé à partir du nombre de Rayleigh interne Ra_i construit sur le dixième de la puissance volumique des oxydes liquides, et la corrélation de Theofanous (1997) (transfert de chaleur vers le bas avec puissance volumique : $Nu=0,02.Ra_i^{0.3}$) est de 2 : ceci montre un transfert de chaleur lié à la convection naturelle interne bien inférieur à celui lié à la convection naturelle horizontale.

Pour estimer la valeur de la température T_o , nous avons à considérer plusieurs aspects :

- dans un premier temps, les métaux proviennent essentiellement des structures fondues qui supportent le coeur et qui ont coulé au fond de la cuve avec les oxydes liquides à très haute température. Il est donc probable que, même si la chaleur est rapidement évacuée, les métaux liquides soient à une température relativement plus haute que leur température de fusion, parce qu'avant d'être stratifiés, ils se sont retrouvés mélangés avec les oxydes liquides.

- les quantités de métal qui viennent ensuite grossir la couche de métaux ont deux origines. La première est les métaux du fond de cuve qui sont amenés à fondre parce qu'en contact avec le corium (oxydes liquides, croûtes d'oxydes et métaux liquides). La deuxième, majoritaire, provient du reste des structures métalliques qui surplombent le bain de corium et qui fondent par rayonnement avec la surface libre de la couche de métaux. Ces apports de métaux fondus sont, quant à eux, à une température à peine plus haute que la température de fusion des métaux.

Comme nous ne considérons pas la dynamique de croissance de l'épaisseur de la couche de métaux, et que ce qui nous intéresse est la formation de la croûte dans les premiers temps de la relocalisation du corium en fond de cuve, nous fixons l'épaisseur de la couche de métaux $2d$ à 0,2m et sa température T_o à 1900 K, valeur relativement haute.

Il faudra vérifier la sensibilité du paramètre de température de la couche de métaux sur l'ensemble des résultats à venir ainsi que son épaisseur.

III.2.1.3. La croûte interfaciale

Nous nous limitons à une *étude monodimensionnelle de croissance de croûte*. Quand elle existe, sa température est $T_s(x,t)$ et son épaisseur est égale à $\delta(t)$. L'épaisseur $\delta(t)$ de la croûte correspond à la position du front de solidification ($x = s(t)$), par rapport à une origine que nous considérons fixe ($x=0$).

Bien qu'en réalité elle dégage une puissance volumique Q constante, nous négligeons cette source de puissance volumique. En effet, nous faisons l'hypothèse que, même si la croûte interfaciale se forme, elle reste mince et donc que l'énergie apportée par cette source volumique n'est pas significative dans le processus de transfert de chaleur (cette hypothèse sera vérifiée ultérieurement).

Nous supposons de plus que les interfaces métaux-croûte et croûte-oxydes liquides sont parfaitement lisses. Le front de solidification est plan, ce qui implique une concentration uniforme du solide formé suivant la direction parallèle au plan de solidification.

La température de la surface inférieure de la croûte (front de solidification), en contact avec les oxydes, est la température de solidification des oxydes $T_s(s(t),t)=T_{slf}$, température de liquidus du mélange UO_2 , ZrO_2 .

La température de la croûte en contact avec le bain de métaux est à température $T_s(0,t)=T_i(t)$, toujours inférieure ou égale à T_{slf} . Nous précisons que, même en régime sans croûte interfaciale, il existe une température d'interface $T_i(t)$, qui est alors toujours supérieure à T_{slf} .

Nous prenons en compte la différence des propriétés physiques de l'état solide (oxydes solides = croûte) par rapport à l'état liquide. La variation de ces valeurs est de l'ordre de 15% entre chaque état (voir Annexe A).

Nous supposons que la croûte est mécaniquement stable. Aucun modèle de mécanique de croûte n'est introduit. Nous n'étudions dans un premier temps que l'existence thermique de la croûte interfaciale.

III.2.1.4. Le bain d'oxydes liquides

Le bain d'oxydes dégage une puissance volumique Q constante sur une hauteur D . Il est à température $T_l(t)$, indépendante de la variable x , mais il peut subir une variation temporelle.

En effet, la quantité de chaleur cédée à la couche de métaux dépend fortement de la nature de l'interface entre les deux fluides. Si cette interface est une croûte en évolution (formation ou fonte), la résistance thermique de celle-ci va modifier le transfert de chaleur vers la couche de métaux et par là même, la température du bain d'oxydes. Cette température est donc fortement dépendante du temps.

Pour ce qui est de l'indépendance spatiale, nous avons vu que la diffusivité thermique des oxydes liquides est beaucoup plus petite que celle des métaux. Cependant, nous supposons que le brassage du fluide par convection naturelle fortement turbulente homogénéise la température sur la hauteur D d'oxydes considérée. Nous faisons l'hypothèse que la couche limite thermique reste très petite devant l'épaisseur D du bain d'oxydes liquides, pour nous permettre de négliger cette variation spatiale de température.

Dans une cuve de réacteur, la hauteur D correspond à la hauteur sur laquelle les oxydes liquides subissent la convection naturelle turbulente et sont à température homogène et maximale : c'est la

hauteur totale du bain d'oxydes liquides moins la hauteur sur laquelle le bain reste stratifié parce que refroidi par le bas (fond de la cuve).

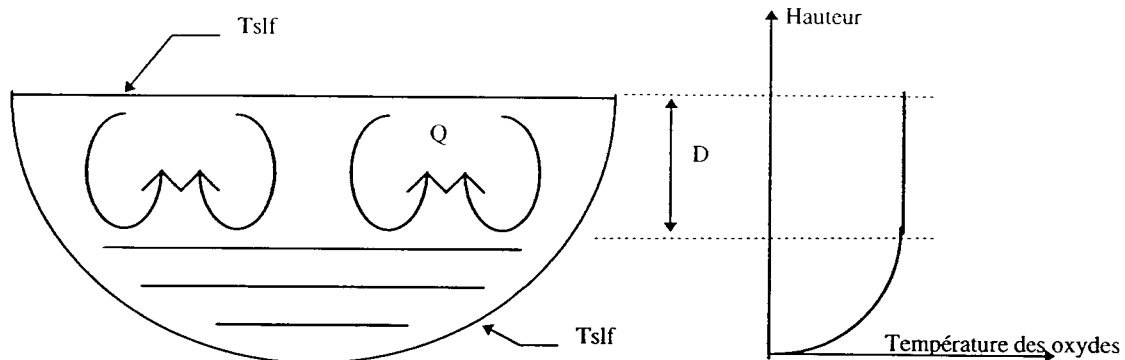


Figure III.3 : Schéma représentant la hauteur instable dans le bain d'oxydes en fond de cuve

La hauteur D est difficile à estimer de façon rigoureuse, car elle dépend à la fois de la géométrie de la cuve et de la puissance dégagée par les oxydes. Nous n'avons pas de relation simple exprimant cette dépendance. Nous sommes ainsi obligés de considérer D comme un paramètre indépendant, mais de le fixer de façon cohérente en fonction des autres données du système. Nous avons un ordre de grandeur de D par les essais BALI (Bonnet, 1994, 1997) avec de l'eau comme matériau simulant : pour un essai correspondant à une puissance volumique d'un cas réacteur de 1MW/m^3 pour une hauteur de bain de $1,5\text{ m}$ ($\sim 10\text{ m}^3$ de fluide dégageant de la puissance volumique), la hauteur instable D est de l'ordre de $0,6\text{ m}$. C'est la valeur que l'on se fixe.

La température initiale T_{lo} du bain d'oxydes est difficile à appréhender. Comme pour la température de la couche de métaux, elle dépend du scénario envisagé dans l'étude de l'accident grave qui aboutirait à cette situation. Nous considérons deux cas :

Le cas 1 : nous privilégions les premiers instants de la relocalisation du corium en fond de cuve, avec une température de métaux liquides relativement élevée. Nous restons dans cette hypothèse et nous fixons la température initiale du bain d'oxydes liquides T_{lo_1} à 3300K .

Le cas 2 : sachant que la température de solidification des oxydes est estimée à $T_{slf} = 2850\text{K}$, nous faisons l'hypothèse que les oxydes viennent juste de fondre et sont à une température proche de leur température de solidification. Nous fixons T_{lo_2} à 3000K .

III.2.1.5. Les corrélations de transfert de chaleur

Les deux bains sont mus par la convection naturelle turbulente : nous avons vu que le nombre de Rayleigh de la couche métallique est supérieur à 10^5 , donc traduit un régime de convection naturelle turbulente. Pour le bain d'oxydes, avec une puissance volumique de l'ordre de 1 MW/m^3 , le nombre de Rayleigh interne est de l'ordre de 10^{15} à 10^{17} . Il est représentatif d'un régime fortement turbulent.

D'après l'étude bibliographique sur le transfert de chaleur en surface supérieure d'un volume de fluide générant de la puissance volumique, nous utilisons pour le bain d'oxydes liquides la corrélation de Kulacki et Emara (1975), basée sur Ra_i , le nombre de Rayleigh interne construit avec D , la hauteur instable d'oxydes liquides.

$$Nu = 0,345 \cdot Ra_i^{0,233} \quad (\text{III.1})$$

avec (l'indice i indique qu'il s'agit des propriétés physiques des oxydes liquides)

$$Ra_i = \frac{g \cdot \beta_i \cdot Q \cdot D^5}{\alpha_i \cdot \nu_i \cdot \lambda_i}$$

$$Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda_i} \quad (\text{III.2})$$

Pour la couche de métaux, nous utilisons la corrélation de McAdams (1954) établie en régime turbulent pour une plaque horizontale chauffée et orientée vers le haut. Le fait que l'exposant du nombre de Rayleigh soit en $1/3$ nous permet de nous affranchir de la hauteur de métaux d pour le coefficient d'échange de chaleur h .

$$Nu = 0,14 \cdot Ra^{1/3} \quad (\text{III.3})$$

avec (l'indice m indique qu'il s'agit des propriétés physiques des métaux liquides)

$$Ra = \frac{g \cdot \beta_m \cdot (T_i - T_o) \cdot d^3}{\alpha_m \cdot \nu_m}$$

$$Nu = \frac{h \cdot d}{\lambda_m} \quad (\text{III.4})$$

Ces deux corrélations ont été établies pour un régime permanent. Kulacki et Emara (1977) ont démontré l'importance de l'inertie thermique dans les différentes zones de l'écoulement lorsqu'on impose une variation thermique subite. Pour que l'utilisation des corrélations reste raisonnable, il faut que le transitoire ne soit pas brutal.

Dans ce modèle, nous supposons que l'écoulement en convection naturelle turbulente dans le bain d'oxydes est instantané. Cette hypothèse est réaliste dans le cas du bain d'oxydes, car le moteur de la convection est la puissance volumique et parce que la hauteur du bain d'oxydes est suffisamment grande pour permettre au fluide de développer sa convection turbulente.

En revanche, l'hypothèse est moins évidente dans le cas de la couche de métaux qui est initialement beaucoup plus mince et au repos. La réponse sur la structure de l'écoulement n'est certainement pas immédiate.

Nous allons ainsi estimer le temps d'établissement de la couche limite thermique en convection naturelle turbulente dans la couche métallique. Pour ce faire, on considère la croissance de la couche limite thermique, en contact avec la croûte à la température T_i (que l'on suppose constante).

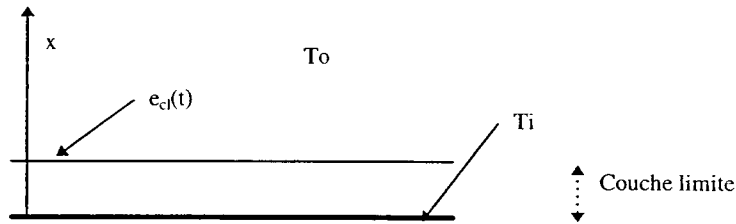


Figure III.4 : Evolution de la couche limite métallique en contact avec la croûte d'oxydes

La résolution de l'équation de Fourier nous donne le flux à la paroi:

$$\varphi_{cl}(0,t) = (T_i - T_o) \cdot \sqrt{\frac{\rho_m \cdot C_{p_m} \cdot \lambda_m}{\pi \cdot t}} \quad (\text{III.5})$$

En moyennant ce flux sur $t_{c,conv}$, le temps caractéristique recherché, et en égalisant cette valeur avec le flux évacué par convection naturelle, à savoir $h \cdot (T_i - T_o)$, on a ($Nu = h \cdot d / \lambda$ avec d la hauteur de la couche métallique considérée pour le transfert de chaleur) :

$$2 \cdot (T_i - T_o) \cdot \sqrt{\frac{\rho_m \cdot C_{p_m} \cdot \lambda_m}{\pi \cdot t_{c,conv}}} = \frac{Nu_m \cdot \lambda_m}{d} \cdot (T_i - T_o) \quad (\text{III.6})$$

Le temps caractéristique de la limite inférieure de validité de la corrélation de convection est :

$$t_{c,conv} = \frac{4 \cdot d^2}{\pi \cdot \alpha_m \cdot Nu_m^2} \quad (\text{III.7})$$

Ainsi, $t_{c,conv}$ est inversement proportionnel à Nu_m^2 , donc, si on considère la corrélation de McAdams (1954), $t_{c,conv} \sim Ra^{-2/3}$. Plus l'écart de température est important entre la couche métallique et la surface de la croûte, plus Ra est grand et $t_{c,conv}$ petit. Les corrélations de transfert de chaleur

établie en régime permanent sont alors plus rapidement valides. A titre d'exemple, pour $Ra = 10^6$, $t_{c,conv} \sim 15s$, $Ra = 10^7$, $t_{c,conv} \sim 3s$, et $Ra = 10^8$, $t_{c,conv} \sim 1s$ (corrélation de McAdams pour Nu_m).

De façon à tenir compte de la croissance de la couche limite, on multiplie le coefficient de transfert de chaleur par $F(t)$, avec

$$F(t) = \begin{cases} \sqrt{t / t_{c,conv}} & t < t_{c,conv} \\ 1 & t \geq t_{c,conv} \end{cases} \quad (III.8)$$

III.2.2. Formulation mathématique

Une fois ces hypothèses faites, nous nous inspirons de la formulation mathématique de Cheung (1981) pour décrire notre phénomène physique. Les propriétés thermophysiques des matériaux sont supposées constantes, mais nous prenons en compte une différence de ces propriétés entre la phase liquide et la phase solide de croûte. Nous supposons la croûte mécaniquement stable.

III.2.2.1. Température dans la croûte

La température dans la croûte, $T_s(x,t)$, peut être décrite par les équations suivantes (équations locales de la chaleur dans la croûte) :

$$\begin{array}{ll} 0 \leq x \leq \delta(t) & \frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \cdot \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \\ x = 0 & T_s(0,t) = T_i(t) \\ & \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{0,t} = h \cdot (T_i(t) - T_0) = F(t) \cdot E \cdot (T_i(t) - T_0)^{4/3} \\ x = \delta(t) & T_s(\delta(t),t) = T_{slf} \\ t = 0 & \delta(0) = 0 \\ & T_s(t) = T_i(0) \end{array} \quad (III.9)$$

Le coefficient de transfert de chaleur par convection naturelle au dessus de la croûte, dans la couche métallique, h , est lui-même fonction de l'écart de température $T_i(t)-T_0$. En effet, si nous considérons que l'échange de chaleur entre la croûte et les métaux liquides est régi par la corrélation de McAdams (1954) (l'indice m indique qu'il s'agit des propriétés physiques des métaux liquides) :

$$h = \frac{Nu_m \cdot \lambda_m}{d} = 0,14 \cdot \lambda_m \cdot \left(\frac{g \cdot \beta_m}{v_m \cdot \alpha_m} \right)^{1/3} \cdot (T_l(t) - T_0)^{4/3} = E \cdot (T_l(t) - T_0)^{4/3} \quad (\text{III.10})$$

Nous définissons ainsi la quantité E dimensionnelle ($\text{W/m}^2/\text{K}^{4/3}$), uniquement fonction des propriétés physiques de la couche métallique :

$$E = 0,14 \cdot \lambda_m \cdot \left(\frac{g \cdot \beta_m}{v_m \cdot \alpha_m} \right)^{1/3} \quad (\text{III.11})$$

III.2.2.2. Equation d'interface

Il nous manque une équation pour déterminer le comportement de $\delta(t)$.

Avec le repère choisi dans ce système, l'épaisseur de la croûte $\delta(t)$ correspond à l'abscisse du front de solidification $s(t)$. Or, dans un problème de changement de phase, nous décrivons la position du front de changement de phase par l'équation locale de bilan d'énergie à l'interface croûte-bain :

$$\begin{aligned} x = \delta(t) = s(t) \quad \rho_s \cdot L \cdot \frac{d\delta}{dt} &= \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{\delta,t} - h' \cdot (T_l(t) - T_{slf}) \\ t = 0 \quad \delta(0) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

En négligeant l'épaisseur $\delta(t)$ devant la hauteur D, nous obtenons comme équation d'interface (h' d'après eq. III.1 et eq. III.2):

$$\begin{aligned} x = \delta(t) = s(t) \quad \rho_s \cdot L \cdot \frac{d\delta}{dt} &= \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{\delta,t} - \frac{\lambda_l}{D} \cdot Nu \cdot (T_l(t) - T_{slf}) \\ t = 0 \quad \delta(0) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

III.2.2.3. Température dans les oxydes liquides

Dans la mesure où une croûte interfaciale existe, la température dans le bain d'oxydes liquides est décrite par la formule suivante (équation locale de l'énergie dans les oxydes liquides)

$$\begin{aligned} 0 < \delta(t) < x < D \quad \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt}(T_l(t)) &= Q + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_l \cdot \vec{\nabla}(T_l(t))) \\ t = 0 \quad T_l(0) &= T_{lo} \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

En intégrant entre $\delta(t)$ et D, nous obtenons :

$$\underbrace{\int_{\delta(t)}^D \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt}(Tl(t)) \cdot dx}_{G1} = \underbrace{\int_{\delta(t)}^D Q \cdot dx + \int_{\delta(t)}^D \vec{\nabla} \cdot (\lambda_l \cdot \vec{\nabla}(Tl(t))) \cdot dx}_{G2} \quad (\text{III.15})$$

Nous détaillons le calcul des groupements G1 et G2.

III.2.2.3.1. Calcul du groupement G1

D'après le théorème de Leibniz (théorème de transport), nous avons ($dT/dt = \partial T / \partial t$) :

$$\begin{aligned} \int_{\delta(t)}^D \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt}(Tl(t)) \cdot dx &= \frac{d}{dt} \int_{\delta(t)}^D \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot Tl(t) \cdot dx - \frac{d(D)}{dt} \cdot [\rho_l \cdot C_{p_l} \cdot Tl(t)]_D \\ &\quad + \frac{d(\delta(t))}{dt} \cdot [\rho_l \cdot C_{p_l} \cdot Tl(t)]_{\delta} \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

Ceci donne

$$\int_{\delta(t)}^D \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt}(Tl(t)) \cdot dx = \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt} \int_{\delta(t)}^D Tl(t)_l \cdot dx - \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot T_{slf} \cdot \frac{d\delta}{dt} \quad (\text{III.17})$$

En effet, D est une constante, donc sa dérivée par rapport au temps est nulle. Au front de solidification ($x=s(t)=\delta(t)$), la température du liquide est à température de solidification (T_{slf}).

On a fait l'hypothèse que l'épaisseur de la couche limite thermique dans les oxydes liquides (où Tl est dépendant en espace : gradient spatial de température) est très faible devant l'épaisseur totale du bain d'oxydes liquides, on a :

$$\int_{\delta(t)}^D Tl(t) \cdot dx = (D - \delta(t)) \cdot Tl(t) = (D - \delta(t)) \cdot Tl(t) \quad (\text{III.18})$$

Pour G1, nous obtenons finalement :

$$G1 = \int_{\delta(t)}^D \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot \frac{d}{dt}(Tl(t)) \cdot dx = \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot [(D - \delta) \cdot \frac{d}{dt}(Tl - (Tl - T_{slf})) \cdot \frac{d\delta}{dt}] \quad (\text{III.19})$$

III.2.2.3.2. Calcul du groupement G2

Pour G2, on a :

$$\int_{\delta(t)}^D \vec{\nabla} \cdot (\lambda_l \cdot \vec{\nabla}(Tl(t))) \cdot dx = \left[\lambda_l \cdot \vec{\nabla}(Tl) \right]_D - \left[\lambda_l \cdot \vec{\nabla}(Tl) \right]_{\delta(t)} \\ = 0 - h'(Tl(t) - T_{slf}) \quad (III.20)$$

En effet, le groupement G2 représente le bilan de flux aux frontières du volume de contrôle qu'est la zone instable du bain d'oxydes liquides. En $x=D$, on considère un flux nul (frontière adiabatique).

III.2.2.3.3. Equation d'énergie intégrée sur l'épaisseur instable D du bain d'oxydes liquides

En rassemblant G1(eq. (III.19)) et G2 (eq. (III.20)), sachant qu'on néglige l'épaisseur de la croûte δ devant D, et en intégrant la puissance volumique sur l'épaisseur du bain, nous obtenons finalement l'équation d'énergie suivante :

$$\boxed{\begin{array}{l} \delta(t) > 0 \quad \rho_l \cdot Cp_l \cdot D \cdot \frac{d(Tl)}{dt} = Q \cdot D - \frac{\lambda_l}{D} \cdot Nu \cdot (Tl - T_{slf}) + \rho_l \cdot Cp_l \cdot (Tl - T_{slf}) \cdot \frac{d\delta}{dt} \\ t = 0 \quad Tl(0) = Tlo \end{array}} \quad (III.21)$$

III.2.2.4. Ensemble d'équations régissant le comportement du système

En regroupant les équations (III.9), (III.13) et (III.21), nous obtenons le système d'équations régissant le comportement thermique de l'ensemble, à savoir:

$$\boxed{\begin{array}{ll} 0 \leq x \leq \delta(t) & \frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \cdot \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \\ x = 0 & T_s(0, t) = T_i(t) \\ & \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{0,t} = h \cdot (T_i(t) - T_0) = F(t) \cdot E \cdot (T_i(t) - T_0)^{4/3} \\ x = \delta(t) & T_s(\delta(t), t) = T_{slf} \\ & \rho_s \cdot L \cdot \frac{d\delta}{dt} = \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{\delta,t} - \frac{\lambda_l}{D} \cdot Nu \cdot (Tl - T_{slf}) \\ \delta(t) > 0 & \rho_l \cdot Cp_l \cdot D \cdot \frac{dTl}{dt} = Q \cdot D - \frac{\lambda_l}{D} \cdot Nu \cdot (Tl - T_{slf}) \\ & \quad + \rho_l \cdot Cp_l \cdot (Tl - T_{slf}) \cdot \frac{d\delta}{dt} \\ t = 0 & \delta(0) = 0 \\ & T_s(t) = T_i(0) \\ & Tl(0) = Tlo \end{array}} \quad (III.22)$$

avec (eq.III.8) :
$$F(t) = \begin{cases} \sqrt{t / t_{c,conv}} & t < t_{c,conv} \\ 1 & t \geq t_{c,conv} \end{cases}$$

III.3. PARAMETRES ADIMENSIONNELS DE CONTROLE

Le système décrit par eq. (III.22) doit subir quelques transformations qui vont permettre de mettre en évidence des groupes adimensionnels à partir desquels nous allons discuter de la stabilité thermique de la croûte interfaciale.

III.3.1. Adimensionnalisation du système

Afin de mettre en évidence des paramètres importants, nous procédons à l'adimensionnalisation du système obtenu par eq. (III.22). Pour cela on réduit les variables apparaissant ce système, à savoir les températures (T_s , T_i , T_l), les quantités spatiales (x , δ) et le temps t .

III.3.1.1. Echelles retenues

III.3.1.1.1. Echelles de longueur :

Nous disposons de deux longueurs connues : l'épaisseur des oxydes liquides D et l'épaisseur de la couche métallique $2.d$. Nous voulons pouvoir déterminer une échelle de longueur pour l'épaisseur de croûte.

Nous avons fait l'hypothèse que la croûte est très petite devant la hauteur D des oxydes liquides. De plus, la hauteur de la couche métallique $2.d$ disparaît dans le coefficient d'échange de chaleur par convection naturelle dans la couche métallique. On peut donc penser que cette longueur n'intervient pas dans l'établissement de la croûte. Il faut donc construire une échelle de longueur.

On cherche à estimer l'épaisseur de la croûte en régime permanent. Le flux de régime permanent étant égal à $Q.D$, soit T_i^l la température d'interface en régime permanent, on obtient l'épaisseur δ^l :

$$\delta^I = \frac{\lambda_s \cdot (T_{slf} - T_i^I)}{Q \cdot D} \quad (III.23)$$

Or nous ne connaissons pas la valeur T_i^I . En terme d'échelle de température, nous faisons l'hypothèse que $T_{slf} - T_i^I$ est proche de $T_{slf} - T_0$. On obtient ainsi comme échelle de longueur pour la croûte :

$$\boxed{\delta_c = \frac{\lambda_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{Q \cdot D}} \quad (III.24)$$

On utilise les propriétés physiques des matériaux citées en Annexe A. Dans la description des hypothèses de ce modèle, on a fixé les valeurs suivantes : $D=0,6$ m, $T_0=1900$ K et $Q=0,8 \cdot 10^6$ W/m³. On peut alors estimer l'échelle de longueur pour la croûte à 5mm.

III.3.1.1.2. Echelle de temps

Nous cherchons à connaître l'échelle de temps pour laquelle le flux provenant des oxydes liquides est égal au flux pénétrant dans la couche métallique ($q_2=q_3$). Il y a deux phénomènes principaux dans le transfert de chaleur à cette interface : la solidification des oxydes qui forment la croûte, et le transfert de chaleur dans la croûte par conduction.

Nous connaissant l'échelle de longueur de l'épaisseur de la croûte, nous pouvons estimer le temps caractéristique de conduction par :

$$t_{c,conduction} = \frac{\delta_c^2}{\alpha_s} = \left(\frac{\lambda_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{Q \cdot D} \right)^2 \cdot \frac{1}{\alpha_s} \quad (III.25)$$

Le temps de solidification, pour la croissance de la croûte, est dû au fort refroidissement de la part de la couche de métaux. On estime que le flux à prendre en compte est de l'ordre du flux pénétrant dans la couche métallique : $E \cdot (T_i(t) - T_0)^{4/3}$. Il est maximum quand T_i est maximum, donc égal à T_{slf} . On estime le temps caractéristique de solidification par :

$$t_{c,solidification} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \delta_c}{E \cdot (T_{slf} - T_0)^{4/3}} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \lambda_s}{E \cdot (T_{slf} - T_0)^{1/3} \cdot Q \cdot D} \quad (III.26)$$

Or, dans le phénomène de formation de croûte, il y a d'abord formation la croûte, puis transmission de la chaleur des oxydes vers les métaux liquides. Ces deux phénomènes sont en série. Le phénomène physique de temps caractéristique le plus long est limitant et contrôle le transfert.

On utilise les propriétés physiques des matériaux citées en Annexe A. Dans la description des hypothèses de ce modèle, on a fixé les valeurs suivantes : $D=0,6$ m, $T_0=1900$ K et $Q=0,8 \cdot 10^6$ W/m³. Le temps caractéristique de conduction des 50s , et celui de solidification de 1s.

On estime ainsi que l'échelle de temps représentative de l'établissement du transfert de chaleur est celle de la conduction. Pour l'adimensionnalisation du système, on prendra le temps d'établissement de la conduction dans la croûte :

$$t_c = t_{c, \text{solidification}} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \lambda_s}{E \cdot (T_{sf} - T_0)^{1/3} \cdot Q \cdot D} \quad (\text{III.27})$$

L'échelle de temps pour pouvoir considérer égalité entre le flux provenant des oxydes liquides et le flux pénétrant dans la couche métallique est de 50s.

III.3.1.1.3. Echelle de température:

- Echelle de température des oxydes liquides :

Un ordre de grandeur du flux thermique généré par les oxydes est $Q \cdot D$ (flux de régime permanent). En égalisant ce flux avec le flux calculé par convection naturelle avec source interne de chaleur, on obtient :

$$Q \cdot D = h^2 (T_l - T_{sf}) \quad (\text{III.28})$$

Une échelle de température pour les oxydes liquides est :

$$\left(T_l - T_{sf} \right)_c = \frac{Q \cdot D}{h^2} \quad (\text{III.29})$$

- Echelle de température dans la croûte :

Une température naturelle de référence à la température dans la croûte d'oxydes serait la température de solidification (T_{sf}). Cependant nous sommes intéressés par la différence de température avec celle de la couche métallique (T_0), particulièrement pour $T_l(t)$, car cet écart va conditionner le flux pénétrant dans la couche métallique. On prend donc T_0 comme température de référence pour la température dans la croûte.

De plus, l'évolution temporelle de la température dans la croûte sera liée à sa capacité calorifique (C_p), et à l'apport de croûte supplémentaire, qui vient se former, donc sa chaleur latente L . On peut construire l'échelle de température suivante :

$$(T_s - T_0)_c = \frac{L}{Cp_s} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \alpha_s}{\lambda_s} \quad (\text{III.30})$$

III.3.1.2. Adimensionnalisation des équations

On réduit les variables dimensionnelles par leur échelle respectives. On obtient les grandeurs adimensionnelles suivantes :

$$\begin{aligned} \theta_s &= \lambda_s \cdot \frac{T_s - T_0}{\rho_s \cdot L \cdot \alpha_s} & \eta &= \frac{Q \cdot D}{\lambda_s \cdot (T_{sff} - T_0)} \cdot x \\ \theta_i &= \lambda_s \cdot \frac{T_i - T_0}{\rho_s \cdot L \cdot \alpha_s} & \Delta &= \frac{Q \cdot D}{\lambda_s \cdot (T_{sff} - T_0)} \cdot \delta \\ \theta_l &= h \cdot \frac{T_l - T_{sff}}{Q \cdot D} & \tau &= \left(\frac{Q \cdot D}{\lambda_s \cdot (T_{sff} - T_0)} \right)^2 \cdot \alpha_s \cdot t \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Nous obtenons un nouveau système :

$$\begin{aligned} 0 \leq \eta \leq \Delta(\tau) & \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial \eta^2} \\ \eta = 0 & \quad \begin{aligned} \theta_s(0, \tau) &= \theta_i(\tau) \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta} \Big|_{0, \tau} &= \frac{M \cdot G(\tau)}{S^{1/3}} \cdot \theta_i^{4/3} \end{aligned} \\ \eta = \Delta(\tau) & \quad \begin{aligned} \theta_s(\Delta(\tau), \tau) &= S \\ \frac{d\Delta}{d\tau} &= \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta} \Big|_{\Delta, \tau} - S \cdot \theta_l \end{aligned} \\ \Delta(\tau) > 0 & \quad \frac{A}{Nu \cdot P^2} \cdot \frac{d\theta_l}{d\tau} = 1 - \theta_l + \frac{A}{Nu \cdot P} \cdot \theta_l \cdot \frac{d\Delta}{d\tau} \\ \tau = 0 & \quad \begin{aligned} \Delta(0) &= 0 \\ \theta_s(\Delta) &= \theta_i(0) = S \\ \theta_l(0) &= \theta_{l0} \end{aligned} \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

On a introduit les nombres adimensionnels suivants :

$$\begin{aligned}
P &= \frac{\lambda_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{Q \cdot D^2} & Nu &= \frac{h \cdot D}{\lambda_l} \\
M &= \frac{E \cdot (T_{slf} - T_0)^{4/3}}{Q \cdot D} & K &= \frac{\lambda_s}{\lambda_l} \\
S &= \frac{Cp_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{L} & A &= \frac{\alpha_s}{\alpha_l}
\end{aligned} \tag{III.33}$$

M est le rapport de flux maximum (T_{slf} est la valeur maximale de T_i) évacué par la couche métallique par convection (s'il existe une croûte), sur le flux généré par la puissance volumique dans les oxydes, qui représente le flux de régime permanent ($Q \cdot D$), s'il existe.

P représente le rapport de flux généré par la puissance volumique avec le flux de conduction sur la même épaisseur D, ce flux étant basé sur $(T_{slf} - T_0)$, estimation de l'ordre de grandeur de $(T_{slf} - T_i)$.

S est le nombre de Stefan basé sur $(T_{slf} - T_0)$, estimation de l'ordre de grandeur de $(T_{slf} - T_i)$.

Nu est le nombre de Nusselt attribué au bain d'oxydes.

$G(\tau)$ correspond à $F(t)$ en quantités adimensionnées.

III.3.2. Existence d'un régime permanent

III.3.2.3. Calcul des variables en régime permanent

Nous commençons par l'éventualité d'un régime permanent établi.

Cas du régime permanent avec croûte interfaciale : $\partial\theta/\partial\tau = 0$, $d\Delta/d\tau = 0$ et $d\theta/d\tau = 0$, et $G(\tau)=1$.

On obtient les système à résoudre :

$$\begin{array}{ll}
0 \leq \eta \leq \Delta & 0 = \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial \eta^2} \\
\eta = 0 & \theta_s(0) = \theta_i \\
& \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta} \right|_0 = \frac{M}{S^{1/3}} \cdot \theta_i^{4/3} \\
\eta = \Delta & \theta_s(\Delta) = S \\
& 0 = \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta} \right|_{\Delta} - S \cdot \theta_l \\
\Delta > 0 & 0 = 1 - \theta_l
\end{array} \quad (III.34)$$

On obtient l'épaisseur et les températures suivantes :

adimensionnel	dimensionnel
$\Delta' = 1 - \frac{1}{M^{3/4}}$	$\delta' = P \cdot D \cdot \left(1 - \frac{1}{M^{3/4}}\right) = \frac{\lambda_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{Q \cdot D} \cdot \left(1 - \frac{(Q \cdot D)^{3/4}}{E^{3/4} \cdot (T_{slf} - T_0)}\right)$
$\theta_i' = 1$	$T_i' = T_{slf} + K \cdot \frac{T_{slf} - T_0}{P \cdot Nu} = T_{slf} + \frac{Q \cdot D}{h'}$
$\theta_s' = \frac{S}{M^{3/4}}$	$T_i' = T_0 + \frac{T_{slf} - T_0}{M^{3/4}} = T_0 + \frac{(Q \cdot D)^{3/4}}{E^{3/4}}$
$\theta_s' = S \cdot \left(\frac{1}{M^{3/4}} + \eta\right)$	$T_s' = T_0 + (T_{slf} - T_0) \cdot \left(\frac{1}{M^{3/4}} + \frac{x}{P \cdot D}\right) = T_0 + \left(\frac{(Q \cdot D)^{3/4}}{E^{3/4}} + \frac{Q \cdot D \cdot x}{\lambda_s}\right)$

(III.35)

Cette solution est admissible si l'épaisseur de croûte reste positive strictement, c'est à dire, si $M > 1$. En termes de flux, il existe une croûte si :

$$q_i = E \cdot (T_{slf} - T_0)^{4/3} > Q \cdot D \quad (III.36)$$

q_i représente le flux de chaleur maximal pénétrant dans la couche métallique (T_i est maximal à T_{slf}) lorsque la croûte existe. $Q \cdot D$ représente le flux évacué par les oxydes liquides en régime permanent.

Remarque : On constate que la température des oxydes en régime permanent est indépendante de sa valeur initiale T_{i0} . Elle est uniquement fonction de la puissance volumique dégagée par les oxydes, et du coefficient d'échange de chaleur h' .

III.3.2.2. Application au cas réacteur

On utilise les propriétés physiques des matériaux citées en Annexe A. On a de plus fixé les valeurs suivantes : $D=0,6$ m, $d=0,1$ m, $T_0=1900$ K et $Q=0,8 \cdot 10^6$ W/m³.

On obtient : $P=0,009$; $Nu=373$; $K=0,9$; $A=0,85$; $S=1,56$ et $M=25,3>1$

Il existe donc un régime stable avec une croûte de $\delta^I=4,9 \text{ mm}$ d'épaisseur. L'échelle de longueur (5mm) est donc bien estimée. L'hypothèse d'une croûte mince est donc raisonnable. Le flux sortant de la croûte et allant vers la couche de métaux est $q_3=Q.D=4,8.10^5 \text{ W/m}^2$, et l'énergie dégagée sur cette épaisseur par la puissance volumique est de l'ordre de $3,9 \text{ kW/m}^2$, soit moins de 1% de l'énergie transférée à la couche de métaux. Nous pouvons donc bien négliger la puissance volumique générée dans la croûte.

La température d'interface entre la croûte et la couche de métaux T_i^I est 1984 K ; or $T_0=1900\text{K}$ et $T_{slf}=2850\text{K}$: l'hypothèse de considérer $T_{slf}-T_i$ de l'ordre de grandeur de $T_{slf}-T_0$ est correcte. La température du bain d'oxydes liquides T_i^I est de 3105 K .

Il nous reste à vérifier l'hypothèse de faible couche limite thermique : le transfert de chaleur s'y fait par conduction. Avec un flux $q_2=Q.D$ de $4,8.10^5 \text{ W/m}^2$, un écart de température de l'ordre de 250 K ($T_i^I-T_{slf}=3105 \text{ K}-2850 \text{ K}$), une conductivité thermique de 3 W/m/K , et une hauteur d'oxydes liquides $D-\delta^I$, nous obtenons un rapport d'épaisseur de couche limite thermique sur l'épaisseur totale de $0,3\%$.

En effet, soit e_{cr} l'épaisseur de la couche limite thermique en contact avec la croûte, en régime conductif, nous avons en régime permanent :

$$q_2 = \frac{\lambda_l}{e_{cr}} \cdot (T_i^I - T_{slf}) \quad (\text{III.37})$$

Ainsi, nous obtenons le rapport d'épaisseur de couche limite thermique sur épaisseur totale suivant

$$\frac{e_{cr}}{D-\delta^I} = \frac{\lambda_l \cdot (T_i^I - T_{slf})}{\varphi \cdot (D-\delta^I)} = 3 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III.38})$$

Ceci conforte donc l'hypothèse de faible couche limite thermique (eq. (III.17)).

III.3.3. Conclusion

L'analyse en régime permanent nous a permis de mettre en évidence des groupements adimensionnels dont la valeur détermine la réalité physique de l'existence d'un régime stable.

Dans le même objectif, nous allons étudier les solutions transitoires d'un tel système et essayer de dégager des temps caractéristiques de l'évolution de la croûte.

III.4. APPROXIMATION DES SOLUTIONS TRANSITOIRES

III.4.1. Système d'équations

Afin d'étudier le régime transitoire dans la formation de croûte, nous nous basons sur la température dans la croûte obtenue en régime permanent (voir paragraphe précédent). Elle constitue le profil de température du premier ordre dans l'épaisseur de la croûte. Nous rappelons son expression adimensionnelle et celle dimensionnelle :

$$\begin{aligned}
 \text{adimensionnel} \quad \theta_s' &= S \cdot \left(\frac{1}{M^{3/4}} + \eta \right) \\
 &= S \cdot (1 - \Delta' + \eta) \\
 \text{dimensionnel} \quad T_s' &= T_0 + (T_{slf} - T_0) \cdot \left(\frac{1}{M^{3/4}} + \frac{x}{P \cdot D} \right) \\
 &= T_0 + \left(\frac{(Q \cdot D)^{3/4}}{E^{3/4}} + \frac{Q \cdot D \cdot x}{\lambda_s} \right)
 \end{aligned} \tag{III.39}$$

Afin d'obtenir un profil de température plus juste et donc une variation d'épaisseur de croûte plus précise, on réinjecte la solution obtenue au premier ordre (eq. III.39) dans l'équation de chaleur locale dans la croûte, en supposant maintenant une évolution temporelle. On obtient ainsi l'équation adimensionnelle suivante:

$$\frac{\partial^2 (\theta_s')}{\partial \eta^2} = \frac{\partial (\theta_s')}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} (S \cdot (1 - \Delta(\tau) + \eta)) \tag{III.40}$$

La solution de eq. III.40, réintroduite dans le système adimensionnel eq. III.32 aboutit au système :
(le coefficient $c(\tau)$ facilite l'écriture du système. Il est directement relié à $\theta_i(\tau)$)

$$\begin{array}{ll}
0 \leq \eta \leq \Delta(\tau) & \theta_s(\eta, \tau) = -S \cdot \frac{d\Delta}{dt} \cdot \frac{\eta^2}{2} + c(\tau) \cdot \eta + \frac{S^{0.25}}{(M \cdot G(\tau))^{0.75}} \cdot c(\tau)^{0.75} \\
\eta = 0 & \theta_i(\tau) = \frac{S^{0.25}}{(M \cdot G(\tau))^{0.75}} \cdot c(\tau)^{0.75} \\
\eta = \Delta(\tau) & S \cdot \frac{\Delta^2}{2} \cdot \frac{d\Delta}{d\tau} = c(\tau) \cdot \Delta + \frac{S^{0.25}}{(M \cdot G(\tau))^{0.75}} \cdot c(\tau)^{0.75} - S \\
& (1 + S \cdot \Delta) \cdot \frac{d\Delta}{d\tau} = c(\tau) - S \cdot \theta_i \\
\Delta(\tau) > 0 & \frac{A}{Nu \cdot P^2} \cdot \frac{d\theta_i}{d\tau} = 1 - \theta_i + \frac{A}{Nu \cdot P} \cdot \theta_i \cdot \frac{d\Delta}{d\tau} \\
\tau = 0 & \Delta(0) = 0 \\
& \theta_s(\Delta) = \theta_i(0) = S \\
& \theta_i(0) = \theta_{i0}
\end{array} \tag{III.41}$$

On résout numériquement ce système par une méthode de Newton Raphson implicite en utilisant un schéma d'Euler pour les discrétisations temporelles.

III.4.2. Application au cas réacteur

III.4.2.1. Calcul transitoire

Nous utilisons les mêmes conditions que lors de l'étude de l'existence d'un régime permanent. Nous avons ainsi les mêmes valeurs des paramètres adimensionnels. Ainsi, pour $D=0,6$ m, $d=0,1$ m, $T_0=1900$ K et $Q=0,8 \cdot 10^6$ W/m³, on a : $P=0,009$; $Nu=373$; $K=0,9$; $A=0,85$; $S=1,56$ et $M=25,3$.

On impose de plus T_{i0} à 3300K pour le cas 1 et T_{i0} à 3000K pour le cas 2. Nous nous intéressons à la température des oxydes $T_l(t)$, celle de l'interface entre la croûte et la couche de métaux, $T_i(t)$, $\delta(t)$, l'épaisseur de croûte et $q_3(t)$, le flux de chaleur entre la croûte et la couche de métaux :

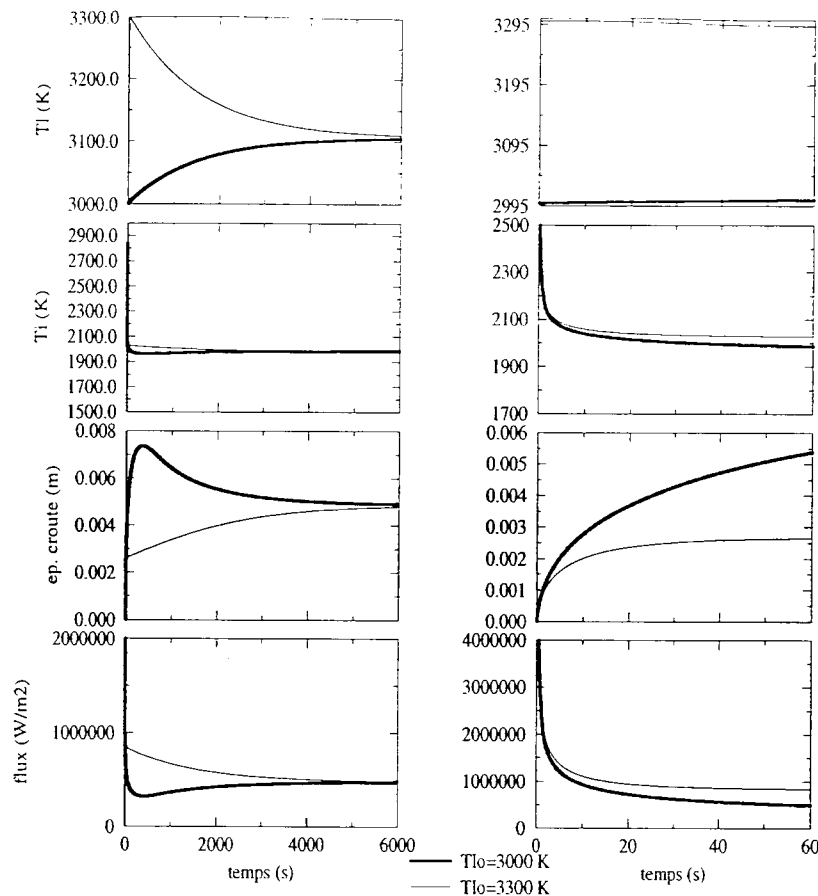


Figure III.5 : Evolution sur 6000 secondes puis détail des 60 premières secondes (ordre de grandeur de l'échelle des temps choisie pour l'adimensionnalisation).

	ep.cr (mm)		Ti(K)	Tl(K)	q ₃ (10 ⁵ W/m ²)		q ₃ moyenné (10 ⁵ W/m ²)	
rég. permanent	4,9	%r.p	1984	3105	4,8	%reg.perm.		%reg.perm,
t=60 secondes	2,7	54%	2028	3294	8,4	175%	10,3	278%
t=350 secondes	2,9	59%	2020	3261	7,7	160%	8,5	177%
t=6000 secondes	4,8	98%	1985	3111	4,9	102%	5,7	119%

Tableau III.1 : valeur des différentes quantités pour le cas 1 : Tlo₁ = 3300K

	ep.cr (mm)		Ti(K)	Tl(K)	q ₃ (10 ⁵ W/m ²)		q ₃ moyenné (10 ⁵ W/m ²)	
rég. permanent	4,9	%r.p	1984	3105	4,8	%reg.perm.		%reg.perm,
t=60 secondes	5,4	110	1986	3006	4,9	102%	8,1	169%
t=350 secondes	7,4	151	1963	3024	3,2	67%	4,4	92%
t=6000 secondes	4,9	100	1984	3105	4,8	100%	4,4	92%

Tableau III.2 : valeur des différentes quantités pour le cas 2 : Tlo₂ = 3000K

On constate à nouveau que la température des oxydes liquides évolue vers la même valeur en régime permanent (Tl^I, eq. III.35), alors que les conditions initiales de températures sont T_{lo} = 3300K pour le cas 1 et T_{lo}=3000K pour le cas 2.

Il apparaît que, pour la température des oxydes liquides, le régime permanent est très long à s'établir: il faut attendre plusieurs milliers de secondes avant de pouvoir considérer un régime quasi permanent (voir figure (III.5)). L'échelle de temps choisie pour adimensionnaliser le système, qui correspond au temps caractéristique de conduction dans la croûte, n'est donc pas représentative de l'établissement d'un régime permanent.

Nous allons étudier les échelles de temps intervenant dans ce système.

III.4.2.2. Temps caractéristiques

III.4.2.2.1. Longue échelle de temps

Un temps caractéristique représentatif de l'évolution de la température des oxydes liquides peut être dégagé, en reprenant l'équation qui régit l'évolution de la température des oxydes liquides (eq. III.22), et en négligeant la contribution de la croissance de la croûte (terme $\rho_l \cdot C_{p_l} \cdot (T_l - T_{slf}) \cdot d\delta/dt$). Cette dernière hypothèse est valable si on considère des temps longs (figure III.5, $t > 25s$ pour le cas 1 et $t > 250s$ pour le cas 2). Il reste alors :

$$\boxed{\begin{array}{l} \delta(t) > 0 \quad \rho_l \cdot C_{p_l} \cdot D \cdot \frac{d(T_l)}{dt} = Q \cdot D - \frac{\lambda_l}{D} \cdot Nu \cdot (T_l - T_{slf}) \\ t = 0 \quad T_l(0) = T_{lo} \end{array}} \quad (III.42)$$

La solution de cette équation est :

$$T_l = T_l^I + (T_{lo} - T_l^I) \cdot e^{-\frac{Nu \alpha_l}{D^2} \cdot t} \quad (III.43)$$

avec T_l^I est la température des oxydes liquides en régime permanent : voir eq. III.35.

Le temps caractéristique de l'évolution de la température des oxydes liquides est ainsi :

$$t_{c,oxydes} = \frac{D^2}{Nu \cdot \alpha_l} = \frac{\rho_l \cdot C_{p_l} \cdot D}{h'} \quad (III.44)$$

On constate que ce temps est indépendant de T_{lo} . $t_{c,oxydes}$ est inversement proportionnel à Nu . Si on considère le transfert de chaleur par la corrélation de Kulacki et Emara (1975), $t_{c,oxydes} \sim Ra_i^{-0.226}$. Plus la puissance volumique Q est importante, plus le temps caractéristique lié à l'évolution de la température des oxydes est court. Pour le cas étudié précisément ici, on obtient $t_{c,oxydes} = 1485s$.

Nous avons tracé l'évolution du flux provenant du bain d'oxydes liquides ($q_2(t)$) et de celui pénétrant dans la couche métallique ($q_3(t)$) (voir figure III.6). La courbe en trait plein représente le rapport de ces deux flux thermiques ($q_3(t)/q_2(t)$). La courbe en tireté correspond au flux pénétrant dans la couche métallique adimensionné avec le flux de régime permanent, à savoir $q_3(t)/Q.D$.

Dans le graphe sur les temps longs, on retrouve l'évolution lente du flux pénétrant dans la couche métallique (courbes tiretées). Son temps caractéristique est celui de l'évolution de la température des oxydes liquides : il faut plusieurs milliers de secondes avant d'atteindre les valeurs du régime permanent et nous avons pour $Q=0,8 \text{ MW/m}^3$, $t_{c,\text{oxydes}} \sim 1500\text{s}$.

On constate cependant dans l'autre graphe, qui est un zoom sur les 600 premières secondes, que le rapport du flux entrant dans la couche métallique sur le flux sortant du bain d'oxydes (courbes en trait plein) rejoint très rapidement l'unité. En effet, après quelques dizaines de secondes, on peut considérer que les deux flux sont identiques pour le cas 1. Pour le cas 2, il faut 300 secondes avant de pouvoir considérer l'identité des flux.

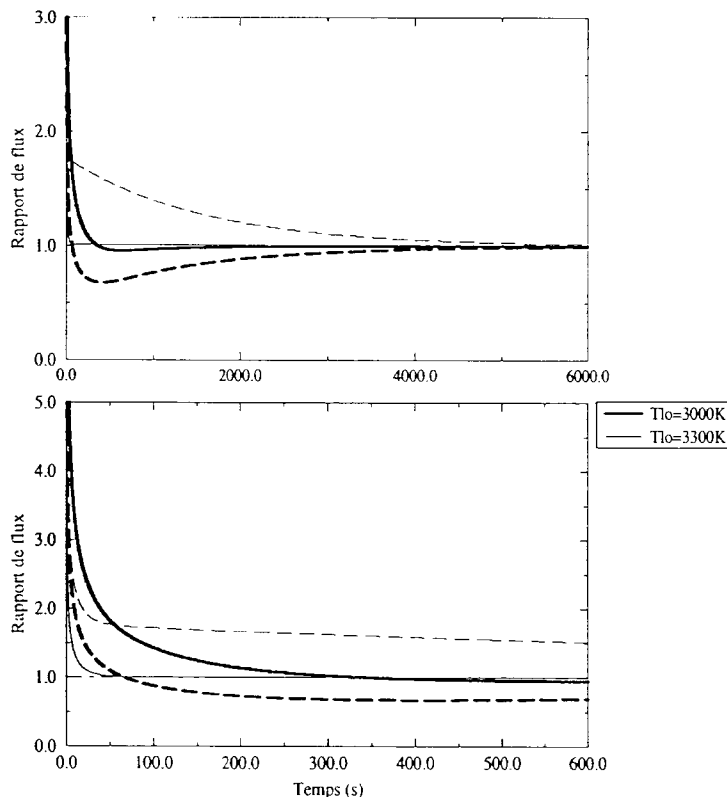


Figure III.6 : Evolution des flux partant des oxydes liquides et allant dans la couche métallique. (— : $q_3(t)/q_2(t)$; - - - : $q_3(t)/Q.D$).

L'hypothèse faite que le flux sortant des oxydes est égal au flux entrant dans la couche métallique est correcte pour un temps supérieur à quelques dizaines de secondes (moins de 10% d'erreur à 30s pour le cas 1 et à 300s pour le cas 2), correspondant à un temps caractéristique beaucoup plus petit que celui de l'évolution des oxydes, et dont l'ordre de grandeur est l'échelle de temps utilisée pour l'adimensionnalisation du système : échelle de temps d'établissement de la conduction dans la croûte (~ 50 secondes).

Nous allons analyser phénomènes intervenant aux temps dits courts (inférieurs au temps caractéristique de l'évolution des oxydes liquides, et de l'obtention du régime permanent), qui interviennent dans l'établissement de l'égalité entre $q_3(t)$ et $q_2(t)$.

III.4.2.2.2. Echelles de temps courtes

Il existe plusieurs échelles de temps, correspondant à plusieurs phénomènes physiques.

- Nous avons déjà explicité l'échelle de temps d'établissement de la couche limite thermique (eq. III.7). Nous rappelons son expression.

$$t_{c,conv} = \frac{4 \cdot d^2}{\pi \cdot \alpha_m \cdot Nu_m^2}$$

Nous obtenons un temps caractéristique de l'ordre de 3 secondes.

- Echelle de temps d'établissement de la conduction dans la croûte : (§III.3.1.1.2. Echelle de temps)

$$t_{c,conduction} = \frac{\delta^2}{\alpha_s} \quad (III.45)$$

Nous avons vu que l'échelle de temps de conduction dans la croûte est de 50 secondes.

- Echelle de temps caractéristique de changement de phase. Nous avons deux phénomènes de changement de phase, qui font intervenir L , la chaleur latente des oxydes : la solidification, et la refonte éventuelle de la croûte. L'évolution de l'épaisseur de la croûte est fonction de la différence de flux à l'interface de la croûte ($x=\delta$) : l'évolution de l'épaisseur de croûte est régie par l'écart de flux de part et d'autre du front de solidification de la croûte (nous rappelons l'équation eq. (III.13)).

$$x = \delta(t) = s(t) \quad \rho_s \cdot L \cdot \frac{d\delta}{dt} = \lambda_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{\delta,t} - h \cdot (T_l(t) - T_{slf})$$

- Le temps de solidification, pour la croissance de la croûte, est dû au refroidissement de la part de la couche de métaux. On estime le temps caractéristique de solidification par (voir § III.3.1.1.2. Echelle de temps):

$$t_{c,solidification} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \delta}{E \cdot (T_{slf} - T_0)^{4/3}} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \lambda_s}{E \cdot (T_{slf} - T_0)^{1/3} \cdot Q \cdot D} \quad (III.46)$$

Avec les données fixées dans notre cas d'étude, l'échelle de temps de solidification est de 1 seconde.

- L'échelle de temps de fonte de la croûte existante. On considère maintenant le flux provenant des oxydes liquides, responsable de la fonte de la croûte. Un ordre de grandeur du flux provenant des oxydes liquides est le flux de régime permanent, Q.D. Nous obtenons alors le temps caractéristique de fonte de la croûte :

$$t_{c,fonte} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \delta}{Q \cdot D} = \frac{\rho_s \cdot L \cdot \lambda_s \cdot (T_{slf} - T_0)}{(Q \cdot D)^2} \quad (III.47)$$

Avec les données fixées dans notre cas d'étude, l'échelle de temps de refonte de la croûte est de 30 secondes.

III.4.2.2.3. Analyse des temps courts

- Tant que de le flux évacué du côté de la croûte ($\lambda_s \cdot \partial T_s / \partial x \big|_{x=\delta}$) est supérieur au flux provenant des oxydes liquides ($h' \cdot (T_l - T_{slf})$), la croûte grandit.

Dans le cas du refroidissement des oxydes liquides (T_{lo} supérieure à sa valeur de régime permanent T_l^l : cas 1), le flux maximal provenant des oxydes liquides est déterminé par les conditions initiales. Ce flux ne fera que diminuer, jusqu'à sa valeur de régime permanent. Ainsi s'il existe un régime permanent avec une croûte ($M > 1$), le transitoire du flux évacué par les oxydes liquides est favorable à une croissance continue de croûte.

Trois phénomènes physiques de transport interviennent en série lors de la formation de la croûte : le transfert par convection naturelle de la couche métallique froide vers la croûte, le transfert par conduction dans la croûte, et le phénomène de changement de phase pour la croissance de croûte. Le facteur limitant est celui dont le temps caractéristique est le plus grand.

Au vu de l'estimation de ces temps caractéristiques et conformément à l'estimation de l'échelle de temps attribuée au système, on peut considérer, pour le cas réacteur étudié ici, que le changement de phase avec la formation de la croûte, ainsi que le transfert par convection naturelle ne sont pas des facteurs qui déterminent l'évolution de la formation de la croûte, ni l'évolution des transferts

thermiques : le facteur limitant au transfert thermique et donc contrôlant l'évolution de la croûte est *la conduction dans la croûte*, moins rapide que les phénomènes sus-cités (50s, contre 1s et 2s respectivement).

- Lorsque de le flux évacué par la croûte ($\lambda_s \partial T_s / \partial x|_{x=s}$) devient inférieur au flux provenant des oxydes liquides ($h' \cdot (T_l - T_{sl})$), la croûte refont. C'est le cas 2 : ($T_{lo} < T_l$). le flux provenant des oxydes liquides, et déterminé par les conditions initiales, est minimum. Ce flux ne fera qu'augmenter, jusqu'à sa valeur en régime permanent. Ainsi s'il existe un régime permanent avec une croûte ($M > 1$), le transitoire du flux évacué par les oxydes liquides est défavorable à une croissance continue de croûte : il se forme d'abord une croûte (car $M > 1$), mais elle refont partiellement ensuite.

Le phénomène de refonte de la croûte s'oppose à la croissance de la croûte. Ainsi, le phénomène ayant le temps caractéristique le plus court entre la formation de la croûte et sa fonte, sera prépondérant et l'emportera sur l'autre. Toujours pour le cas étudié, le temps caractéristique de la refonte de la croûte (~30s) est 1,5 fois plus petit que celui du transfert par conduction dans la croûte (~50s), pour la formation de la croûte. Le temps caractéristique de refonte de la croûte contrôle alors l'évolution de la croûte et de sa température.

Ainsi, tant que le flux provenant des oxydes est plus petit que le flux évacué par les métaux, on assiste à la formation rapide de la croûte (temps caractéristique de conduction dans la croûte). Lorsque le flux provenant des oxydes devient plus grand que celui évacué par la couche métallique, le temps caractéristique lié à au transitoire de croissance de croûte, à savoir la conduction, étant plus grand que celui de sa fonte, on assiste alors à une refonte partielle de la croûte, et c'est le phénomène de fonte de la croûte qui gouverne le temps de transition vers le régime permanent (temps caractéristique de fonte).

III.4.2.3. Conclusion

L'étude en transitoire de la formation de la croûte interfaciale met en évidence deux échelles temps importantes pour le système :

- l'échelle de temps dits longs : il correspond au temps caractéristique d'évolution de la température des oxydes liquides ($t_{c,oxydes} = D^2 / (Nu \cdot \alpha_l)$). Il est de l'ordre du millier de secondes, et se réduit quand la puissance volumique dégagée dans les oxydes augmente. C'est ce temps qui est représentatif de l'évolution de l'ensemble du système, et du temps d'établissement du régime permanent.

- l'échelle de temps dits courts. On distingue deux temps caractéristiques importants, celui caractéristique de la conduction dans la croûte, et celui caractéristique de sa fonte.

Le temps caractéristique de conduction thermique dans la croûte ($t_{c,conduction} = \delta^2/\alpha_s$), qui est représentatif des transferts thermiques de formation de la croûte et nécessaire à la croissance de celle-ci. Il est de l'ordre de la dizaine de secondes. Il correspond à une évolution rapide de l'épaisseur de la croûte, de la température de l'interface « croûte - couche métallique » et du flux entrant dans cette couche métallique.

Le temps caractéristique de fonte de la croûte ($t_{c,fonte} = \delta \cdot \rho_s \cdot L / (Q \cdot D)$). Il intervient si les oxydes liquides sont amenés à être réchauffés ($T_{lo} < T_l^l$) et que le flux provenant des oxydes liquides devient plus important que le flux évacué par la croûte. Il est de l'ordre de quelques dizaines de secondes. Il correspond au fait que la croûte initialement formée devient instable devant l'augmentation du flux provenant des oxydes liquides qui se réchauffent. Elle refond donc partiellement.

Durant cette période de temps dits courts, il n'y a pas égalité entre le flux évacué par le bain d'oxydes et celui entrant dans la couche métallique. Après deux à trois fois cette période, la croissance de la croûte ne joue plus de rôle dans le transfert thermique entre le bain d'oxydes et la couche métallique, même si les quantités telles que l'épaisseur de croûte et le flux pénétrant dans la couche métallique sont encore très différentes de celles du régime permanent.

L'étude du régime transitoire met en évidence le fait qu'on ne peut pas considérer un régime permanent, trop long à s'établir. Même en considérant que la croûte tient mécaniquement, il faut tenir compte de l'évolution transitoire des quantités qui régissent cette frontière. Cette constatation est particulièrement importante pour l'évaluation du flux de chaleur pénétrant dans la couche de métaux qui reste 1,5 fois supérieur à sa valeur obtenue en régime permanent, pendant plus de 300 secondes pour le cas 1.

Si la croûte tient mécaniquement, l'hypothèse de considérer que le flux transitoire provenant du bain d'oxydes $q_2(t)$ correspond à celui qui pénètre dans la couche métallique $q_3(t)$ est valable pour des temps supérieurs au temps caractéristique de conduction dans la croûte, éventuellement ajouté au temps caractéristique de fonte de la croûte, à savoir quelques dizaines de secondes à quelques centaines de secondes.

Remarque : pour revenir à l'étude de la concentration de flux à la surface latérale de la couche métallique, on peut donner un ordre de grandeur du temps de fusion de la paroi de la cuve : on

considère une épaisseur de paroi $e=0,15\text{m}$ et que cette paroi est soumise à un flux équivalent à une puissance évacuée sur $0,2\text{m}$ de hauteur, égale à la moitié de la puissance pénétrant dans la couche métallique (coefficient de répartition de puissance entre la paroi latérale et supérieure de la couche métallique : $0,5$). On estime celle ci serait égale à la valeur de la puissance moyenne évacuée sur les 350 premières secondes calculées pour les cas 1 et 2 (voir tableaux III.1 et III.2). On a ainsi pour le cas 1 $\varphi_{\text{lat}}^1=q_6^1=2,1\text{MW/m}^2$ (le flux est supérieur au flux maximal admissible par la paroi, c'est à dire le flux critique au delà duquel la paroi extérieure s'assèche et le flux évacué par la paroi diminue fortement $\varphi_{\text{lat,critique}}\sim 1,5\text{MW/m}^2$ (Theofanous et al, 1996)) et pour le cas 2, $\varphi_{\text{lat}}^2=q_6^2=1,1\text{MW/m}^2$.

Si on considère que les propriétés physiques de la couche métallique est quasiment identique à celle de la paroi de la cuve (Annexe A), on a un temps caractéristique de fonte de :

$$\begin{aligned} t_{\text{cuve}}^1 &= \frac{\rho_m \cdot L_m \cdot e}{q_6^1} = 130\text{s} \\ t_{\text{cuve}}^2 &= \frac{\rho_m \cdot L_m \cdot e}{q_6^2} = 250\text{s} \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

Le temps caractéristique de fonte de la paroi de la cuve est 2 à 3 fois plus grand que le temps caractéristique de conduction ($\sim 50\text{s}$) allongé éventuellement du temps caractéristique de refonte de la croûte ($\sim 30\text{s}$), durée nécessaire avant de pouvoir considérer l'égalité du flux évacué par le bain d'oxydes liquides et celui pénétrant dans la couche métallique. L'évolution de la croûte et des transferts thermiques à l'interface du bain d'oxydes avec la couche métallique peut avoir une influence réduite sur l'estimation de la concentration de flux à la surface latérale de la couche métallique pour le cas 1 (durée constatée pour avoir l'équivalence des flux sortant des oxydes liquides et entrant dans les métaux liquides de l'ordre de 30s contre $t_{\text{cuve}}^1 \sim 130\text{s}$). En revanche, ce temps de fonte de la paroi reste relativement proche de la durée constatée pour avoir l'équivalence des flux sortant des oxydes liquides et entrant dans les métaux liquides pour le cas 2 ($\sim 300\text{s}$ contre $t_{\text{cuve}}^2 \sim 250\text{s}$). Il serait donc dans ce cas davantage nécessaire de prendre en compte l'évolution de la croûte et du flux $q_3(t)$.

III.5. ETUDE DE SENSIBILITE

Nous avons réalisé une étude de sensibilité afin de mettre en évidence les évolutions possibles qui gouvernent le comportement de l'interface des deux couches de fluides. Elle se trouve en Annexe C .

Cette étude de sensibilité nous a permis de voir le comportement de l'ensemble du système "oxydes liquides-croûte-métaux liquides" en fonction de quelques variables intervenant dans notre modélisation. Nous avons ainsi abouti à la mise en évidence de paramètres essentiels qui, selon leur variation, mettent en péril, ou au contraire, renforcent la tenue de la croûte interfaciale, et qui respectivement augmentent ou diminuent de façon significative le flux entrant dans la couche de métaux.

En ce qui concerne les températures, il est ainsi préférable du point de vue de la sûreté d'être en présence d'une couche de métaux la plus froide possible (T_o), ce qui permet d'accroître la croûte sans pour autant influencer sur le flux pénétrant dans la couche métallique.

La température de solidification des oxydes (T_{slf}) doit être la plus haute possible, pour atteindre un régime permanent plus rapide, une croûte plus épaisse et un flux réduit. Cette température devrait être ajustable par la composition initiale des matériaux.

Enfin, il faudrait une température initiale des oxydes liquides (T_{lo}) relativement basse, le cas du sous-refroidissement par rapport au régime permanent étant idéal. Cependant, cela engendre une augmentation du temps limite pour pouvoir considérer que les flux sortant du bain d'oxydes et pénétrant dans la couche métallique sont égaux ($q_2(t)=q_3(t)$).

En ce qui concerne la puissance thermique des oxydes liquides, le cas le plus favorable serait de retarder le plus possible la relocalisation des oxydes liquides, ceci afin que la puissance volumique soit réduite.

En ce qui concerne les corrélations d'échange de chaleur, celle régissant le transfert de chaleur entre la croûte et la couche de métaux semble influencer de façon très faible sur les résultats du modèle. En revanche, la corrélation d'échange de chaleur entre le bain d'oxydes liquides et la croûte détermine de façon significative l'évolution de la croûte et du flux entrant dans la couche de métaux. Une bonne connaissance de la modélisation possible de ce transfert de chaleur est donc importante. Un coefficient d'échange de chaleur plus bas est favorable à un flux réduit et à une croûte plus épaisse, même si la température des oxydes liquides est en conséquence légèrement plus élevée.

III.6. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Par ce travail, nous avons approfondi le principe de l'existence de la croûte interfaciale entre la couche d'oxydes liquides et la couche de métaux, dans le cas d'un accident grave de réacteur, avec relocalisation du coeur fondu en fond de cuve. Nous avons entrepris la modélisation de ce phénomène en 1D, ceci en considérant les hypothèses simplificatrices, suivantes :

- l'uniformité spatiale des températures des différents fluides, et une température temporellement fixe dans la couche de métaux (T_0).
- un profil de température au second ordre dans la croûte, dont on a négligé la puissance volumique.
- des coefficients d'échange de chaleur utilisés en transitoire, avec une correction pour prendre en compte qu'ils ont été établis pour un régime permanent.

Nous avons ainsi pu dégager des paramètres adimensionnels permettant de déterminer les conditions d'existence d'une telle croûte interfaciale. Nous avons réalisé un premier calcul réacteur :

- les températures de références : $T_0=1900$ K, la température fixe de la couche de métaux, $T_{slf}=2850$ K, la température de solidification des oxydes liquides, et $T_{lo}=3300$ K (cas 1) et 3000 K (cas 2), la température initiale du bain d'oxydes liquides
- la puissance thermique fournie au système : $Q=0,8$ MW/m³, la puissance volumique dégagée par les oxydes liquides, et $D=0,6$ m, l'épaisseur du bain d'oxydes liquides
- les corrélations d'échange de chaleur : Kulacki et Emara (1975) entre les oxydes liquides et la croûte d'oxydes, et McAdams (1954) entre la croûte d'oxydes et la couche de métaux

D'après ce modèle et pour ce cas réacteur, *la croûte interfaciale existe toujours thermiquement : nous ne sommes pas en présence de deux fluides immiscibles avec couplage thermohydraulique des deux fluides*. Il faut cependant plusieurs milliers de secondes avant que le régime permanent soit atteint (épaisseur de croûte de l'ordre de 5mm et flux entrant dans la couche de métaux $4,8.10^5$ W/m²). Cette durée correspond au temps caractéristique de l'évolution de la température des oxydes liquides qui génère la puissance volumique et de l'établissement du régime permanent du système.

Le fait de considérer que les flux sortant du bain d'oxydes liquides et pénétrant dans la couche métallique sont égaux est une hypothèse valable après une durée d'un ordre de grandeur du temps

caractéristique de conduction dans la croûte (quelques dizaines de secondes) allongé, le cas échéant, de la durée de sa refonte partielle (peut atteindre quelques centaines de secondes également) : ce sont ces phénomènes qui contrôlent le transfert de chaleur dans les temps courts. L'étude transitoire de la formation de la croûte est donc importante pour le calcul du flux pénétrant dans la couche métallique pendant des temps dits courts.

Nous avons réalisé une étude de sensibilité par rapport aux paramètres fixés dans notre modèle en faisant varier les paramètres nécessaires à sa réalisation dans un domaine raisonnable et réaliste (voir Annexe C). Les résultats viennent confirmer ceux obtenus pour le cas de référence. Les résultats aboutissent de toutes les façons à un temps d'établissement du régime permanent relativement long et à une croûte tout de même très mince (<1 cm).

La détermination des conditions initiales dans le processus de relocalisation reste la première préoccupation (la puissance volumique doit être la plus faible possible, de même que la température de la couche de métaux T_0 et la température initiale des oxydes liquides T_{lo}), de même qu'une bonne modélisation du transfert de chaleur entre les oxydes liquides et la croûte. L'existence thermique de la croûte est vérifiée, cependant, il n'est pas sur qu'elle ne casse pas avant d'arriver au régime permanent.

Les conséquences d'une cassure de croûte seraient importantes du point de vue du flux entrant dans la couche de métaux qui se verrait momentanément plus que doublé par rapport à sa valeur du régime permanent (voir figure III.5). La formation de la croûte peut alors jouer un rôle dans le transfert thermique et être éventuellement à prendre en compte (comme dans le cas 2 étudié, où on a un même ordre de grandeur de la durée d'établissement de l'égalité $q_2(t)=q_3(t)$ et de l'échelle de temps de fonte de la paroi latérale de la cuve en contact avec la couche métallique).

CHAPITRE IV. LE RAYONNEMENT

Nous présentons dans ce chapitre une description du transfert de chaleur par rayonnement à la surface supérieure de la couche métallique. En régime permanent, le transfert de chaleur par rayonnement entre la surface supérieure du bain et le reste des parois de la cuve de réacteur (q_5) conditionne le transfert de chaleur par la paroi latérale de la cuve en contact avec la couche métallique (q_6). Plus la puissance évacuée par rayonnement est importante, plus on diminuera la puissance latérale évacuée, et donc le flux à la paroi latérale en contact avec la couche métallique. Il est ainsi important de décrire de façon précise et réaliste ce transfert de chaleur en surface supérieure.

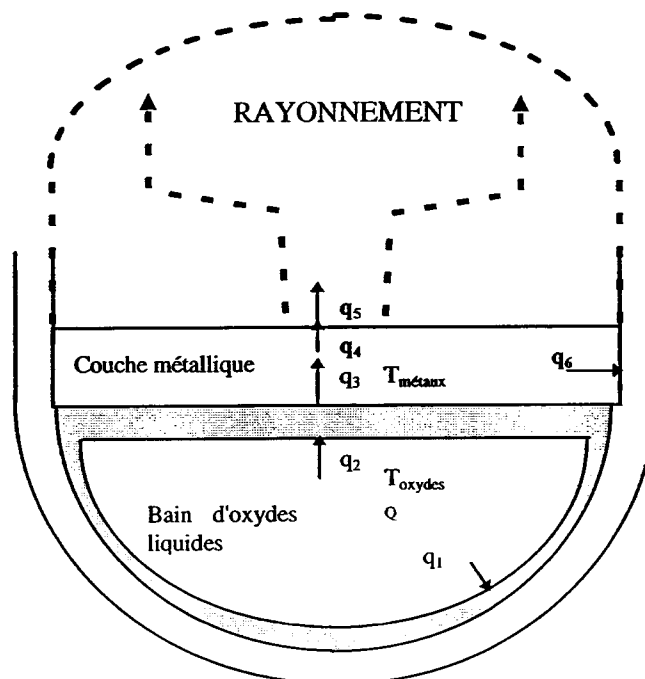


Figure IV.1 : Schéma du transfert de chaleur à la surface supérieure de la couche métallique dans le cadre de la cuve de réacteur.

IV.1. LE MODELE POINT

IV.1.1. Système étudié

Pour avoir une première idée de la répartition de flux qui s'opère dans le métal (q_6 et $q_4=q_5$), et de l'influence du rayonnement sur cette répartition, nous avons simplement effectué un bilan de flux sur la couche de métal.

Ce type de calcul simple est fait en considérant toutes les quantités physiques uniformes à l'intérieur de la couche métallique. Elle est ainsi caractérisée par sa température uniforme T_{bain} . Cette étude est un modèle point en régime permanent.

On considère de plus que le gaz surplombant la couche métallique est une gaz transparent. Nous verrons dans le dernier paragraphe de cette étude les implications faite par la prise en compte d'un gaz non transparent.

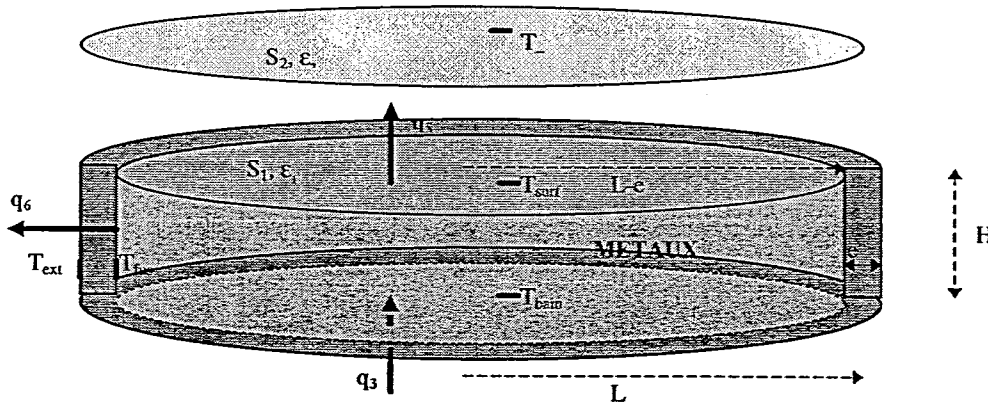


Figure IV.2 : Schématisation du modèle point

Nous prenons en compte la fonte de la paroi de la cuve en contact avec les métaux. Pour simplifier, nous considérons que les parois de la cuve ont les mêmes propriétés physiques que celles de la couche métallique liquide. La fonte de la paroi ne fait donc qu'agrandir le volume de la couche qui garde les même propriétés physiques.

Géométriquement, la couche métallique est un cylindre de diamètre $L-e$ ($\sim 2\text{m}$), et de hauteur H (fixée à $0,2\text{m}$). L'épaisseur de la paroi de la cuve est initialement de $e_0 = 0,15\text{m}$, et est susceptible de

fondre. Ainsi l'épaisseur e des parois en contact avec la couche métallique, en régime permanent, est inférieure à e_0 .

Nous faisons un bilan de flux sur les surfaces inférieure, supérieure et latérale de la couche métallique, ainsi qu'un bilan total de puissance. On impose un flux ϕ uniforme (paramètre ajustable) sur toute la surface inférieure, disque de rayon $L-e$, e étant l'épaisseur de la paroi de la cuve. On suppose que tout le flux passe directement dans la couche métallique.

Les inconnues sont la température de la couche (T_{bain}), la température de sa surface supérieure qui rayonne (T_{surf}), et l'épaisseur de la paroi de la cuve en contact avec la couche (e).

IV.1.2. Système d'équations

Nous établissons le système d'équations qui régit le transfert de chaleur dans l'ensemble étudié.

IV.1.2.1. La paroi latérale

Nous faisons un bilan de flux sur la surface intérieure de la paroi, celle en contact avec le métal liquide chaud. La température de la paroi est la température de fusion de l'acier ($T_{\text{fus}} = 1658\text{K}$). En régime permanent, on a égalité du flux de convection naturelle entre le bain et la surface intérieure, avec le flux de conduction à travers la paroi de la cuve refroidie en surface extérieure à T_{ext} (373K). On considère que l'eau qui refroidit extérieurement la cuve de réacteur est à température maximale (100°C) et que la résistance thermique à la paroi est nulle. Maximiser T_{ext} revient à minimiser le flux sortant de la paroi latérale. Soit q_6 ce flux.

Nous utilisons la corrélation d'échange de chaleur en convection naturelle établie par Churchill et Chu (1975) en régime turbulent.

Pour ce qui est de la conduction dans la paroi, on tient compte de la variation de la conductibilité thermique de l'acier avec la température ($\lambda = \lambda_0 \cdot (1 + \alpha \cdot T)$), pour un calcul de conduction unidirectionnel permanent.

On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} & \lambda_l \cdot 0,15 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{\nu \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{0,492}{\text{Pr}} \right)^{9/16} \right]^{-16/27} \cdot (T_{\text{bain}} - T_{\text{fus}})^{4/3} \\ &= \frac{\lambda_0}{e} \cdot \left[T_{\text{fus}} - T_{\text{ext}} + \frac{\alpha}{2} \cdot (T_{\text{fus}}^2 - T_{\text{ext}}^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.1})$$

IV.1.2.2. A la surface supérieure

La surface supérieure est caractérisée par une température constante T_{surf} . Le flux q_4 échangé par convection naturelle entre la bain (T_{bain}) et la surface est équilibrée par le flux q_5 échangé par rayonnement entre la surface et la paroi de la cavité (T_{∞}).

La corrélation d'échange de chaleur utilisée en convection naturelle pour calculer q_4 est celle de McAdams (1954), établie pour un régime turbulent.

Le modèle de rayonnement le plus simple consiste à considérer le transfert de chaleur radiatif entre deux plans infinis isothermes (températures T_{surf} et T_{inf}), séparés par un gaz transparent. Dans ce cas, le flux de chaleur q_5 échangé entre les deux surfaces est du type :

$$q_5 = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{surf}^4 - T_{\infty}^4) \quad (IV.2)$$

Pour le calcul de émissivité équivalente ε , elle est fonction des émissivités respectives des plans :

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \quad (IV.3)$$

La quantité σ est la constant de Stephan Boltzman, égale à $5,67 \cdot 10^{-8}$.

En égalisant les deux flux, on obtient :

$$\lambda_l \cdot 0,14 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{v \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot (T_{bain} - T_{surf})^{4/3} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_{surf}^4 - T_{\infty}^4) \quad (IV.4)$$

IV.1.2.3. Bilan d'énergie et système d'équations

Une dernière relation est obtenue en faisant un bilan global de flux sur l'ensemble de la couche de métaux. On introduit l'éventuelle possibilité pour la couche de métaux de dégager une puissance volumique résiduelle Q_o .

$$Q_o \cdot \pi \cdot (L - e)^2 \cdot H + q_3 \cdot \pi \cdot (L - e)^2 = q_4 \cdot \pi \cdot (L - e)^2 + q_6 \cdot 2\pi \cdot (L - e) \cdot H \quad (IV.5)$$

On remplace les flux par leur expressions respectives et on a alors, avec les deux autres relations construites à la surface supérieure et en paroi, le système d'équations régissant les transferts de chaleur dans la couche métallique. les inconnues sont T_{bain} , T_{surf} et e .

$$\begin{aligned}
& \lambda_l \cdot 0,15 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{\nu \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/27} \cdot (T_{bain} - T_{fus})^{4/3} \\
& = \frac{\lambda_o}{e} \cdot \left[T_{fus} - T_{ext} + \frac{\alpha}{2} \cdot (T_{fus}^2 - T_{ext}^2) \right] \\
& \lambda_l \cdot 0,14 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{\nu \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot (T_{bain} - T_{surf})^{4/3} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_{surf}^4 - T_{\infty}^4) \\
& Q_o \cdot (L - e) \cdot H + \varphi \cdot (L - e) = \lambda_l \cdot 0,14 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{\nu \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot (T_{bain} - T_{surf})^{4/3} \cdot (L - e) \\
& + \lambda_l \cdot 0,15 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta}{\nu \cdot \alpha} \right)^{1/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/27} \cdot (T_{bain} - T_{fus})^{4/3} \cdot 2 \cdot H
\end{aligned} \tag{IV.6}$$

On utilise une méthode de Newton Raphson pour résoudre le système (IV.6) de trois équations à trois inconnues.

IV.1.2.4. Résultats dans un cas particulier

Ce modèle point a pour objectif de vérifier la bonne concordance des premiers résultats obtenus par le code de calcul TOLBIAC. C'est pourquoi nous choisissons de prendre les propriétés physiques et géométriques correspondant aux configurations étudiées avec ce code.

- Les paramètres physiques :

$g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $L = 2,15 \text{ m}$ et $H = 0,2 \text{ m}$, $T_{fus} = 1658 \text{ K}$, $T_{ext} = 373 \text{ K}$ et $T_{\infty} = 400 \text{ K}$, $\varphi = 6 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$, $\varepsilon_1 = 0,4$ et $\varepsilon_2 = 0,8$.

On considère de plus que la couche de métal possède une faible puissance volumique $Q_o = 1,33 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$. La conductibilité thermique du métal qui constitue la paroi est: $\lambda_o = 10,88 \text{ W/m.K}$ et on a $\alpha = 1,253 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

- Les propriétés physiques de la couche de métal :

Comme pour le code de calcul TOLBIAC, les propriétés physiques du métal en fusion sont calculées par une pondération massique de chaque constituant. Nous prenons pour cela la composition issue de la fonte du coeur d'un REP 900Mwe (voir Annexe A): le métal est constitué de : $2,0 \cdot 10^4 \text{ kg}$ de fer ; $6,0 \cdot 10^3 \text{ kg}$ de chrome ; $4,0 \cdot 10^3 \text{ kg}$ de nickel ; $6,7 \cdot 10^3 \text{ kg}$ de zirconium. Les valeurs des propriétés de chaque constituant, éventuellement fonction de la température sont mentionnées dans la note CEA de Spindler et al (1998).

Les résultats sont regroupés dans le tableau qui suit :

	e (cm)	T _{bain} (K)	T _{sur} (K)	q ₆ /q ₃
modèle point	1,80	2005	1948	2,94
modèle point Q ₀ =0W/m ³	1,91	1991	1935	2,77

Tableau IV.1 : Résultats du modèle point

q_6/q_3 représente le rapport du flux latéral sur le flux imposé en surface inférieure, avec q_3 le flux imposé envisagé pour cette configuration. Le flux latéral critique est le flux maximal admissible par la paroi latérale de façon à éviter un assèchement de la paroi extérieure, et donc une fonte rapide de la paroi. Il est de 1,5 MW/m² (Theofanous et al, 1996). La concentration de flux critique est donc ici de 2,5.

Pour le reste de l'étude, nous considérons la puissance volumique Q_0 nulle dans la couche de métal. Ces résultats vont constituer une base de comparaison à un modèle de rayonnement plus complexe.

IV.1.2.6 Limitations du modèle

Cette configuration est très différente du cas réel : le corium et donc la couche de métal se situent dans la cuve de réacteur. La couche de métal rayonne ainsi sur toutes les parois de la cuve. Deux configurations peuvent alors être supposées :

- Cas 1 : tout le coeur du réacteur a fondu : la cuve de réacteur est uniquement remplie par le corium, constitué d'une couche d'oxyde au fond, surmontée de la couche de métal que nous étudions. Dans ce cas, la couche de métal rayonne dans un volume de style cylindrique très allongé en hauteur, les parois de la cuve, qui sont supposées refroidies extérieurement par de l'eau, et à température fixée à T_{ext} .

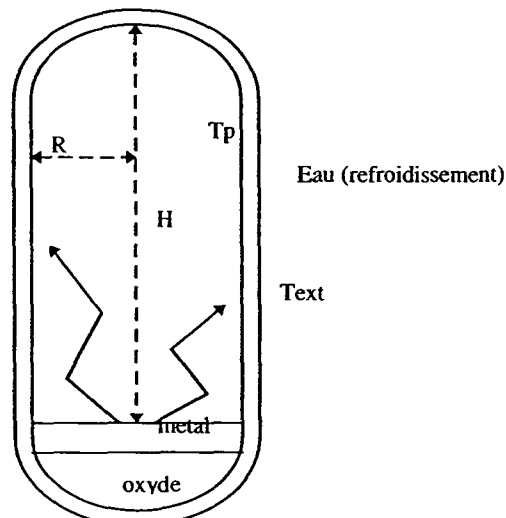


Figure IV.3 : Cas 1 : rayonnement sur les parois de la cuve de réacteur : $H \gg R$

- Cas 2 : la couche de métal rayonne sur la plaque support du coeur du réacteur, que l'on suppose à la température de fusion et sur une partie de la paroi de la cuve, toujours refroidie extérieurement par de l'eau, et à température fixée à T_{ext} .

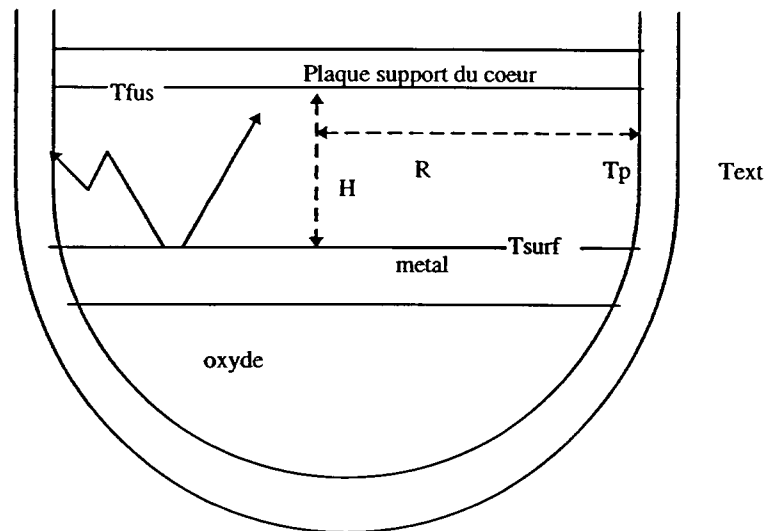


Figure IV.4 : Cas 2 : rayonnement sur la plaque support du coeur : $H < R$

Dans les deux cas, il est intéressant de voir en quoi la prise en compte des parois de la cuve va modifier le calcul du flux radiatif. Comme, dans les deux cas, la géométrie n'est pas triviale, il est utile de faire un calcul de facteur de forme.

IV.2. RAYONNEMENT ENTRE N SURFACES

Nous considérons le rayonnement, non plus entre deux plaques planes infinies, mais entre plusieurs surfaces de température uniforme et de dimension finie, formant une cavité fermée. Cette nouvelle approche nécessite de calculer les facteurs de forme se rapportant aux différentes surfaces.

Nous étudions ainsi les échanges radiatifs dans une cavité cylindrique de hauteur totale H et de rayon R , et dont la base et le sommet sont deux disques de rayon R . La surface cylindrique latérale est divisée en n anneaux de hauteur H/n .

La numérotation des différentes surfaces se fait comme suit :

L'indice 1 pour la surface supérieure de la couche de métal (base inférieure du cylindre).

L'indice i , i allant de 2 (pour l'anneau en contact direct avec la base inférieure du cylindre) à n (pour l'anneau en contact direct avec la base supérieure du cylindre).

L'indice $N (=n+1)$ pour la surface en regard de cette couche de métal : surface supérieure interne de la cuve pour le cas 1 (qui est approximée par un disque) ou support du coeur du réacteur pour le cas 2.

IV.2.1. Calcul des facteurs de forme

On note f_{ij} le **facteur de forme** qui correspond au rayonnement de la surface i sur la surface j . Il représente la fraction du flux émis par la surface i qui atteint la surface j . Soient ϕ_{ij} , le flux partant de i et allant vers j et ϕ_i , le flux total partant de i , on a :

$$\phi_{ij} = f_{ij} \cdot \phi_i \quad (\text{IV.7})$$

Comme nous sommes dans une cavité fermée, pour une surface i , la somme sur j des facteurs de formes f_{ij} est égale à 1. Et par symétrie, on a réciprocité des facteurs de forme d'une surface sur l'autre, pondéré par leur surface respective :

$$\begin{cases} \sum_j f_{ij} = 1 \\ S_i \cdot f_{ij} = S_j \cdot f_{ji} \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

Si f_{ij} est proche de 1, la majeure partie du flux partant de la surface i atteindra la surface j . Au contraire, si f_{ij} est proche de 0, la surface j aura **géométriquement** peu d'influence.

Remarque : la proportion du flux provenant de i et réellement absorbé par la surface j est la quantité $\epsilon_j \cdot \phi_{ij}$. La considération unique des facteurs de forme n'est donc pas suffisante : c'est plutôt le produit $\epsilon_j \cdot f_{ij}$. Pour cela, il faut tout de même calculer les différents facteurs de forme.

Il faut distinguer plusieurs cas :

- le facteur de forme entre les deux disques formant les bases du cylindre
- le facteur de forme entre un disque d'une base et un anneau de la surface latérale
- le facteur de forme entre deux anneaux différents de la surface latérale
- le facteur de forme d'un anneau de la surface latérale sur lui-même

Le détail de ces calculs précisé en Annexe D :

Les valeurs de ces différents facteurs de forme pour le cas de *trois surfaces* sont :

Surface supérieure de la couche de métal		Paroi latérale de la cuve en contact avec le gaz		Surface supérieure interne de la cuve	
f_{11}	0	f_{21}	0,118	f_{31}	0,056
f_{12}	0,944	f_{22}	0,764	f_{32}	0,944
f_{13}	0,056	f_{23}	0,118	f_{33}	0

Tableau IV.2 : Facteurs de forme : Cas 1 ($R=2m$ et $H=8m$) avec 3 surfaces (1 anneau)

Pour le cas 1, on peut pratiquement considérer que, du point de vue des facteurs de forme donc géométrique, la surface de la couche métallique rayonne totalement sur les parois latérales de la cuve du réacteur et le rôle du haut de la cuve (surface 3) est négligeable pour le transfert radiatif. C'est exactement le contraire de ce qui avait été supposé lorsque nous avons utilisé la première relation de l'émissivité équivalente pour le calcul du flux radiatif.

Surface supérieure de la couche de métal		Paroi latérale de la cuve en contact avec le gaz		Surface supérieure interne de la cuve	
f_{11}	0	f_{21}	0,39	f_{31}	0,61
f_{12}	0,39	f_{22}	0,22	f_{32}	0,39
f_{13}	0,61	f_{23}	0,39	f_{33}	0

Tableau IV.3 : Facteurs de forme : Cas 2 ($R=2m$ et $H=1m$) avec 3 surfaces (1 anneau)

Pour le cas 2, les trois surfaces ont un rôle équivalent, si on se repose sur les considérations géométriques des facteurs de forme. L'oubli des parois de la cuve en rayonnement est donc, là aussi, relativement important.

Le cas 1 avec *cinq surfaces* donne en ce qui concerne les facteurs de forme :

Surface supérieure de la couche de métal		Paroi latérale de la cuve en contact avec le gaz 3 anneaux de $8/3=2,67m$ de hauteur						Surface supérieure interne de la cuve	
f_{11}	0	f_{21}	0,268	f_{31}	0,066	f_{41}	0,021	f_{51}	0,056
f_{12}	0,714	f_{22}	0,465	f_{32}	0,202	f_{42}	0,045	f_{52}	0,055
f_{13}	0,175	f_{23}	0,202	f_{33}	0,465	f_{43}	0,202	f_{53}	0,175
f_{14}	0,055	f_{24}	0,045	f_{34}	0,202	f_{44}	0,465	f_{54}	0,714
f_{15}	0,056	f_{25}	0,021	f_{35}	0,066	f_{45}	0,268	f_{55}	0

Tableau IV.4 : Facteurs de forme : Cas 1 avec 5 surfaces (3 anneaux)

Nous pouvons constater que, du point de vue géométrique, le premier anneau en contact avec la surface supérieure de la couche de métal joue un rôle prépondérant dans le rayonnement vis à vis des

autres surfaces : f_{12} est 4 fois plus important que f_{13} et 13 fois plus grand que f_{14} ou f_{15} , alors que les surfaces des trois anneaux (surfaces 2, 3 et 4) sont identiques. Les températures de ces différentes surfaces vont donc évoluer de façon différente.

IV.2.2. Calcul des flux radiatifs

Le calcul de facteurs de forme n'est qu'une considération géométrique des importances relatives à chaque surface pour le rayonnement. Ces facteurs rentrent en compte dans le calcul de l'émittance apparente Rd_i de la surface i . **L'émittance apparente ou la radiosité Rd_i** est le rayonnement quittant la surface S_i , somme de l'émission propre de la surface S_i et de la réflexion des flux provenant des autres surfaces. Les émittances apparentes sont solution du système suivant :

$$\sum [\delta_{ij} - (1 - \epsilon_i) \cdot f_{ij}] \cdot Rd_j = \epsilon_i \cdot \sigma \cdot T_i^4 \quad (IV.9)$$

avec δ_{ij} , le symbole de Kronecker. La résolution de ce système en Rd_i va nous procurer une expression de chaque émittance apparente en fonction des températures des surfaces. Nous considérons toujours que la paroi en contact avec le gaz ne fond pas (c'est à dire que $T_i < T_{fus}$). Les inconnues sont donc les températures des différents anneaux qui constituent la paroi interne de la cavité en contact avec le gaz.

Le calcul des flux nets perdus par les différentes surfaces passe par le calcul des émittances apparentes Rd_i en fonction des températures des différentes surfaces rayonnantes (T_j pour j allant de 1 à N), sachant que $T_1 = T_{surf}$ et $T_N = T_h$. Le flux perdu par la surface i est obtenu par la relation suivante :

$$\varphi_i = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} \cdot [\sigma \cdot T_i^4 - Rd_i] \quad (IV.10)$$

Le calcul des flux nécessite ainsi de connaître également les émissivités propres à chaque surface considérée. Là encore, les valeurs sont très difficiles à estimer, car elles dépendent énormément de l'état de surface. Dans un premier temps, nous considérons que la surface de la couche métallique a une émissivité de 0,4 et que les autres surfaces ont une émissivité égale à 0,8. Nous justifierons ces valeurs dans le paragraphe IV.3, où nous effectuerons également une étude de sensibilité qui montrera l'influence d'une éventuelle modification de ces valeurs.

Nous modifions le système d'équations (IV.6). Le flux $q_5=\phi_1$ est équilibré par le flux convectif en surface supérieure de la couche métallique q_4 . Les flux latéraux sont équilibrés par le flux de conduction dans la paroi d'épaisseur constante 0,15 cm de température externe T_{ext} . La somme des puissances (flux multiplié par surface) sur l'ensemble des N surfaces doit être nulle.

Le système à résoudre devient donc un système de N+1 équations à N+1 inconnues : e, T_{bain} , T_i , i allant de 1 à N-1.

IV.2.3. Résultats et discussion

Nous envisageons toujours la configuration étudiée précédemment avec le code de calcul TOLBIAC.

IV.2.3.1. Influence du modèle complexe de rayonnement suivant les configurations réacteurs

Nous nous replaçons dans les cas 1 et 2 et nous utilisons les facteurs de forme calculés avec ($R=2m$, $H=8m$, $T_h=T_{inf}=400K$) pour le cas 1, et ($R=2m$, $H=1m$, $T_h=T_{fus}=1658K$) pour le cas 2. Nous nous mettons dans la même configuration que celle envisagée précédemment (voir paragraphe. 1.2.4).

Nous distinguons le cas A : modèle avec rayonnement entre deux plaques; et le modèle avec le rayonnement *sur trois surfaces* décrit ci-dessus, dans les cas 1 et cas 2. Nous obtenons les résultats suivants :

	e (cm)	$T_{bain} (K) = T_1$	$T_{surf} (K)$	q_0/q_3	T_2
cas A $T_{inf}=400K$	1,91	1991	1935	2,77	
cas 1	2,00	1980	1921	2,65	659
cas A $T_{inf}=1658K$	1,45	2064	2023	3,65	
cas 2	1,53	2048	2004	3,45	1461

Tableau IV.5 : Prise en compte des parois latérales dans le rayonnement (1 anneau)

La prise en compte des parois latérales et des dimensions physiques de l'enceinte de la cuve ont pour conséquence une diminution de la température de la surface supérieure de la couche de métal (T_{surf}) et donc de la température moyenne de la couche (T_{bain}). De ce fait, l'épaisseur finale de la cuve de réacteur en contact avec la couche de métal est plus importante et la concentration de flux moindre.

IV.2.3.2. Influence du raffinement des parois latérales

Nous nous plaçons ensuite dans le cas 1 avec $R = 2\text{m}$, $H = 8\text{m}$ et $T_h = 400\text{K}$. Nous faisons plusieurs calculs : avec au total 3 surfaces (dont une seule surface latérale de 8 m de haut), avec 5 surfaces (3 surfaces latérales de 2,67m de haut chacune), avec 7 surfaces (5 surfaces latérales de 1,6m de haut chacune), avec 18 surfaces (16 surfaces latérales de 0,75m de haut chacune), avec 66 surfaces (64 surfaces latérales de 0,125m de haut chacune).

Nous comparons ces résultats avec ceux obtenus avec le modèle de rayonnement entre deux plaques infinies.

Nb. de surfaces latérales : N-2	Epaisseur de la paroi e (cm)	$T_{\text{bain}} \text{ (K)} = T_1$	$T_{\text{surf}} \text{ (K)} = T_N$	$T_{\text{paroi}} \text{ (K)} = T_i, i=2, N-1$	q_6/q_3
1	2,00	1980	1921	$T_2=659$	2,65
3	1,96	1984	1926	$T_2=881$ $T_3=599$ $T_4=471$	2,69
5	1,96	1985	1927	$T_2=954$ $T_3=742$ $T_4=591$ $T_5=501$ $T_6=455$	2,71
16	1,95	1986	1928	$T_2=1036$ $T_3=961$ $T_4=888$ $T_{15}=462$ $T_{16}=452$ $T_{17}=444$	2,71
64	1,95	1986	1928	$T_2=1064$ $T_3=1045$ $T_4=1027$ $T_{63}=445$ $T_{64}=443$ $T_{65}=442$	2,71
Rayonnement entre deux plaques infinies	1,91	1991	1935		2,77

Tableau IV.6 : Influence du raffinement des parois latérales

Pour l'étude du rayonnement dans des cavités hautes, il est ainsi utile de décomposer la surface latérale en plusieurs surfaces : non seulement un tel calcul apporte des précisions sur l'évolution de la température latérale interne de la cavité, mais il permet aussi de mieux estimer les grandeurs de la couche de métal (T_{bain} , T_{surf} , q_6/q_3) et l'épaisseur finale de la paroi en contact avec cette couche.

Le fait d'affiner le calcul des flux latéraux permet effectivement de mettre en évidence une nette décroissance de la température de la paroi latérale, comme nous le constatons sur le graphe suivant :

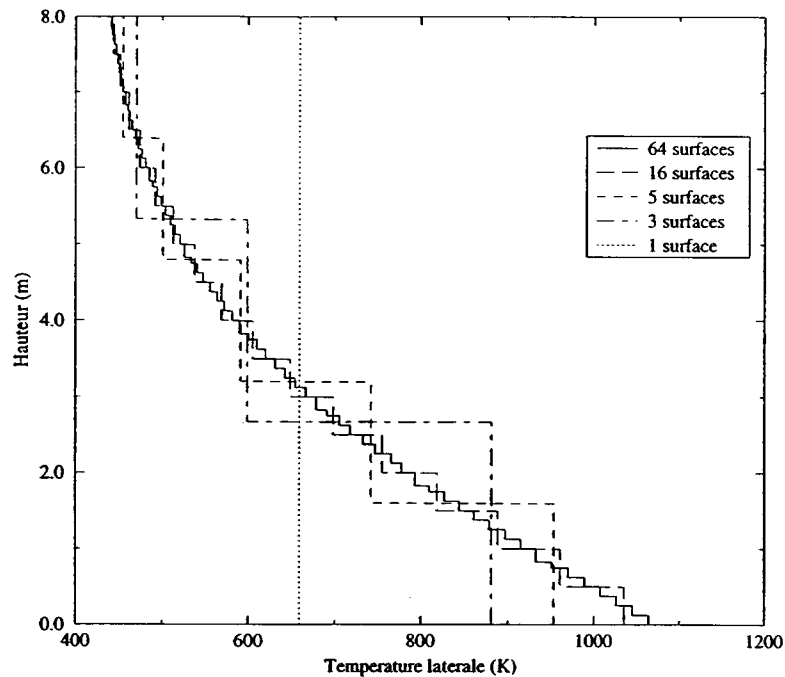


Figure IV.5 : Influence du raffinement des parois latérales sur la température des parois latérales au dessus de la couche métallique. (cas 1).

Alors qu'un calcul avec une unique surface latérale nous indique une température latérale moyenne de 659 K, un calcul plus précis donne une température de l'ordre de 1064 K pour la paroi latérale située juste au dessus de la couche de métal. Nous pouvons donc nous demander si une plus grande discrétisation ferait apparaître des températures supérieures à celle de la fusion de la paroi.

Un calcul encore plus précis (128 surfaces latérales de 0,0625m) conduit à une température pour cet endroit guère plus importante (1069 K). Il est donc inutile de décomposer davantage la surface latérale, et ce modèle n'aboutit pas à des températures latérales qui supposeraient la fonte de la paroi.

En outre, cette discrétisation met en évidence une 'hauteur efficace' sur laquelle a lieu la majorité du transfert de chaleur par rayonnement, et au delà de laquelle les parois s'échauffent beaucoup moins. Dans cet exemple où $H=8\text{m}$, environ 60% du rayonnement de la surface de la couche de métal est évacué sur 2,5m de hauteur, 80% sur 4m de hauteur, et 95% sur 6,5m de hauteur.

Comparons ainsi les résultats obtenus avec $H=8\text{m}$ et 16 surfaces latérales de 0,5m de haut, et avec $H=6\text{m}$ avec 12 surfaces latérales de 0,5m de haut :

Nombre de surfaces latérales : $N-2$	Epaisseur finale de la paroi e (cm)	$T_{\text{bain}} \text{ (K)} = T_1$	$T_{\text{surf}} \text{ (K)} = T_N$	$T_{\text{paroi}} \text{ (K)} = T_i$ $i=2, N-1$	q_6/q_3
16 ($H=8\text{m}$)	1,95	1986	1928	$T_2=881$ $T_4=471$ $T_3=599$	2,71
12 ($H=6\text{m}$)	1,95	1986	1928	$T_2=1037$ $T_4=889$ $T_3=962$	2,71

Tableau IV.7 : *Mise en évidence d'une hauteur efficace de rayonnement*

La présence des parties les plus hautes de la paroi latérale influence ainsi peu le résultat final, que ce soit au niveau des températures latérales les plus chaudes, ou pour les résultats propres à la couche de métal (T_{bain} , T_{surf} , q_6/q_3 ou e , qui sont très semblables).

De même, pour des hauteurs de cavité assez grandes, l'influence de la température sur la température de la paroi juste au dessus de la couche de métal (T_h) est négligeable : pour $T_h=1000\text{K}$, et dans le mêmes conditions de calcul, nous obtenons une température maximale de 1049K , contre 1036K pour $T_h=400\text{K}$. La bonne conductivité de la paroi latérale et le fort refroidissement externe permettent de justifier la notion de 'hauteur efficace' et donc cette constatation.

Enfin, la décomposition de la paroi latérale est également utile pour préciser les résultats obtenus avec une surface unique qui étaient quelque peu optimistes. En effet, nous aboutissons à une température de la couche de métal, de sa surface, à une concentration de flux légèrement supérieures et à une épaisseur de paroi un peu plus fine.

Les résultats obtenus correspondent à une modélisation plus réaliste et ils sont toujours moins pessimistes que les résultats obtenus avec le modèle de rayonnement entre deux plans infinis. Une bonne estimation des résultats ne nécessite cependant pas une décomposition poussée de la surface latérale : une épaisseur finale de $1,95\text{ cm}$ et une concentration de flux de $2,71$ pour le calcul avec 5 surfaces latérales contre une épaisseur finale de $1,91\text{ cm}$ et une concentration de flux de $2,77$ pour le modèle de rayonnement entre deux plans infinis, soit une précision de 2% apportée aux résultats obtenus par le modèle simple de rayonnement.

IV.3. INFLUENCE DES VALEURS DES EMISSIVITES

Une des difficultés de cette étude est la détermination des propriétés physiques du métal. La seule donnée expérimentale dont on disposait était émissivité du fer fondu : environ $0,45$ à 1770 °C (VD1-Warmeatlas (1991)).

Theofanous et al (1996) ont ensuite mesuré l'émissivité d'une petite couche d'acier jusqu'à une température de l'ordre de 2000 K. Cette couche est un disque de 1cm de rayon et 2cm de hauteur. Son poids est de 10g environ. Cette couche subit un cycle de chauffage de 1700 à 2000K suivi d'un refroidissement jusqu'à la température initiale. Les résultats sont les suivants :

- pour de l'acier, l'émissivité est mesurée à 0,43 quelle que soit la température, ce qui est en parfait accord avec la mesure pour le fer fondu.

- pour de l'acier contenant 10% d'acier inoxydable, reste à 0,43. Comme dans le cas précédent, après le refroidissement, la surface est parfaitement lisse et brillante, et ne contient aucune impureté.

- pour un échantillon au préalable solide et oxydé, l'émissivité décroît de 1 pour 1500K (solide oxydé) jusqu'à 0,43 pour 1750K et plus. Durant le refroidissement, l'émissivité reste à 0,43. On observe que la surface fondue est nettoyée de ses impuretés qui ont été repoussées sur le côté, par effet de tension superficielle.

- pour de l'acier contenant 10% d'acier inoxydable et 10% de zirconium, l'émissivité de l'échantillon varie de environ 0,8 à 1900K jusqu'à 0,9 à 2000K pour redescendre à 0,65 à 2100K. Les fortes émissivités mesurées semblent être la conséquence d'oxydes préexistant dans le zirconium qui restent en place au lieu de s'écarter vers les bords.

Dans notre modèle, nous avons pris pour les différentes émissivités deux valeurs différentes : 0,4 pour la surface de la couche de métal liquide, ce qui est en accord avec les mesures expérimentales ; et 0,8 pour les surfaces latérales solides de la cavité, ce qui correspond à un acier relativement oxydé.

Cependant, comme nous l'avons vu, la présence de zirconium dans l'acier modifie de façon importante l'émissivité du mélange. Or, la couche de métal envisagée dans notre modèle contient 18% de zirconium. Nous allons donc étudier la sensibilité des résultats aux différentes valeurs d'émissivité envisagées.

Nous analysons dans un premier temps une modification de l'émissivité de la couche de métal liquide seule. Nous étudions une variation allant de 0,3 pour le cas d'une surface très lisse et brillante, à 0,8 pour le cas d'un mélange avec du zirconium. Ensuite, nous envisageons le cas où l'émissivité des parois varie avec la température.

Pour ce faire, nous nous plaçons dans la configuration du cas 1 avec $R=2m$, $H=8m$, $T_h=400K$, et le calcul est effectué en décomposant la surface latérale en 16 anneaux de 0,5m de hauteur chacun ($N=18$ surfaces).

ε_1	$\varepsilon_{i=2,N-1}$	e (cm)	T_{bain} (K)	T_{surf} (K)	T_2-T_{N-1} (K)	q_6/q_3
0,3	0,8	1,68	2022	1972	961-431	3,14
0,4	0,8	1,95	1986	1928	1036-444	2,71
0,43	0,8	2,04	1976	1916	1054-448	2,60
0,45	0,8	2,03	1970	1908	1065-450	2,53
0,5	0,8	2,24	1955	1891	1092-455	2,36
0,65	0,8	2,72	1916	1844	1154-469	1,94
0,8(zirconium)	0,8	3,28	1883	1805	1199-480	1,61
1	0,8	4,11	1849	1764	1242-491	1,29
0,4	0,4	1,87	1995	1940	927-494	2,82
0,4	0,7	1,94	1987	1930	1017-455	2,73
0,4	0,9	1,96	1985	1927	1051-434	2,70
0,4	$1-(i-1)*0,4/(N-2) :$ 0,97-0,6	1,96	1985	1927	1070-447	2,70
0,4	$0,5+0,4*(i-1)/(N-2) :$ 0,52-0,9	1,92	1989	1932	956-451	2,75

Tableau IV.8 : Influence des émissivités

Il apparaît clairement que les résultats sur les données propres à la couche de métal sont beaucoup plus sensibles à la valeur de l'émissivité de la couche de métal liquide qu'aux émissivités des différentes surfaces latérales.

En effet, pour une émissivité des parois latérales égale à 0,8, selon que l'on considère une émissivité de la couche de métal égale à 0,4 ou à 0,5, on observe une augmentation de environ 15% de l'épaisseur finale de la paroi en contact avec la couche de métal, et donc une diminution de environ 12% de la concentration de flux. En revanche, pour une émissivité de la couche de métal égale à 0,4, que l'émissivité des parois latérales soit égale à 0,7 ou 0,8 ou 0,9, l'épaisseur finale de la paroi est modifiée de 1 à 2%. Il en est de même pour la concentration de flux.

Il est ainsi plus important de connaître avec précision la valeur de l'émissivité de la surface supérieure. Nous pouvons constater qu'une émissivité plus importante est favorable à un meilleur refroidissement de la couche de métal ($T_{\text{bain}}=2022\text{K}$ pour $\varepsilon_1=0,3$ et $T_{\text{bain}}=1883\text{K}$ pour $\varepsilon_1=0,8$).

Nous ne pouvons pas réellement estimer l'émissivité de la surface de métal liquide. Cependant, nous savons qu'il contient du zirconium, matériau qui a tendance à augmenter la valeur de l'émissivité. C'est pourquoi nous choisissons de prendre entre 0,4 et 0,5 pour émissivité de la couche de métal liquide, valeur qui tient davantage compte de la composante en zirconium du métal liquide.

IV.4. LE GAZ, MILIEU SEMI TRANSPARENT

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré le gaz contenu dans la cuve de réacteur comme étant un milieu parfaitement transparent. Cette hypothèse facilitait nos calculs. Grâce à l'ouvrage de Chaudourne (1993-1994), nous allons aborder le problème de la prise en compte du gaz comme un milieu semi transparent.

Nous ne résoudrons pas le système obtenu du fait de la complexité des évolutions des différents paramètres avec les températures. Ce paragraphe constitue présentation du système qui sera implanté dans le code TOLBIAC.

IV.4.1. Milieu semi-transparent

Un milieu semi-transparent (MST) est un milieu qui laisse passer partiellement le rayonnement qui le traverse (il en absorbe ou en diffuse une partie) et qui est capable d'émettre lui même un rayonnement propre (les deux étant liés).

Exemple de MST : solides (verre, certains plastiques), liquides (beaucoup de liquides), gaz (pour une température inférieure à 3000K, les gaz diatomiques à molécules symétriques tels que O_2 , N_2 , sont transparents ; par contre, les gaz diatomiques à molécules dissymétriques (CO , NO) ou les gaz triatomiques (CO_2 , H_2O , NO_2) sont semi-transparentes.)

Avant le déclenchement de l'accident grave, la cuve de réacteur était pleine d'eau. Cette eau liquide est venue à manquer pour en arriver à l'assèchement du coeur du réacteur. Cependant, il est sûr qu'il reste de l'eau sous forme de vapeur, qui est un milieu semi-transparent. Une étude en milieu semi-transparent est donc intéressante, afin de quantifier l'influence de ce type de milieu sur les échanges radiatifs et donc sur le refroidissement supérieur de la couche de métal.

IV.4.2. Traitement simplifié des échanges radiatifs dans une enceinte contenant un milieu semi-transparent

Il est nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices :

- le gaz est homogène, isotherme (à température T_g) et non diffusant.

- les parois sont isothermes et à réflexion isotrope.

L'isothermie du gaz à la température T_g évite d'avoir à tenir compte des échanges radiatifs entre les différents points et permet de considérer le gaz comme une entité globale caractérisée par une seule température, au même titre que les parois.

Les différences par rapport au cas d'un milieu transparent sont de deux natures : d'une part le gaz semi-transparent atténue le rayonnement transmis entre les parois (par absorption) et d'autre part il émet lui-même un rayonnement vers les parois. Cette part de flux rayonné par le gaz vers les parois sera négligeable ou prépondérante, selon que la température du gaz sera très inférieure ou très supérieure à celle des parois. Par contre l'absorption sera toujours présente quelle que soit la température du gaz (bien qu'elle varie en général avec la température).

IV.4.3. Quantités physiques supplémentaires

Considérer le gaz comme un milieu semi-transparent revient à lui attribuer des propriétés physiques supplémentaires, propres au rayonnement. Ainsi, à partir de sa température T_g et de sa composition (p_g , pression partielle du gaz), il faut pouvoir estimer son émissivité, son absorptivité et sa transmittivité.

IV.4.3.1. Emissivité

L'émissivité du MST est fonction, non seulement de sa température T_g , mais aussi de sa pression partielle et des dimensions de la cavité. En effet, le gaz se comporte comme le ferait un brouillard dans le domaine du visible. Deux parois proches ne voient quasiment pas l'effet du gaz (d'où une émissivité du gaz faible), effet qui devient grandissant quand les parois s'éloignent (jusqu'à 50% du rayonnement peut être intercepté, d'où une émissivité de 0,5). Siegel et Howell (1992) ont traduit cette dépendance sur des abaques tenant compte de deux paramètres : le produit « distance . pression partielle » et la température.

IV.4.3.2. Absorptivité

Siegel et Howell (1992) proposent également des formules empiriques pour calculer l'absorptivité totale moyenne du gaz vers une paroi j en introduisant des facteurs correctifs suivant la nature du gaz et la température de la surface. Elles utilisent l'émissivité du gaz calculée grâce aux abaques cités ci-

dessus, mais évaluée à la température de la surface émettrice i et non plus à celle du gaz. Elles sont du type :

$$\alpha_{ij,g} = C_g \cdot \left(\frac{T_g}{T_i} \right)^{n_g} \cdot \epsilon_{ij,g}(T_i) \quad (\text{IV.11})$$

IV.4.3.3. Transmittivité

Par ailleurs, on définit une propriété physique supplémentaire propre à un milieu semi-transparent, la transmittivité. Cette propriété correspond au fait que sur chaque trajet de longueur d entre deux surfaces i et j , le flux élémentaire est atténué d'un facteur $e^{-\alpha d}$. Pour le calcul des flux totaux (intégrés sur toutes les longueurs d'onde λ), on a :

$$\tau_{ij} = 1 - \alpha_{ij,g} \quad (\text{IV.12})$$

A noter qu'on ne tient pas compte de la pression partielle de la vapeur d'eau, la considérant à pression atmosphérique. En toute rigueur nous ne devrions ainsi pas utiliser ces abaques évalués pour de faibles pressions partielles du gaz considéré.

IV.4.4. Mise en place du calcul des flux radiatifs

Nous nous contentons de mettre en place les équations régissant ce problème de MST.

Le flux incident sur S_i provenant de la surface S_j se compose du flux partant de S_j , transmis par le gaz (τ_{ij} , (IV.12)) et du flux émis par le gaz de S_j vers S_i (ϵ_{ij}). Ainsi, le flux surfacique net perdu par la surface S_i est:

$$\phi_i = R d_i - \sum_{j=1}^N (f_{ij} \cdot \tau_{ji} \cdot R d_j + f_{ij} \cdot \epsilon_{ji} \cdot \sigma \cdot T_g^4) \quad (\text{IV.13})$$

Nous définissons l'émissivité moyenne du MST entier vers la surface S_i par :

$$\epsilon_{g,i} = \sum_{j=1}^N f_{ij} \cdot \epsilon_{ji} = \frac{1}{S_i} \cdot \sum_{j=1}^N S_j \cdot f_{ij} \cdot \epsilon_{ji} \quad (\text{IV.14})$$

Nous avons alors :

$$\varphi_i = Rd_i - \varepsilon_{g,i} \cdot \sigma \cdot T_g^4 - \sum_{j=1}^N f_{ij} \cdot \tau_{ji} \cdot Rd_j \quad (IV.15)$$

Nous utilisons la relation (IV.10) toujours valable pour calculer en final les flux perdus par chaque surface. Nous combinons cette relation avec la relation (IV.15) pour obtenir une équation en radiativité.

$$\sum_{j=1}^n \left[\delta_{ij} - (1 - \varepsilon_i) \cdot f_{ij} \cdot \tau_{ji} \right] \cdot Rd_i = \varepsilon_i \cdot \sigma \cdot T_i^4 + (1 - \varepsilon_i) \cdot \varepsilon_{i,g} \cdot \sigma \cdot T_g^4 \quad (IV.16)$$

Ceci constitue un système de N équations à N+1 inconnues : $T_{i,i=1,N}$ et T_g . Pour fermer le problème, on fait un bilan thermique : le gaz étant à l'équilibre, on pourra vérifier :

$$\sum_{i=1}^N \varphi_i \cdot S_i = 0 \quad (IV.17)$$

Ce modèle de rayonnement est implanté dans le code TOLBIAC. Nous précisons les modalités de cette implantation dans le chapitre ... concernant la description du code de simulation TOLBIAC.

IV.5. PRINCIPALES HYPOTHESES DU MODELE

Ce modèle de rayonnement permet de tenir davantage compte de la géométrie de l'ensemble du fond de cuve situé au dessus du corium.

Les principales hypothèses de ce modèle sont :

- les parois de la cavité, situées au dessus du bain métallique, sont à température uniforme par morceaux (correspondant à chaque cylindre découpé dans la paroi et à la surface du bain).
- ces surfaces sont opaques, grises et diffuses.
- le gaz est homogène, isotherme et non diffusant. Il est à pression atmosphérique.

CHAPITRE V. STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA COUCHE MÉTALLIQUE - BASES DE DONNÉES

Nous avons étudié les conditions limites thermiques inférieure (déterminant la charge thermique imposée, q_3) et supérieure (déterminant en partie la puissance évacuée en surface supérieure, $q_4=q_5$) de la couche métallique. Nous abordons maintenant l'analyse de la structure de l'écoulement dans cette couche, afin de déterminer essentiellement la distribution de flux à la paroi latérale (q_6).

Ce chapitre constitue les bases de données expérimentales et numériques liées à la compréhension de la structure de l'écoulement et à la distribution de flux thermique qui s'opèrent dans une cavité fluide de faible rapport d'aspect et dont les conditions limites thermiques sont celles de la couche métallique, dans la situation de l'accident grave envisagé dans cette présente étude.

L'expérience essentielle dédiée à cette situation est le programme BALI - Métal, qui analyse l'influence de la hauteur de la cavité sur l'écoulement en son sein dans de telles conditions. Nous complétons ensuite ces données expérimentales par une simulation numérique directe réalisée par le code Trio_U, pour la cavité de plus faible hauteur étudiée dans le programme BALI - Métal.

Pour une meilleure compréhension à la lecture, nous modifions le nom des flux correspondant aux échanges thermiques dans la couche métallique. Ainsi, q_3 devient ϕ , le flux imposé en surface inférieure de la couche métallique, $q_4=q_5$ devient ϕ_{sup} , le flux évacué à la surface supérieure, et q_6 devient ϕ_{lat} , le flux évacué par la surface latérale de la couche fluide.

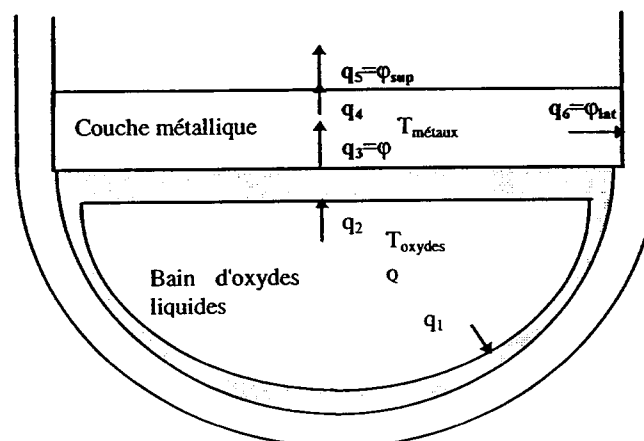


Figure V.1 : Nouvelles notations des flux pour les transferts de chaleur dans la couche métallique.

V.1. PROGRAMME EXPERIMENTAL BALI-METAL

V.1.1. Objectif du programme BALI-METAL

L'objectif du programme expérimental en fluide simulant BALI - Métal est d'analyser, dans le cadre des bains stratifiés, l'impact de la couche métallique sur la distribution de flux de chaleur aux frontières du bain de corium. Il s'agit de définir le chargement thermique d'une cuve de réacteur, plus précisément d'étudier l'influence de la hauteur de la couche métallique et du flux provenant des matériaux oxydes sur le flux évacué par la paroi en contact avec la couche métallique.

V.1.1.1. Critères de simulation

Le transfert de chaleur se faisant par convection naturelle, les paramètres de similitude sont l'élancement, le nombre de Prandtl et le nombre de Grashof.

V.1.1.1.1. Géométrie

Soit L la longueur de la cavité et H , sa hauteur, le rapport H/L est respecté par rapport au rapport $H_{\text{react}}/L_{\text{react}}$, de la hauteur de la couche métallique sur son rayon. Le respect de l'élancement des cavités ne pose pas de problème puisque le dispositif général BALI - Fond de cuve, qui sert également pour BALI - Métal, a été conçu pour travailler à l'échelle 1 : 1.

V.1.1.1.2. Fluide simulant

L'utilisation de l'eau comme fluide simulant permet de réutiliser directement le dispositif BALI-Fond de cuve (Bonnet, 1994) et ainsi de limiter les coûts et les délais de développement associés. Un autre avantage de l'eau, réside dans la possibilité de venir visualiser la structure de l'écoulement (champs de vitesse et de température) avec des moyens déjà existants.

Le nombre de Prandtl de l'eau est de l'ordre de 4. Si l'ordre de grandeur du nombre de Prandtl était respecté pour simuler des oxydes lourds ($Pr \sim 1$) dans le programme expérimental BALI-Fond de cuve, il devient dix fois plus important que celui du métal envisagé (acier et zirconium : $Pr \sim 0,2$). Nous avons cependant vu dans le chapitre II de bibliographie que les lois de transfert de chaleur sont similaires pour ces nombres de Prandtl.

V.1.1.1.3. Paramètres de similitude

- Respect du nombre de Grashof

Le respect du nombre de Grashof (même nombre de Grashof en eau et en corium) conduit à une relation entre les écarts de température et les propriétés physiques des deux fluides.

$$\Delta T = \Delta T_{\text{reac}} \cdot \frac{\beta_{\text{reac}}}{\beta} \cdot \left(\frac{v}{v_{\text{reac}}} \right)^2 \quad (\text{V.1})$$

En combinant avec le fait que l'échelle est 1:1, et que les lois de transfert de chaleur sont similaires ($Nu = f(Pr) \cdot Ra^b$), on en déduit les flux aux parois latérale et supérieure en convection naturelle (paroi = lat pour le transfert de chaleur à la paroi latérale, et sup pour la paroi supérieure).

$$\Phi_{\text{paroi}} = \Phi_{\text{paroi, reac}} \cdot \frac{\lambda \cdot \beta_{\text{reac}}}{\lambda_{\text{reac}} \cdot \beta} \cdot \left(\frac{v}{v_{\text{reac}}} \right)^2 \cdot \frac{f(Pr)}{f(Pr_{\text{reac}})} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{\text{reac}}} \right)^b \quad (\text{V.2})$$

Le bilan d'énergie dans l'eau nous permet ainsi de remonter au flux à imposer à la couche d'eau :

$$\Phi = \Phi_{\text{sup}} + \frac{H}{L} \cdot \Phi_{\text{lat}} \quad (\text{V.3})$$

- Respect de la condition limite à la surface latérale

Afin de respecter la condition de température uniforme sur la surface latérale, indépendamment de la valeur du flux local, on impose une température telle qu'il y ait changement de phase et formation de glace à la paroi ($T_{\text{lat}} = T_{\text{slf}}$ pour $T_{\text{lat, reac}} = T_{\text{fus}}$).

- Résistance thermique engendrée par le rayonnement

Afin de respecter la condition de transfert radiatif en surface supérieure de la couche, on veut simuler un rayonnement entre deux plans infinis isothermes séparés par un gaz transparent. Il est très difficile de considérer un modèle plus élaboré (voir Chapitre IV. Le rayonnement) pour le calcul de la résistance thermique engendré par le transfert radiatif.

On simule ce transfert en valeur moyenne par un transfert de conduction dans un matériau isolant relié à un échangeur à température constante. Soit R_{th} la résistance thermique de l'isolant, nous pouvons faire un calcul des résistances thermiques globales pour les transferts de chaleur supérieur et latéral.

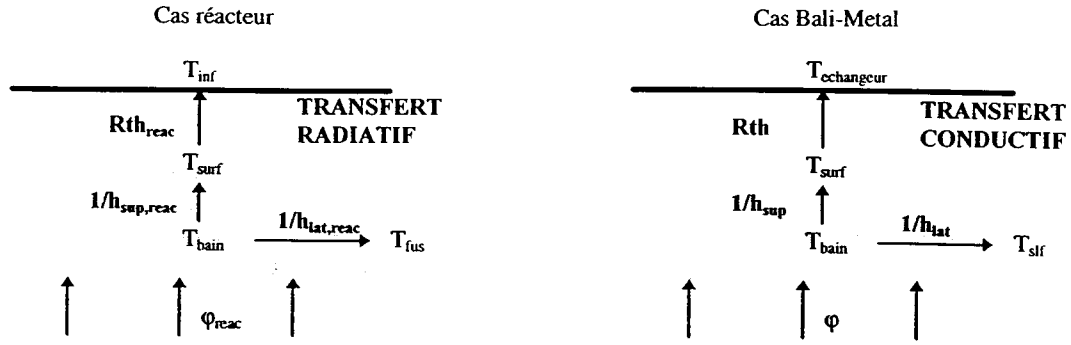


Figure V.2 : Similitude du transfert de chaleur entre le cas Bali-Metal et le cas réacteur

Les résistances thermiques pour les transferts de chaleur en paroi latérale se limitent à $1/h_{lat}$ et $1/h_{lat,react}$ pour le cas réacteur, avec h le coefficient d'échange de chaleur par convection naturelle.

La résistance thermique pour le transfert de chaleur supérieur pour le cas réacteur est la somme de transfert convectif dans le bain et du transfert radiatif vers les parois de l'enceinte :

$$\frac{1}{h_{sup,react}} + \frac{T_{surf} - T_{inf}}{\sigma \cdot \epsilon \cdot (T_{surf}^4 - T_{inf}^4)} \quad (V.4)$$

La résistance thermique pour le cas expérimental est la somme du transfert par convection naturelle dans le bain, de la résistance thermique du matériau isolant et du transfert par convection forcée dans l'échangeur. En négligeant cette dernière (débit dans l'échangeur dimensionné de façon à minimiser cette composante), on a :

$$\frac{1}{h_{sup}} + Rth \quad (V.5)$$

Le respect du rapport des résistances thermiques supérieure sur latérale nous donne :

$$Rth = \frac{h_{lat,react}}{h_{lat}} \cdot \left[\frac{1}{h_{sup,react}} + \frac{T_{surf} - T_{inf}}{\sigma \cdot \epsilon \cdot (T_{surf}^4 - T_{inf}^4)} \right] - \frac{1}{h_{sup}} \quad (V.6)$$

Cette résistance thermique ainsi définie est elle même fonction des températures du bain et de la surface (dépendance incluse dans les coefficients d'échange de chaleur). Si on doit observer un gradient de température à la surface du bain, cette résistance représente une valeur moyenne.

V.1.1.2. Dimensionnement

Nous utilisons le modèle point décrit au chapitre IV, qui prend en compte un rayonnement entre deux plans infinis, mais pour une géométrie de cavité rectangulaire. La température infinie de rayonnement est fixée à la température de fusion de l'acier ($T_{inf} = 1658$ K), et l'émissivité à 0,4.

Ce modèle permet d'obtenir les températures du bain et de sa surface pour un flux imposé donné. Grâce aux corrélations d'échange de chaleur de convection naturelle choisies en paroi latérale (Churchill et Chu, 1975) et en surface du bain (McAdams, 1954), nous obtenons les flux et ainsi la concentration de flux à la paroi latérale. Nous envisageons la fonte partielle de la paroi réacteur ($L_{rac} > 2m$), ce qui implique une hauteur différente pour le cas Bali-Metal ($L=2m$) pour respecter le rapport d'aspect.

Grâce aux relations de similitude entre le cas réacteur et le cas Bali-Metal (eq. (V.1) à (V.6)) nous obtenons toutes les données thermohydrauliques équivalentes, dont le flux à imposer à la paroi chauffante. Les propriétés physiques de l'eau sont prises à 40°C. Nous faisons la similitude sur les nombres de Grashof correspondant à l'échange latéral ($\Delta T_{lat} = T_{bain} - T_{surf}$, et H, hauteur de la cavité) et à l'échange en paroi supérieure ($\Delta T_{sup} = T_{bain} - T_{sup}$, et H/2, demi hauteur de la cavité).

Cas réacteur (2D)								Cas BALI-Metal					
Φ_{reac} (W/m ²)	H _{reac} (m)	T _{bain} (K)	T _{surf} (K)	Φ_{lat}/Φ	Gr _{lat} 10 ⁻⁹	Gr _{sup} 10 ⁻⁷	Rap. résist	H (m)	T _{bain} (°C)	T _{surf} (°C)	R _{th} (m ² K/W)	Φ_{lat}/Φ	Φ (W/m ²)
0,8.10 ⁶	0,2	2339	2274	5,4	4,0	9,6	10,9	0,19	70	56	8.10 ⁻³	4,7	17.10 ³
	0,4	2168	2118	3,6	19	42	11,1	0,37	41	34	1,1.10 ⁻²	3,4	11.10 ³
	1,0	1963	1931	1,8	130	250	10,9	0,95	17	15	1,3.10 ⁻²	1,8	7.10 ³
0,6.10 ⁶	0,1	2341	2276	7,2	0,5	1,2	10,9	0,09	70	56	8.10 ⁻³	5,9	13.10 ³
	0,2	2215	2162	5,5	2,7	6,2	11,1	0,19	48	39	1,0.10 ⁻²	4,9	10.10 ³
	0,4	2071	2030	3,6	13	28	11,1	0,37	28	24	1,1.10 ⁻²	3,5	7.10 ³
	1,0	1903	1877	1,8	93	180	10,6	0,95	13	11	1,4.10 ⁻²	1,8	5.10 ³

Tableau V.1 : *Similitude entre le cas réacteur rectangulaire et la configuration BALI - Métal*

On verra plus loin le détail du dispositif finalement retenu pour l'échangeur supérieur.

V.1.1.3. Campagne d'essais envisagée

V.1.1.3.1. Détermination des essais

On choisit de se fixer un flux moyen ϕ imposé en partie basse (dans un premier temps on impose une puissance identique à tous les éléments chauffants), et de faire varier la hauteur H de la cavité.

Les essais relatifs à chaque hauteur envisagée permettront d'investiguer l'ensemble des concentrations de flux voulues.

V.1.1.3.2. Pré-calculs : modèle point

On choisit ainsi d'imposer une puissance totale de 2kW à la plaque chauffante ($\phi = 7700\text{W/m}^2$). En comparaison avec les calculs de dimensionnement (tableau V.1), cette puissance permet d'obtenir des écarts de températures pour le cas réacteur et des nombres de Grashof qui correspondent à un cas réaliste. En outre, nous allons pouvoir envisager une variation de hauteur importante sans atteindre des températures du bain trop grandes sans quoi l'eau dégaze, faisant apparaître des bulles ou des poches de gaz. Cela pourrait être gênant pour le transfert de chaleur à la paroi supérieure, même s'il est prévu l'évacuation de ces gaz.

Une série de pré-calculs est faite grâce à un modèle point avec de l'eau comme fluide simulant et en géométrie rectangulaire de dimension L fixée à 2m et H variable (0,05m à 0,4m). Le flux imposé est $\phi = 7700\text{W/m}^2$. La température latérale est fixe ($T_{\text{slf}} = 0^\circ\text{C}$) puisqu'il y a formation de glace. On impose également une température de 0°C dans l'échangeur supérieur en résine (il n'y a pas formation de glace dans l'échangeur, puisque nous verrons plus loin que ce n'est pas de l'eau qui y circule).

Le problème a deux inconnues principales : T_{bain} et T_{surf} . On fait un bilan de flux à l'échangeur supérieur (flux convectif égale le flux conductif dans la paroi en résine et dans l'échangeur), et un bilan de puissance sur le volume d'eau.

Dans le bain, on utilise les corrélations d'échange de chaleur en convection naturelle. S'il est évident que le régime est turbulent pour le transfert de chaleur à la paroi supérieure, ça l'est beaucoup moins pour le transfert de chaleur le long de la paroi latérale, surtout pour les petites hauteurs, là où la concentration de flux est la plus importante. Ainsi, pour l'échange avec la résine, on utilise la corrélation de McAdams (1954), et pour la paroi latérale, on commence par la corrélation en régime laminaire établie par méthode intégrale (Petit, 1992), et en fonction du nombre de Grashof obtenu ($Gr_c=10^9$), on passe à la corrélation établie pour un régime turbulent par Churchill et Chu (1975). Toutes les propriétés physiques sont évaluées à T_{film} , moyenne arithmétique entre la température du bain et celle de la paroi considérée.

	Laminaire				Turbulent		
H (m)	T _{bain} (°C)	T _{surf} (°C)	ϕ_{lat}/ϕ	Gr _{lat}	T _{bain} (°C)	T _{surf} (°C)	ϕ_{lat}/ϕ
0,05	68	60	8,8	$4,6 \cdot 10^7$	68	60	8,8
0,1	61	53	6,2	$2,5 \cdot 10^8$	59	51	6,7
0,2	53	45	4,0	$1,4 \cdot 10^9$	48	41	4,7
0,4	44	37	2,6	$4,1 \cdot 10^9$	37	31	3,0
1,0	33	27	1,3	$2,0 \cdot 10^{10}$	25	20	1,5

Tableau V.2 : *Pré-calculs associés aux essais envisagés*

La figure V.5 présente la concentration de flux en fonction du rapport d'aspect du bain nous obtenons (on conserve les résultats grisés du tableau V.2) :

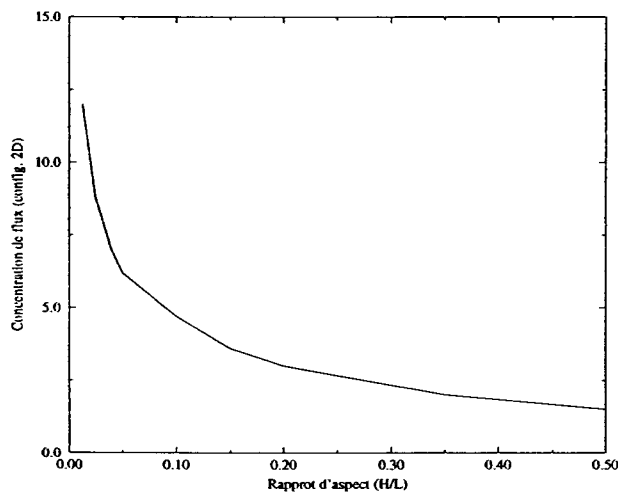


Figure V.3 : *Concentration de flux à la paroi (en 2D) en fonction du rapport d'aspect : pré-calculs.*

Pour les petits rapports d'aspects, on constate une évolution rapide de la concentration de flux vers des valeurs très élevées. En revanche, pour les hauteurs plus grandes, la concentration de flux se réduit, pour n'être plus qu'à 1,5 par exemple pour H=1m.

V.1.2. Dispositif expérimental

V.1.2.1. Géométrie

La section d'essais BALI - Couche de métal, est un parallélépipède rectangle de longueur $L = 2\text{m}$, de profondeur $P = 0,15\text{m}$ et de hauteur H pouvant varier de $0,05$ à $0,40\text{m}$.

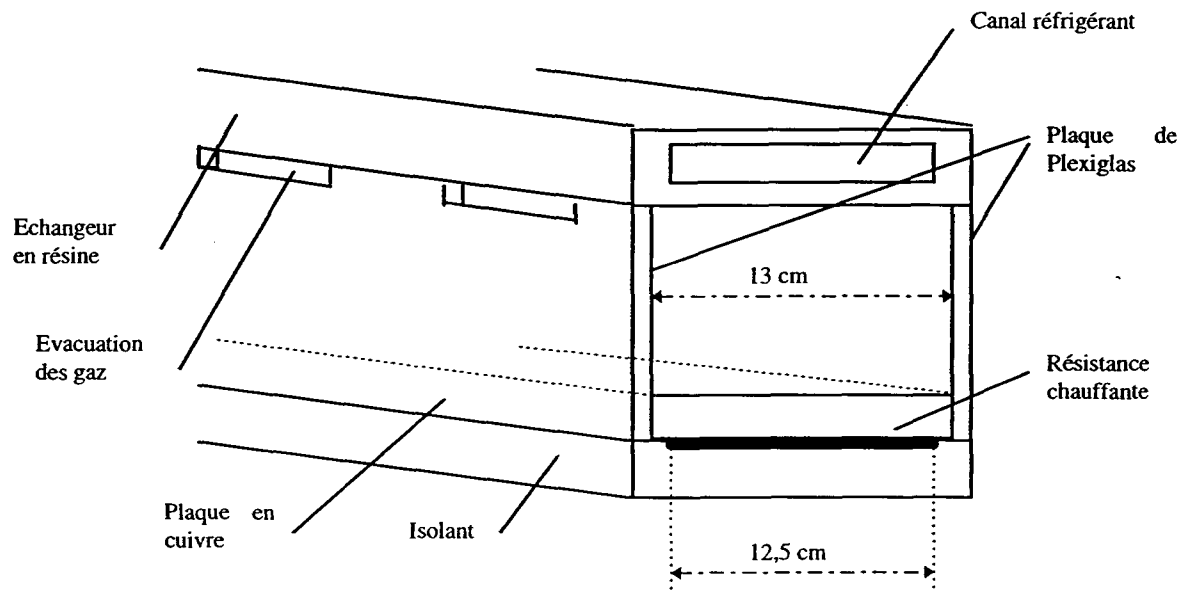


Figure V.4 : Coupe transversale de la section d'essai Bali-Métal

La cavité fluide étudiée est matérialisée par :

- deux plans verticaux en Plexiglas (faces avant et arrière) distants de $0,13\text{m}$. Ils sont glissés dans la section d'essai de $0,15\text{m}$ de profondeur afin d'assurer une condition de face lisse, et de pouvoir fixer des thermocouples intrusifs au sein de la cavité sur la paroi définissant l'arrière de la cavité (voir l'instrumentation).
- une plaque chauffante qui impose un flux uniforme par morceaux en face inférieure.
- un échangeur supérieur (position variable).
- un échangeur latéral.
- un caisson latéral en Plexiglas (adiabatique) où se trouve un laser.

L'échangeur supérieur est très légèrement incliné pour faciliter l'évacuation des bulles de gaz provenant des gaz dissous dans l'eau.

V.1.2.2.2. Les parois latérales

La solidification (formation de glace) est réalisée par la circulation d'un fluide réfrigérant permettant d'abaisser la température de la paroi en dessous de la température de solidification de l'eau. Le fluide réfrigérant est le chlorure de méthylène. Une de ses particularités est de rester liquide entre -80°C et $+30^{\circ}\text{C}$.

Le réfrigérant circule dans l'échangeur utilisé dans BALI-Fond de cuve (Bonnet, 1994 ; Bernaz, 1998). On abaisse sa température (-60 à -40°C) au moyen d'un échangeur avec un circuit primaire à azote liquide. Le débit et la température sont optimisés pour limiter la résistance thermique par convection forcée dans l'échangeur (il faut donc un débit pas trop grand), sans pour autant induire une trop forte hétérogénéité dans la température le long de la paroi. En effet, si le débit est trop faible, la température de la surface supérieure du bain ne serait plus uniforme pour un flux imposé constant.

La glace ainsi formée ne dépasse pas quelques millimètres d'épaisseur, ne modifiant pas significativement le volume ni la géométrie du bain.

Les autres parois latérales (de même que les faces avant et arrière) doivent être idéalement adiabatiques.

V.1.2.2.3. L'échangeur supérieur

Le dispositif de l'échangeur supérieur tient compte de l'existence d'une résistance thermique qui simule un échange radiatif entre deux plans infinis.

La paroi est une résine Epoxy chargée de fibre de verre. La conductibilité thermique est de l'ordre de $0,5 \text{ W/m.K}$. Son épaisseur est de 5 mm, ce qui conduit à une résistance thermique R_{th} de l'ordre de $1.10^{-2} \text{ m}^2\text{K/W}$, conformément à l'estimation requise par l'étude de dimensionnement.

Une température uniforme est réalisée par l'échangeur, grâce à un second circuit réfrigérant où circule également du chlorure de méthylène. Un groupe froid alimenté par de l'eau de ville permet de fournir une température de 0°C pour un débit allant jusqu'à $2 \text{ m}^3/\text{h}$.

V.1.2.3. Mesures et instrumentation

Deux types de mesures sont réalisés : des bilans de puissance ainsi que des mesures de flux locaux, et des mesures de températures dans le bain ainsi qu'aux parois.

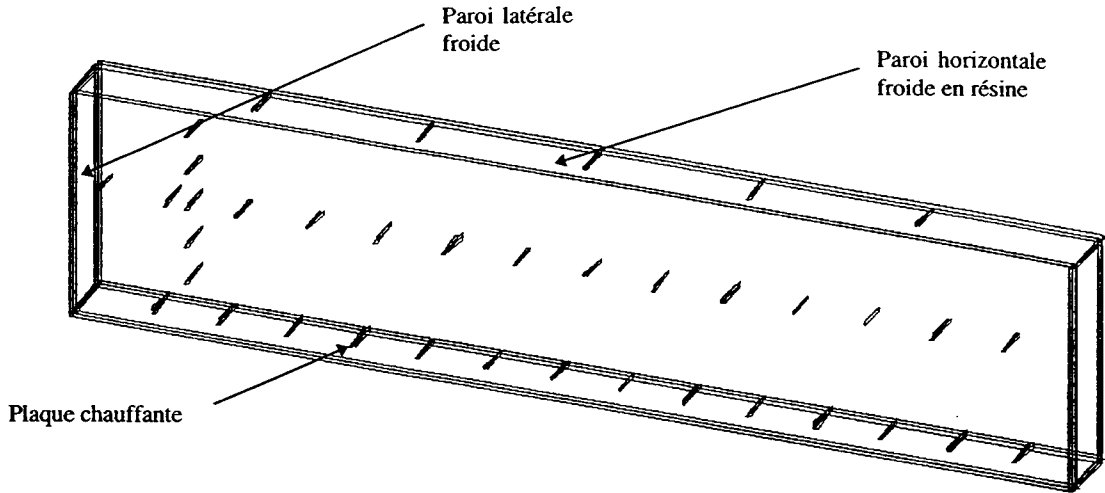


Figure V.6 : Schéma de la cavité fluide avec emplacement des différents thermocouples

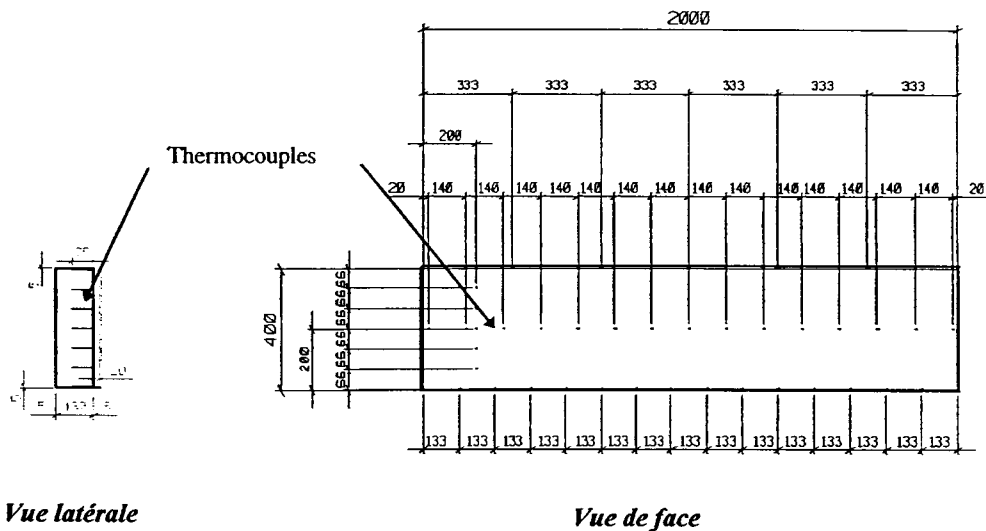


Figure V.7 : Dimensions et espacement des thermocouples (cas $H = 0,40\text{m}$)

V.1.2.3.1. Mesures dans le bain

La distribution de température sur l'axe horizontal de la cavité est obtenue à l'aide d'une série de thermocouples issus du même lot de fabrication (type T chemisé à isolation minérale, gaine de 1mm, soudure isolée). Une plaque de Plexiglas ajustée à la hauteur exacte de la cavité est placée en parallèle de la face arrière, réduisant ainsi la profondeur de la cavité de 0,15 à 0,13 m. Cette plaque est percée à mi-hauteur tout le long de la cavité, permettant une répartition régulière (tous les 14cm, à partir de 2cm du bord latéral refroidi) des 15 thermocouples, placés de façon telle que l'on mesure la température à mi-profondeur de la cavité ainsi réduite. La précision de la température absolue des

thermocouples est de $0,5^{\circ}\text{C}$. A température uniforme, l'écart de mesure de température pour l'ensemble des thermocouples est de $0,1^{\circ}\text{C}$.

Le profil de température sur la verticale située à 20 cm de la paroi latérale froide est mesuré à l'aide de 5 thermocouples du même type que ceux précédents. Ils sont répartis de façon équidistante sur la hauteur pour chaque hauteur considérée.

V.1.2.3.2. Mesures à la paroi chauffante

Une série de thermocouples a été brasée à la surface en cuivre de l'ensemble chauffant. Ces thermocouples sont insérés dans des rainures faites sur la profondeur de la plaque, de façon à ce que l'on mesure exactement la température de la surface de la plaque, à mi-profondeur. Il y a ainsi 14 thermocouples répartis tous les 13,3 cm sur la longueur de la plaque.

Une difficulté pouvant être rencontrée est la destruction d'un de ces thermocouples : il n'est pas remplaçable de façon immédiate, sans démonter la plaque de la boucle d'essai. Ainsi, dans une telle situation, la mesure de ce thermocouple disparaît de l'ensemble des acquisitions.

Il n'est pas fait de mesure de flux locaux.

V.1.2.3.3. Mesures à l'échangeur supérieur

Cinq thermocouples sont également insérés dans des rainures affleurantes à la surface de la plaque de résine Epoxy. Ils sont équidistants (tous les 0,33 m) le long de la plaque. Nous pouvons remonter aux flux de chaleur locaux par mesures d'écarts de température avec le fluide réfrigérant circulant dans l'échangeur, du fait de la résistance thermique significative créée par la plaque (en négligeant la résistance thermique de convection forcée dans l'échangeur).

La puissance moyenne évacuée et le flux de chaleur moyen sont évalués à partir de la mesure de débit dans l'échangeur et de l'écart de température moyen, relatif au fluide réfrigérant, entre l'entrée et la sortie de l'échangeur.

Pour un débit imposé, l'écart de température entrée-sortie est de l'ordre du degré. Une précision souhaitable de 1% nécessite alors une mesure d'écart de température au centième de degré près. Elle est possible grâce à l'utilisation d'une mesure en différentiel dans une structure de pont, avec l'aide de sondes résistives en platine (Bonnet, 1995). A titre indicatif, la mesure à vide de l'écart de température entrée-sortie peut varier de $0,004^{\circ}\text{C}$ en terme de résolution.

Afin de s'affranchir des « effets systèmes » fonctions du niveau de température du réfrigérant et du débit imposé, une mesure « à vide » (sans eau dans la cavité) de l'écart de température entrée-sortie

est réalisée avant chaque essai en régime établi, dans les mêmes conditions nominales de débit et de température. L'écart de température mesuré lors de cette phase d'étalonnage est ensuite retranché à la valeur mesurée lors de l'essai. Ceci permet de remonter à la puissance moyenne réellement reçue par la paroi d'échange. Connaissant la surface d'échange, on obtient facilement le flux de chaleur moyen transféré.

V.1.2.3.4. Mesures à la paroi latérale refroidie

- Bilan thermique : mesure du flux moyen

La puissance moyenne évacuée ainsi que le flux de chaleur moyen sont calculés de la même manière que pour l'échangeur supérieur. Une difficulté dans la précision de ces calculs vient du fait que la mesure de l'écart de température entrée-sortie de l'échangeur est réalisée pour une longueur d'échange bien plus importante que celle en contact avec la cavité étudiée : l'échangeur provient de la section d'essai BALI où la distance entre la mesure d'entrée et de sortie est de près de 2m (alors que la distance d'étude est de 0,05 à 0,4 m pour nos cavités étudiées). La partie de l'échangeur qui n'est pas en contact avec l'eau de la cavité est en contact avec l'air ambiant en dehors de la cavité, induisant des pertes thermiques significatives.

Comme pour les mesures à l'échangeur supérieur, on procède à un étalonnage « à vide ». L'écart de température mesuré lors de cette phase d'étalonnage est ensuite retranché à la valeur mesurée lors de l'essai.

- Mesures locales de flux

La distribution de flux à la paroi latérale n'est pas uniforme. Il a donc été mis en place une série de mesure de flux locaux par mesure du gradient thermique dans la paroi de l'échangeur. Des thermocouples (type T) ont été brasés le long de la paroi (deux thermocouples tous les 2cm) de part et d'autre d'une couche intermédiaire de l'échangeur dont on connaît la conductibilité thermique.

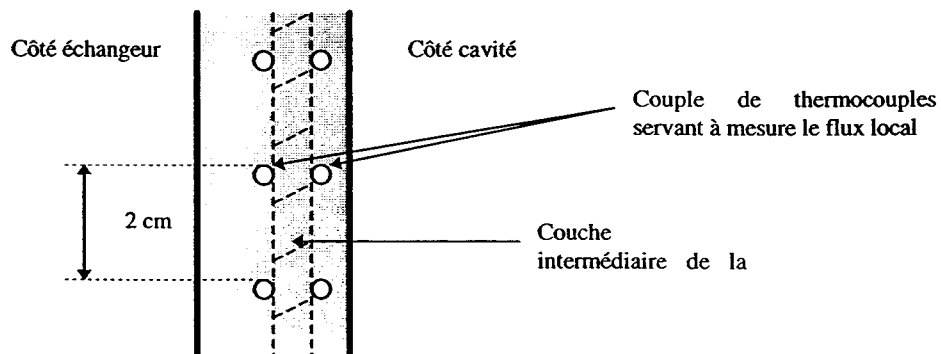


Figure V.8 : Coupe de la paroi latérale

V.1.2.3.5. Structure de l'écoulement

Il est possible de visualiser la structure de l'écoulement en ensemençant l'eau de fines particules de Rilsan dont la densité est très proche de celle de l'eau. Ces particules sont ainsi transportées par les courants fluides, sans modifier leur écoulement. Par un éclairage laser (fréquence 100 Hz) disposé du côté de la paroi latérale adiabatique et centré sur l'axe de la cavité, on obtient ainsi une coupe à mi-profondeur de la cavité, la structure de l'écoulement étant traduite par la trace laissée par les particules réfléchantes.

Nous avons également injecté de la Rhodamine B, un colorant fluorescent, afin de visualiser les courants convectifs induits par le développement des couches limites.

V.1.2.3.6. Schéma de principe de la boucle BALI-Métal

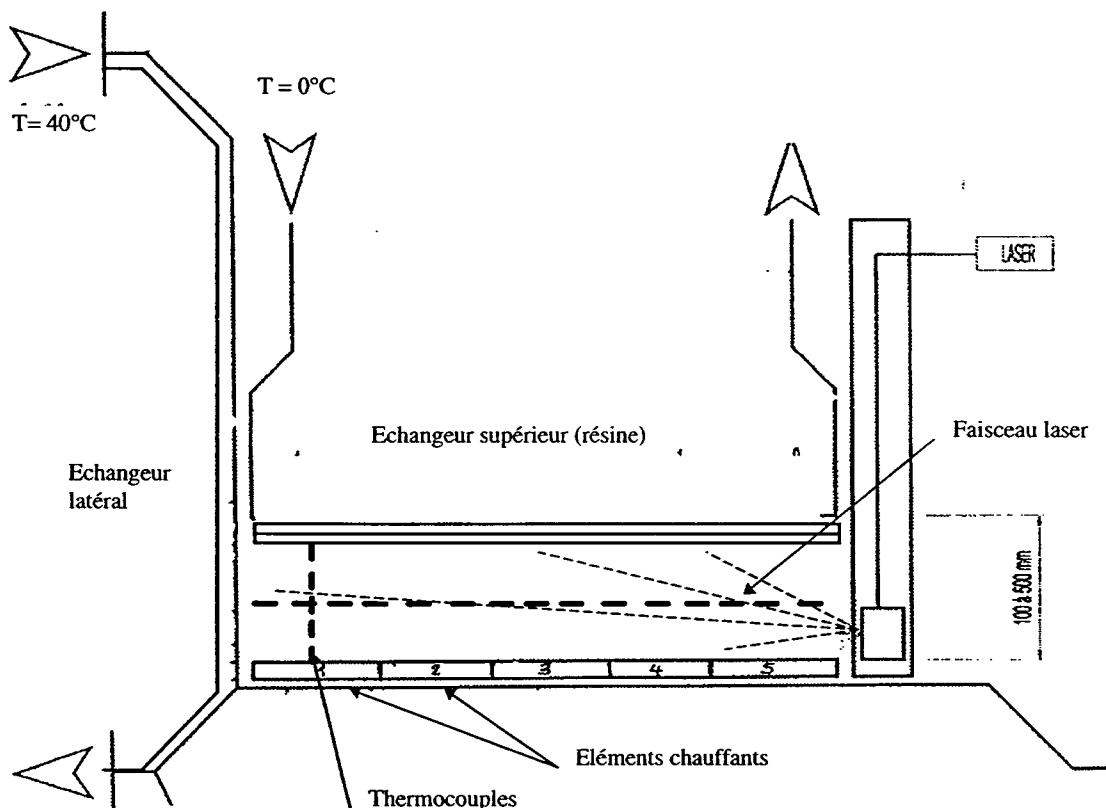


Figure V.9 : Schéma de principe de la boucle BALI - Métal.

V.1.2.3.7. Acquisition et post-traitement

Les principaux paramètres de contrôle commande sont la puissance de chauffage de chaque élément chauffant, les débits dans les échangeurs (supérieur et latéral) ainsi que la température des deux circuits réfrigérants.

Les signaux électriques relatifs à tous les thermocouples convergent vers une centrale d'acquisition, puis sont numérisés, moyennés et convertis en grandeurs physiques (température, puissance, flux...). La période d'enregistrement est de 6 secondes. Le post-traitement des données (températures, débits, puissance) ne concerne que les données relatives au régime établi. Ce dernier est défini lorsque la température du bain atteint un palier (au bout de 6 à 8h suivant les essais). Le critère du palier est défini lorsque le bilan de puissance est supérieur à 90% et la variation des températures à mi-hauteur du bain est inférieure à 1°C sur au moins une heure. Des valeurs moyennes et des écarts types sont ensuite calculés pour chaque mesure sur la durée du palier (de 1 à 3h suivant les essais).

V.1.3. Campagne d'essais

Dix essais ont été réalisés, avec une puissance moyenne de chauffage de 2 kW pour des hauteurs de fluides de 0,05m, 0,1m, 0,2m et 0,4m :

- 7 avec une puissance uniformément répartie sur les cinq éléments chauffants qui constituent la plaque inférieure (chaque élément fournit ainsi une puissance d'environ 400W). Nous désignons cette configuration de chauffage "*flux uniforme*".

- 3 avec un chauffage uniforme mais uniquement sur quatre éléments chauffants, le cinquième, situé le plus près de la paroi latérale froide, n'étant pas alimenté du tout. La puissance injectée sur les 0,4 premiers mètres est quasi nulle et celle des quatre autres éléments est d'environ 500W (20% supérieur). Cette configuration particulière a pour objectif d'étudier l'influence d'un flux plus faible à mesure qu'on se rapproche de la paroi latérale (Dinh, 1997). Ce phénomène est dû non seulement à la présence de cette paroi qui refroidit également le fluide situé en dessous de la couche métallique, mais aussi au fait que les mouvements convectifs à cet endroit s'en trouvent réduits par le confinement du fluide. En ne chauffant pas du tout au niveau de ce premier élément, on exagère intentionnellement cette configuration, pour se placer dans un cas enveloppe. Nous désignons ce cas "*flux non uniforme*" par comparaison avec les sept essais précédents.

V.1.3.1. Structure de l'écoulement

V.1.3.1.1. Phénoménologie

On observe le développement d'une couche limite froide le long de la paroi latérale froide. Elle vient heurter la plaque inférieure en cuivre, formant ainsi une sorte de langue froide. Cette langue longe la plaque inférieure, tout en se réchauffant à son contact, sur une distance L_f , pour rejoindre ensuite l'écoulement central de la cavité.

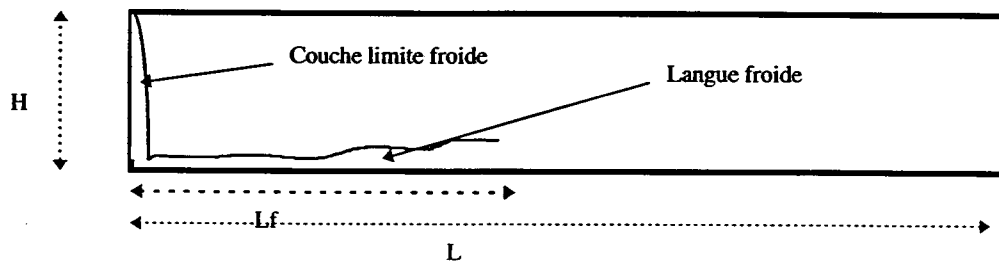


Figure V.10 : Schématisation de phénomène de langue froide

Pour ce qui est de l'écoulement global dans la cavité, d'après les observations visuelles de la structure de l'écoulement et les enregistrements chronologiques des températures dans le bain et aux parois, on observe une alternance de deux régimes : un *mouvement convectif unicellulaire* qui occupe toute la cavité, avec une période de *fractionnement de l'écoulement en plusieurs petites cellules* non clairement définies (cela ressemble plutôt à des inter-pénétration de thermiques chauds et froids) et où l'écoulement d'ensemble semble ralenti. Cette alternance est remarquable au vu des enregistrements temporels des températures au sein du bain et aux parois présentés sur la figure V.10.

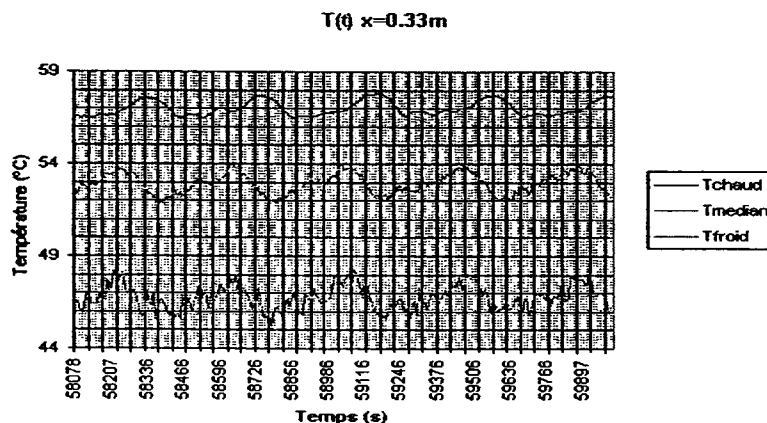


Figure V.11 : Enregistrement des températures à la paroi chaude, à mi-hauteur du bain et à la paroi froide à une distance de environ 0,33m de la face latérale froide ($H = 0,05m$ (19/11) et $P_{tot} \sim 2kW$)

V.1.3.1.2. Détermination des périodes

Une analyse systématique par intercorrélation de ces signaux d'enregistrements aboutit à la détermination de la durée d'un cycle comprenant une période à grande échelle et une période déstructurée. Ce cycle varie en fonction de la hauteur de la cavité. Nous avons fait cette étude pour les mesures de température de la face chaude, celles de l'axe central horizontal du bain et celles de la face froide en résine.

Nous avons également déterminé un décalage moyen d'un thermocouple à l'autre (on ne considère pas les thermocouples hors d'usage) pour la série de thermocouples de la plaque chaude à partir du 4^{ème} thermocouple ($x = 0,40$ m) en venant de la plaque latérale froide (les premiers thermocouples sont perturbés par la présence de la langue froide). Il en est de même pour la série de mesures à la face froide en résine, puisqu'il s'est avéré que le décalage d'un thermocouple à l'autre variait peu et qu'il était toujours dans le même sens. Ce n'était pas le cas pour les mesures dans le bain.

Ceci nous a permis de calculer la vitesse moyenne du fluide longeant les parois. Cette vitesse ne représente qu'une moyenne sur l'ensemble du cycle, comprenant le mouvement à grande échelle avec une recirculation bien marquée, et une période où les vitesses de recirculation semblent moins marquées.

L'étude est faite sur un ensemble de 512 mesures (espacées de 6 secondes chacune : on ne peut voir que les fréquences inférieures à 1/12 Hz). Les résultats sont similaires pour un ensemble de 1024 mesures, ce qui montre que l'échantillon de 512 mesures est suffisant. Les résultats sont présentés dans les tableaux V.3 et V.4.

H (m) (date de l'essai)	0,05 (19/11)	0,05 (21/11)	0,10 (05/11)	0,10 (07/11)	0,20 (23/10)
Plaque chaude: période (s)	409 (+/-1)	412,5 (+/-2)	327 (+/-4)	351(+/-3)	269 (+/-4)
décalage moyen (s)	14 (+/-3)	13,5 (+/-1)	10,5 (+/-3)	11,5 (+/-1)	9,5 (+/-3)
vitesse moyenne (m/s)	0,010	0,010	0,0125	0,012	0,014
Plaque froide: période (s)	413	415	311	356	
décalage moyen (s)	37(+/-12)	33 (+/-15)		30 (+/-10)	
vitesse moyenne (m/s)	0,009			0,011	
Bain: période (s)	411	416	331	321	237

Tableau V.3 : *Durée d'un cycle (en secondes) pour un flux uniforme*

H (m) (date de l'essai)	0,10 (13/11)	0,20 (29/10)	0,40 (28/11)
Plaque chaude: période (s)	324,5 (+/-2)	269 (+/-11)	318,5 (+/-11)
décalage moyen (s)	10,5 (+/-2)	11 (+/-5)	5 (+/-4)
vitesse moyenne (m/s)	0,0125	0,012	
Plaque froide: période (s)	324		
décalage moyen (s)	28,5 (+/-10)		
vitesse moyenne (m/s)	0,011		
Bain: période (s)	311	266,5	319,5

Tableau V.4 : *Durée d'un cycle (en secondes) pour un flux non uniforme*

Pour les essais manquants (il y a 10 essais en tout), il n'a pas été possible de dégager de période, les signaux n'étant pas suffisamment corrélés (signal de corrélation trop faible). Les cases vides du tableaux correspondent au fait qu'on ne peut pas dégager de valeur moyenne significative sur l'ensemble de thermocouples considérés.

La période et le décalage sont d'autant plus marqués que la hauteur de la cavité est petite. En revanche ces quantités deviennent difficiles voire impossibles à dégager pour $H=0,40\text{m}$. Le phénomène est encore plus marqué dans le cas où la plaque inférieure n'est pas chauffée sur les 0,40 premiers mètres. En revanche, pour une même géométrie de cavité (H constant), on n'observe pas de différence flagrante de durée de cycle avec le mode de chauffage à la plaque inférieure.

Ces deux constatations peuvent donc indiquer un rôle important de la langue froide :

- le fait que le mode de chauffage n'influence pas la durée globale du cycle peut laisser croire que les données importantes à la détermination de la durée de la période sont les conditions limites thermique et cinétique de la langue froide, juste après l'impact sur la plaque de cuivre.

- le fait que la précision du décalage moyen soit moins bonne dans les essais à flux non uniforme peut être expliqué par le fait que, quand la plaque n'est pas chauffée, la langue diffuse jusqu'au moment où elle rencontre un flux thermique 25% plus important que dans les cas à flux uniformes. La langue déjà moins structurée rencontre alors une force ascensionnelle, due au flux de chaleur, plus importante et déstabilisante, induisant des fluctuations.

En ce qui concerne la durée du cycle, il semble qu'elle ait tendance à diminuer pour des hauteurs de cavité plus grandes (excepté pour $H = 0,40\text{m}$). Considérons que la période de recirculation à grande échelle soit liée à l'énergie cinétique de la langue froide, et que la période déstructurée soit régulée par la convection naturelle turbulente entre les deux parois horizontales. On peut alors éventuellement trouver une explication par l'énergie de la langue froide, moins « vigoureuse » quand H est petit, donc nécessitant davantage de temps pour établir un régime de recirculation globale devant la structure établie par convection naturelle.

La vitesse moyenne dégagée est très peu sensible à la hauteur H . On peut toutefois constater qu'elle augmente légèrement avec H . On peut y voir l'influence de l'inertie de la langue froide, qui est directement liée au développement de la couche limite à la paroi latérale froide, et donc d'autant plus grande que la hauteur de la cavité est grande.

Si nous pouvons accéder de façon systématique et précise à la valeur de la durée totale d'un cycle, par le biais d'outils d'analyse de corrélation, il est impossible de déterminer si précisément la durée de la période à grande échelle et de celle de la période déstructurée. Nous ne donnons donc dans le tableau V.5 qu'un ordre de grandeur de ces durées, établi à partir des enregistrements temporels des différentes températures.

H (m)	Déstructuré vers Unicellulaire	Unicellulaire vers Déstructuré
0,05	6 mn (360s)	1 mn (60s)
0,10	3 mn (180s)	2 mn (120s)
0,20	2 mn (120s)	1,5 mn (90s)

Tableau V.5 : *Durée approximative des régimes dit « Déstructuré » et « Unicellulaire »*

Les essais à $H = 0,40$ m ne sont pas étudiés : les gradients de température sont trop petits et trop proches de la précision des thermocouples pour que les fluctuations éventuelles soient significatives.

Les températures subissant une variation cyclique, nous allons analyser dans quelle mesure ces fluctuations interviennent dans le dégagement de valeurs moyennes caractéristiques du comportement thermohydraulique de l'écoulement. *Les figures correspondantes à cette étude sont en Annexe E.*

Dans un premier temps, nous étudions les essais à flux uniformes. Nous verrons ensuite les modifications éventuellement apportées par un chauffage non uniforme.

V.1.3.2. Essais à flux uniforme

V.1.3.2.1. Bilan de puissance

Nous rassemblons dans le tableau suivant le récapitulatif des essais réalisés, en précisant la puissance totale fournie par l'ensemble des éléments chauffants, ainsi que la proportion de cette puissance évacuée par la paroi latérale froide et par la paroi supérieure en résine.

Toutes ces quantités sont suivies d'un nombre entre parenthèses qui correspond à leur écart type, du fait des variations apparues lors du palier d'enregistrement.

Nous mentionnons également la période correspondant au palier d'enregistrement utile à ces mesures.

La dernière colonne du tableau est la valeur moyenne de la température au niveau de l'axe horizontal central du bain.

H (m)	date	palier	P _{tot} (W)	P _{lat} (W)	%P _{tot}	P _{sup} (W)	%P _{tot}	bilan(%)	T _{bain} (°C)
0,05	19/11	1h00	1962 (0,4%)	225 (36%)	11%	1657 (2,4%)	85%	96%	56
	21/11	51mn	1984 (0,7%)	303 (31%)	15%	1689 (1,8%)	85%	100%	55,5
0,10	05/11	1h00	2082 (0,5%)	533 (14%)	26%	1583 (2,2%)	76%	102%	54,5
	07/11	3h00	2018 (0,2%)	809 (10%)	40%	1550 (1,9%)	77%	117%	53,5
0,20	15/10	10mn	2043 (0,2%)	944 (6%)	46%	985 (1,7%)	48%	94%	43,0
	23/10	1h00	2014 (0,4%)	852 (8%)	42%	1104 (1,6%)	55%	97%	43,5
0,40	26/11	3h00	2013 (0,6%)	866 (11%)	43%	832 (2,3%)	41%	84%	33,5

Tableau V.6 : *Récapitulatif des bilans de puissance pour les essais à flux uniforme*

L'essai à H = 0,20m du 15/10 est le premier essai de la campagne. Le palier d'acquisition des données est de 10mn (dû à un incident d'enregistrement), ce qui constitue une durée très réduite pour pouvoir considérer les valeurs comme une moyenne représentative. Nous écartons donc cet essai de l'ensemble des données expérimentales.

En ce qui concerne la puissance évacuée sur la paroi latérale froide, on peut observer que la valeur mesurée par bilan sur l'échangeur est très peu précise (grand écart type) et s'éloigne parfois de beaucoup de la deuxième valeur de puissance latérale mesurée (voir essai H=0,10m du 07/11, bilan à 117%). La précision s'affine un peu quand H augmente, montrant que c'est bien un problème de longueur utile de l'échangeur par rapport aux emplacements de points de mesure d'écart de température nécessaire au bilan (voir § V.1.2.3.4. Mesures à la paroi latérale refroidie).

Les bilans totaux semblent être moins bons au fur et à mesure que H augmente : *les pertes thermiques sur la face avant s'amplifient*. Nous supposons effectivement que les pertes sur la face arrière sont réduites du fait de la présence de deux parois de Plexiglas (une à 13cm de profondeur, délimitant la cavité d'étude, et l'autre à 15cm, délimitant l'installation réelle de la boucle). La surface de la face avant grandit plus rapidement que l'écart de température entre le bain et le milieu extérieur ambiant. Or, la puissance perdue par perte thermique sur cette face est du type :

$$P_{perdue} = L \cdot H \cdot \frac{\lambda_{Plexiglass}}{e_{Plexiglass}} \cdot (T_{face\ interne} - T_{face\ externe}) \quad (V.7)$$

avec $\lambda_{Plexiglas} = 0,21 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $e_{Plexiglas} = 0,005 \text{ m}$, $L = 2 \text{ m}$. On maximise l'écart de température à prendre en compte pour ce calcul, si l'on prend $T_{face\ interne}$ égale à la température moyenne du bain (voir dernière colonne du tableau V.6), et $T_{face\ externe}$ égale à la température du milieu ambiant, à savoir 20°C. On obtient ainsi *un maximum de 8% de perte thermique pour H = 0,05m, 14% pour H = 10m, 20% pour H = 0,20m et 23% pour H = 0,040m*. Les pertes thermiques augmentant rapidement avec la

hauteur H de la cavité, elles sont certainement en grande partie responsables de l'augmentation de la dégradation des bilans thermiques avec H .

Comme la mesure de puissance évacuée par l'échangeur supérieur est très précise, on se fie uniquement au bilan de puissance réalisé par cet échangeur. On calcule alors la puissance évacuée par le côté, en ne supposant aucune perte thermique, et en réalisant le complémentaire, par rapport à la puissance totale imposée, de la puissance évacuée par la paroi supérieure. Ne supposer aucune perte thermique revient à maximiser la puissance évacuée par la paroi latérale. On a alors :

H	P_{lat}	P_{sup}
0,05	15%	85%
0,10	25%	75%
0,20	45%	55%
0,40	60%	40%

Tableau V.7 : Répartition de la puissance évacuée

On constate des variations temporelles du pourcentage de puissance évacuée par l'échangeur supérieur. Elles ont un impact sur la puissance évacuée par la paroi latérale froide : pour $H = 0,05m$, si on ne considère aucune perte thermique, la proportion de la puissance totale évacuée sur le côté est de 15% en moyenne, et varie de $\pm 5\%$, ce qui induit une variation relative de la puissance latérale évacuée de 30%. Cette variation est directement répercutée sur la concentration de flux à la paroi latérale, dans les mêmes proportions.

Les variations temporelles sont aléatoires, sans périodicité pouvant être corrélée à l'alternance de structure de l'écoulement.

V.1.3.2.2. Les champs de température

Les courbes relatives aux champs de température sont rassemblées en Annexe E.

- Profil de température sur l'axe central du bain :

On observe l'établissement d'un gradient de température monotone et constant le long de l'axe central horizontal du bain. Il est faible pour les hauteurs de 0,40 et 0,20 m (respectivement 1 et 1,5 °C). En revanche il devient plus important pour les cavités plus petites : la valeur moyennée sur l'ensemble des données du palier d'enregistrement est d'environ 4°C ($\pm 1^\circ\text{C}$ pendant ce palier) de gradient pour $H = 0,10$ m et d'environ 10°C ($\pm 2^\circ\text{C}$) pour $H = 0,05$ m. En effet, nous avons :

H/L	0,025	0,05	0,10
Plage d'évolution du gradient thermique (°C)	8-12	3-5	1-2

Tableau V.8 : *Variation du gradient de température dans le bain*

Il semble que le gradient le plus faible corresponde à la période dite déstructurée, où la structure de l'écoulement tend à une homogénéisation des températures. Le gradient le plus fort reflète alors le régime dit unicellulaire provoqué par la langue froide. Ainsi, l'alternance des différents régimes n'arrive pas à faire complètement disparaître le gradient de température, dont la valeur moyenne reste représentative du champ de température sur l'ensemble des structures de l'écoulement.

Nous pouvons noter que la température du thermocouple situé à 2 cm de la plaque latérale froide varie très peu : par exemple, pour $H = 0,05$ m la température du premier thermocouple proche de la paroi latérale froide varie de moins de 1°C contre environ 3°C pour le thermocouple suivant. Elle semble complètement indépendante du régime de la structure de l'écoulement, et plutôt fixée et stabilisée par l'équilibre thermique avec la paroi froide.

Le maximum de variation est observé pour les thermocouples les plus éloignés de la paroi latérale froide. Ce sont ceux qui sont le moins susceptibles de subir l'influence de cette paroi froide.

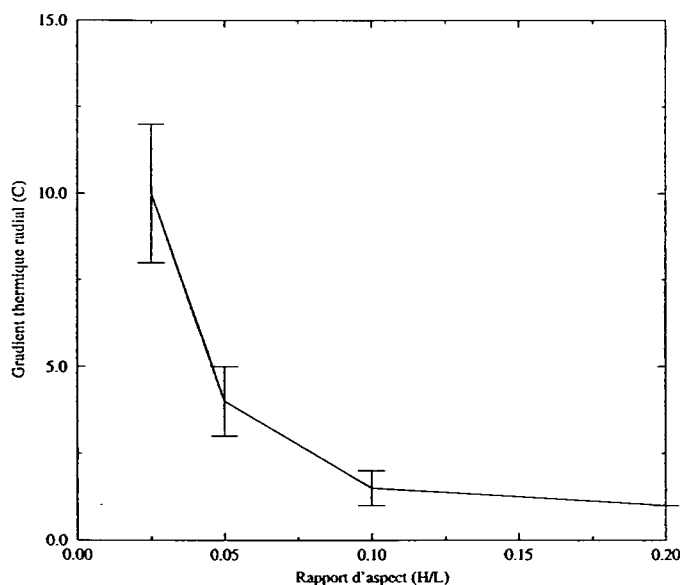


Figure V.12 : *Gradient radial expérimental de température en fonction du rapport d'aspect*

La conséquence immédiate de ce gradient est une baisse de température près de la paroi latérale froide, réduisant ainsi le flux latéral et ainsi la concentration de flux.

En effet, considérons que le flux latéral est proportionnel à $(T_{\text{bain}} - T_{\text{slf}})^{5/4}$ pour le régime laminaire ($H = 0,05\text{m}$ et $0,10\text{m}$) et à $(T_{\text{bain}} - T_{\text{slf}})^{4/3}$ pour le régime turbulent. Si on prend la température la plus basse (proche de la paroi latérale) pour T_{bain} au lieu de la température moyenne, on constate une baisse sur le flux de 10% pour $H = 0,05\text{m}$, 5% pour $H = 0,10\text{m}$ et environ 2% pour $H = 0,20\text{m}$ et $0,40\text{m}$. Nous verrons que le phénomène de concentration de flux reste tout de même important, notamment pour $H = 0,05\text{m}$.

- Profil de température sur la plaque chaude inférieure :

La température le long de la plaque chaude suit deux comportements distincts (voir figure V.13) :

- une première partie sur la distance L_f , où la température à la surface du cuivre, très basse au départ, augmente de façon très rapide avec la distance à la paroi froide. Par exemple pour $H = 0,05\text{m}$, la langue froide est de l'ordre de 30°C à proximité de la paroi latérale, et la paroi en cuivre doit être proche de 30°C , pour un bain localement à 50°C à sa mi hauteur.

- une deuxième partie, après L_f , où la température à la surface du cuivre continue toujours à augmenter, mais le gradient de température est plus faible, et identique à celui observé sur l'axe central dans le bain.

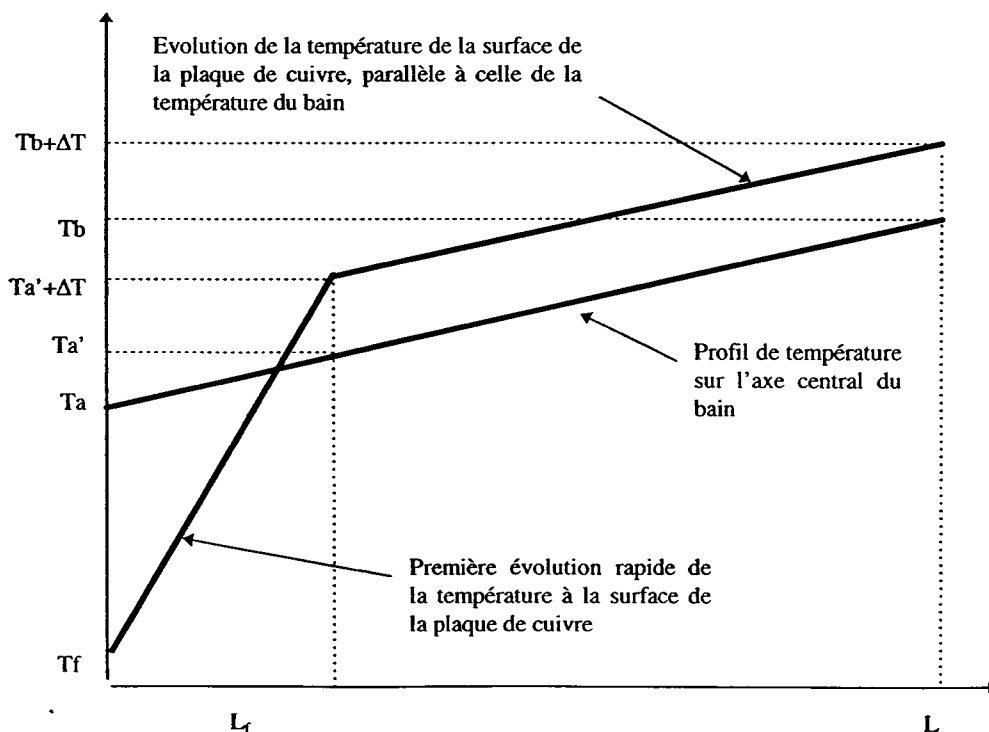


Figure V.13 : Schéma de l'évolution de la température de la surface de cuivre par rapport à celle du bain

Nous avons représenté la première évolution rapide par une droite. Ce n'est qu'une schématisation.

La surface de la plaque de cuivre proche de la paroi latérale est très froide, parce qu'elle est en contact avec la langue froide, issue de la couche limite descendante qui vient de heurter la plaque. On suppose que le coefficient d'échange de chaleur à cet endroit est très grand, du type d'un coefficient de convection forcée. La surface du cuivre est donc à une température proche de celle de la langue froide.

L'évolution de ce coefficient de transfert de chaleur, sur la distance L_f , va faire progresser la température de la surface en cuivre jusqu'à un régime de convection naturelle classique, régime valable sur le reste de la plaque. A flux constant, en convection naturelle turbulente horizontale, le coefficient d'échange de chaleur est constant, de même que l'écart de température entre la plaque et le bain. C'est pourquoi la plaque suit la même évolution de température que le bain.

Si on définit donc L_f par la distance sur laquelle le profil de température à la plaque n'est pas parallèle à celui de la température au centre du bain, on a, en fonction de la hauteur de la cavité l'évolution suivante :

H/L	0,025	0,05	0,10	0,20
L_f (m)	0,45	0,55	0,65	0,90

Tableau V.9 : Evolution de L_f avec le rapport d'aspect

Ces données sont très approximatives puisque nous ne disposons que d'une mesure de température tous les 0,133 m, avec le deuxième thermocouple hors d'usage (à 0,266m). La précision de ces mesures est ainsi de +/-0,13m. Ainsi, pour les cavités à $H = 0,05$ m ($H/L = 0,025$), et $H = 0,10$ m ($H/L = 0,05$), seuls deux thermocouples donnent des indications la longueur L_f . Pour les grandes hauteurs, la rupture de pente est difficilement décelable car la première mesure de température est déjà proche de l'écart maximum de température avec le bain.

L'alternance périodique des deux régimes est visible par l'évolution périodique également des températures à la surface de la plaque de cuivre. Les fluctuations engendrées par cette alternance sont toutefois très réduites (de l'ordre de 2°C), si on les compare aux gradients de températures observés le long de la plaque (20°C sur $L_f = 0,45$ m pour $H = 0,05$ m). Nous ne pouvons pas analyser l'influence de cette périodicité sur la longueur L_f , le nombre de points de mesures étant insuffisant.

Par ailleurs, on constate une périodicité spatiale dans le profil de température le long de la paroi en cuivre, qui s'organise tous les 0,40 m, comme un mouvement ondulé, quels que soient l'essai et la répartition de puissance considérés. On peut certainement attribuer cette variation de température au système de chauffage (0,40m correspond à la longueur d'un élément chauffant), même si plaque de cuivre doit effacer la plus grande partie des discontinuités du fait de sa forte conductibilité thermique.

- Profil de température à la paroi supérieure en résine

D'une manière générale, le profil de température le long de la surface en résine suit une évolution similaire à celui sur l'axe central du bain : l'écart de température avec le reste du bain est quasi constant tout le long de la cavité.

La température à la surface en résine subit elle aussi des fluctuations de l'ordre de 2°C quelle que soit la hauteur de la cavité. Il ne semble pas y avoir de profil type correspondant à un régime ou à un autre.

- Profil vertical de température dans le bain à 0,20m de la paroi latérale froide

D'une manière générale, le profil de température sur l'axe vertical situé à 0,20 m de la paroi latérale refroidie est quasiment plat, excepté à la base, près de la paroi inférieure chaude, où on observe une baisse de température (environ 1 à 2°C) immédiatement suivie d'une hausse pour atteindre la température généralement plus chaude de la plaque inférieure. C'est la trace de la circulation de la langue froide provenant de la paroi latérale froide et qui longe la paroi chaude.

On observe le même phénomène à proximité de la paroi chaude, laissant supposer quant à lui, le passage d'un courant plus chaud que le reste du bain. L'augmentation de température constatée est beaucoup plus réduite (~0,5°C).

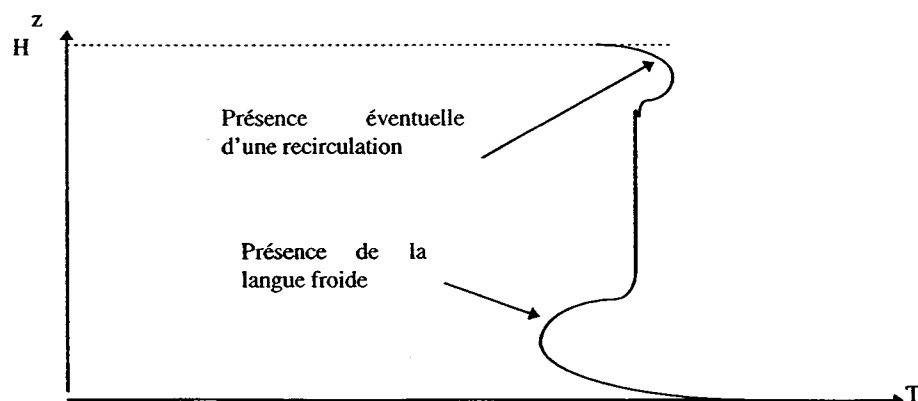


Figure V.14 : Schéma du profil de température à 0,20cm de la paroi latérale froide

Le profil de température est peu variable le long d'un cycle. En réalité, le gradient de température sur la hauteur de la cavité est périodique, pulsé autour d'un gradient très faible, comme on l'a mentionné au paragraphe précédent.

Le profil tend à s'aplanir lors de la période dite déstructurée, correspondant alors à un régime de convection naturelle type Rayleigh-Bénard (le profil est plat et le gradient de température a lieu dans les couches limites aux parois horizontales). Le profil s'incline davantage pour l'autre régime.

On note un comportement étrange et différent des autres essais pour le profil de l'essai à $H = 0,05$ m du 19/11 (Annexe E). Il peut être lié à une défaillance de thermocouple.

V.1.3.2.3. Le flux à la paroi latérale froide

- Les flux locaux

Nous pouvons constater que, sauf pour les essais à 0,40 m, le flux local est maximum en haut de la cavité (le fluide est plus chaud), puis réduit rapidement sur le tiers plus haut de la paroi. Il diminue ensuite beaucoup moins rapidement. Pour l'essai à 0,40 m de hauteur, le flux local est très perturbé, mais semble n'accuser aucun maximum remarquable.

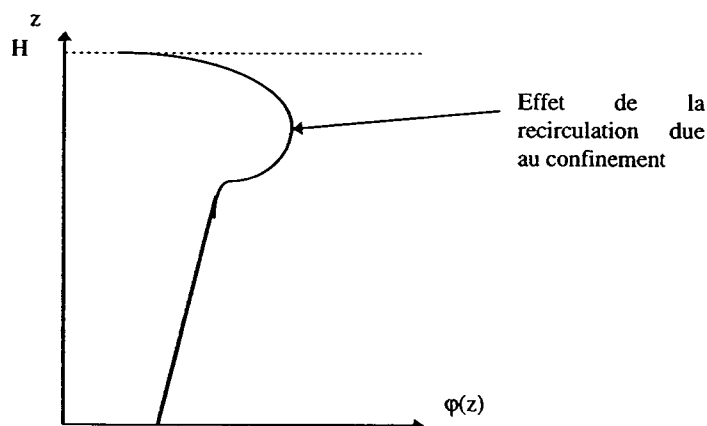


Figure V.15 : Profil de flux locaux à la paroi latérale froide

- Concentration de flux moyen

Nous pouvons directement obtenir la concentration de flux moyen à la paroi latérale en reprenant le bilan de puissance de chaque essai. Nous ne supposons aucune perte thermique et nous utilisons le complémentaire de la puissance mesurée à la paroi supérieure par rapport à la puissance injectée dans le bain. La concentration de flux étant définie par le rapport du flux moyen à la paroi latérale froide sur le flux imposé par la plaque chauffante, nous avons, sur l'ensemble des essais :

H/L	0,025	0,05	0,10	0,20
Φ_{lat}/Φ	6,1 (+/-0,1)	4,8 (+/-0,2)	4,3 (+/-0,2)	3,0 (+/-0,1)

Tableau V.10 : Concentration de flux expérimental en fonction du rapport d'élancement

Nous avons indiqué en barre d'erreur les variations possibles de la concentration de flux induites par les fluctuations de +/-5% autour de la valeur de la puissance évacuée par la paroi supérieure. Ces variations correspondent donc en pourcentage à $5/(1-P_{sup}(\%))$.

La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus avec le modèle point (développé au paragraphe V.1.1.3.2. Pré-calculs : modèle point) est représentée par le graphe suivant. Nous avons également placé la concentration de flux calculée à partir de la mesure directe de la puissance latérale évacuée par l'échangeur latéral.

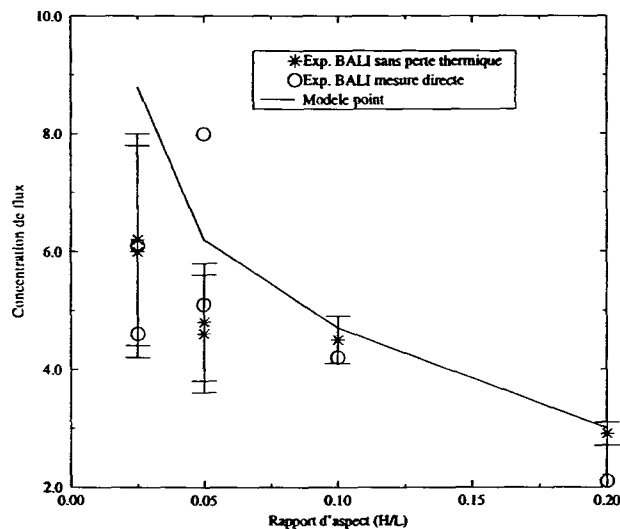


Figure V.16 : Concentration de flux expérimentale et issue du modèle en fonction du rapport d'aspect

Les résultats obtenus par le modèle point sont surestimés par rapport aux résultats expérimentaux.

Pour des faibles hauteurs de bain, nous constatons également les fortes variations occasionnées par les fluctuations sur le pourcentage de la puissance évacuée en paroi supérieure.

Cependant, en valeur moyenne nous constatons une surestimation de la concentration de flux à la paroi latérale calculée par le modèle point, qui va jusqu'à de 30% pour $H = 0,05m$ en comparaison aux résultats expérimentaux. Cette divergence s'amointrit pour être quasi nulle pour $H = 0,40 m$.

Les concentrations de flux obtenues par mesure directe de la puissance évacuée sur la paroi latérale froide sont dispersées. C'est pourquoi nous préférons tenir compte des valeurs obtenues en ne considérant aucune perte thermique.

V.1.3.3. Essais à flux non uniformes

V.1.3.3.1. Bilan de puissance et flux

Trois essais ont été réalisés, avec un flux non uniforme imposé à la paroi inférieure en cuivre. Pour ces essais, on a imposé un flux nul sur les 40 cm les plus proches de la paroi latérale froide, et un flux uniforme sur le reste de la plaque, de façon à conserver une puissance totale de environ 2 kW (flux imposé : 9600 W/m^2). Le tableau récapitulatif des essais est similaire au tableau V.6.

H (m)	date	palier	P_{tot} (W)	P_{lat} (W)	% P_{tot}	P_{sup} (W)	% P_{tot}	bilan(%)	T_{bain} (°C)
0,10	13/11	3h30	2033 (0,7%)	373 (30%)	18%	1526 (1,8%)	75%	93%	53,0
0,20	29/10	3h00	1982 (0,6%)	796 (8%)	40%	1135 (1,8%)	52%	92%	41,0
0,40	28/11	2h00	2020 (0,3%)	948 (9%)	47%	826 (2,3%)	41%	88%	33,5

Tableau V.11 : *Récapitulatif des bilans de puissance pour les essais à flux non uniformes*

On constate un comportement identique en terme de bilan de flux, que le mode de chauffage soit à flux uniforme ou non. Ainsi, le facteur prépondérant dans la répartition de puissance aux parois est, outre la hauteur H de la cavité, la puissance totale injectée, plutôt que l'intensité du flux imposé en partie inférieure. Les essais à flux uniformes complètent ainsi le tableau V.7 .

Comme conséquence directe, la concentration de flux à la paroi latérale froide suit la même évolution avec la hauteur H de la cavité.

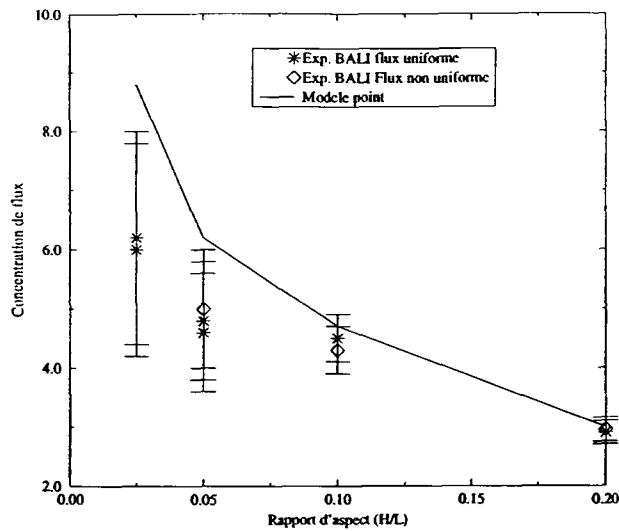


Figure V.17 : Concentration de flux expérimentale (essais à flux uniforme et non uniforme) et issue du modèle point

Les flux locaux à la paroi latérale froide sont similaires à ceux obtenus avec un chauffage à flux uniforme, confirmant le peu d'influence de l'intensité du flux imposé.

V.1.3.3.2. Les profils de température

Les profils de température le long de la cavité sont présentés sur la figure suivante :

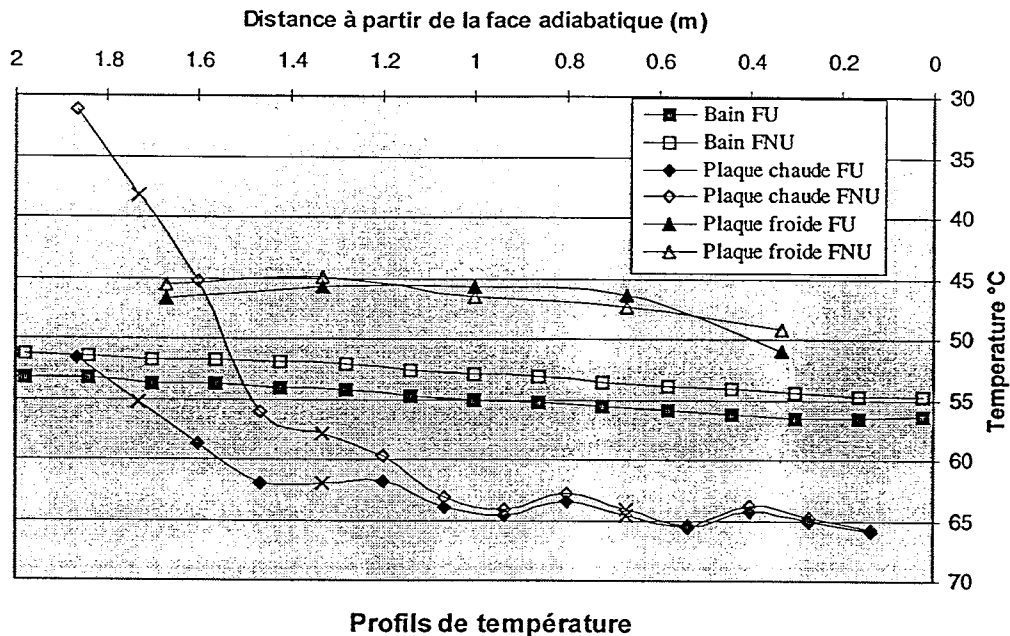


Figure V.18 : Comparaison des profils de température à flux uniforme (FU) ou non uniforme (FNU) pour une cavité $H = 0,10\text{m}$ et $P_{\text{tot}} \sim 2\text{kW}$

Remarques générales :

- pour le profil de température à la face chaude, les points de mesure en forme de croix sont interpolés : le thermocouple concerné est hors d'usage.
- attention à la lecture de l'abscisse : $x=2\text{m}$ correspond au côté de la paroi latérale refroidie, donc $x=0$, et inversement : les distances sont comptées ici à partir de la face latérale adiabatique.

Se retrouvent inchangés :

- le gradient de température le long de l'axe central du bain (les températures locales sont toutefois légèrement inférieures pour un flux non uniforme, car le flux imposé étant plus grand, l'écart de température résultant entre la plaque et le bain également. Les conséquences sont minimales sur le flux latéral à la paroi)
- le profil de température à la paroi supérieure en résine
- le profil de température à la paroi en cuivre, tant qu'il n'est pas perturbé par la langue froide (deuxième partie de la plaque en cuivre)

Les seules modifications apportées par le fait d'imposer un flux nul sur les 40 cm les plus proches de la paroi froide, sont :

- l'évolution de la température le long de la plaque de cuivre en contact avec la langue froide : la paroi en cuivre est beaucoup plus froide sur cette distance, particulièrement sur les 40 premiers centimètres après avoir heurté la paroi, puisque la plaque n'est pas du tout chauffée. La plaque reflète ainsi l'évolution de la température dans la langue froide, via un coefficient d'échange de chaleur qui est au départ très petit. En effet, la température du premier thermocouple indique une température de paroi très froide (environ 30°C sur la figure V.18), de l'ordre de la température de la langue froide, si on suppose que la température initiale correspond à celle dans la couche limite descendante juste avant de heurter la plaque (lois classique de convection naturelle verticale). On ne peut pas définir de longueur L_f , car le flux est mal connu et variable sur la distance.

- le profil de température à 0,20m de la paroi latérale froide : à la base de la cavité, on constate une chute importante de la température (environ 15°C), reflétant ainsi la température de la langue froide, qui n'est pas réchauffée par un flux thermique comme c'était le cas dans les essais à flux uniformes.

V.1.3.4. Conclusion

Une série de dix essais a été réalisée avec une puissance totale de chauffage de l'ordre de 2kW. La puissance est soit uniformément répartie le long des $L=2m$ des différentes cavités, soit uniquement sur les quatre cinquièmes les plus éloignés de la paroi latérale froide, induisant un flux déclinant à mesure qu'on se rapproche de cette paroi. Les hauteurs exploitées pour ces cavités sont 0,05m, 0,10m, 0,20m et 0,40m.

Il se développe une langue froide le long de la paroi latérale refroidie. Cette langue vient heurter la plaque inférieure en cuivre, puis la longe tout en se réchauffant à son contact sur une distance L_f avant de rejoindre l'écoulement central de la cavité.

La langue froide crée un mouvement de recirculation dans la cavité. Périodiquement, ce mouvement est partiellement effacé pour laisser place à un régime d'inter-pénétration de thermiques entre les parois horizontales de la cavité. Ce régime dure plus longtemps que celui de recirculation globale pour les hauteurs les plus faibles, mais la durée des deux régimes tend à s'homogénéiser pour $H = 0,20m$. Cette description de l'écoulement est identique quelle que soit la répartition de puissance sur la plaque inférieure.

On considère plusieurs quantités physiques (concentration de flux, L_f , gradient radial de température) qui subissent de façon plus ou moins marquée l'alternance des régimes mentionnés auparavant, mais dont la moyenne temporelle sur l'ensemble des deux régime reste significative :

- le bilan de puissance aux parois latérale et supérieure, *induisant une concentration de flux à la paroi latérale* d'autant plus importante que la hauteur de la cavité est petite. Pour les faibles hauteurs de cavités, ces concentrations de flux sont bien inférieures aux résultats des pré-calculs effectués par un modèle point où le bain est considéré isotherme.

- *une longueur L_f* , interprétée comme la distance efficace (d'existence) de la langue froide le long de la paroi chaude en cuivre. Cette longueur, à même flux imposé à la plaque chaude, semble uniquement liée aux conditions thermiques et cinétiques de la couche limite froide développée le long de la paroi latérale froide.

- *un gradient radial de température* monotone le long de l'axe central horizontal de la cavité. Ce gradient augmente très rapidement quand H diminue. A hauteur H fixe, il est identique quelle que soit la répartition de puissance à la plaque chaude. Il explique pourquoi on trouve une concentration de flux inférieure à celle prédite par le modèle point où aucun gradient n'est pris en compte.

Le mode de chauffage (flux uniforme ou non) n'influence pas les principaux résultats qui concernent particulièrement notre étude, à savoir la température dans le bain, la répartition de puissance et la concentration de flux à la paroi latérale.

V.2. SIMULATION NUMERIQUE DIRECTE AVEC TRIO_U

Nous avons eu l'opportunité de réaliser une simulation numérique directe de l'expérience BALI - Métal. L'objectif de cette simulation est de retrouver les résultats globaux constatés lors des expérimentations (gradient radial de température, répartition de la puissance aux frontières du domaine, alternance de deux régimes d'écoulement...). Si ces résultats sont globalement retrouvés, nous pourrions alors supposer que la simulation est représentative de l'expérience, et nous pourrions compléter les données expérimentales par les résultats numériques, en plaçant des "sondes" aux endroits qui nous intéressent pour la modélisation de notre écoulement.

Comme nous le verrons lors du dimensionnement du maillage, nous nous limitons à la simulation de la cavité de plus faible hauteur ($H=5\text{cm}$), non seulement parce que les phénomènes de concentration de flux et de gradient de température sont les plus marqués, mais aussi pour réduire le nombre de mailles et le temps de calcul.

V.2.1. Présentation de Trio_U

V.2.1.1. Modélisation physique

Le code de simulation Trio_U Version 1 est dédié aux études de thermohydrauliques pour les écoulements *monophasiques* de fluides newtoniens, incompressibles et faiblement dilatables en régime laminaire ou turbulent. L'hydraulique et la thermique sont couplées par le terme de gravité (hypothèse de Boussinesq). Il y a également un couplage du calcul thermohydraulique fluide avec le calcul thermique de paroi. Le calcul peut tenir compte du transport de scalaires passifs, de termes sources de chaleur, de quantité de mouvement, de pertes de charge régulière ou singulière et de la prise en compte de porosités. La Version 1.1 du code permet en plus de simuler les écoulements compressibles de gaz parfaits ou de gaz réels.

En ce qui concerne les géométries envisagées, ce sont des domaines 2D ou 3D décrits en coordonnées cartésiennes ou cylindriques, sans paroi inclinée.

Les équations générales du module incompressible sont :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V} - \nu \nabla \vec{V}) = -\vec{\nabla} P + \vec{F} \quad \text{avec} \quad \vec{F} = -\beta_T (T - T_0) - \sum_{const} \beta_C (C - C_0) \quad (\text{V.8})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} T - \alpha \vec{\nabla} T) = Q$$

En ce qui concerne la modélisation de la turbulence, il y a deux approches possibles : une approche moyennée (modèle (k, ϵ)), ou une simulation des grandes échelles (modèle fonction de structure, modèles Smagorinsky et dynamique). Les lois de parois associées à la modélisation de la turbulence sont communes aux 2 approches.

Nous ne développons pas cette modélisation, car nous n'utilisons pas de modèle de turbulence dans notre simulation de BALI - Métal, car les vitesses mises en jeux sont faibles, même dans la langue froide ($Re \sim 400$). Nous ferons une simulation numérique directe : soit Δ la taille du pas du maillage, on ne simule pas les tourbillons de taille inférieure à Δ , responsables de la dissipation de l'énergie en cas de turbulence.

V.2.1.2. Modélisation numérique

Nous utilisons le module VDF de Trio_U.

V.2.1.2.1. Discrétisation spatiale

La discrétisation en espace, est dite volumes finis (intégration des équations sur des volumes de contrôle). Le calcul de flux aux faces est réalisé avec des grandeurs approximées par différences finies.

Cette méthode est limitée aux maillages structurés. Nous présentons la discrétisation en espace pour Navier-Stokes incompressible.

- Maillages entrelacés

On distingue plusieurs maillages, que ce soit pour les termes scalaires, ou les termes vecteurs :

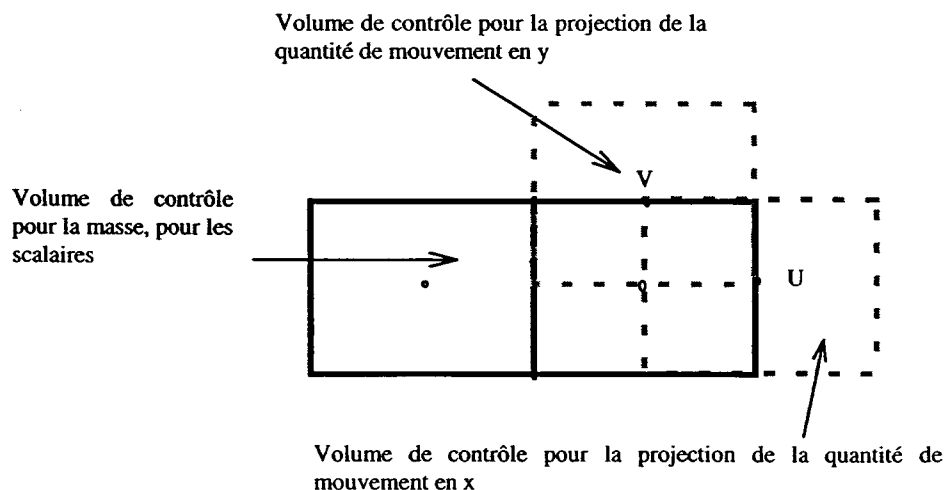
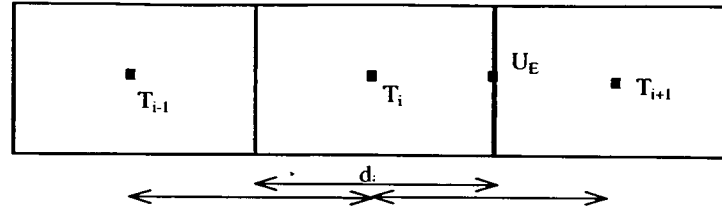


Figure V.19 : Principe des maillages entrelacés (ou décalés)

- Discrétisation des termes convectifs

Exemple des scalaires



$$\Phi_E(T) = U_E T_E \text{ avec } U_E \text{ la valeur nodale, } T_E \text{ à évaluer.}$$

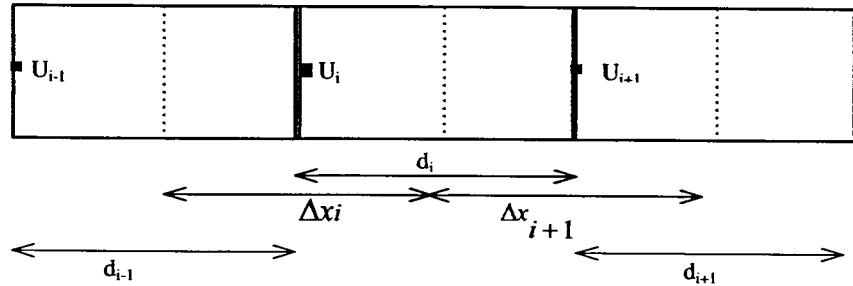
$$\text{Avec un schéma amont ordre 1, on a : } T_E = \begin{cases} T_i & \text{si } U_E > 0 \\ T_{i+1} & \text{si } U_E < 0 \end{cases}$$

Nous utilisons un schéma Quick ordre 3. Nous obtenons alors :

$$T_E = \frac{1}{2}(T_i + T_{i+1}) - \frac{1}{8}\Delta x_i^2 CURV$$

$$CURV = \frac{1}{d_{ip}} \left(\frac{(T_{ip+1} - T_{ip})}{\Delta x_{ip}} - \frac{(T_{ip} - T_{ip-1})}{\Delta x_{ip-1}} \right) \text{ avec } \begin{cases} ip = i & \text{si } U_E > 0 \\ ip = i+1 & \text{si } U_E < 0 \end{cases} \quad (V.9)$$

Termes convectifs en quantité de mouvement



$$\Phi_i = \vec{U} \cdot \vec{n} \tilde{U}_i \text{ avec } \vec{U} \cdot \vec{n} = \frac{1}{2}(U_i + U_{i+1}), \text{ avec } \tilde{U}_i \text{ à évaluer.}$$

$$\text{Avec un schéma amont ordre 1, on obtient : } \tilde{U}_i = \begin{cases} U_i & \text{si } \vec{U} \cdot \vec{n} > 0 \\ U_{i+1} & \text{si } \vec{U} \cdot \vec{n} < 0 \end{cases}$$

Nous utilisons un schéma Quick ordre 3. Nous obtenons alors :

$$\tilde{U}_i = \frac{1}{2}(U_i + U_{i+1}) - \frac{1}{8}d_i^2 CURV$$

$$CURV = \frac{1}{\Delta x_{ip}} \left(\frac{(U_{ip+1} - U_{ip})}{d_{ip}} - \frac{(U_{ip} - U_{ip-1})}{d_{ip-1}} \right) \text{ avec } \begin{cases} ip = i & \text{si } \vec{U} \cdot \vec{n} > 0 \\ ip = i+1 & \text{si } \vec{U} \cdot \vec{n} < 0 \end{cases} \quad (V.10)$$

Le schéma Quick est à un ordre supérieur au schéma d'ordre 1. Il est susceptible de donner lieu à des oscillations numériques.

Les termes diffusifs (visqueux, thermiques et turbulents) sont discrétisés en espace à l'aide d'un schéma aux différences finies centré.

V.2.1.2.2. Discrétisation temporelle (Version1)

Nous disposons des schémas d'Euler et de Runge - Kutta semi-implicite : les termes sources et flux surfaciques sont explicités et la pression est implicite. Plusieurs schémas sont possibles : Euler ordre 1, Runge-Kutta ordre 2, Runge-Kutta ordre 3, implications partielle et totale.

Le pas de temps de stabilité est calculé de la manière suivante :

Les termes convectif et diffusifs sont explicites, ce qui induit une limitation sur le pas de temps de calcul. Le pas de temps convectif et le pas de temps diffusif sont définis par :

$$\Delta t_{conv} = \frac{1}{\text{Max}_{elem} \left(\frac{|u|}{\Delta x} + \frac{|v|}{\Delta y} + \frac{|w|}{\Delta z} \right)} \quad \text{et} \quad \Delta t_{diff} = \text{Min}_{elem} \left(\frac{1}{v_{elem} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)} \right) \quad (\text{V.11})$$

Le pas de temps de stabilité global est alors :

$$\Delta t_{calcul} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta t_{conv}} + \frac{1}{\Delta t_{diff}} \right)} \quad (\text{V.12})$$

On fait alors une résolution système linéaire en pression (gradient conjugué avec préconditionnement SSOR).

V.2.1.2.3. Conditions aux limites

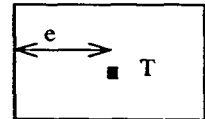
Il n'y a pas de condition par défaut. Il faut définir les conditions de périodicité, aux limites hydrauliques, aux limites thermiques, aux limites transport scalaires passifs, et les conditions aux limites turbulentes. Nous présentons ici les conditions aux limites hydrauliques et les conditions aux limites thermiques.

- Conditions aux limites hydrauliques : elles correspondent à une entrée ou une sortie de fluide (vecteur vitesse imposé, pression imposée à l'extérieur, gradient de pression imposé à l'extérieur), ou à des conditions de parois avec adhérence (paroi fixe, paroi défilante), conditions de symétrie.

- Conditions aux limites thermiques : elles sont associées à une entrée ou une sortie de fluide (température imposée, frontière ouverte avec température à l'extérieur donnée en cas de recirculation) ou associées à une paroi (paroi adiabatique, flux de chaleur imposé, échanges imposés : température externe imposée et coefficient d'échange imposé).

Il y a deux types : échange global ou échange externe :

T_{ext}



échange global :

$$\boxed{\varphi = h_{imp} \cdot (T - T_{ext})} \quad (V.13)$$

échange externe, en l'absence de lois de paroi :

$$\boxed{\varphi = h \cdot (T - T_{ext}) \text{ avec } \frac{1}{h} = \frac{1}{h_{imp}} + \frac{e}{\lambda}} \quad (V.14)$$

- Conditions aux limites de contact : problèmes couplés

Calcul du flux thermique entre les deux milieux

$$\boxed{\varphi = h \cdot (T_1 - T_2) \text{ avec } \frac{1}{h} = \frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{1}{val_h_contact} + \frac{d_2}{\lambda_2}} \quad (V.15)$$

d_i distance entre le noeud où est localisée T_i et la frontière de contact, et $val_h_contact$: caractérise le contact entre les deux milieux (contact parfait : $val_h_contact$ infinie).

V.2.2. Mise en place du calcul

V.2.2.1. Les domaines et les conditions limites et initiales

Nous avons trois domaines à décrire : le domaine fluide (eau), et les domaines solides (cuivre et résine)

- la cavité fluide (eau) a pour dimensions 5cm de hauteur et 2m de longueur. Les propriétés physiques de l'eau sont fonction de la température. On impose une condition limite d'adhérence avec les parois.

- la plaque de cuivre (5mm d'épaisseur et 2m de longueur) est en frontière inférieure du domaine fluide. Le contact à la surface supérieure du cuivre, avec l'eau, est supposé parfait (pas de résistance

de contact). A sa surface inférieure, on impose un flux constant $\varphi=7700\text{W/m}^2$ ($P_{\text{tot}}\sim 2\text{kW}$). Les côtés sont adiabatiques.

- la plaque en résine Epoxy (4,1mm d'épaisseur et 2m de longueur) est en frontière supérieure du domaine fluide. Le contact avec l'eau est également supposé parfait. On impose une température uniforme de 0°C à sa surface supérieure (on néglige le transfert thermique par convection forcée dans l'échangeur). Les côtés sont adiabatiques. La conductibilité thermique de la résine est fonction de la température (voir Annexe A).

- une température uniforme de 0°C est imposée à la surface latérale gauche (le code peut pas simuler le changement de phase, donc la formation de la glace).

- une condition d'adiabaticité est imposée en surface latérale droite.

Les conditions initiales thermiques imposées sont 55°C pour l'eau, 60°C pour le cuivre, et 25°C pour la résine. Le fluide est initialement au repos.

V.2.2.2. Maillage

Nous avons opté pour un maillage régulier. C'est un moyen de s'affranchir sur toute discussion de l'influence des rapport d'aspect des mailles *sur le résultat du calcul de l'écoulement*.

Le choix de la taille des mailles provient de l'estimation de la taille des couches limites thermiques aux limites du domaine fluide :

- pour la paroi en cuivre : elle est chauffée en sa surface inférieure à flux uniforme, égal à 7700W/m^2 . Une estimation de l'épaisseur de couche limite thermique est donnée par : (φ le flux, ΔT , l'écart de température entre le fluide et la surface)

$$e = \frac{\lambda}{\varphi} \cdot \Delta T \quad (\text{V.16})$$

Sachant que d'après l'expérience, $\Delta T \sim 10^\circ\text{C}$, on obtient alors pour la couche limite en contact avec le cuivre, $e \sim 1.10^{-3}\text{m}$, si l'intégralité du flux se retrouve en sa surface supérieure ($\varphi = 7700\text{W/m}^2$). C'est également l'ordre de grandeur de la couche limite thermique en contact avec la surface en résine (même ordre de grandeur de flux et d'écart de température).

- pour la paroi latérale : sa température de surface est de 0°C . Le flux moyen est calculé, en tenant compte que 15% de la puissance totale injectée ($\sim 2\text{kW}$) est évacuée sur cette surface de 5cm de

hauteur, et 13cm de profondeur. Le flux moyen est donc de 46kW/m^2 . L'écart de température ΔT à prendre en compte est de l'ordre de 50°C . On obtient une épaisseur de couche limite thermique pour la paroi latérale froide de l'ordre de $0,7 \cdot 10^{-3}\text{m}$.

Nous avons donc pris un maillage régulier de mailles de $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ dans le domaine fluide.

Les températures étant définies au centre des mailles, la distance de la paroi au centre de la première maille est de $0,5 \cdot 10^{-3}\text{m}$. Nous ne décrivons donc les couches limites thermiques que par une seule maille. Cependant, au total, nous avons 50 mailles en hauteur ($H=5\text{cm}$), et 2000 mailles en longueur ($L=2\text{m}$), ce qui représente un total pour le domaine fluide de 10^5 mailles.

Si on veut décrire de façon plus précise les couches limites thermiques, et si on veut garder un maillage régulier uniforme, le temps de calcul augmente très rapidement. En effet, diviser la taille des mailles par deux revient à multiplier le nombre de mailles par 4. Si le pas de temps limitant est le pas de temps de convection, on multiplie le temps de calcul par deux. Si c'est le pas de temps de conduction, on le multiplie par quatre. De plus, la résolution du gradient conjugué étant proportionnelle à la racine carrée du nombre de mailles, la durée de résolution est également multiplié par deux ($2 = \sqrt{4}$). Au total, le temps de calcul est multiplié par 4, voire 8, alors qu'on n'aura que deux mailles pour décrire la couche limite thermique.

Le gain étant faible par rapport à l'allongement du temps de calcul, nous avons décidé de rester au maillage à 10^5 mailles dans le volume fluide.

Dans les domaines solides, nous imposons deux mailles sur l'épaisseur (donc 2,5mm sur 1mm pour le cuivre, et 2,05mm sur 1mm pour la résine).

V.2.2.3. Modèles et schémas numériques

Le calcul est une simulation numérique directe 2D : nous supposons que les phénomènes physiques sont essentiellement bidimensionnels (recirculation globale, comme interpénétration de thermiques).

Nous recherchons un régime pseudo permanent : nous optons pour un schéma d'Euler explicite, et une discrétisation des termes convectifs par le schéma de Quick ordre 3. Le calcul est parallélisé sur 10 processeurs de Cray T3E.

V.2.2.4. Mise en place de sondes

En plus d'un enregistrement des champs de température et de vitesses toutes les 30 secondes de temps réel et sur l'ensemble des domaines dans chaque maille du système, nous disposons de sondes que nous pouvons placer afin d'obtenir des enregistrements avec une fréquence indépendante (nous l'avons fixée à 3s) d'un point ou d'une coupe (droite pour calcul 2D, plan pour calcul 3D).

Pour contrôler la cohérence du calcul, nous avons placé plusieurs coupes :

- sur l'axe central horizontal du bain
- au centre de la paroi en cuivre. On considère que la température du cuivre est quasi - uniforme sur son épaisseur. Nous pouvons ainsi comparer le profil de température avec celui de la température de la plaque cuivre obtenu expérimentalement.
- au centre de la paroi en résine et sur la dernière maille fluide en contact avec la résine. Nous pouvons ainsi remonter à la température de surface de la résine, et au flux évacué à cette surface.
- le long de la plaque latérale froide, afin de calculer le profil de flux et de faire le bilan d'énergie évacuée à cette surface.

Afin de compléter la base de données fournies par l'expérience BALI - Métal, nous plaçons également des sondes afin d'obtenir des coupes :

- horizontales sur 1cm (à partir de la plaque verticale froide), à des hauteurs de 0,95cm, 1,95cm, 2,95cm, et 3,95cm. Ces coupes vont permettre d'étudier le développement de la couche limite froide le long de la paroi latérale.
- verticales sur la mi - hauteur inférieure de la cavité (2,5 cm à partir de la plaque de cuivre), à 0,45cm, 0,95cm, 4,95cm, 9,95cm, 19,95cm, 29,95cm et 39,95cm de la paroi latérale froide. Ces coupes vont permettre de visualiser l'évolution des profils de vitesse et de température, et ainsi dégager l'évolution de la langue froide.
- horizontales dans le domaine fluide, à 0,5mm, 1,5mm et 2,5mm de la paroi en cuivre. Ces coupes seront peut-être indicatrices de l'évolution de la couche limite le long de la paroi en cuivre, et nous aiderons peut-être à la modélisation de la langue froide.

V.2.3. Calcul conductif pur

Un calcul en conduction pure (champ de vitesses nul) a été réalisé, afin de vérifier si ce résultat, en régime permanent ne pouvait pas constituer une solution au premier ordre du comportement du système thermohydraulique.

Nous avons ainsi effectué un calcul, où le domaine fluide est considéré solide. Les résultats sont très éloignés des résultats expérimentaux (voir figure V.20) : les températures atteintes au centre de la cavité sont *supérieures à 300°C*, et celles dans le cuivre, de l'ordre de 600°C.

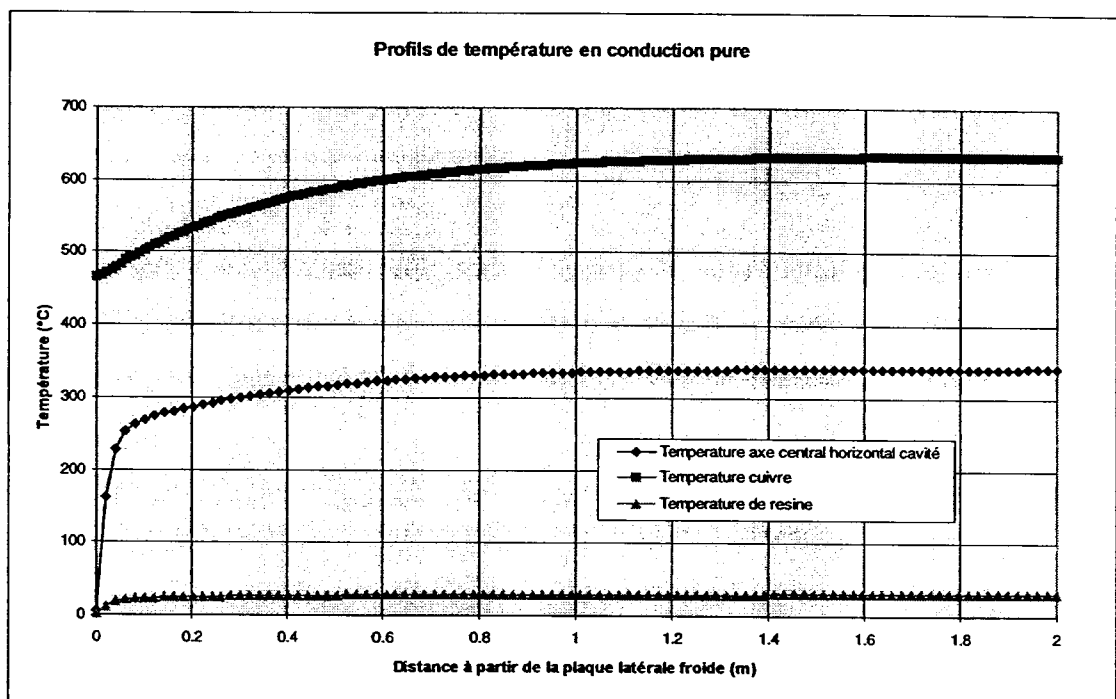


Figure V.20 : Profils de température dans la plaque cuivre, au centre du bain et dans la résine. Calcul en conduction (Champ de vitesse nul).

En ce qui concerne la répartition de puissance aux frontières du domaine, seuls 7% de la puissance imposée en paroi basse sont évacués par la paroi latérale froide (contre 15% lorsque l'eau est en mouvement).

Cette solution ne constitue donc pas une solution au premier ordre des champs thermiques de notre système.

V.2.4. Calcul thermohydraulique couplé

En 24h de temps CPU, le calcul simule en moyenne 30s de temps réel. Après environ trois mois CPU de calcul, nous avons estimé que le nous pouvions commencer les enregistrements afin d'effectuer une étude statistique du comportement thermohydraulique du système (régime permanent ou pseudo permanent atteint).

Avec un mois et demi CPU de calcul nous disposons ainsi de 1220 secondes d'enregistrement. Une première série d'enregistrement à été effectuée de $T=4371s$ à $T=5304s$ (830s d'enregistrement). Cette durée est relativement courte, puisque dans le cas des essais à $H = 5cm$, nous avons constaté expérimentalement une période de l'ordre de 410 secondes. Nous avons complété les enregistrements par une reprise du calcul jusqu'à $T=5794s$.

V.2.4.1. Structure de l'écoulement

Le régime permanent ou pseudo permanent est tout juste atteint en début d'enregistrement. Nous pouvons toutefois constater un régime non stationnaire, qui semble périodique. On peut en effet constater une évolution périodique sur les enregistrements de la température de la plaque de cuivre.

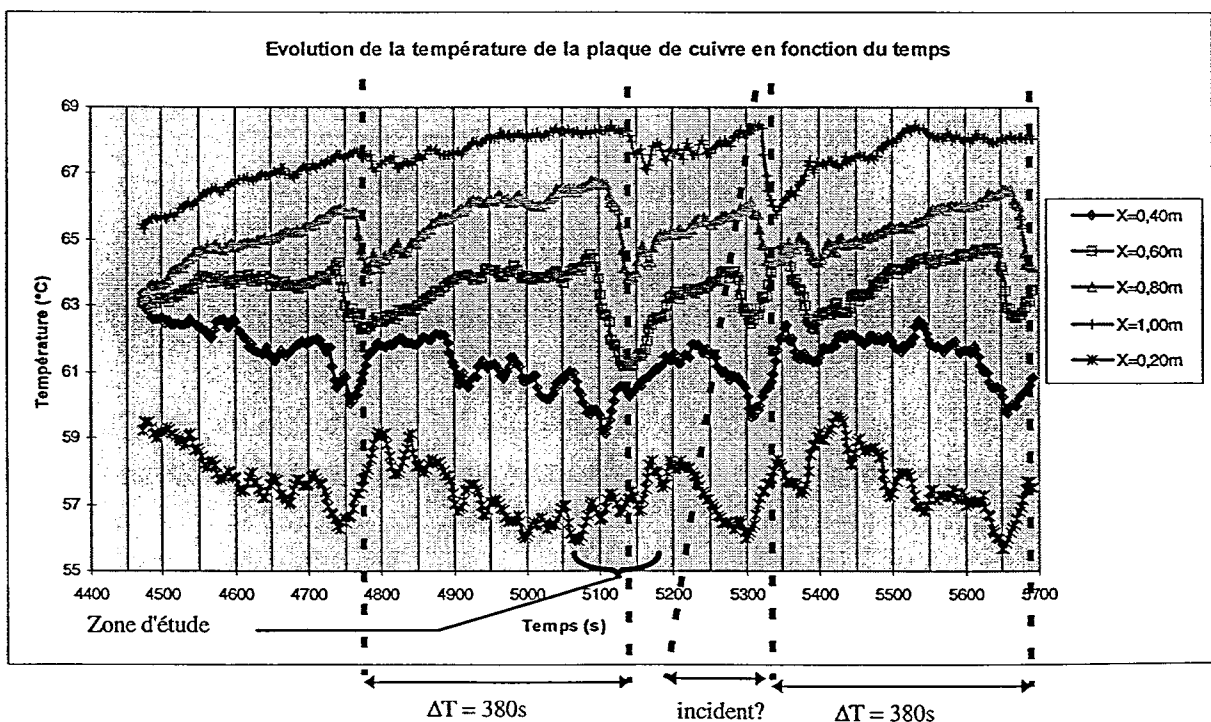


Figure V.21 : Mise en évidence d'une période grâce à l'évolution de la température de cuivre (X : distance à la paroi latérale froide).

On voit en effet deux périodes dans ces enregistrements, ressemblant à l'évolution expérimentale (voir figure V.21 pour le calcul numérique et figure V.11 pour l'expérience). Si le comportement est réellement périodique, une explication au comportement entre les deux périodes indiqué par le terme "incident?" peut être un problème de régime pas tout à fait établi.

La durée des périodes est approximative et ne relève pas d'une étude statistique. Sa valeur (~380s) est cependant à rapprocher de la période moyenne de 410s, dégagée par les expériences réalisées pour une hauteur H de 5cm.

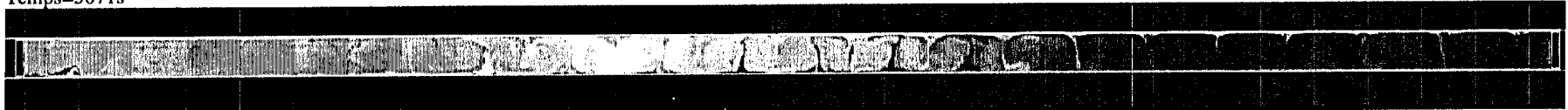
Nous avons représenté les champs de température et de vitesse (composante selon l'axe horizontal) dans le domaine fluide dans la zone indiquée "Zone d'étude" de la figure V.21. En effet, les températures subissent un changement brutal dans cette zone, pendant une durée de l'ordre de la minute. Nous disposons d'enregistrements pour ces images toutes les 30 secondes. Nous faisons les figures pour $T=5071s$, jusqu'à $T=5161s$. Le champ de température sur l'ensemble de la cavité fluide est en figure V.22, et le champ de vitesse horizontale en figure V.23.

Comme pour l'expérience, il se développe une langue froide le long de la paroi en cuivre. Cette langue froide perturbe la structure de l'écoulement sur plusieurs dizaines de centimètres en instaurant un mouvement de recirculation, mis en évidence figure V.23 : on constate un bandeau rouge (la composante horizontale de la vitesse est positive) en partie inférieure, surmonté d'un bandeau bleu (la composante horizontale de la vitesse est négative), indiquant une large cellule de recirculation.

En dehors de cette cellule, loin de la paroi latérale refroidie, des rouleaux convectifs de type Rayleigh-Bénard remplissent le reste de la cavité. Ces rouleaux sont très bien matérialisés par la représentation de la composante horizontale de la vitesse du fluide (voir figure V.23) qui est alternance très régulière de taches rouges (vecteur positif) et de taches bleues (vecteur négatif).

Toujours d'après le figure V.23, nous constatons que la cellule de recirculation, dont la dimension est le quart de la longueur de la cavité à $T=5071s$, évolue pour arriver jusqu'au tiers de la cavité 30 secondes après. A $T=5131s$, elle atteint la moitié de la cavité, mais son intensité semble diminuer. Elle commence à disparaître à $T=5161s$. Nous pouvons ainsi conclure que la période de changement relativement courte (~60s) correspond à l'allongement de la langue froide, instaurant un mouvement de recirculation cisailé le long de la cavité.

Temps=5071s



Temps=5101s



Temps =5131s



Temps=5161s



Figure V.3 : Vue d'ensemble du champ de température du domaine fluide ($T_{min}=29,9^{\circ}C$ et $T_{max}=70^{\circ}C$).

Temps=5071s



Temps=5101s



Temps =5131s



Temps=5161s



Figure V.4 : Vue d'ensemble du champ de vitesse (composante selon l'axe x) dans le domaine fluide (rouge : sens positif, bleu : sens négatif)

Mise en évidence du rôle de la langue froide dans la périodicité de l'écoulement dans le domaine fluide ($T_{\min} = 29,9^{\circ}\text{C}$, $T_{\max} = 60^{\circ}\text{C}$).

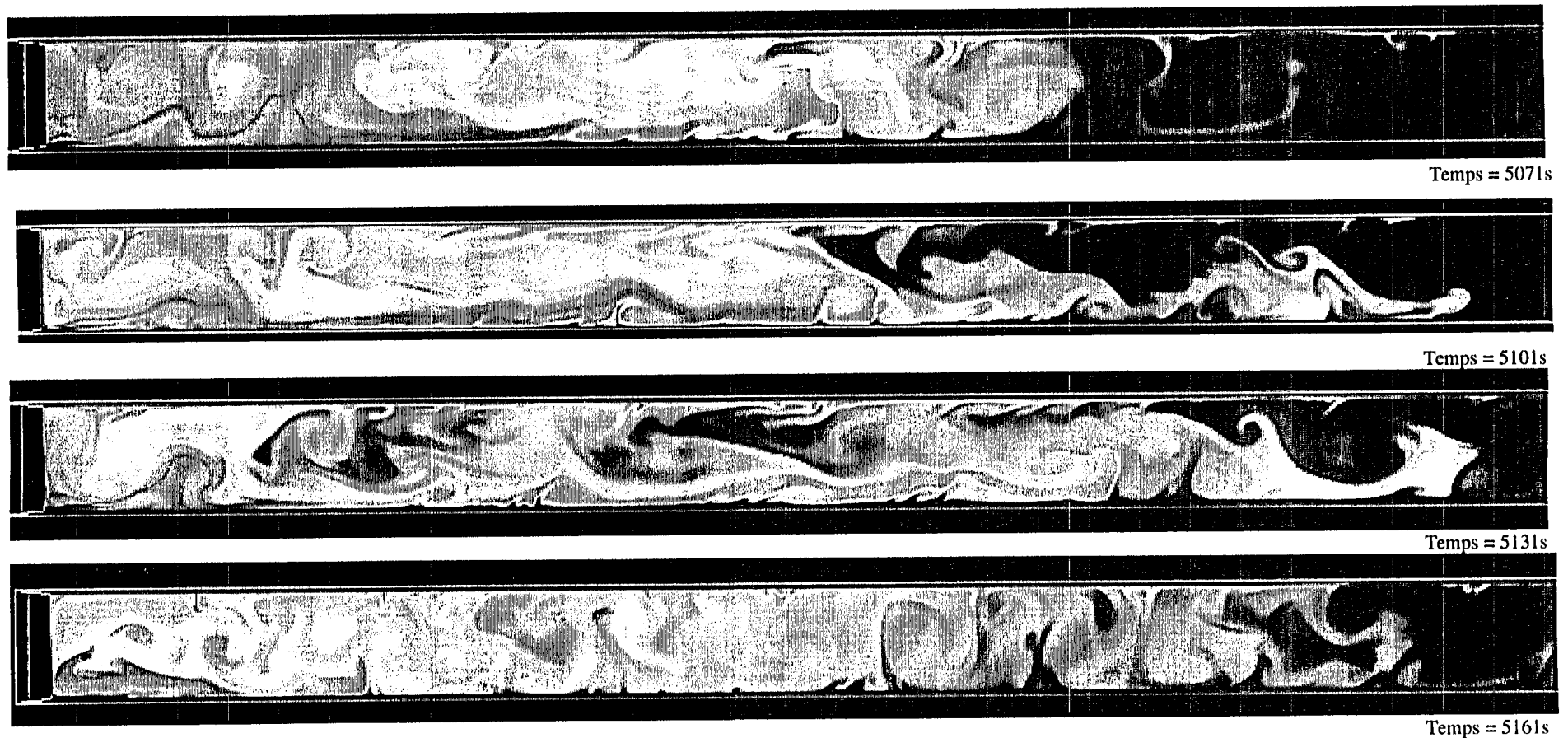


Figure V.5 : Champ de température dans le domaine fluide. Zoom sur le tiers de la cavité proche de la paroi latérale froide.

Un zoom sur le premier tiers de la cavité fluide en contact avec la paroi latérale froide est en figure V.24. Il met en évidence la progression de la langue froide sur les trois premières images. La dernière image semble montrer la résurgence du régime d'interpénétrations de thermiques, et l'installation de rouleaux convectifs propres à la convection de type Rayleigh-Bénard.

Cette première approche de la structure de l'écoulement constatée par la simulation de l'expérience BALI - Métal pour une hauteur de cavité fluide de 5cm semble donc correspondre aux constations faites lors de l'expérimentation. Nous avons de plus démontré que la période courte d'environ 60 secondes correspond au régime de recirculation initié par le développement de la langue froide le long de la plaque de cuivre.

V.2.4.2. Confrontation avec les mesures de l'expérience BALI - Métal

Deux points vont pouvoir être quantitativement comparés avec les résultats expérimentaux : la distribution de puissance aux frontières du domaine fluide, et les profils horizontaux de température au centre de la cavité, dans le cuivre et à la surface de la résine. La longueur de la langue froide sera également analysée, même si les valeurs expérimentales comparatives sont moins précises.

Toutes ces quantités issues de la simulation Trio_U sont le résultat de la moyenne temporelle des quantités instantanées enregistrées par les sondes. La période d'enregistrement est de 3s. Cependant, du fait des reprises multiples (un calcul de 24h ne simule que environ 30s de temps réel), le pas de temps d'enregistrement est plus petit pour la dernière sauvegarde. Nous avons donc fait une moyenne pondérée par le pas de temps d'enregistrement.

V.2.4.2.1. Distribution de la puissance aux frontières du domaine fluide

Le code Trio_U permet pour l'instant pas de tracer directement les flux instantanés locaux aux frontières des domaines.

Comme nous effectuons un calcul par simulation numérique directe, sans modèle sous-maille, et que nous nous considérons en régime pseudo - permanent, nous pouvons calculer les flux locaux à partir des températures locales le long de la frontière de chaque domaine, en prenant pour résistance thermique le rapport de l'épaisseur de la demi-maille (longueur d) à la conductibilité thermique (locale).

$$\varphi = \frac{\lambda}{d} \cdot \Delta T \quad (V.17)$$

Nous obtenons les profils de flux locaux moyennés en temps suivants :

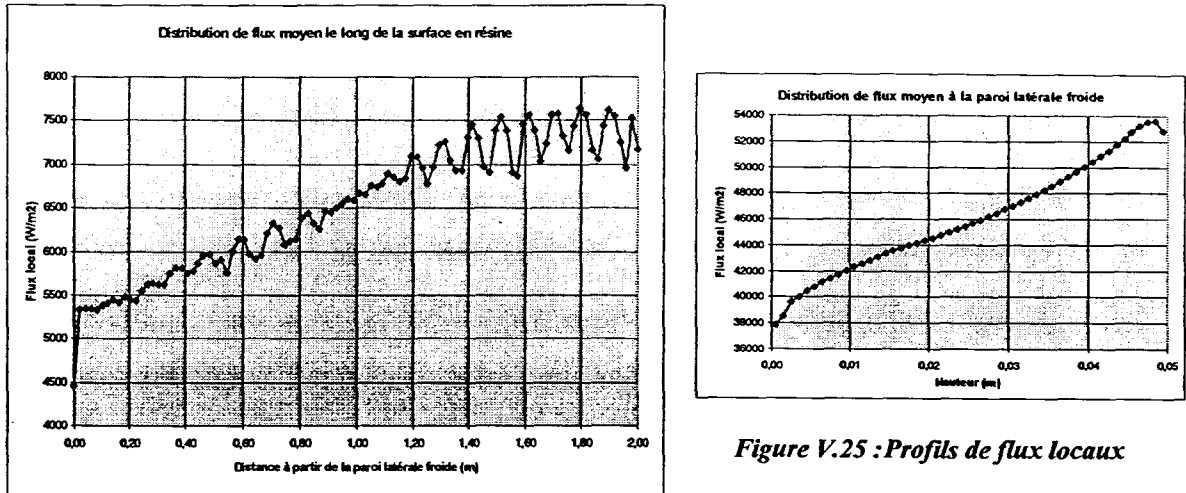


Figure V.25 : Profils de flux locaux

Le flux à la surface en résine n'est pas uniforme : il varie avec la distance par rapport à la paroi latérale froide d'environ 15% autour d'une valeur moyenne de 6500 W/m^2 , le flux étant plus bas à proximité de la paroi latérale froide. La présence de cellules de convection de type Rayleigh-Bénard loin de la paroi latérale froide est mise en évidence par la forme oscillante de la courbe à partir de 1,20m. L'existence de cette forme oscillante indiquerait que ces cellules sont fixes. Cette constatation doit cependant être modérée par le fait du court temps d'enregistrement pour effectuer les moyennes (~ 2 périodes).

Le flux à la surface latérale froide n'est pas uniforme et varie de environ 20% autour d'une valeur moyenne de 46000 W/m^2 . Le flux est maximum en haut de la cavité, là où le fluide qui recircule est le plus chaud. *La concentration de flux à la paroi latérale est de 6 en moyenne sur la hauteur de la cavité, avec localement, un maximum de 7 en haut de la cavité.*

En ce qui concerne le bilan d'énergie, nous obtenons :

- puissance totale injectée à la surface inférieure de la plaque de cuivre : $7700 \times 0,13 \times 2,00 = 2002 \text{ W}$.
- puissance moyenne évacuée à la paroi latérale froide : 299 W .
- puissance moyenne évacuée à la surface en résine : 1684 W .

Le bilan entre la puissance injectée et la puissance évacuée est donc de plus de 99% ($((299+1684)/2000)$). *15% de la puissance totale est évacuée par la paroi latérale froide, et 84% par la paroi en résine.*

Ces résultats correspondent aux données expérimentales pour une cavité de hauteur 5cm, en terme de concentration de flux à la paroi latérale et de répartition de la puissance.

V.2.4.2.2. Profils horizontaux de température

Les profils moyens de température dans le cuivre et sur l'axe horizontal central de la cavité fluide sont directement calculés à partir des coupes faites par l'installation de sondes.

Lorsqu'on ne connaît pas la température d'interface, comme c'est le cas pour l'interface eau-résine, en égalisant les flux de part et d'autre de la frontière, on peut calculer cette température d'interface.

Les résultats moyennés, comparés aux résultats expérimentaux (de l'essai BALI - Métal H=5cm du 21/11), sont représentés sur le graphe suivant.

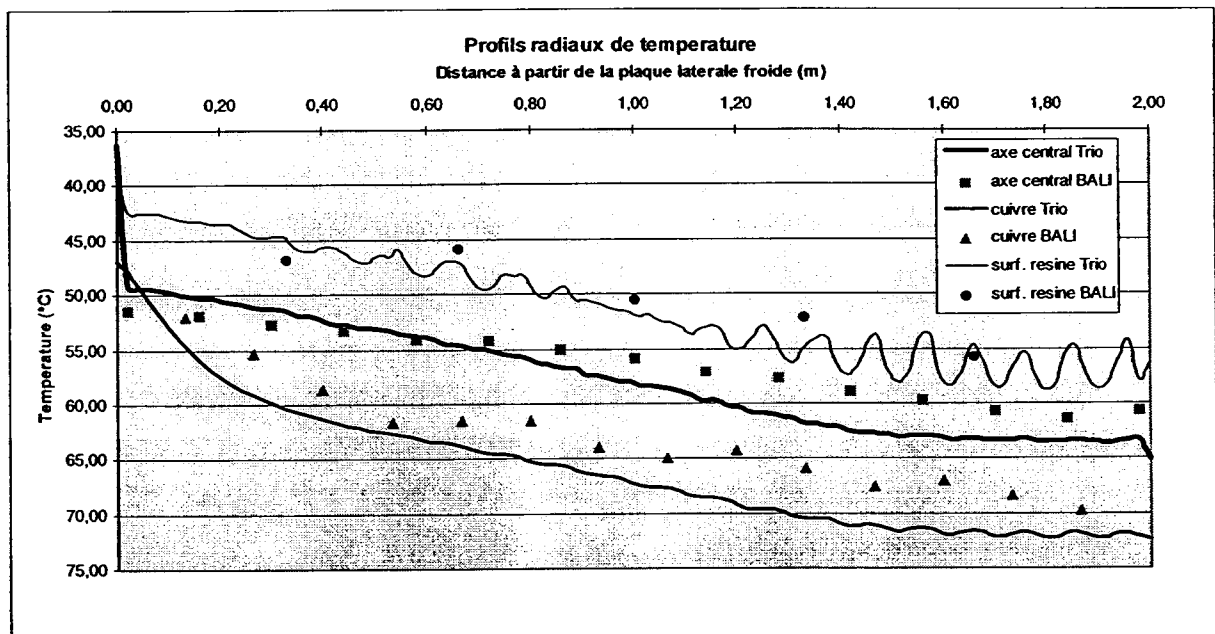


Figure V.26 : Comparaison des profils de température au centre de la cavité, le long de la plaque de cuivre et de la surface de la résine (valeurs expérimentales de l'essai du 21/11).

La tendance pour l'ensemble des trois profils est cohérente avec les résultats expérimentaux.

En effet, on observe l'établissement d'un gradient radial de température le long de l'axe central horizontal de la cavité fluide. La température de la plaque de cuivre, faible du fait du contact de la langue froide qui se développe à partir de la paroi latérale, augmente jusqu'à une dizaine de degrés au dessus de la température au centre de la cavité, pour suivre ensuite une évolution parallèle à celle de

la température au centre de la cavité. La température de la surface inférieure de la plaque de résine semble suivre la même évolution que la température de l'eau, presque parallèle.

Cependant, la valeur du gradient de température calculé le long du centre de la cavité est de l'ordre de 15°C, contre 10°C pour l'expérience. Le gradient de température semble trop fort sur environ 1,20m, là où la langue froide est susceptible d'intervenir. Nous pouvons donner deux explications :

- la phase définie "incident?" de la figure V.21 : les températures rechutent rapidement au bout de 200s, au lieu d'évoluer vers des valeurs plus grandes comme le laisserait présager une évolution périodique régulière du système. La conséquence est donc une chute des températures dans la cavité concernée par la langue froide, et donc une augmentation du gradient total de température le long de la cavité. Une étude sur une durée beaucoup plus importante permettrait de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse, et d'estomper de telles situations si un régime périodique existe réellement.

- on peut attribuer ce trop fort gradient (ΔT) à un débit de recirculation (qv) plus faible que dans l'expérience ($P = \rho \cdot Cp \cdot qv \cdot \Delta T$), dû au fait que nous décrivons la couche limite descendante le long de la paroi latérale froide sur peu de mailles en épaisseur (vitesse sous estimée par exemple, même si le bilan énergétique à la paroi latérale est correct).

V.2.4.2.3. Longueur de la langue froide

Nous avons tracé figure V.27 l'évolution de l'écart de température entre la plaque de cuivre et le centre de la cavité sur la première moitié de la cavité.

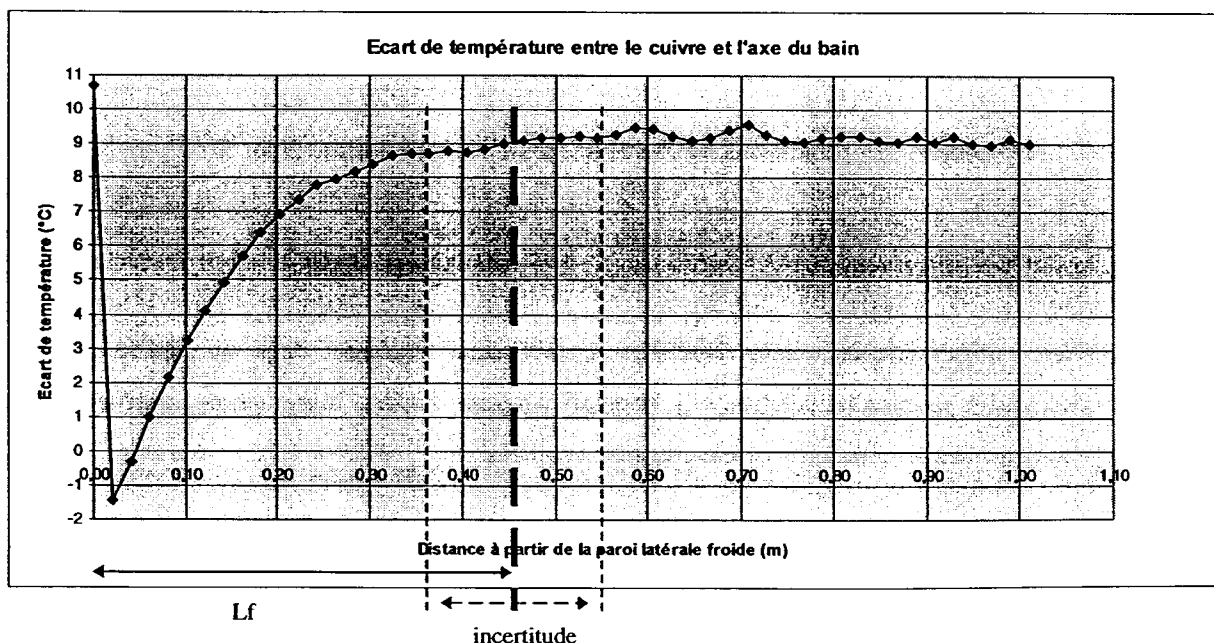


Figure V.27 : Evolution de l'écart de température entre le cuivre et le centre de la cavité. Simulation Trio_U.

Dans le paragraphe concernant les essais expérimentaux, nous avons défini L_f comme la distance à la paroi latérale froide où l'écart de température (plaque de cuivre - centre du bain) devient constant (profils de température parallèles). On peut ici estimer L_f à environ 0,45m, ce qui correspond à l'expérience. Ce critère est toutefois très peu précis comme on le montre sur la figure.

V.2.4.2.4. Conclusion

Les résultats expérimentaux sont globalement retrouvés par la simulation avec Trio_U :

- le régime périodique n'est pas aussi clairement établi que dans l'expérience. Cependant, on peut penser qu'il existe un équilibre instable entre un mouvement cisailé de recirculation et un mouvement convectif se rapprochant davantage des cellules classiques de convection naturelle de Rayleigh-Bénard.

- le bilan énergétique est particulièrement satisfaisant par rapports aux données expérimentales, en terme de concentration de flux et de répartition de la puissance aux frontières du domaine.

- le gradient de température le long de la cavité fluide est de l'ordre de la dizaine de degrés, tout de même surestimé par rapport aux résultats expérimentaux.

- la longueur moyenne de la langue froide est de l'ordre de 0,45m, comme pour l'expérience.

Nous allons donc maintenant analyser les résultats de la simulation avec Trio_U qui viennent compléter les données expérimentales. C'est l'objectif de cette simulation numérique.

V.2.4.3. Données complémentaires des résultats de la simulation Trio_U

V.2.4.3.1. Profils de température et de vitesse à la paroi latérale froide

Nous disposons de coupes réalisées à différentes hauteurs dans la couche limite verticale descendante, perpendiculairement à la paroi latérale froide. Nous avons représenté les valeurs moyennées des températures et des vitesses verticales :

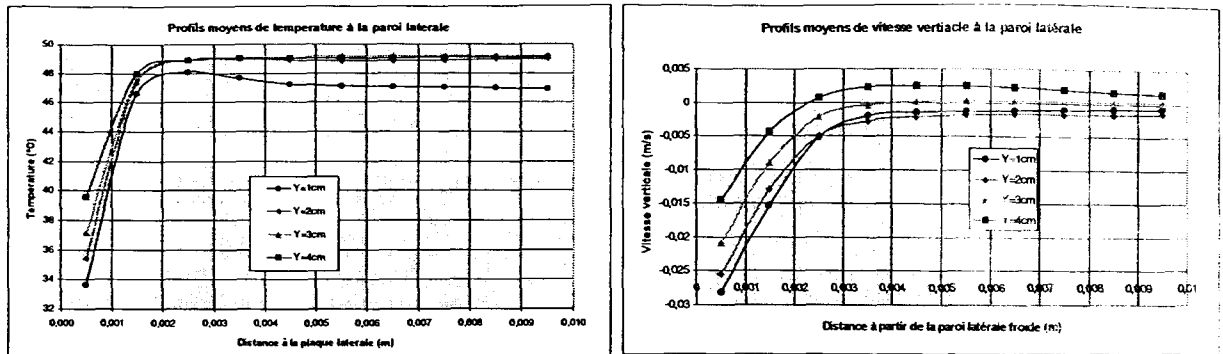


Figure V.28 : Profils moyens de température et de vitesse à la paroi latérale froide ($Y=0\text{cm}$ correspond au bas de la cavité).

Nous constatons que, conformément aux conditions de maillage (voir § V.2.2.2. Maillage), la couche limite thermique le long de la paroi latérale froide est essentiellement décrite dans la première maille en contact avec la paroi. La température hors de la couche limite est constante, et excepté pour la courbe à $Y=1\text{cm}$ de hauteur, cette température est uniforme, égale à environ 49°C sur la hauteur. Pour la courbe à $Y=1\text{cm}$, la température est quasi constante, légèrement inférieure ($\sim 47^\circ\text{C}$). On peut y voir l'influence de la présence de la langue froide.

Les profils de vitesse verticale montrent que la couche limite mécanique est plus grande que la couche limite thermique (2 à 3 mm contre de 1mm). On peut considérer que la vitesse verticale est quasi-nulle en dehors de cette couche limite.

A titre indicatif, le débit volumique par unité de profondeur q_v à $Y=1\text{cm}$ est

- $q_v=1,61 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, si on suppose que la couche limite mécanique est de 3mm.

- $q_v=2,17 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, si on suppose que la couche limite mécanique est de 2mm.

Si on reprend les corrélations déduites de la méthode intégrale pour décrire le transfert de chaleur sur une plaque verticale isotherme (Chapitre II. Bibliographie, eq. II.13), on obtient à $Y=1\text{cm}$ une épaisseur de couche limite de 1,8 mm et un débit volumique par unité de profondeur $q_v=2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Cette valeur est obtenue sans prendre compte du confinement et notamment de la décélération due au coin en $Y=0\text{cm}$. Cependant, on peut penser que q_v est sous estimé, ce qui viendrait expliquer le trop grand gradient de température le long de l'axe horizontal de la cavité.

Ces profils sont le résultat d'une moyenne temporelle. Les profils instantanés sont relativement changeants, comme on peut le constater pour $Y=2\text{cm}$: nous avons tracé les profils de température et

vitesse verticale à $T= 4733s, 4952s, 5080s, 5147s$ et $5257s$, et nous avons également indiqué la valeur moyennée dans le temps .

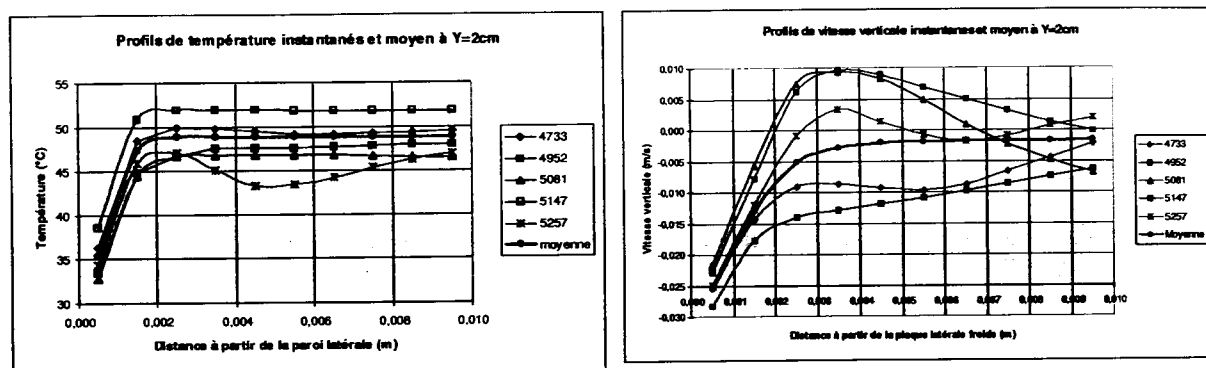


Figure V.10 :Evolution temporelle des profils de vitesse et de température à la paroi latérale froide, à $Y=2cm$ de hauteur.

Les temps 4733 et 5147 correspondent à des périodes de mouvement de recirculation. On constate que les vitesses verticales deviennent alors significatives sur une épaisseur beaucoup plus grande, car le milieu extérieur à la couche limite est lui aussi en mouvement de recirculation.

V.2.4.3.2. Profils de vitesse et de température à la paroi en cuivre

- Profils verticaux :

Nous avons tracé les profils verticaux (sur la mi - hauteur de la cavité) de température et de vitesse horizontale pour des distances à la paroi latérale froide X de 4,5mm, 0,95cm, 4,95cm, 9,95cm, 19,95cm, 29,95cm et 39,95cm.

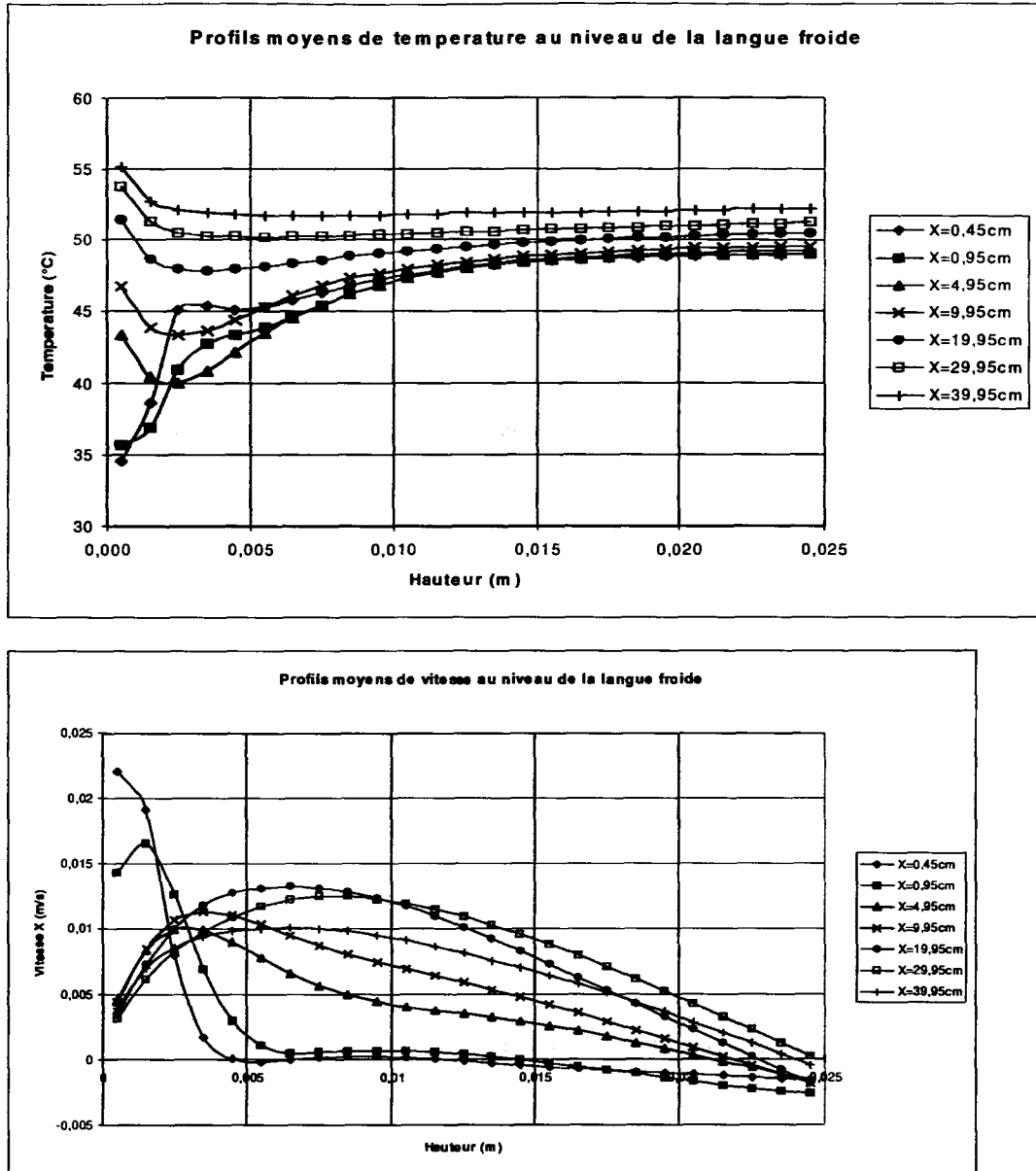


Figure V.11 : Profils verticaux moyens de température et de vitesse horizontale à la paroi en cuivre

Si les profils pour $X=4,95\text{mm}$ et $9,95\text{mm}$ montrent la présence de la langue froide de façon très marquée, ceux correspondant à $X=4,95\text{cm}$, $9,95\text{cm}$ et $19,95\text{cm}$ sont plus estompés, que ce soit pour la température et pour la vitesse.

On a l'impression que la langue froide ne perturbe plus le champ de température à $X=29,95\text{cm}$, et encore moins à $X=39,95\text{cm}$ (alors que nous avons estimé L_f à 45cm). La dissymétrie du profil de vitesse à ces distances de la plaque latérale froide n'est peut-être pas due à la langue froide.

Au vu des profils de vitesse horizontale, on ne peut considérer que la vitesse hors de la langue froide est petite devant la vitesse de la langue froide, que pour une distance à la paroi latérale froide inférieure à une dizaine de centimètres.

Nous avons essayé d'estimer, à partir de la forme des profils vitesse, une épaisseur de langue froide. C'est une estimation très approximative, déterminée au jugé. Elle peut donner une idée de l'évolution de la langue froide (voir figure V.31).

Excepté pour le premier point, les évolutions semblent se rapprocher d'une droite dont la pente est d'environ 0,04.

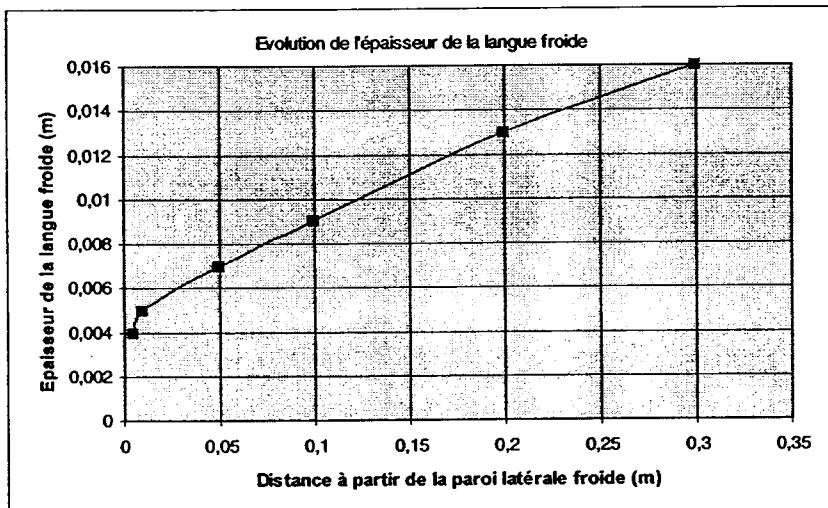


Figure V.31 : Evolution de l'épaisseur de la langue froide.

Une fois cette épaisseur définie, nous avons pu calculer la vitesse débitante, ainsi que la température débitante dans cette langue froide.

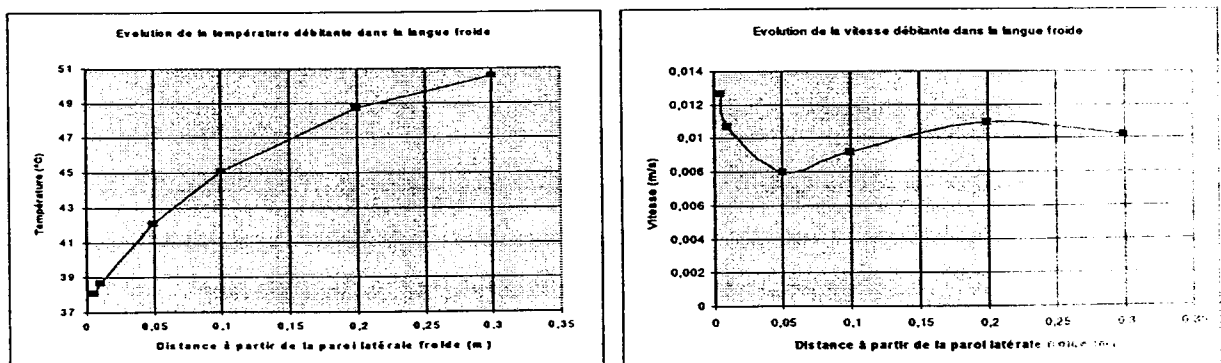


Figure V.32 : Evolution de la température et de la vitesse débitante dans la langue froide.

On remarque que l'évolution de la vitesse débitante n'est pas monotone : après une chute très rapide, la vitesse débitante croît à partir de 10 cm de la paroi latérale froide, vers une valeur de 1cm/s. Une explication à ce phénomène peut être le fait que la vitesse hors de la langue froide n'est plus négligeable à ces distances de la paroi latérale, comme on l'a constaté figure V.30, et peut contribuer à accélérer la langue froide.

- Profils horizontaux :

Nous avons enregistré les températures dans les trois premières mailles en contact avec la paroi en cuivre ($Y=0,0005m$, $Y=0,0015m$ et $Y=0,0025m$).

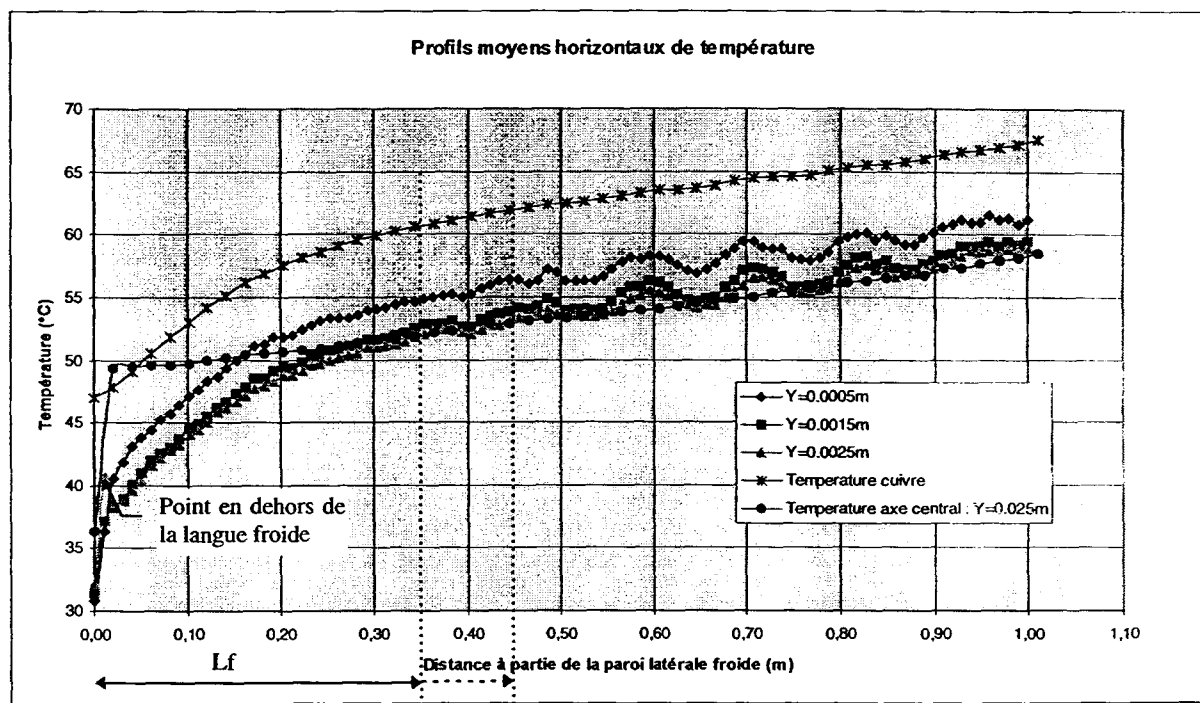


Figure V.33 : Evolution des températures dans les trois premières mailles en contact avec la paroi en cuivre, en comparaison avec les profils horizontaux de température du cuivre et au centre de la cavité fluide.

Nous constatons figure V.30 que le minimum de température dans les profils de température est atteint au niveau d'une de ces trois mailles. On peut donc estimer la fin de la langue froide au moment où la température dans l'ensemble des trois mailles est supérieure ou égale à la température au centre de la cavité.

De plus, lorsque la langue froide est complètement intégrée dans le reste du bain, la couche limite thermique a été estimée à moins de 2mm (voir § V.2.2.2. Maillage). La fin de la langue froide peut donc correspondre à l'endroit où la température dans la maille à $Y=2,5mm$ est égale à la température au centre de la cavité.

langue froide peut donc correspondre à l'endroit où la température dans la maille à $Y=2,5\text{mm}$ est égale à la température au centre de la cavité.

Avec ces critères, nous obtenons une distance L_f d'environ $0,35\text{m}$, et, de façon plus sûre, inférieure à $0,45\text{m}$. La distance estimée par l'écart de température entre la plaque de cuivre et le centre de la cavité était de $0,45\text{m}$ (voir § V.2.4.2.3. Longueur de la langue froide).

Le tracé des moyennes temporelles des composantes horizontales et verticales de la vitesse viennent confirmer une distance L_f de environ $0,45\text{m}$:

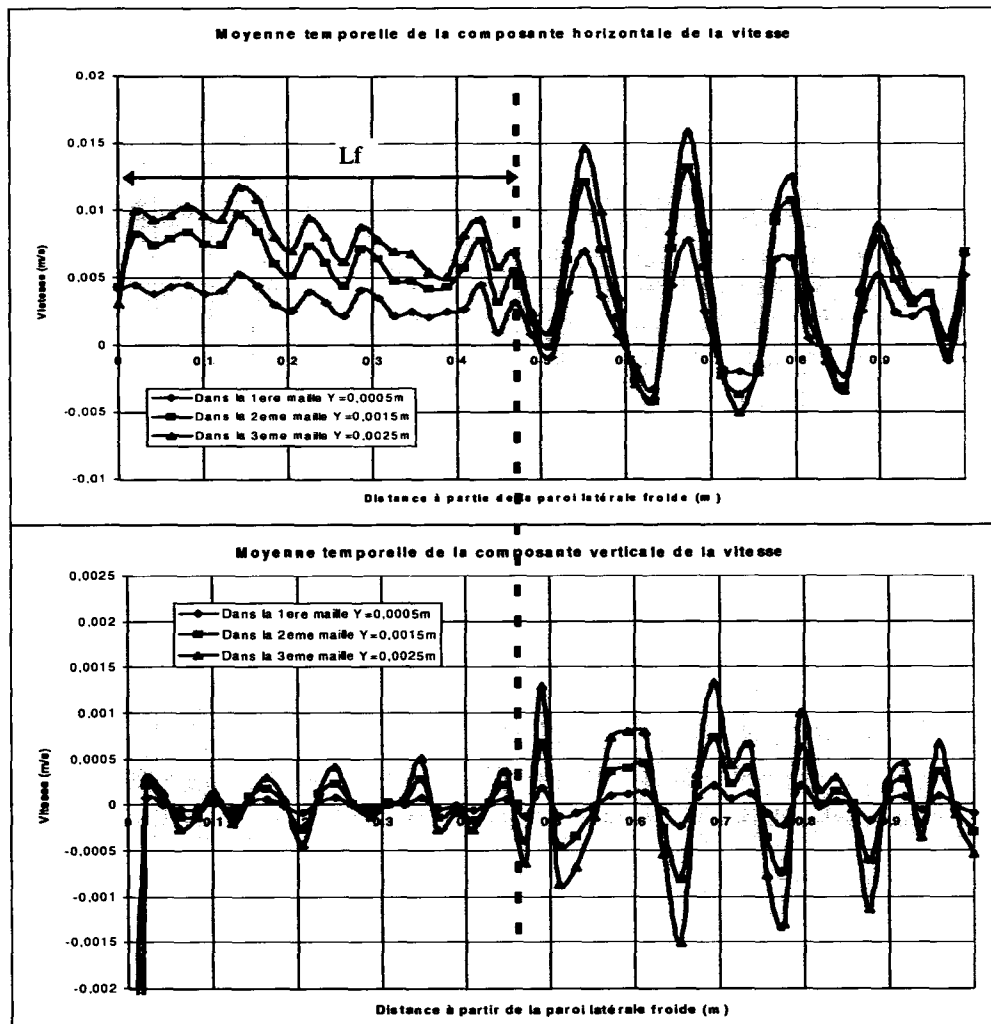


Figure V.15 : Evolution de la composante de la vitesse dans les trois premières mailles de fluide.

On constate en effet sur ces figures un changement de comportement de la vitesse très marqué à une distance d'environ $0,45\text{m}$. Ce fait peut être un indicateur complémentaire de la fin de la langue froide.

V.2.5. Conclusion

Nous avons bénéficié de l'intérêt qu'a présenté notre calcul pour l'équipe Trio_U dans le cadre du développement du code. L'expérience numérique de la simulation directe de l'essai BALI - Métal avec une hauteur de 0,05m nous a permis de qualifier le code Trio_U pour le calcul thermohydraulique de convection naturelle couplé, version parallélisée.

Nous avons pu retrouver globalement l'ensemble des résultats dégagés lors de l'expérience BALI - Métal pour une cavité fluide de 5cm de hauteur (bilan d'énergie, comportement éventuellement périodique, rôle de la langue froide dans le gradient de température le long de l'axe horizontal de la cavité).

Nous avons également pu compléter les données expérimentales avec la visualisation de l'écoulement (champs de températures et de vitesses), et le tracé de profils de vitesse et de température dans la couche limite à la paroi latérale froide et dans la langue froide au contact de la plaque de cuivre, et une estimation de l'épaisseur de la langue froide et de son taux de croissance, de sa température débitante et de sa vitesse débitante.

Le maillage n'est cependant pas assez fin pour pouvoir calculer des profils de vitesse et de température précis. Malgré cela, le temps de calcul reste très long (30s de temps réel en 24h de calcul parallélisé sur Cray T3E) et très coûteux (4 000 francs par calcul de 24h).

Il faudrait allonger la durée d'analyse à plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de secondes afin de pouvoir envisager une réelle étude statistique. Ce nouveau mode d'expérimentation numérique est cependant déjà un outil très utile pour aider à l'analyse d'expériences réelles. Avec les progrès en puissance des machines à venir, et la maturité du code Trio_U (implantation de la méthode implicite), il sera, dans les années à venir, de plus en plus facile de réaliser de telles simulations avec un maillage adapté.

CHAPITRE VI. STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA COUCHE METALLIQUE: MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

Nous présentons dans ce chapitre une modélisation de la structure de l'écoulement généré dans les cavités fluides étudiées lors du programme expérimental BALI - Métal. Nous proposons un modèle global de l'écoulement, qui permet de retrouver les principaux résultats expérimentaux. Nous nous intéressons ensuite à une modélisation plus locale du développement de la langue froide, en nous aidant des résultats de la simulation numérique directe réalisée avec le code Trio_U.

Ce chapitre se termine par la simulation de ces essais expérimentaux par le code de thermohydraulique multiphasique TOLBIAC.

VI.1. MODELISATION DE LA STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT

VI.1.1. Modèle global à deux couches

Ce paragraphe est consacré à la construction d'un modèle physique simple qui nous permet de comprendre et reproduire l'écoulement et la distribution thermique constatés sur l'ensemble des essais réalisés à flux uniforme lors de la campagne BALI - Métal.

Au vu des conclusions du chapitre bibliographique (Chapitre II) et des constatations faites sur la structure de l'écoulement des expériences BALI - Métal et de la simulation avec Trio_U, nous proposons une structure d'écoulement et nous établissons les hypothèses liées à sa modélisation. Nous nous appuyons sur les grandeurs dégagées dans le chapitre précédent (Chapitre V) pour valider le modèle (concentration de flux, gradient radial de température, longueur L_f).

VI.1.1.1. Schématisation de la structure de l'écoulement

La littérature est relativement pauvre pour décrire la thermohydraulique dans une cavité à très faible rapport d'aspect avec les conditions limites et les domaines de variation de nombre de Rayleigh rencontrés dans la configuration BALI-Métal. En aucun cas, nous n'avons pu trouver trace de régime périodique.

Comme nous avons vu que les valeurs thermohydrauliques moyennées sur l'ensemble d'un cycle restent représentatives de l'écoulement pour chaque essai, nous considérons uniquement le régime de recirculation globale qui nous paraît le plus spécifique à notre configuration.

Enfin, nous ne considérons que les essais à flux uniforme : on impose un flux uniforme sur l'ensemble de la paroi de cuivre.

Nous représentons l'écoulement comme il suit :

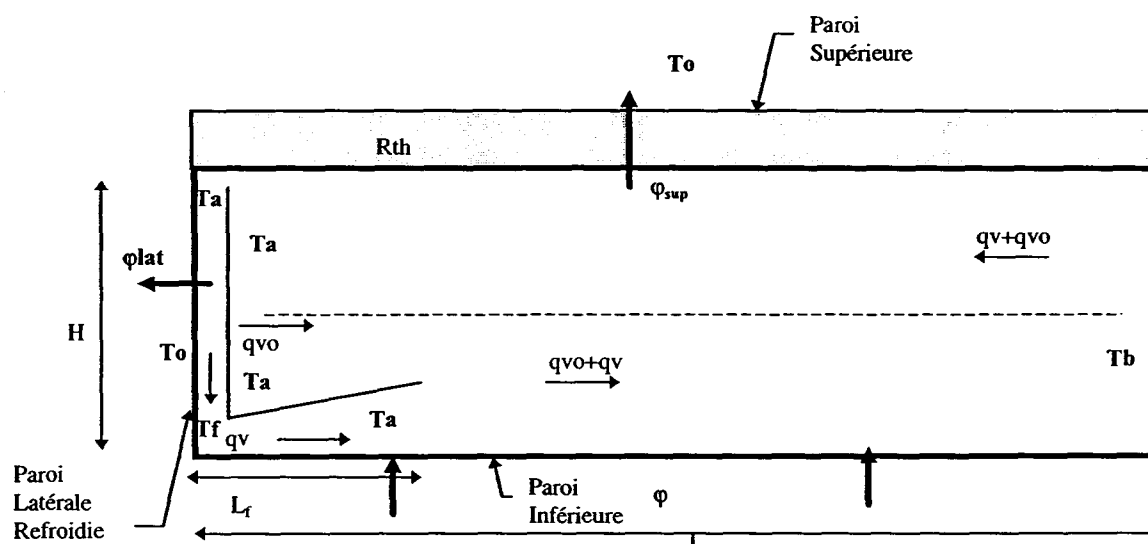


Figure VI.1 : schématisation de la structure d'écoulement envisagée

On fait l'hypothèse d'un mouvement de recirculation au centre de la cavité, à débit volumique constant q_{vo} . Le fluide passe ainsi le long de la cavité de la température T_a , à proximité de la paroi latérale refroidie, à la température T_b , du côté latéral adiabatique, de façon linéaire.

Il se développe par ailleurs une couche limite descendante le long de la paroi latérale refroidie (à température T_o). Cette couche de fluide passe de la température T_a à T_b , et atteint un débit volumique q_v .

Après avoir heurté la paroi inférieure chauffée à flux constant ϕ , elle la longe et se réchauffe à son contact jusqu'à la valeur T_a sur la distance L_r . A partir de cette distance L_r , la couche rejoint le mouvement global de recirculation pour ne former qu'un courant principal de débit $q_v + q_{v0}$.

Une fois à T_b du côté adiabatique de la cavité, ce même fluide se refroidit au contact de la paroi supérieure en résine (de résistance thermique R_{th}). Cette couche supérieure passe ainsi linéairement de T_b à T_a , provoquant un flux moyen ϕ_{sup} sur la surface supérieure refroidie extérieurement à température T_o .

On peut schématiser l'évolution des températures des différents courants comme sur le graphique suivant :

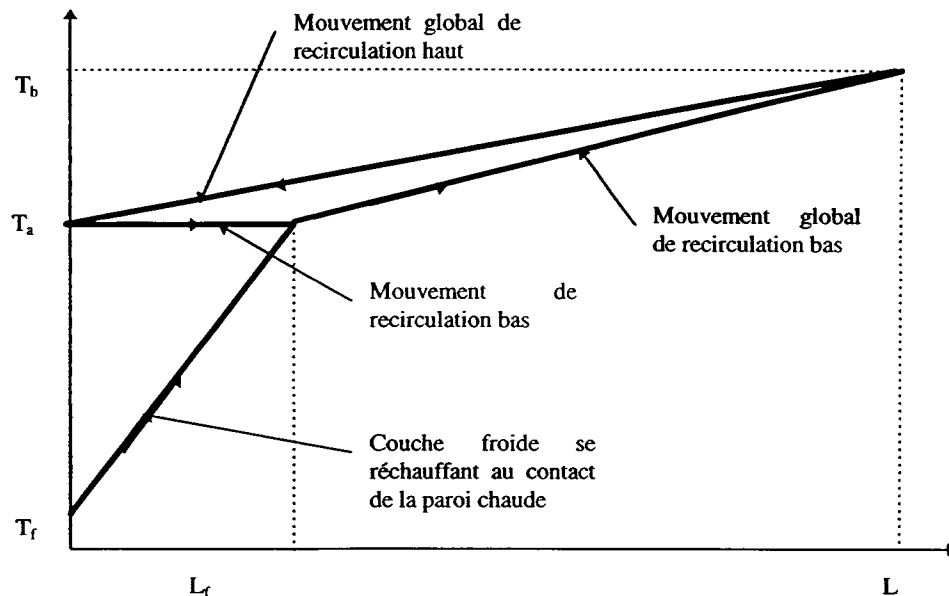


Figure VI.2 : Evolution des températures au sein de la cavité

Dans cette configuration, on néglige le transfert de chaleur entre les deux couches à contre courant. Cette hypothèse semble justifiée par les résultats expérimentaux de BALI - Métal. En effet, les enregistrements de profils verticaux de température situés à 0,2 m de la paroi latérale refroidie montrent des profils qui sont plats au centre de la cavité, lieu de contact entre les deux couches, donc isothermes. Ces profils ne sont perturbés qu'aux extrêmes, particulièrement en bas (passage de la couche froide qui se réchauffe au contact de la plaque chaude : chapitre V, figure V.14).

Avec les notations ainsi définies, les quantités thermohydrauliques nécessaires à la comparaison avec les essais BALI - Métal sont les suivants

- la concentration de flux : ϕ_{lat}/ϕ .

- la longueur L_f . Nous avons défini la longueur L_f comme la distance sur laquelle la température de la plaque en cuivre n'est pas parallèle au profil de température au sein du bain. Cette définition diffère donc de celle propre à notre modèle. Cependant, nous ne pouvons pas comparer de température de plaque de cuivre, puisque nous ne considérons pas la plaque de cuivre. On fait l'hypothèse que la langue froide est complètement assimilée au reste du bain quand elle atteint la température T_a du bain. A ce moment, le transfert de chaleur se fait par convection naturelle turbulente. Ainsi, à flux constant, l'écart de température entre la plaque de cuivre et le bain est devenu constant : les profils de température dans le bain et à la paroi de cuivre sont parallèles.

- le niveau de température atteint dans le bain près de la paroi latérale froide : T_a (correspondant à la température donnée par le thermocouple situé à 2 cm de la paroi latérale froide, sur l'axe central horizontal du bain.

- le gradient de température sur l'axe horizontal central du bain : $T_b - T_a$.

VI.1.1.2. Hypothèses et modèle

VI.1.1.2.1. Paroi latérale refroidie

Pour décrire le développement de la couche limite de fluide le long de la paroi latérale verticale, on utilise les modèles théoriques issus de la méthode dite intégrale (voir Chapitre Bibliographie, § II.3.). L'analyse bibliographique a évoqué une possible sous-estimation des résultats issus de ce modèle par rapport à des mesures expérimentales. Cependant, ce modèle est le seul à fournir des données à la fois thermiques (coefficient d'échange de chaleur local) et cinétiques (vitesses et températures débitantes, épaisseur de couche limite). Il faudra éventuellement ajuster par des coefficients l'utilisation de ces corrélations.

Pour ce faire, on suppose que le nombre de Prandtl du fluide est de l'ordre de 1 (égalité entre les couches limites mécanique et thermique : $\delta_m(x) = \delta_{th}(x) = \delta(x)$).

Nous faisons également l'hypothèse que le mouvement de recirculation central occasionne une vitesse de fluide en dehors de cette couche limite suffisamment faible pour être négligée et considérée comme nulle (fluide immobile à l'infini).

Nous envisageons la possibilité du passage de la couche limite du régime laminaire à un régime turbulent. Nous définissons ainsi un critère de transition sur le nombre de Rayleigh basé sur la longueur parcourue par la couche limite ($x < H$) et sur l'écart de température entre le fluide infini et la paroi. Ce dernier est constant et égal à $T_a - T_0$. Ce nombre de Rayleigh critique est fixé à :

$$Ra_c = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_a - T_0) \cdot x_c^3}{\nu \cdot \alpha} = 10^9 \quad (VI.1)$$

Cette valeur provient du fait que le nombre de Grashof critique de transition laminaire - turbulent est de l'ordre de 10^9 (voir § II.3.1.4), et que le nombre de Prandtl que nous considérons est de l'ordre de 1 ($Ra=Gr.Pr$).

Nous avons ainsi :

- *Régime laminaire (nous rappelons les résultats du paragraphe § II.3.1.2.2) :*

Profils de vitesse et de température :

$$\begin{aligned} V_x &= U(x) \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right) \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \\ T - T_a &= (T_0 - T_a) \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \end{aligned} \quad (VI.2)$$

Nous obtenons :

$$\begin{aligned} Nu_x &= 0,51 \cdot Pr^{1/4} \cdot \left(Pr + \frac{20}{21}\right)^{-1/4} \cdot Ra_x^{1/4} \\ T_f - T_a &= \frac{2}{5} \cdot (T_0 - T_a) \end{aligned} \quad (VI.3)$$

L'épaisseur δ de la couche limite en $x = H$ est :

$$\delta(H) = 3,93 \cdot Pr^{-1/4} \cdot \left(Pr + \frac{20}{21}\right)^{1/4} \cdot Ra_H^{-1/4} \cdot H \quad (VI.4)$$

- *Régime turbulent (nous rappelons les résultats du paragraphe § II.3.2.2.1) :*

$$\begin{aligned} V_x &= U(x) \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \cdot \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4 \\ T - T_a &= (T_0 - T_a) \cdot \left(1 - \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}\right) \end{aligned} \quad (VI.5)$$

Nous obtenons :

$$\begin{aligned} Nu_x &= 0,092 \cdot Pr^{1/5} \cdot (8,4 \cdot Pr^{2/3} + 17)^{-2/5} \cdot Ra_x^{2/5} \\ T_f - T_a &= \frac{213}{851} \cdot (T_0 - T_a) \approx 0,25 \cdot (T_0 - T_a) \end{aligned} \quad (VI.6)$$

L'épaisseur δ de la couche limite en $x = H$ est :

$$\delta(H) = 0,518 \cdot H \cdot Ra_H^{0,1} \cdot Pr^{-13/30} \cdot (0,089 + 0,044 \cdot Pr^{2/3})^{0,1} \quad (VI.7)$$

Ceci nous amène au modèle de développement de couche limite latérale suivant :

$$\begin{aligned}
\varphi_{lat} \cdot H &= A_{l1} \cdot x^{3(n_{lat}-1)} \cdot (T_a - T_0)^{n_{lat}} + A_{l2} \cdot (H^{3(n_{lat}-1)} - x^{3(n_{lat}-1)}) \cdot (T_a - T_0)^{n_{lat}} \\
A_{l1} &= 0,68 \cdot \lambda \cdot \text{Pr}^{n_{lat}-1} \cdot (\text{Pr} + 20/21)^{-(n_{lat}-1)} \cdot (g \cdot \beta / \nu / \alpha)^{n_{lat}-1} \\
A_{l2} &= 0,9 \cdot 0,153 \cdot \lambda \cdot \text{Pr}^{1/15} \cdot (8,4 \cdot \text{Pr}^{2/3} + 17)^{-(n_{lat}-1)} \cdot (g \cdot \beta / \nu / \alpha)^{n_{lat}-1} \\
n_{lat} &= 5/4 \\
n_{t_{lat}} &= 7/5 \\
T_f - T_a &= n_{tm} \cdot (T_0 - T_a) \\
n_{tm} &= 2/5 \text{ (laminaire)} \\
n_{tm} &= 213/851 \text{ (turbulent)}
\end{aligned} \tag{VI.8}$$

Le calcul de l'abscisse critique de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent s'obtient par la relation suivante, d'après (eq. VI.1) :

$$x_c = \sqrt[3]{\frac{Ra_c \cdot \alpha \cdot \nu}{g \cdot \beta \cdot (T_a - T_0)}} \tag{VI.9}$$

Si $x_c > H$ alors la couche limite reste laminaire. Ceci est valable pour le développement d'une couche limite le long d'une paroi verticale infinie. Afin de tenir compte des effets des parois horizontales, on peut modifier cette condition par $x_c > 0,8.H$ (10% inférieurs et supérieurs de la cavités perturbés par le confinement). Cette valeur est sensible pour la cavité de hauteur $H = 10\text{cm}$, où le fait de considérer x_c à H ou $0,8.H$ fait rester à un régime laminaire ou passer au régime turbulent.

Si $x_c > H$, on impose $x_c = H$, et on annule le terme turbulent dans le bilan d'énergie à la paroi latérale. De plus, pour le calcul de la température de mélange T_f , on a $n_{tm} = 2/5$.

Si $x_c < H$ alors le régime turbulent de la couche limite est établi et on a alors $n_{tm} = 213/851$.

Quel que soit le régime d'écoulement, les propriétés physiques du fluide sont évaluées à la température de film suivante :

$$T_{lat} = \frac{T_a + T_0}{2} \tag{VI.10}$$

Nous pouvons également introduire le débit volumique atteint par la couche limite en $x = H$ par le bilan de puissance suivant :

$$\varphi_{lat} \cdot H = \rho \cdot Cp \cdot q_v \cdot (T_a - T_f) \tag{VI.11}$$

Pour cette dernière relation nous prendrons les propriétés physiques du fluide à la température de film définie comme il suit :

$$T_{af} = \frac{T_a + T_f}{2} \quad (\text{VI.12})$$

VI.1.1.2.2. Paroi supérieure

- Conduction dans la paroi :

Cette paroi est en résine. Sa résistance thermique est fonction du flux qui lui est imposé. Cette fonction a été déterminée par des mesures expérimentales :

$$\begin{aligned} R_{th} &= A_{R1} + A_{R2} \cdot \Phi_{sup} \\ A_{R1} &= 1,05 \cdot 10^{-2} \\ A_{R2} &= -4,25 \cdot 10^{-7} \end{aligned} \quad (\text{VI.13})$$

On appelle T_p la température moyenne de la surface inférieure de la paroi et Φ_{sup} le flux moyenné sur la longueur L de la paroi supérieure. Nous avons alors comme expression du transfert de chaleur par conduction dans la paroi supérieure :

$$T_p - T_0 = A_{R1} \cdot \Phi_{sup} + A_{R2} \cdot \Phi_{sup}^2 \quad (\text{VI.14})$$

- Convection dans le fluide :

Une estimation du nombre de Rayleigh basé sur la mi-hauteur de la cavité (épaisseur de recirculation du fluide) et l'écart de température moyen avec la paroi $((T_a + T_b)/2 - T_p)$ nous indique que le transfert de chaleur s'opère par convection naturelle turbulente ($Ra \sim 10^7 \gg 10^5$).

On choisit d'utiliser la corrélation de McAdams (1954) qui modélise le transfert de chaleur d'une plaque chauffée face au dessus vers un fluide froid, ou une plaque refroidie par dessous au dessus d'un fluide chaud.

$$\begin{aligned} Nu &= 0,14 \cdot Ra^{1/3} \\ Ra &= \frac{g \cdot \beta \cdot (T - T_p) \cdot L^3}{\nu \cdot \alpha} \end{aligned} \quad (\text{VI.15})$$

Cette corrélation a été établie dans le cadre d'échanges thermiques d'une paroi avec un fluide infini. Cette corrélation nous permet en effet de nous affranchir de la longueur de référence dans le calcul du coefficient d'échange de chaleur (voir coefficient $A1$ dans eq. VI.16).

Nous obtenons ainsi comme flux moyen évacué par la surface supérieure pour un fluide à une température moyenne égale à $(T_a + T_b)/2$:

$$\begin{aligned}\varphi_{\text{sup}} &= A_1 \cdot \left(\frac{T_a + T_b}{2} - T_p \right)^{n_1} \\ A_1 &= 0,14 \cdot \lambda \cdot (g \cdot \beta / \nu / \alpha)^{n_1-1} \\ n_1 &= 4/3\end{aligned}\tag{VI.16}$$

Les propriétés physiques du fluide sont évaluées pour cette relation à la température de film :

$$T_1^f = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{T_a + T_b}{2} + T_p \right)\tag{VI.17}$$

Par ailleurs, le bilan de puissance dans la couche supérieure s'écrit :

$$\varphi_{\text{sup}} \cdot L = \rho \cdot Cp \cdot (q_v + q_{vo}) \cdot (T_b - T_a)\tag{VI.18}$$

On suppose en effet que le transfert de chaleur entre cette couche et la couche inférieure peut être négligé. Les propriétés physiques du fluide sont évaluées à la température de film :

$$T_{ab}^f = \frac{T_a - T_b}{2}\tag{VI.19}$$

VI.1.1.2.3. Paroi inférieure

- Transfert de chaleur :

On considère que le transfert de chaleur de la plaque de cuivre vers la couche fluide se fait en deux temps. *L'hypothèse faite est que tout le flux provenant de la plaque est consacré au réchauffement de la langue froide, et ce, sur la distance L_f . Après cette distance, la langue froide s'assimile au reste de la couche inférieure de recirculation globale. Le flux provenant de la plaque chaude participe alors entièrement au réchauffement du courant de circulation inférieur qui passe uniformément de T_a à T_b .*

La distance L_f correspond dans notre modèle au point où la langue dite froide atteint la température du reste du fluide en circulation globale, à savoir T_a . En effet, puisque sur la distance L_f , tout le flux est consacré au réchauffement de la langue froide, le transfert de chaleur est considéré comme nul entre la langue froide et le courant de recirculation qui la surplombe. De plus, on néglige le transfert de chaleur entre les deux mouvements de recirculation à contre courant. La température fluide en recirculation inférieur reste donc à T_a , température proche de la paroi latérale froide.

Le bilan de puissance dans cette couche inférieure de recirculation entre L_f et L est alors :

$$\varphi \cdot (L - L_f) = \rho \cdot Cp \cdot (q_v + q_{vo}) \cdot (T_b - T_a)\tag{VI.20}$$

Les propriétés physiques du fluide sont évaluées à la température de film suivante :

$$T_{ab}^f = \frac{T_a + T_b}{2} \quad (\text{VI.21})$$

- Loi de vitesse dans la couche basse :

Nous allons essayer de trouver un moteur à la recirculation globale.

Il existe deux termes moteurs dans cette couche inférieure :

La vitesse ascensionnelle : la vitesse ascensionnelle U_{cn} est due à l'échauffement du fluide à flux constant ϕ . Si on suppose que cette force motrice est équilibrée par les forces d'inertie, nous pouvons estimer la vitesse U_{cn} grâce à la loi d'échelle suivante :

$$U_{cn} \approx \sqrt{g \cdot \beta \cdot (T_b - T_a) \cdot (H/2)} \quad (\text{VI.22})$$

Ceci correspond à la vitesse atteinte par le fluide soumis à un écart de température $T_b - T_a$ sur une hauteur de fluide de $H/2$.

La vitesse longitudinale : la vitesse longitudinale U_{cf} résulte de l'entraînement du fluide de la couche de recirculation par la langue froide. Nous supposons les profils de vitesses dans la langue froide et la couche de recirculation comme suit :

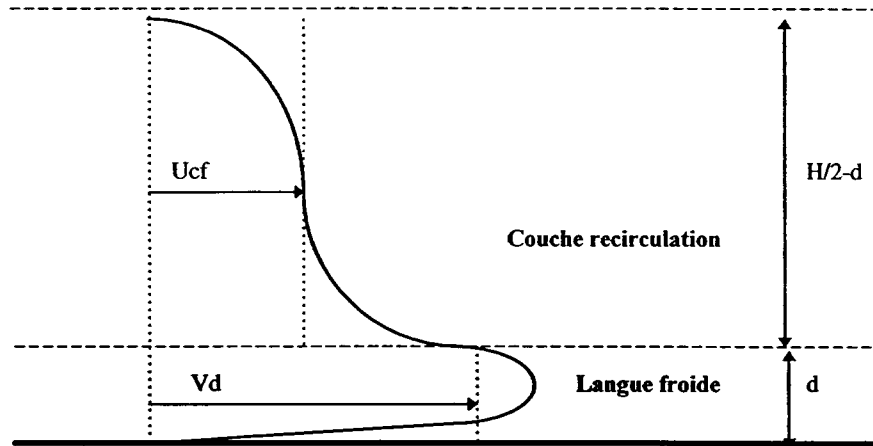


Figure VI.3 : Profils de vitesse couplés entre la langue froide et la couche de recirculation

Nous pouvons ainsi estimer la vitesse débitante due à l'entraînement de la langue froide à partir de ses propres données (d est la hauteur de la langue froide, supposée constante et considérée égale à l'épaisseur de la couche limite descendante issue de la paroi froide) :

$$U_{cf} \equiv B \cdot V_d = B \cdot \frac{q_v}{d} \quad (\text{VI.23})$$

On suppose que le coefficient B est le même sur l'ensemble des essais. Cela implique que la langue froide a la même structure, que la couche limite descendante soit laminaire ou turbulente.

Nous pouvons ainsi construire U_{eff} , une vitesse efficace au transfert de chaleur qui serait fonction des deux éléments moteurs dans cette couche. On a :

$$\begin{aligned} U_{eff}^2 &= (A \cdot U_{cn})^2 + ((d \cdot V_d + (\frac{H}{2} - d) \cdot U_{cf}) / \frac{H}{2})^2 \\ &= (A \cdot U_{cn})^2 + ((d + B \cdot (\frac{H}{2} - d)) \cdot \frac{q_v}{d} \cdot \frac{1}{H/2})^2 \end{aligned} \quad (VI.24)$$

$$q_{wo} + q_v = \frac{H}{2} \cdot \sqrt{A^2 \cdot g \cdot \beta \cdot (T_b - T_a) \cdot \frac{H}{2} + (1 + \frac{B}{d} \cdot (\frac{H}{2} - d))^2 \cdot (\frac{q_v}{H/2})^2} \quad (VI.25)$$

- Ordre de grandeur de A et B :

Pour avoir une estimation de la valeur du couple A et B, nous utilisons les données expérimentales pour deux hauteurs différentes ($H = 0,10$ m et $H = 0,20$ m) que nous introduisons dans une partie des équations citées ci avant.

Ainsi, pour les deux hauteurs H considérées, connaissant P_{lat} , nous obtenons T_a et T_f grâce à la relation (VI.8), q_v par la relation (VI.11) et l'épaisseur δ de la couche limite descendante par les relations (VI.4) et (VI.7). Les propriétés physiques sont prises à 30°C pour $H = 0,10$ m et à 20°C pour $H = 0,020$ m.

Connaissant $T_b - T_a$, et en faisant l'hypothèse que la vitesse moyenne issue de l'analyse de la structure de l'écoulement (sur la mi hauteur de la cavité : tableau V.3) est une estimation de la vitesse débitante dans la couche globale de recirculation, d'après VI.25, on a deux équations correspondant aux deux hauteurs considérées, à deux inconnues, les coefficients A et B.

En prenant pour $H = 0,10$ m une vitesse moyenne débitante $V = 0,012$ m/s et pour $H = 0,20$ m une vitesse moyenne débitante $V = 0,014$ m/s (voir tableau V.3), la résolution du système aboutit à $A = 0,41$ et $B = 0,31$.

Ces résultats sont un ordre de grandeur basé sur des considérations non couplées (on ne considère que la paroi latérale froide pour estimer q_v) et des données de vitesse qui sont des estimations, pour seulement deux hauteurs. Nous considérons tout de même cet ordre de grandeur pour estimer le couple (A;B). Il s'agira d'ajuster ces valeurs sur la gamme complète de hauteurs de cavités

VI.1.1.2.4. Points faibles de la modélisation

Nous avons supposé dans cette modélisation que la couche froide reste de hauteur constante d , égale à l'épaisseur de la couche limite descendante avant son impact sur la paroi chaude. Si cette estimation est raisonnable pour les conditions initiales de la langue froide, la simulation numérique par Trio_U nous montre que ce n'est pas le cas sur la distance L_f (taux de croissance de l'ordre de 0,04 pour $H=5\text{cm}$).

Nous avons également supposé un entraînement constant (B est constant) quelle que soit l'évolution des vitesses dans les différentes couches. Ceci est valable dans notre cas, car nous faisons l'hypothèse que les épaisseurs respectives des couches n'évoluent pas avec l'abscisse, donc que les vitesses restent constantes.

VI.1.1.3. Système d'équations

Il ne reste ainsi qu'un système de neuf équations à neuf inconnues : T_a , T_b , T_f , T_p , Φ_{sup} , Φ_{lat} , q_v , q_{vo} et L_f .

VI.1.1.3.1. Les bilans d'énergie

En plus du bilan d'énergie sur la couche limite froide (eq. VI.11) et sur les deux mouvements de recirculation (eq. VI.20 et eq. VI.18), on dispose du bilan d'énergie aux frontières du domaine fluide :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{lat}} \cdot H + \Phi_{\text{sup}} \cdot L &= \Phi \cdot L \\ \Phi_{\text{lat}} \cdot H &= \rho \cdot Cp \cdot q_v \cdot (T_a - T_f) \\ \Phi \cdot (L - L_f) &= \rho \cdot Cp \cdot (q_v + q_{vo}) \cdot (T_b - T_a) \\ \Phi_{\text{sup}} \cdot L &= \rho \cdot Cp \cdot (q_v + q_{vo}) \cdot (T_b - T_a)\end{aligned}\tag{VI.26}$$

VI.1.1.3.2. Les flux

On dispose des flux convectifs en paroi latérale (eq. VI.8) et supérieure (eq. VI.16) et du flux conductif dans la résine (eq. VI.14) :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{lat}} \cdot H &= A_{I1} \cdot H^{3(n_{\text{lat}}-1)} \cdot (T_a - T_0)^{n_{\text{lat}}} + A_{I2} \cdot (H^{3(n_{\text{lat}}-1)} - x^{3(n_{\text{lat}}-1)}) \cdot (T_a - T_0)^{n_{\text{lat}}} \\ \Phi_{\text{sup}} &= A_1 \cdot ((T_a + T_b) / 2 - T_p)^{n_1} \\ T_p - T_0 &= A_{R1} \cdot \Phi_{\text{sup}} + A_{R2} \cdot \Phi_{\text{sup}}^2\end{aligned}\tag{VI.27}$$

VI.1.1.3.3. La température de mélange dans la couche limite latérale descendante

$$T_a - T_f = n_{lm} \cdot (T_a - T_0) \quad (VI.28)$$

VI.1.1.3.4. La loi de débit dans la couche globale de recirculation

En combinant les équations (VI.23), (VI.22) et (VI.25), on obtient :

$$q_w + q_v = \frac{H}{2} \cdot \sqrt{A^2 \cdot g \cdot \beta \cdot (T_b - T_a) \cdot \frac{H}{2} + \left(1 + \frac{B}{d} \cdot \left(\frac{H}{2} - d\right)\right)^2 \cdot \left(\frac{q_v}{H/2}\right)^2} \quad (VI.29)$$

VI.1.1.4. Résultats et discussion

Le flux imposé en surface inférieure est fixé à $\phi = 7700 \text{ W/m}^2$. Suivant l'estimation faite au paragraphe (VI.1.1.3.4. La loi de débit dans la couche globale de recirculation), les coefficients A et B ont été ajustés à $A = 0,35$ et $B = 0,25$, de façon à obtenir des résultats cohérents sur les quatre hauteurs de cavité étudiées (ils diffèrent de ces obtenus lors de l'estimation de leur ordre de grandeur respectif, estimation qui s'appuyait sur deux hauteurs uniquement ; mais les ordres de grandeur sont les mêmes). On obtient les résultats suivants (les valeurs entre parenthèses sont les critères thermohydrauliques issus de la campagne d'essais de BALI-Métal) :

H (m)	0,05	0,1 (laminaire)	0,1 (turbulent)	0,2	0,4
Ta (°C)	55,5 (52)	53,6 (51,5)	53,4 (51,5)	44,0 (42)	33,5 (33)
Tb (°C)	65,1 (62)	58,0 (55,5)	57,5 (55,5)	45,5 (43,5)	34,0 (34)
Tf (°C)	33,3	32,2	40,1	33,0	25,1
Tp (°C)	50,1	46,2	45,9	36,5	26,7
$\phi_{lat} \text{ (W/m}^2\text{)}$	49460	39300	40450	35190	24100
$\phi_l \text{ (W/m}^2\text{)}$	6460	5740	5680	4180	2880
Lf (m)	0,32	0,51	0,53	0,91	1,25
qv (m ³ /s)	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$
qvo (m ³ /s)	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$
d (mm)	1,8	2,2	2,6	4,2	6,9
V _d (cm/s)	1,47	2,00	2,81	3,67	4,02
V _{max,d} (cm/s)	2,65	3,60	10,3	13,5	14,8
V _{recirculat} (cm/s)	1,29	1,24	1,27	1,25	1,18
V _{moyen} (cm/s)	1,31	1,27	1,35	1,35	1,29
ϕ_{lat}/ϕ	6,4	5,1	5,3	4,6	3,1
H $\phi_{lat}/L\phi$	0,16 (~0,15)	0,26 (~0,25)	0,26 (~0,25)	0,46 (~0,45)	0,63 (~0,60)
Tb-Ta (°C)	9,6 (10)	4,4 (4)	4,0 (4)	1,5 (1,5)	0,6 (1)

Tableau VI.1 : Résultats récapitulatifs des quantités thermohydrauliques du modèle (A=0,35 et B=0,25)

Pour une cavité de 10 cm, suivant que l'on considère la longueur de changement de régime x_c à H , ou à $0,8.H$, les résultats sont issus des corrélations en régime laminaire (indiqué par "laminaire"), ou laminaire jusqu'à x_c et turbulent ensuite (indiqué par "turbulent").

Les critères thermohydrauliques issus de l'analyse de la campagne d'essais sont rassemblés sur les graphes suivants

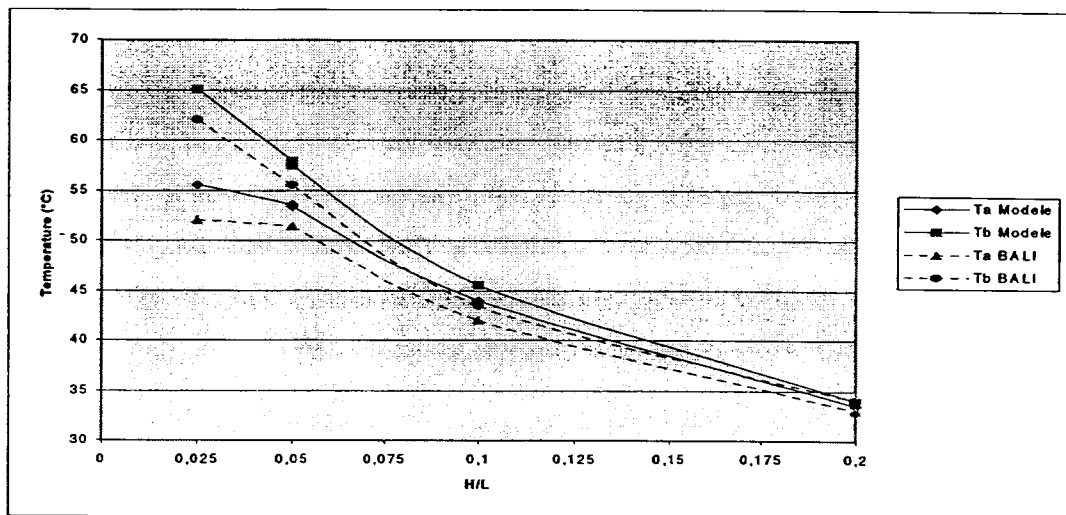


Figure VI.4 : Evolution des températures T_a , T_b et du gradient de température en fonction du rapport d'aspect

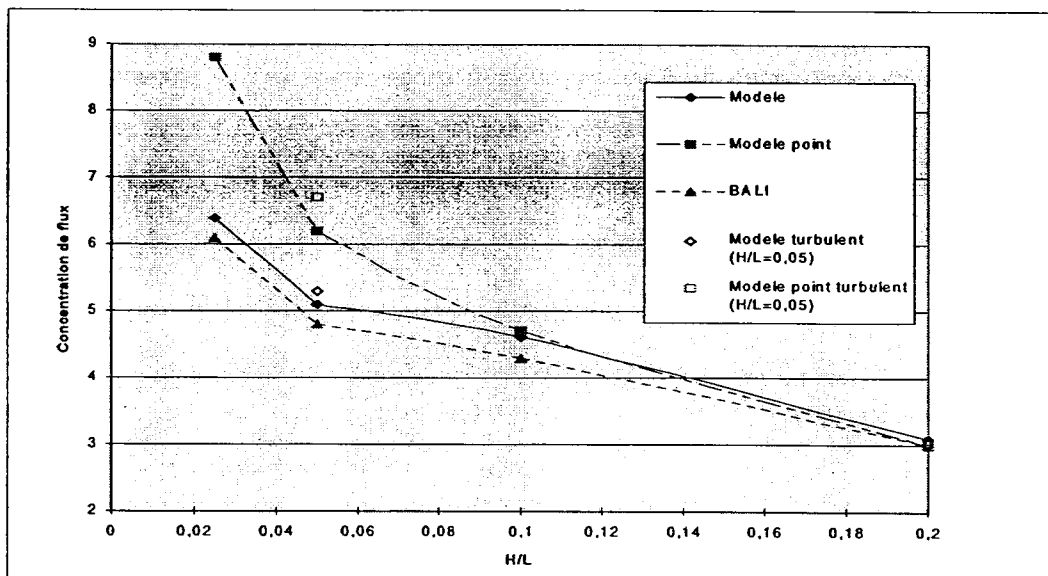


Figure VI.5 : Evolution de la concentration de flux en fonction du rapport d'aspect (modèle, expérience BALI et modèle point)

Les résultats sont globalement cohérents avec les résultats expérimentaux, sur la gamme complète des essais (de $H = 0,05\text{ m}$ à $H = 0,4\text{ m}$), et ce, pour un couple unique de valeurs ($A = 0,35$ et $B = 0,25$). On retrouve en effet à la fois les bons ordres de grandeur des températures (T_a et T_b), le gradient de température observé le long de la cavité et la part de la puissance totale évacuée sur la paroi latérale. (Pour $H = 0,10\text{ m}$, nous notons une meilleure correspondance pour le cas où le régime reste laminaire sur toute la surface latérale (et où $x_c = 0,8.H$)).

Le calcul des vitesses débitantes dans la couche de recirculation à $q_{vo} + q_v$ (V_{moyen}) montre que celles-ci semblent être un peu trop importantes par rapport aux vitesses estimées par l'analyse périodique des essais expérimentaux (voir tableau V.3).

Il semble enfin que la longueur L_f soit sous-estimée pour les hauteurs H faibles, et surestimées pour les hauteurs H importantes. En effet, bien que cette quantité soit très difficile à déterminer d'après les résultats expérimentaux, il apparaît que L_f ne varie que très peu sur toute la gamme de hauteur envisagée, et reste autour de $0,45$ à $0,9\text{ m}$. Il est difficile d'être précis dans la comparaison avec les résultats expérimentaux, d'autant plus que nous avons déjà souligné le fait que les définitions de L_f pour le modèle et pour l'expérience ne se correspondent pas exactement.

On peut expliquer en partie la faible valeur de L_f pour le modèle à $H = 0,05\text{ m}$ par le fait qu'on considère que le fluide reste à $T_a = 52^\circ\text{C}$ sur toute cette distance. Or, pour cette hauteur, il existe un fort gradient de température au sein du bain, de sorte qu'à $x = 0,45\text{ m}$ la température du bain est déjà à $53,5^\circ\text{C}$. Si on considère que L_f correspond à la température du bain à cette distance, la distance trouvée par le modèle doit être augmentée, pour deux raisons :

- si la température de fin de langue froide est plus grande, la langue froide est plus longue.
- si la température au centre du bain augmente, l'énergie nécessaire à son augmentation peut provenir d'une partie de la puissance injectée (toute la puissance injectée n'est pas consacrée au réchauffement de la langue froide). La langue froide se réchauffe alors moins rapidement et reste plus longtemps au contact de la paroi en cuivre.

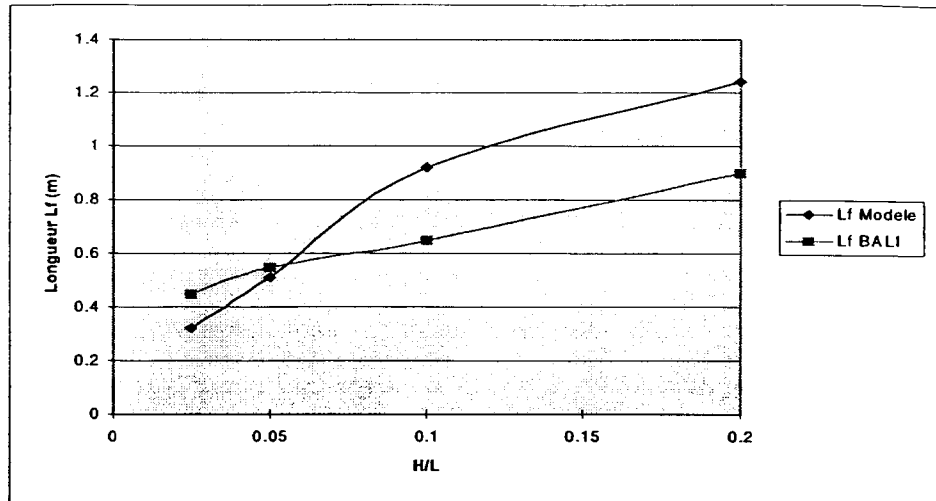


Figure VI.6 : Comparaison de la longueur L_f entre le modèle et l'expérience

VI.1.1.5. Conclusion

Nous avons développé un modèle simple inspiré des résultats expérimentaux de BALI - Métal et de la simulation numérique avec Trio_U. Il consiste en une recirculation globale du fluide le long de la cavité, mouvement généré d'une part par la couche limite développée le long de la paroi latérale froide, et d'autre part par la force ascensionnelle de flottabilité.

Les résultats en terme de niveau de température atteint près de la paroi latérale froide, de gradient radial de température et de concentration de flux à la paroi latérale, améliorent de façon très satisfaisante ces mêmes résultats issus du modèle point où on suppose un bain isotherme.

VI.1.2. Modèle d'évolution de la langue froide

La modélisation de la langue froide dans ce premier modèle est très simple car on la considère d'épaisseur constante. La simulation numérique par Trio_U de l'essai à $H=5$ cm nous indique cependant une croissance de l'épaisseur de la langue froide que l'on peut considérer monotone, de taux 0,04. Nous cherchons à développer maintenant un modèle d'entraînement de cette langue froide, donc de croissance de la langue, par mélange thermique avec la couche de recirculation globale.

VI.1.2.1. Croissance d'une couche de fluide dans un milieu au repos

VI.1.2.1.1. Modèle d'entraînement

On matérialise la langue froide par un jet pariétal. On considère dans un premier temps l'évolution d'un jet pariétal chauffé en paroi à flux constant φ , et se développant dans un milieu au repos et isotherme à température T_a . L'écoulement est unidirectionnel, permanent et incompressible. On utilise la notion de vitesse moyenne débitante u dans la couche de fluide d'épaisseur δ que forme le jet. On néglige le frottement du fluide à la paroi et à l'interface.

On considère les équations de masse, quantité de mouvement et énergie établie en couche limite.

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial y} &= 0 \\ \rho \cdot \left[u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right] &= \frac{\partial \tau}{\partial y} \\ \rho \cdot Cp \cdot \left[u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] &= \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\end{aligned}\tag{VI.30}$$

Pour résoudre ce système, on utilise la méthode intégrale, ayant auparavant supposé que le profil de vitesse u dans cette couche est constant à chaque abscisse x . Cette dernière hypothèse est une approximation qui permet de résoudre le système de façon simple.

Les équations qui régissent l'évolution de cette couche sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx}(\rho \cdot u \cdot \delta) &= \rho \cdot j = \rho \cdot E_0 \cdot u \\ \frac{d}{dx}(\rho \cdot u^2 \cdot \delta) &= 0 \\ \frac{d}{dx}(\rho \cdot u \cdot \delta \cdot Cp \cdot T) &= \varphi + \rho \cdot Cp \cdot T_a \cdot j = \varphi + \rho \cdot Cp \cdot T_a \cdot E_0 \cdot u\end{aligned}\tag{VI.31}$$

avec comme condition en $x = 0$, $u = u_0$, $T = T_f$ et $\delta = \delta_0$, les valeurs obtenues en fin de la couche limite descendante le long de la paroi froide. Nous prendrons les valeurs obtenues par le modèle global à deux couches développé au paragraphe précédent (voir tableau VI.1).

On modélise l'entraînement du fluide au repos dans la couche par la quantité j définie par

$$j = E_0 \cdot u\tag{VI.32}$$

Cette modélisation est inspirée des travaux de Ricou et Spalding (1961) concernant l'entraînement d'un jet turbulent d'air dans une chambre d'air à pression atmosphérique. Le coefficient E_0 est appelé coefficient d'entraînement. Ricou et Spalding (1961) le trouvent constant et égal à 0,8 quel que soit le rapport des densités ρ/ρ_∞ . Nous utilisons donc cette modélisation, ayant tout de même conscience que nous nous trouvons plutôt en régime laminaire et en position horizontale (l'effet de flottabilité ne se trouve pas être dans la même direction (verticale) que le jet.). Il s'agira alors de déterminer la valeur de E_0 dans le modèle.

VI.1.2.1.2. Résolution analytique :

La résolution des équations de bilan de masse et de quantité de mouvement nous donne une relation pour les évolutions de la vitesse et de l'épaisseur de la langue froide :

$$u = \frac{u_0}{\sqrt{\frac{2 \cdot E_0 \cdot x}{\delta_0} + 1}} \quad (VI.33)$$

$$\delta = \delta_0 \cdot \left(\frac{2 \cdot E_0 \cdot x}{\delta_0} + 1 \right)$$

Il ne reste qu'à résoudre l'équation de bilan d'énergie qui devient :

$$\rho \cdot Cp \cdot u_0 \cdot \delta_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot E_0 \cdot x}{\delta_0} + 1} \cdot \frac{dT}{dx} = \varphi + \rho \cdot Cp \cdot E_0 \cdot \frac{u_0}{\sqrt{\frac{2 \cdot E_0 \cdot x}{\delta_0} + 1}} \cdot (T_a - T) \quad (VI.34)$$

On procède à une adimensionalisation du système d'équations :

$$u^\circ = \frac{u}{u_0} \quad \delta^\circ = \frac{\delta}{\delta_0} \quad x^\circ = \frac{E_0 \cdot x}{\delta_0} \quad T^\circ = \frac{T}{T_a - T_f}$$

$$\frac{d}{dx^\circ} (u^\circ \delta^\circ) = u^\circ$$

$$\frac{d}{dx^\circ} (u^{\circ 2} \delta^\circ) = 0$$

$$\sqrt{2 \cdot x^\circ + 1} \frac{d(-T^\circ)}{dx^\circ} + \frac{(T_a^\circ - T^\circ)}{\sqrt{2 \cdot x^\circ + 1}} + \frac{\varphi}{\rho \cdot Cp \cdot u_0 \cdot E_0 \cdot (T_a - T_f)} = 0 \quad (VI.35)$$

On met ainsi en évidence un terme adimensionnel que l'on peut interpréter comme le rapport du flux de chaleur imposé par la paroi sur le flux de chaleur provenant de entraînement du fluide extérieur à la couche et au repos. Appelons ce terme R_f :

$$R_f = \frac{\varphi}{\rho \cdot Cp \cdot u_0 \cdot E_0 \cdot (T_a - T_f)} \quad (VI.36)$$

L'équation de bilan d'énergie (eq. VI.34) peut alors s'écrire :

$$\sqrt{2x^{\circ}+1} \frac{d(T_a^{\circ}-T^{\circ})}{dx} + \frac{(T_a^{\circ}-T^{\circ})}{\sqrt{2x^{\circ}+1}} + R_f = 0 \quad (VI.37)$$

La solution analytique de cette équation est

$$T_a^{\circ}-T^{\circ} = (T_a^{\circ}-T_f^{\circ}-R_f \cdot x^{\circ}) / \sqrt{2 \cdot x^{\circ}+1} \quad (VI.38)$$

On se fixe comme condition de fin de langue froide le fait que sa température a atteint la température du fluide extérieur au repos, à savoir T_a . On le traduit en termes adimensionnels par $T^{\circ} = T_a^{\circ}$. La longueur de la couche froide L_f° est donc définie par la relation suivante :

$$L_f^{\circ} = \frac{T_a^{\circ}-T_f^{\circ}}{R_f} \quad (VI.39)$$

Cette distance adimensionnelle est inversement proportionnelle au nombre R_f . Ainsi, si on n'impose aucun flux à la paroi, on est dans la configuration extrême où $R_f = 0$. Alors L_f est infini. En effet, la langue froide s'étend jusqu'au bout de la cavité car la structure de l'écoulement est thermiquement stable : la couche limite froide descendante le long de la paroi est plus froide que le reste de la cavité.

VI.1.2.1.3. Résultats et discussion :

Si R_f est différent de zéro, on peut revenir aux quantités dimensionnelles. On obtient :

$$L_f = \frac{\rho \cdot Cp \cdot u_0 \cdot \delta_0 \cdot (T_a - T_f)}{\varphi} \quad (VI.40)$$

On remarque que L_f reste indépendant du coefficient entraînement E_0 , et plus précisément que c'est exactement la quantité obtenue sans le modèle entraînement ($u_0 \cdot \delta_0 = q_v$).

En réalité, E_0 influence l'évolution de l'épaisseur de la couche froide. Or, l'épaisseur de la couche dans notre configuration ne peut être supérieure à la mi - hauteur de la cavité, à savoir $H / 2$, parce que l'on suppose que dans la demi - hauteur supérieure, il s'opère la recirculation du fluide, à contre courant. On a donc une relation limite, faisant l'hypothèse que $\delta_0 \ll H$:

$$E_0 \cdot x \leq \frac{H}{4} \quad (\text{VI.41})$$

Cette condition supplémentaire ne pourra que réduire la distance L_f (épaisseur maximale atteinte avant la température limite). Cela ne peut donc qu'être favorable pour les cavités de grande hauteur.

On a fait le calcul pour différentes valeurs de E_0 (0,00, 0,01, 0,05 et 0,1), le cas où $E_0 = 0,00$ correspondant au modèle sans entraînement. D'après les résultats de la simulation numérique de Trio_U, pour $H=5\text{cm}$, on a estimé le taux de croissance de la langue froide à environ 0,04. Or, dans ce modèle, le taux de croissance de la langue froide est égal à $2 \cdot E_0$ (voir eq. VI.33), ce qui implique donc une valeur de E_0 à 0,02. Nous étudions donc également cette valeur. Nous indiquons les résultats obtenus par la simulation numérique pour $H=5\text{cm}$.

Nous indiquons les résultats obtenus par la simulation numérique avec Trio_U pour $H = 0,05\text{m}$. La température T_f est de 31°C , T_a de 49°C , l'épaisseur initiale de la langue est de 2 mm (voir figure V.31), et sa vitesse débitante u_0 d'environ 1,5cm/s (estimation faite à partir de la vitesse verticale à $Y = 0,0025\text{m}$).

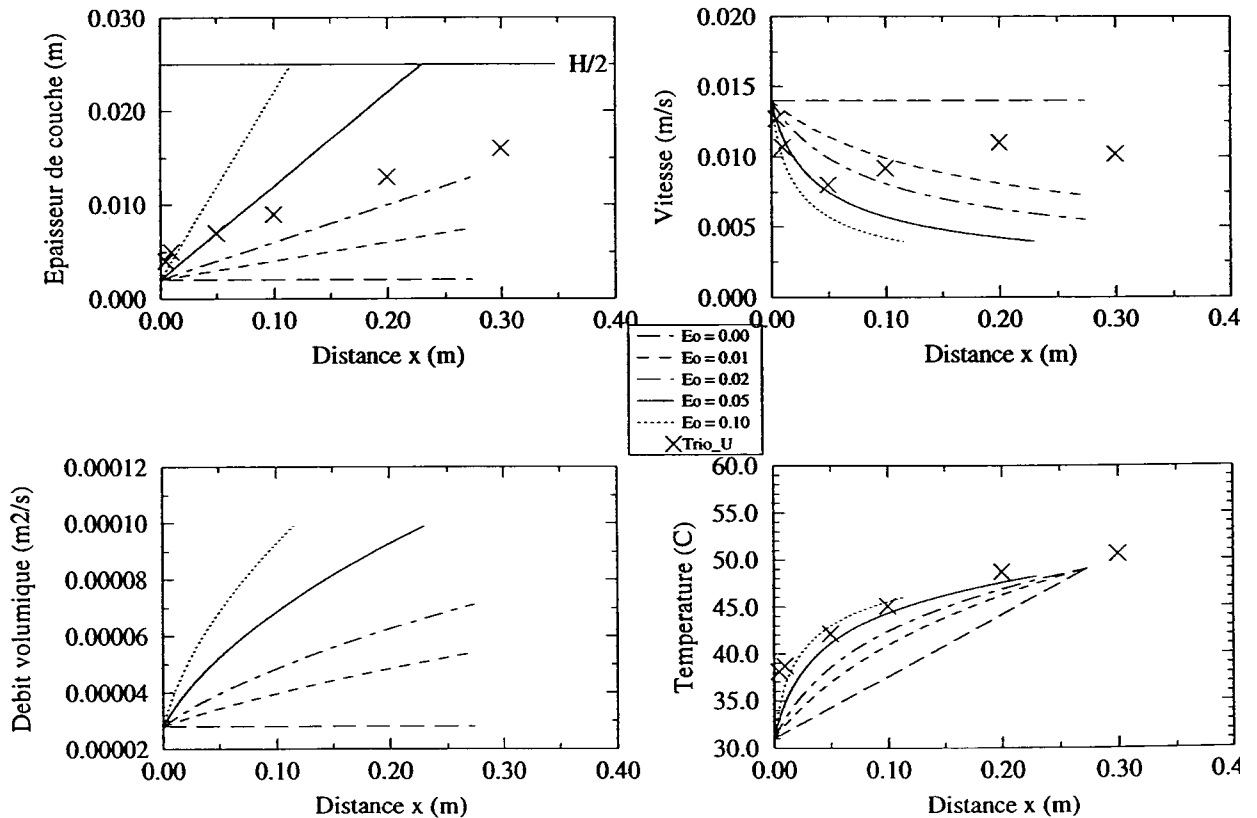


Figure VI.7 : Evolution de la langue froide en fonction de E_0 pour $H = 0,05 \text{ m}$

Pour ce qui concerne la comparaison avec les résultats obtenus par la simulation avec Trio_U :

- L'évolution de l'épaisseur de la langue froide est mal reproduite pour les petites abscisses ($x < 5\text{cm}$) et suit plutôt les courbes obtenues pour des coefficients E_o plus importants que 0,02. En revanche, la pente de croissance de langue froide devient parallèle à la pente obtenue avec $E_o=0,02$, ce qui est normal puisque nous avons déterminé la pente obtenue par simulation numérique sur les grandes distances à la paroi latérale froide.

- La vitesse débitante dans la langue froide est bien reproduite mais pour une abscisse inférieure à 10cm, et pour une valeur de E_o égale à 0,05, voire 0,1 et non pas 0,02. Or nous avons constaté lors de la simulation numérique que la vitesse extérieure à la langue froide devient non négligeable à partir de 10 cm à la paroi latérale froide (voir § V.2.4.3.2). On peut donc voir une limitation du modèle qui considère un fluide extérieur immobile.

- La température débitante n'est pas très bien reproduite. Elle semble également plutôt suivre l'évolution de température obtenue avec $E_o=0,1$, voire supérieure à 0,1.

Nous avons également tracé l'évolution des différents paramètres pour $H=0,2\text{m}$ (conditions initiales prises du modèle global, tableau VI.1).

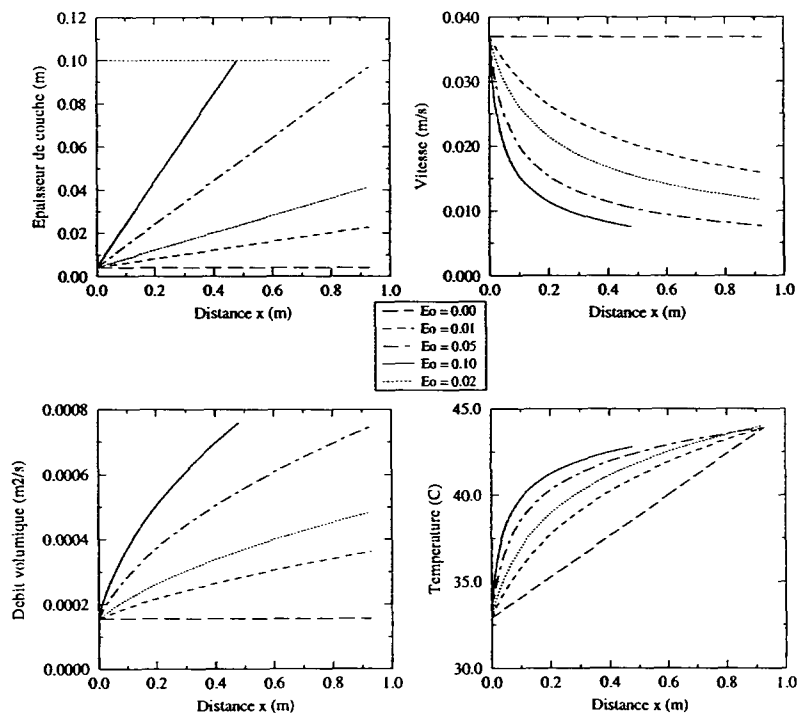


Figure VI.8 : Evolution de la langue froide en fonction de E_o pour $H = 0,20\text{ m}$

On a rassemblé dans un tableau les valeurs de L_f (m) obtenues avec les conditions initiales prises du modèle global (tableau VI.1) en tenant compte de la contrainte d'épaisseur maximale de couche limite égale à $H/2$ (eq. VI.41) :

H (m)	0,05 Trio_U	0,05	0,1	0,2	0,4
$E_0 = 0,00$	0,27	0,32	0,51	0,92	1,26
$E_0 = 0,01$	0,27	0,32	0,51	0,92	1,26
$E_0 = 0,02$	0,27	0,32	0,51	0,92	1,26
$E_0 = 0,05$	0,23	0,23	0,48	0,92	1,26
$E_0 = 0,10$	0,11	0,12	0,24	0,48	0,97

Tableau VI.2 : Longueur L_f (m) en fonction de E_0

Ce test ne fait que raccourcir la distance L_f , et ce, de façon drastique pour les petites cavités. Par exemple, L_f est divisé par 3 pour $H = 0,05$ m et passe de 0,32 m à 0,12 m. Or, si cette tendance est souhaitable pour les cavités les plus hautes, c'est l'effet inverse qui est recherché pour les petites hauteurs (on souhaiterait $L_f \sim 0,45$ m pour $H = 0,05$ m).

VI.1.2.1.4. Influence de la température limite (T_a)

Nous avons testé l'influence du paramètre de température limite de fin de langue froide : au lieu de prendre cette limite à T_a , nous l'avons prise à $T_a + (T_b - T_a) \cdot L_f / L$. Pour ce faire, nous avons remplacé le terme T_a dans le système eq. VI.31, par le terme " $T = T_a + (T_b - T_a) \cdot X / L$ ", avec X , la distance à la paroi latérale froide, et $T_b - T_a$, le gradient de température trouvé par le modèle global. *La fin de langue froide correspond à l'égalité des températures dans et en dehors de la langue froide à la distance L_f de la paroi latérale froide.*

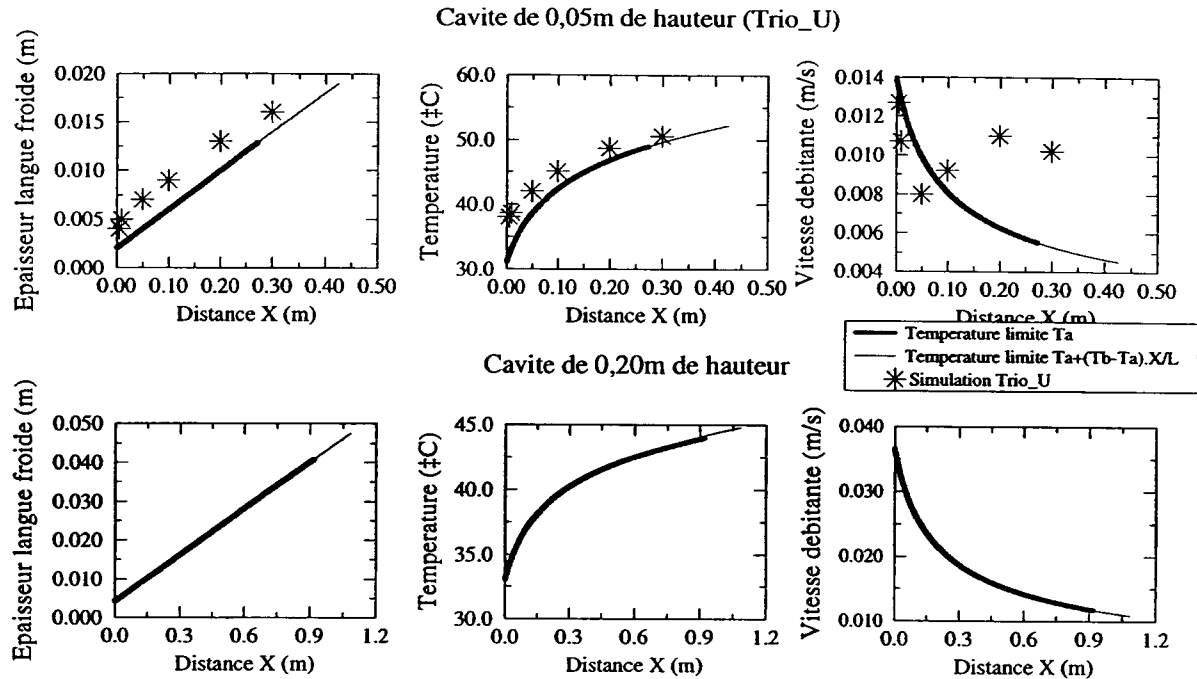


Figure VI.9 : Allongement de L_f par prise de condition limite de la langue froide la température du centre de la cavité à la distance L_f (ici, $Eo=0,02$).

La prise en compte du gradient horizontal de la température extérieure à la langue froide permet d'allonger L_f qui atteint 0,42m contre 0,27 auparavant (50% d'augmentation). Cela est dû au fait de l'important gradient de température dans la cavité (15°C).

En ce qui concerne les essais BALI -Métal, on constate un allongement de la distance L_f de l'ordre de 20% sur l'ensemble des hauteurs envisagées pour $Eo=0,02$, malgré le fait que le gradient de température T_b-T_a diminue fortement quand H augmente. On se rapproche des résultats obtenus expérimentalement pour les petites cavités (pour $H=0,05m$, $L_f=0,38m$ au lieu de 0,32m pour le cas initial), mais on s'en éloigne pour les grandes cavités (pour $H=0,20m$, $L_f=1,08m$ au lieu de 0,92m).

VI.1.2.1.5. Conclusion

Ce modèle entraînement suppose que le fluide extérieur à la couche froide soit presque ou complètement au repos (on néglige la vitesse du fluide extérieur). Cependant, nous avons pu constater (expériences BALI et simulation Trio_U) que, même si la vitesse dite de recirculation est toujours inférieure à celle de la langue froide, son importance relative reste significative.

De plus, le mouvement de recirculation au dessus de la couche froide et à co - courant devrait avoir un effet stabilisateur, surtout pour des vitesses relatives semblables (donc pour les cavités à faible

hauteur). Nous allons envisager un modèle d'entraînement qui tient compte d'une vitesse du fluide extérieur.

VI.1.2.2. Modèle entraînement couplé avec un fluide mobile

VI.1.2.2.1. Système d'équations

On considère l'évolution d'un jet pariétal à température débitante T_f initiale ($X=0$), épaisseur δ et vitesse débitante u , chauffé en paroi à flux constant φ , et se développant dans un milieu mobile de vitesse u' et à température $T' (=T_a + (T_b - T_a) \cdot X/L)$ uniquement fonction de l'abscisse X . Nous reprenons le système d'équations VI.30, et auquel nous appliquons la méthode intégrale (on suppose toujours que le profil de vitesse est constant sur l'épaisseur de la langue froide), avec comme limite d'intégration en $y=\delta$, $u=u'$ (au lieu de $u=0$) et $T=T'$.

A la place du système décrit par eq. VI.31, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\rho \cdot u \cdot \delta) &= \rho \cdot j = \rho \cdot E_0 \cdot (u - u') \\ \frac{d}{dx}(\rho \cdot u^2 \cdot \delta) &= \rho \cdot E_0 \cdot (u - u') \cdot u' \\ \frac{d}{dx}(\rho \cdot u \cdot \delta \cdot Cp \cdot T) &= \varphi + \rho \cdot Cp \cdot T' \cdot j = \varphi + \rho \cdot Cp \cdot T' \cdot E_0 \cdot (u - u') \end{aligned} \quad (VI.42)$$

Cela revient à considérer que la croissance de l'épaisseur de la langue froide est due à la vitesse relative de la langue froide par rapport au fluide extérieur en mouvement. Le fluide extérieur participe également à la croissance de quantité de mouvement de la langue froide.

Ainsi, si la vitesse relative $(u-u')$ est importante, la langue froide et sa température vont croître rapidement. Or d'après les résultats du modèle global (voir tableau VI.1), la vitesse initiale relative est d'autant plus grande que H est grand. Ce système peut donc participer à la réduction de L_f pour les grandes cavités, et l'allongement L_f pour les cavités de hauteur faible.

Le système VI.42 ne suffit pas à résoudre le problème puisque nous avons des inconnues supplémentaires qui sont l'épaisseur δ du fluide extérieur ainsi que sa vitesse u' .

Lors de la simulation de l'essai à $H=0,05m$, d'après l'évolution du profil moyen de vitesse (figure V.28), nous avons constaté que la vitesse extérieure n'était à prendre en compte qu'à partir d'une

certaine distance à la paroi latérale froide. Ceci peut s'expliquer par la recirculation du fluide extérieur à la langue froide.

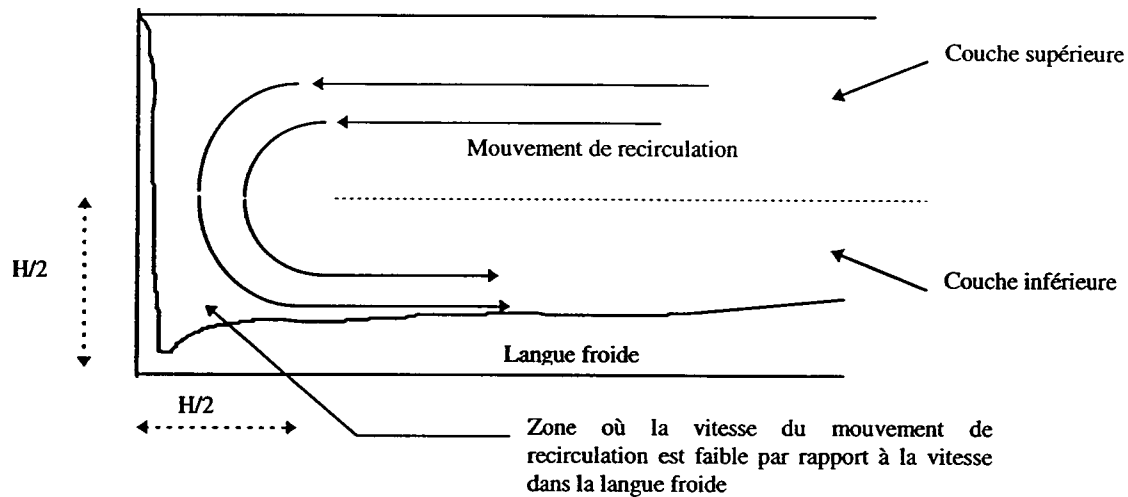


Figure VI.10 : Zone d'influence du mouvement de recirculation

De façon à tenir compte de la zone où le fluide tourne pour passer de la couche supérieure à la couche inférieure, nous imposons une loi de vitesse extérieure linéaire de $X=0$ à $X=H/2$ (u'_0 à déterminer):

$$\begin{aligned} u' &= \frac{X}{H/2} \cdot u'_0 \\ \delta + \delta' &= \frac{H}{2} \end{aligned} \quad (VI.43)$$

Le débit volumique n'est donc pas constant sur la distance $H/2$. A partir de $X=H/2$, on considère que la vitesse du fluide extérieur à la langue froide est maximale et doit évoluer de façon à conserver un débit volumique constant sur la hauteur $H/2$ de la cavité :

$$\begin{aligned} \delta + \delta' &= \frac{H}{2} \\ \frac{d}{dx}(\rho \cdot u' \delta') &= -\rho \cdot Eo \cdot (u - u') \end{aligned} \quad (VI.44)$$

VI.1.2.2.2. L'essai simulé par Trio_U

Pour ajuster les paramètres du modèle, on reprend le cas étudié par simulation numérique avec Trio_U ($H=0,05\text{cm}$). La température T_f est de 31°C , T_a de 49°C , l'épaisseur initiale de la langue est de

2 mm), et sa vitesse débitante u_o d'environ 1,5 cm/s. Nous prenons 15°C pour le gradient de température dans le fluide le long de l'axe central horizontal.

Nous avons voulu utiliser la vitesse débitante en dehors de la langue froide à partir des profils verticaux de vitesse sur la mi-hauteur de la cavité (voir figure V.28). Le débit volumique sur la mi-hauteur de la cavité se révèle non constant, et même croissant, indiquant que notre modèle à débit volumique constant est une situation schématique. Il nous faut donc déterminer E_o et u'_o .

Nous avons ajusté E_o à 0,12 et u'_o à 0,006 m/s. Afin de montrer les progrès réalisés dans la reproduction des résultats de la simulation numérique directe, nous avons également tracé les résultats obtenus avec le modèle d'entraînement avec un fluide extérieur immobile et un coefficient d'entraînement E_o de 0,02, et les résultats obtenus sans entraînement ($E_o=0$ et $u'_o=0$).

Nous obtenons les évolutions suivantes :

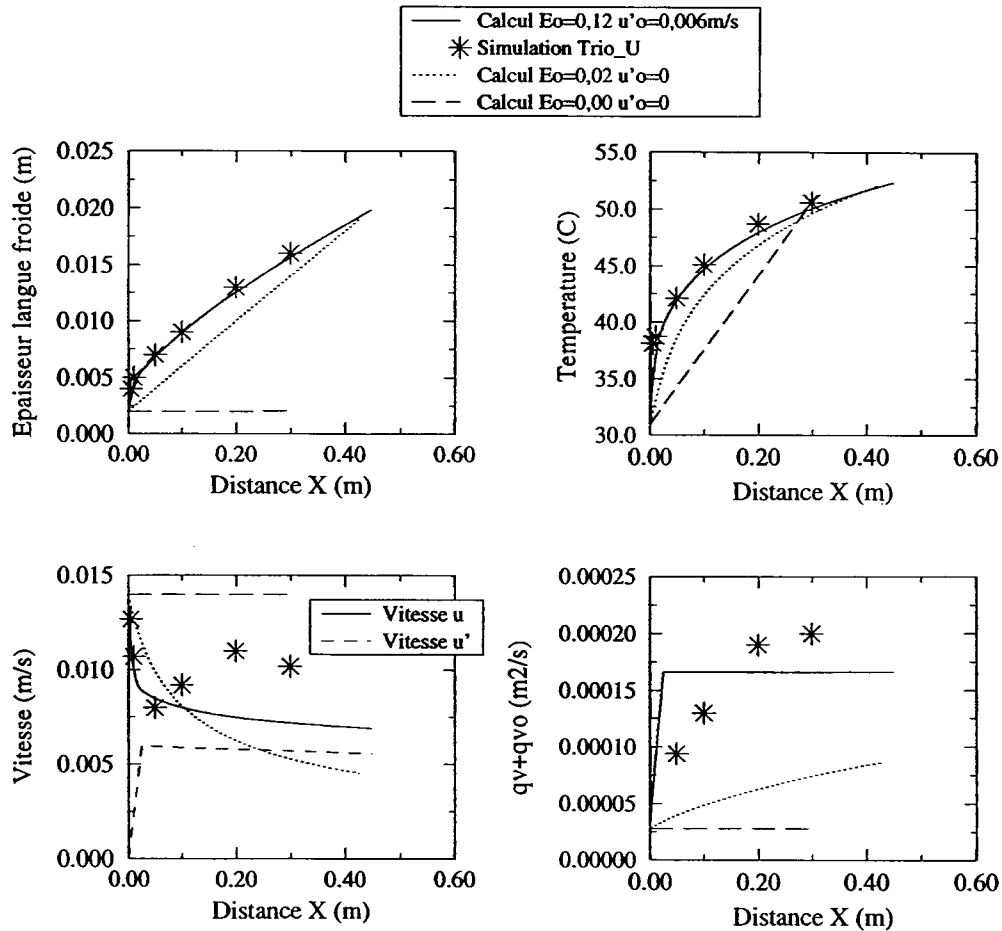


Figure VI.11 : Modèle d'entraînement couplé avec un fluide mobile. $H=0,05$ m.

Les évolutions de l'épaisseur de la langue froide et de la température débitante dans la langue froide obtenues avec ces paramètres sont très similaires aux évolutions obtenues par la simulation numérique, du fait du calage des paramètres E_o et u'_o .

On peut constater la différence avec le modèle d'entraînement simple, que ce soit pour l'évolution de la langue froide ou celle de la température débitante. *La recirculation du fluide extérieur a une influence évidente sur l'évolution de la langue froide.*

Avec ces paramètres, la valeur de L_f est de 0,45 m, valeur exacte de la valeur estimée par la simulation numérique, ce qui permet de confirmer l'amélioration des résultats.

La vitesse débitante est bien reproduite pour $X < 0,05m$. Pour des distances plus grandes, la vitesse continue à diminuer, mais son évolution est beaucoup moins rapide que celle obtenue par le modèle avec le fluide extérieur immobile, allant ainsi dans le sens des résultats de la simulation.

Pour le débit volumique par unité de profondeur ($q_v + q_{v_o}$), on peut constater que notre évolution est trop schématique, avec une croissance trop importante au départ, et une stagnation ensuite. Cela est dû au principe de recirculation idéale dans notre modèle. On retrouve le phénomène du fléchissement de l'évolution du débit volumique pour des distances X plus grandes. La sous estimation de ce débit volumique provient de celle de la vitesse u dans la langue froide.

La valeur de u'_o (0,006m/s) donne des vitesses débitantes dont l'ordre de grandeur est celui des vitesses débitantes obtenues lors de la simulation numérique directe, mais surestimées ($X=0,30m$, la simulation numérique directe donne 0,0042m/s et nous avons 0,0057m/s). Cependant, une diminution de u'_o pour diminuer u' ferait également baisser u et le débit volumique global, ce qui ne va pas dans le bon sens.

VI.1.2.2.3. Les essais BALI - Métal

Nous avons voulu appliquer ce modèle d'entraînement sur l'ensemble des essais BALI - Métal réalisés à flux imposé uniforme. La difficulté vient du manque de données locales pour valider la mise au point des paramètres de ce modèle d'entraînement.

Nous nous basons sur les résultats du modèle global développé en première partie pour estimer les différents paramètres nécessaires au calcul (T_a , T_f , $T_b - T_a$, vitesse débitante initiale et épaisseur initiale de la langue froide) (voir tableau VI.1).

Le problème vient de l'estimation de u'_o : nous ne pouvons nous baser sur aucune valeur du modèle global : le débit volumique sur la mi - hauteur de la cavité sera forcément différent de celui obtenu par le modèle ($q_v + q_{v_o}$) si la valeur de L_f change : l'équation VI.20 n'est plus valable.

Nous choisissons *arbitrairement* d'ajuster u'_o de façon à retrouver le débit (q_v+q_{vo}) du modèle global (voir tableau VI.1). Nous envisageons plusieurs valeurs pour le paramètre $Eo(0,12 ; 0,06 ; 0,02)$.

H (m)	Eo	u'_o (m/s)	q_v+q_{vo} (m ² /s)	L_f (m)	u (m/s)	épaisseur à $X=L_f$	T(Lf) (°C)
0,05	0,12	0,05	$3,2 \cdot 10^{-4}$	0,35	$1,29 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	57,2
	0,06	0,02	$3,2 \cdot 10^{-4}$	0,35	$1,26 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	57,2
	0,02	0,013	$3,2 \cdot 10^{-4}$	0,35	$1,34 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	57,2
0,10	0,12	0,016	$6,4 \cdot 10^{-4}$	0,56	$1,27 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	54,8
	0,06	0,0125	$6,4 \cdot 10^{-4}$	0,57	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$	54,8
	0,02	0,0125	$6,4 \cdot 10^{-4}$	0,56	$1,52 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	54,8
0,20	0,12	0,0125	$1,4 \cdot 10^{-3}$	1,22	$1,48 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	44,9
	0,06	0,0125	$1,4 \cdot 10^{-3}$	1,14	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	44,9
	0,02	0,0125	$1,4 \cdot 10^{-3}$	1,05	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	44,8
0,40	0,12	0,0115	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,52	$1,47 \cdot 10^{-2}$	$10,0 \cdot 10^{-2}$	34,0
	0,06	0,0115	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,45	$1,68 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	33,9
	0,02	0,0115	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,38	$2,15 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	33,9

Tableau VI.3 : Influence de paramètres Eo et u'_o du modèle d'entraînement

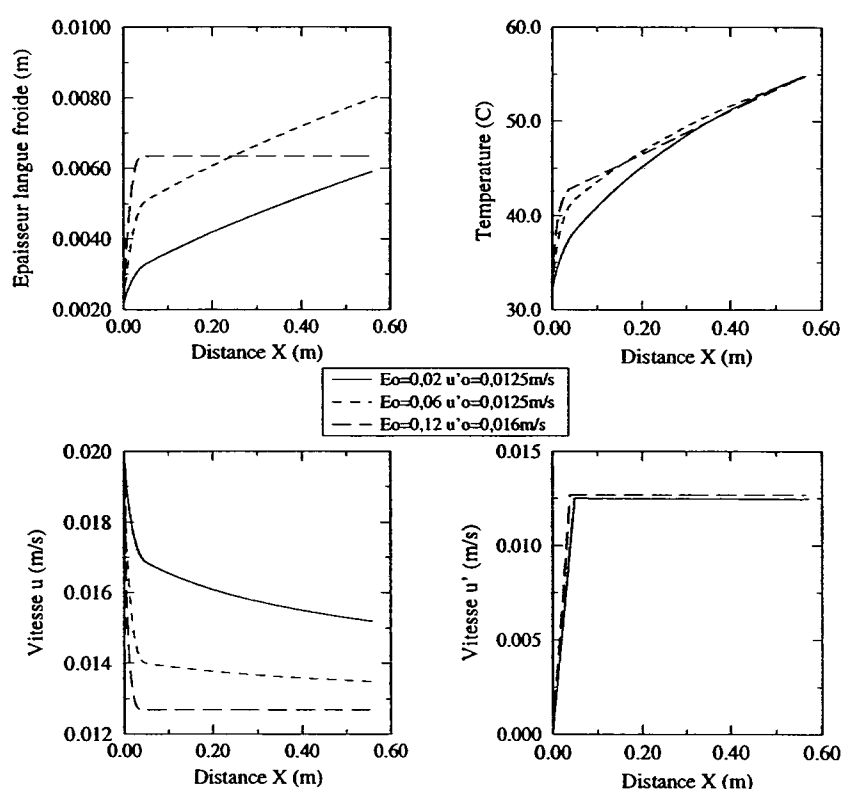


Figure VI.12 : Evolution de la langue froide suivant les paramètres Eo et u'_o de façon à conserver le même débit volumique que celui du modèle global. $H=0,10m$.

L'évolution de la langue froide pour la cavité $H=10\text{cm}$ (voir figure VI.12) regroupe plusieurs phénomènes :

- Lorsque E_o est tel que la langue grandit rapidement, et la vitesse u décroît jusqu'à égaliser u' (Cas $E_o=0,12$ pour $H=0,1\text{m}$), l'entraînement devient nul du fait de cette égalité entre les vitesses. L'épaisseur de la langue et sa vitesse stagnent. La température dans la langue froide suit alors une évolution rectiligne (entraînement devenu nul).

Comme nous voulons conserver le débit volumique total, et que la vitesse a été stoppée, il faut augmenter u'_o pour atteindre le débit volumique final désiré. C'est le cas pour la cavité de hauteur $H=0,05\text{m}$: le débit final est très grand, ce qui nécessite une grande vitesse hors de la langue froide par rapport à la vitesse dans la langue froide, ce qui empêche alors son développement. Une augmentation de E_o fait également augmenter u'_o .

- Lorsqu'il n'y a pas égalité des vitesses u et u' , c'est u'_o qui fixe de façon prépondérante (par rapport à E_o) le débit volumique final (q_v+q_{v0}). La valeur de E_o détermine la décroissance de la vitesse u , et la croissance de l'épaisseur de la langue. *Plus E_o est grand, plus la langue grandit et sa vitesse débitante diminue, et plus la longueur L_f est grande.*

Ce phénomène est particulièrement observé pour les hauteurs $H=0,20\text{m}$ et $H=0,40\text{m}$: le mouvement du fluide extérieur stabilise d'autant plus la langue froide que E_o est important. Nous avons ainsi tracé les courbes correspondant à $H=0,20\text{m}$ sur la gamme de E_o et u'_o répertoriée dans le tableau VI.3. Nous avons également tracé les courbes du modèle d'entraînement avec un fluide immobile $u'=0$. La courbe en trait plein épais est issue du calcul avec fluide extérieur immobile et température de fin de langue égale à T_a , alors que la température indicatrice de fin de langue des autres courbes est la température $T' = T_a + (T_b - T_a) \cdot L_f / L$.

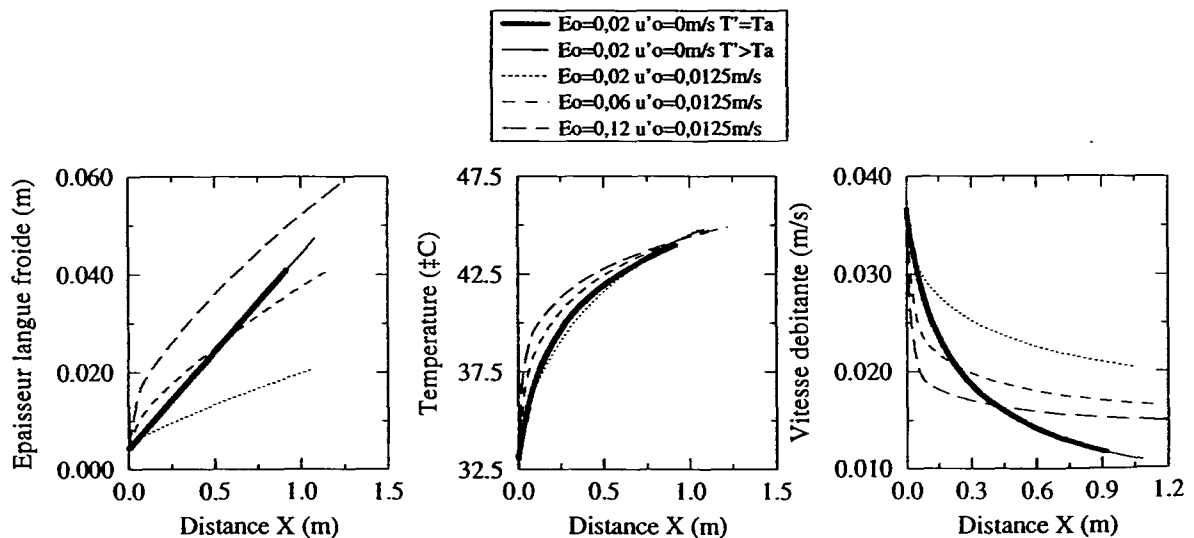


Figure VI.13 : Stabilisation de la langue froide par le fluide extérieur : influence de E_o . $H=0,20m$.

VI.1.2.3. Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons essayé de mieux appréhender l'évolution de la langue froide, matérialisée par un jet pariétal froid et horizontal, chauffé à flux constant et pénétrant dans un milieu fluide également plus chaud.

Nous avons développé un modèle simple d'entraînement du fluide extérieur à la langue froide, qui vient la grandir et la chauffer par mélange thermique, du fait de la différence de vitesse de la langue froide et du fluide extérieur. Ce modèle repose essentiellement sur la détermination d'un coefficient E_o , qui pondère cet accroissement et d'une vitesse débitante extérieure à la langue froide u'_o .

Nous avons pu valider ce modèle grâce aux données obtenues par simulation numérique pour une cavité de $H=0,05m$. L'extrapolation de ce modèle aux cavités de hauteur plus importantes est liée à la détermination de la vitesse débitante du fluide extérieur (u'_o). Ne pouvant pas estimer cette valeur par manque de données expérimentales, nous avons étudié l'influence des paramètres E_o et u'_o sur les résultats du modèle global. Si u'_o est suffisamment petit pour ne pas permettre l'égalité des vitesses (u et u') avant la fin de la langue froide, une augmentation du paramètre E_o (à vitesse u'_o fixe) permet de stabiliser la langue froide et ainsi d'augmenter L_f .

VI.1.3. Extrapolation au cas réacteur

VI.1.3.1. Bilan de notre analyse

Le début de ce chapitre a été consacré à l'analyse de l'influence du rapport d'aspect d'une couche de fluide sur la structure interne de son écoulement et sur la distribution de flux de chaleur à ses frontières, les conditions aux limites thermiques étant imposées de façon à reproduire celles de la couche métallique dans l'accident grave envisagé dans notre étude : un refroidissement latéral et supérieur, et un chauffage le long de la base.

Nous avons développé un modèle global simple de la structure de l'écoulement dans la section d'essais BALI - Métal, modèle inspiré des résultats expérimentaux de l'étude BALI - Métal, complétés par la simulation numérique directe monophasique avec Trio_U de l'essai BALI - Métal (voir Chapitre V). On modélise cet écoulement par une recirculation du fluide le long de la cavité, mouvement

généralisé par le développement de la couche limite descendante le long de la paroi latérale froide et par la force de flottabilité due à la condition de flux de chaleur uniforme à la base de la cavité fluide.

Ce modèle global permet de reproduire de façon satisfaisante les quantités étudiées et dégagées lors des essais expérimentaux et numériques. On retrouve en effet de manière correcte la répartition de puissance aux frontières du domaine fluide. Le niveau de température atteint dans cette cavité est bien reproduit : l'instauration d'un gradient de température le long de la cavité fluide réduit la concentration de flux à la paroi latérale de la cavité jusqu'à 30% (pour les plus faibles rapports d'aspects étudiés) par rapport à un modèle où on considérerait le fluide à température uniforme.

Nous avons ensuite essayé de mieux comprendre le devenir de la couche limite descendante le long de la paroi latérale froide, devenue "langue froide", le long de la paroi horizontale basse en cuivre, chauffée à flux uniforme, et se développant dans un milieu fluide plus chaud. Nous avons pour cela développé un modèle d'entraînement traduisant le mélange thermique de la langue froide avec le fluide extérieur.

Nous avons constaté le rôle de la dynamique du fluide extérieur à la langue froide dans son évolution. Des données expérimentales locales sur les essais pour des cavités de hauteur différente seraient nécessaires pour valider le modèle que nous avons qualifié sur la simulation numérique directe de l'écoulement dans la cavité de 0,05m de hauteur par le code Trio_U.

VI.1.3.2. Extrapolation au cas réacteur

L'étude menée jusqu'à présent repose sur une similitude réalisée sur la cavité fluide, en géométrie rectangulaire. Plusieurs points doivent être considérés pour extrapoler ces résultats à un cas réacteur. Nous allons successivement examiner l'influence de la géométrie et de la modélisation du rayonnement sur la structure de l'écoulement.

VI.1.3.2.1. Passage rectangulaire à axisymétrique

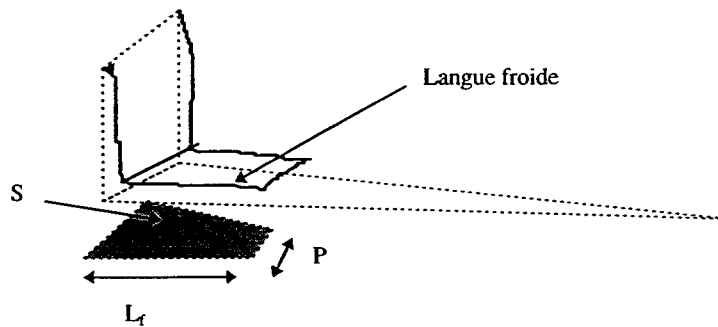
La structure de l'écoulement que nous avons étudiée dans ce chapitre correspond à une cavité fluide parallélépipédique, donc à base rectangulaire. Il s'agit d'examiner l'influence de la géométrie de la cavité sur la structure de l'écoulement.

En effet, cette structure repose essentiellement sur le développement d'une recirculation globale le long de la cavité, mouvement généré en partie par le développement d'une langue froide à la surface inférieure de la cavité. Le passage à une géométrie axisymétrique fait apparaître deux phénomènes antagonistes:

- le rétrécissement de la surface au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de la cavité amène le fluide de la langue froide dans une sorte de convergent : les vitesses horizontales s'accroissent et la langue froide est plus vigoureuse. De plus, la surface se rétrécissant, la puissance thermique cédée par la surface inférieure (proportionnelle à la surface) est moindre : la langue froide se réchauffe moins vite, la rendant plus stable thermiquement. Ces phénomènes auraient donc une tendance à allonger la distance L_f et la force de la langue froide.

- le confinement au centre de la cavité axisymétrique va obliger le fluide du mouvement inférieur à remonter plus rapidement, avant d'avoir parcouru toute la longueur de la cavité, laissant davantage place aux instabilités convectives de type Rayleigh - Bénard. Le principe de gradient longitudinal de température étant en partie dû à cette recirculation, ce gradient aurait ainsi tendance à être diminué.

Ces deux phénomènes sont antagonistes. Nous avons quantifié la modification des données géométriques touchées par la langue froide lors du passage d'une géométrie rectangulaire à une géométrie axisymétrique : soient S la surface de la base concernée par la langue froide, et P , la profondeur de la langue froide à $X=L_f$ (dans le cas de la section d'essais BALI - Métal, $P=0,13m$)



$$\begin{aligned} \frac{S_{\text{axisymétrique}}}{S_{\text{rectangulaire}}} &= 1 - \frac{L_f}{2 \cdot R} \\ \frac{P_{\text{axisymétrique}}}{P_{\text{rectangulaire}}} &= 1 - \frac{L_f}{R} \end{aligned} \quad (\text{VI.45})$$

Pour $H = 0,05m$, on a estimé L_f à environ $0,45m$, soit une modification de moins de 12% sur la surface et de environ 23% sur P . Ce dernier chiffre peut paraître important, mais il est difficile de savoir dans quel sens il va agir (accélérer horizontalement la couche ou la stopper pour remonter). Pour des cavités de hauteur plus importante, ces chiffres augmentent. On peut estimer tout de même que la dynamique de la langue froide étant plus importante pour les cavités hautes, la modification de géométrie aura un impact plus relatif.

VI.1.3.2.2. Modélisation du rayonnement

Dans la section d'essais de BALI - Métal, le rayonnement de la surface supérieure avec le reste des structures internes du réacteur a été modélisé par un rayonnement entre deux plaques infinies isothermes. Nous avons vu lors du chapitre dédié à l'étude du rayonnement (Chapitre IV) l'influence d'un modèle de rayonnement plus complet sur le niveau de température atteint dans le fluide *si on considère tout le fluide à température uniforme*. Il est raisonnable d'estimer que, comme pour le cas d'un bain uniforme, ce modèle simple de rayonnement donne des résultats plus sévères que la réalité, en termes de niveau de température dans le fluide et de concentration de flux à la paroi latérale, et qu'un modèle de rayonnement plus réaliste aura tendance à diminuer ces quantités.

En outre, la présence des parois latérales froides juste au dessus du bain doit pouvoir favoriser l'évacuation locale de la chaleur en périphérie de la surface du bain de corium, et ainsi accentuer le refroidissement dans la zone de fluide proche de la paroi latérale refroidie. La concentration de flux à la paroi latérale froide est diminuée.

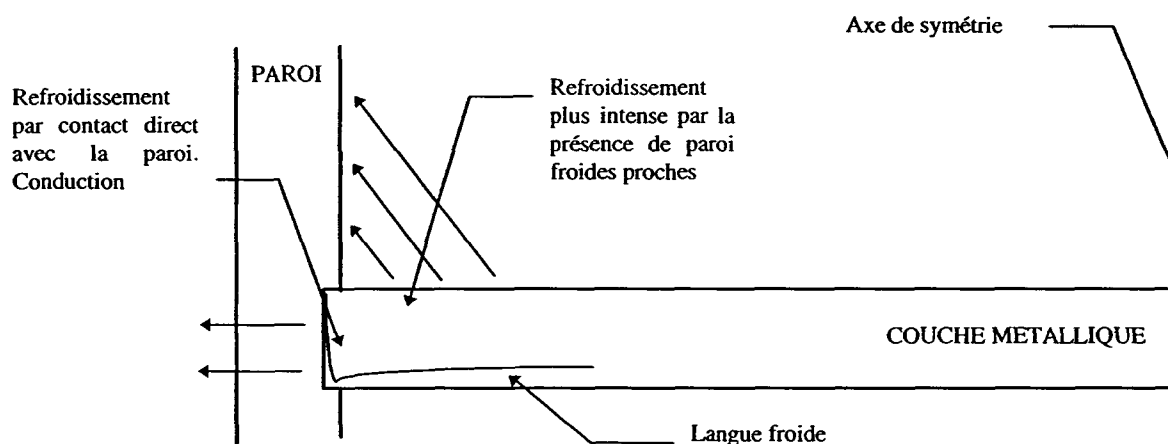


Figure VI.14 : *Accentuation du refroidissement local de la couche métallique par le rayonnement*

VI.2. SIMULATIONS NUMERIQUES AVEC LE CODE TOLBIAC

Après une présentation du code multiphasique de simulation thermohydraulique TOLBIAC, nous présentons les simulations des essais BALI - Métal réalisées.

VI.2.1. Un outil de simulation : le code TOLBIAC

Une description très détaillée du code est faite dans le document de livraison du code (Spindler et al, 1998). Nous nous contentons ici de décrire les modèles physiques ou, à défaut, les hypothèses de calcul faites pour le bon déroulement de la simulation.

L'objet du code TOLBIAC est de modéliser la thermohydraulique d'un bain de corium dans une structure, qui peut être une fond de cuve ou un récupérateur, afin d'étudier le comportement thermique du fond de cuve ou du récupérateur.

Les constituants pris en compte sont les oxydes (oxydes lourds et oxydes sacrificiels), les métaux et les gaz (vapeur d'eau, CO₂). On tient compte de l'ablation du matériau sacrificiel aussi bien pour l'hydraulique que pour la thermique (épaisseur variable pour le calcul de conduction). Le champ de gaz permet de tenir compte des variations de niveau du bain et de la génération de gaz en paroi par ablation de béton. On modélise l'encombrement géométrique des croûtes.

Il est possible de faire des calculs en matériau simulant, en eau par exemple.

VI.2.1.1. Calcul hydraulique

VI.2.1.1.1. Système d'équations

On utilise un modèle dérivé du modèle à deux fluides du module tridimensionnel du code CATHARE (code diphasique de simulation des accidents de perte de réfrigérant des REP) (Brun, 1992). La structure de chaque équation différentielle étant similaire pour chaque constituant, nous présentons une équation différentielle par type.

On écrit quatre équations de *bilan de masse* (oxydes, oxydes sacrificiels, métaux et gaz), à savoir :

$$\frac{\partial}{\partial t} [vol \cdot \alpha \cdot \rho] + \nabla [vol \cdot \alpha \cdot \rho \cdot \vec{V}] = \Gamma_{ab} + \Gamma_{cr} + \Gamma_r + \Gamma_{ox} + \Gamma_{font} \quad (VI.46)$$

accumulation + transport = ablation + croûte + phase résiduelle + oxydation + injection

Le *bilan d'énergie* n'est écrit que pour les oxydes (les oxydes sacrificiels ont la même température que les oxydes lourds) et les métaux. La température des gaz est calculée à partir de celle des autres constituants liquides (l'énergie transportée par les gaz est supposée négligeable).

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} [vol \cdot \alpha \cdot \rho \cdot H] + \nabla [vol \cdot \alpha \cdot \rho \cdot H \cdot \vec{V}] - vol \cdot \alpha \cdot \frac{\partial P}{\partial t} \\
& \quad \text{accumulation} \quad + \quad \text{transport} \quad - \text{pression} \\
& = D + H_{ab} \cdot \Gamma_{ab} + H_{cr} \cdot \Gamma_{cr} + H \cdot \Gamma_r \pm H_{ox} \cdot \Gamma_{ox} + H_{font} \cdot \Gamma_{font} \\
& = \text{diffusion} + \text{ablation} + \text{croule} + \text{résidu} + \text{oxydation} + \text{injection} \\
& + vol \cdot [Q_v \pm Q_{m \rightarrow o} + Q_p + Q_{ox}] \\
& + \text{puissance volumique} + \text{chaleur interfaciale} + \text{paroi} + \text{oxydation}
\end{aligned} \tag{VI.47}$$

Le bilan de quantité de mouvement concerne les oxydes (les oxydes sacrificiels ont la même vitesse), les métaux et les gaz.

$$\begin{aligned}
& \alpha \cdot \rho \cdot \left[\frac{\partial}{\partial t} \vec{V} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right] = -\alpha \cdot \nabla P - \alpha \cdot \rho \cdot \vec{g} + \vec{D} \\
& \text{accumulation temporelle et spatiale} = \text{gradient pression} + \text{gravité} + \text{diffusion} \\
& \quad - \vec{F}_{Ci \rightarrow Cj} \cdot (\vec{V} - \vec{V}_{Cj}) - \vec{F}_{Ci \rightarrow Ck} \cdot (\vec{V} - \vec{V}_{Ck}) - \vec{F}_p \cdot \vec{V} \\
& \quad \text{frottement interfacial avec les constituants Cj et Ck} + \text{frottement paroi}
\end{aligned} \tag{VI.48}$$

VI.2.1.1.2. Discrétisation

La méthode semi-implicite utilisée permet de traiter des situations en régime transitoire avec un temps de calcul raisonnable. Les pas de temps sont limités à la condition de Courant. Les bilans de masse et d'énergie sont respectés.

- Maillage

La discrétisation des équations est réalisée par la méthode des volumes finis. Elle est faite sur un maillage 2D, la troisième direction n'étant constituée que d'une seule maille. On suppose en effet un comportement axisymétrique pour les géométries cylindriques. Pour les géométries rectangulaires, on normalise la direction décrivant la profondeur, avec la possibilité d'imposer du frottement pour simuler des parois.

La discrétisation utilise un maillage décalé : les scalaires (indices i, j) sont définis au centre des mailles, et les vitesses (indices i+1/2, i-1/2, j+1/2, j-1/2) le sont sur les faces. (voir Chapitre V § V.2.1.2.1 figure V.18)

- Schéma de discrétisation

Dans le schéma de discrétisation à l'ordre un en espace, les scalaires ($\alpha \cdot \rho$ et $\alpha \cdot \rho \cdot H$) des termes convectifs des équations de masse et d'énergie sont pris sur le principe de la cellule donneuse, dans la maille précédant ou suivant la maille considérée, suivant le sens de la vitesse. Ces scalaires sont pris en explicite et la vitesse quant à elle est toujours implicite.

Pour le terme de transfert de masse à travers les faces en x, on a pour l'équation de bilan de masse:

$$\begin{aligned}
 s_+ \cdot A_{x_{i+1/2}} \cdot u_{i+1/2} - s_- \cdot A_{x_{i-1/2}} \cdot u_{i-1/2} \\
 s_+ = \begin{cases} \alpha_i \cdot \rho_i & \text{si } u_{i+1/2} > 0 \\ \alpha_{i+1} \cdot \rho_{i+1} & \text{si } u_{i+1/2} < 0 \end{cases} \\
 s_- = \begin{cases} \alpha_{i-1} \cdot \rho_{i-1} & \text{si } u_{i-1/2} > 0 \\ \alpha_i \cdot \rho_i & \text{si } u_{i-1/2} < 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{VI.49}$$

Dans les équations de quantité de mouvement, la discrétisation des termes convectifs est prise en explicite afin de simplifier la résolution numérique (matrice des vitesses plus simple). Nous ne présentons ici que les composantes des équations selon la direction x dans un maillage rectangulaire.

Avec un schéma au premier ordre, on peut estimer la diffusion numérique à

$$\mu_{num} = \rho \cdot V \cdot \Delta x / 2 \tag{VI.50}$$

avec Δx la taille de maille. Si on a des mailles de 10 cm et une vitesse de 0,01 m/s, on obtient une viscosité numérique pour les oxydes légers (les plus visqueux) de 1,25 kg/m/s. Cette valeur masque donc la viscosité dynamique du béton pour des températures de 2500 K, rapidement atteintes dans les cas réels (à $T = 2500K$, $\mu_{moléculaire} \sim 0,5kg/m/s$).

Dans le schéma à l'ordre 2 en espace, avec limitation de Van Leer (1977), on tient compte non seulement du scalaire de la cellule donneuse, mais également des scalaires des cellules voisines, ce qui conduit à un calcul plus précis, notamment au voisinage des fronts. Le terme de transfert de masse à travers les faces en x s'écrit :

$$\begin{aligned}
 s_+ = \begin{cases} (\alpha_i + p\alpha_i \cdot dx_i / 2) \cdot (\rho_i + p\rho_i \cdot dx_i / 2) & \text{si } u_{i+1/2} > 0 \\ (\alpha_{i+1} + p\alpha_{i+1} \cdot dx_i / 2) \cdot (\rho_{i+1} + p\rho_{i+1} \cdot dx_i / 2) & \text{si } u_{i+1/2} < 0 \end{cases} \\
 s_- = \begin{cases} (\alpha_{i-1} + p\alpha_{i-1} \cdot dx_i / 2) \cdot (\rho_{i-1} + p\rho_{i-1} \cdot dx_i / 2) & \text{si } u_{i-1/2} > 0 \\ (\alpha_i + p\alpha_i \cdot dx_i / 2) \cdot (\rho_i + p\rho_i \cdot dx_i / 2) & \text{si } u_{i-1/2} < 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{VI.51}$$

avec, par exemple, si α_{i-1} , α_i , α_{i+1} varient de façon monotone suivant i :

$$p\alpha_i = \text{Min} \left[\begin{array}{l} 2 \cdot |\alpha_{i+1} - \alpha_i| / dx_{i+1/2} \\ 2 \cdot |\alpha_i - \alpha_{i-1}| / dx_{i-1/2} \\ |\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}| / (dx_{i+1/2} + dx_{i-1/2}) \end{array} \right] \cdot (\text{signe}(\alpha_{i+1} - \alpha_i)) \tag{VI.52}$$

Dans le cas contraire, $p\alpha_i = 0$, avec donc la même valeur qu'au premier ordre.

Le schéma d'ordre deux est utilisé par défaut dans le code, pour des géométries de bain stratifié. Pour les bains non stratifiés, en particulier lorsqu'il y a génération de gaz en paroi, on utilise la discrétisation à l'ordre 1 en espace, qui est plus stable. La diffusion numérique est plus importante.

VI.2.1.1.3. Résolution

Le système précédent d'équations discrétisées est non linéaire en chaque point du maillage. On résout ce système par méthode itérative classique de Newton-Raphson.

Rappelons brièvement cette méthode. Considérons que le système s'écrit sous la forme suivante :

$$F = [f_i(X)]_{i=1,n} \text{ avec } X = [x_i]_{i=1,n} \quad (\text{VI.53})$$

f_i est une fonction non linéaire des variables x_i . On cherche la solution A (A est un vecteur de dimension n) telle que : $F[A] = 0$. On développe en série de Taylor le vecteur F autour du point X :

$$F[X + \delta X] = F[X] + \left(\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right)_{i,j=1,n} \cdot \delta X + O(\delta X^2) = F[X] + Jac(F)|_X \cdot \delta X + O(\delta X^2) = 0 \quad (\text{VI.54})$$

$$\text{Soit encore : } \delta X = Jac(F)|_X^{-1} \cdot (-F[X]) \quad (\text{VI.55})$$

En prenant une valeur initiale X_0 , on itère $X = X_0 + \delta X$ jusqu'à ce que $\|F[X]\| \leq \epsilon$, où ϵ est un paramètre de convergence.

Dans notre cas, X désigne le vecteur contenant les variables principales $[P, H \text{ (oxydes et métaux)}, \alpha \text{ (oxydes et gaz ; } \alpha_{\text{métaux}} = 1 - \alpha_{\text{oxydes}} - \alpha_{\text{gaz}}), c, u, v \text{ (oxydes, métaux et gaz)}]$ en chaque point du maillage (y compris aux conditions aux limites). En linéarisant le système, on obtient des équations scalaires linéarisées en chaque point.

Les équations de bilan de quantité de mouvement permettent d'écrire les vitesses en fonction des pressions. En reportant ces vitesses dans les équations de bilan de masse et d'énergie, on obtient, après élimination, une matrice en pression à résoudre, contenant cinq diagonales. Après résolution et régénération des variables, on obtient des nouvelles variables principales.

VI.2.1.2. Calculs de conduction

Les modèles de conduction sont utilisés pour le transfert de chaleur dans les solides. Nous distinguons deux cas : les parois de la cavité, et les croûtes susceptibles de se former. Alors que ce dernier est traité pendant le calcul dit hydraulique, le calcul du transfert thermique dans les parois est réalisé en fin de pas de temps, après convergence du problème hydraulique.

VI.2.1.2.1. Modèles de croûtes

Deux modèles de croûte sont développés : un modèle de croûte qui se forme en paroi et un modèle de croûte qui se forme à la surface d'un bain.

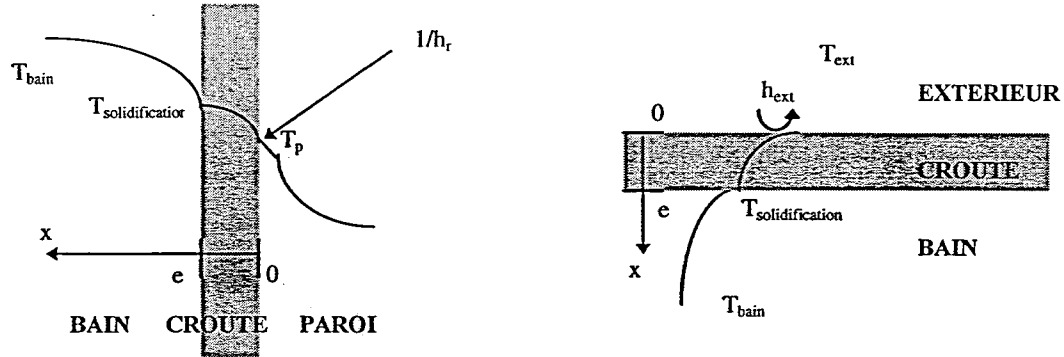


Figure VI.15 :Schématisation de la formation de croûte de paroi (à gauche) et de surface (à droite)

On tient compte de la présence des croûtes d'une part pour le calcul des transferts de chaleur en paroi ou en surface, et d'autre part dans le bilan de masse et d'énergie des phases liquides (terme puits ou source selon que l'épaisseur de croûte croît ou décroît).

Pour calculer l'épaisseur de croûte, on fait l'hypothèse que les propriétés physiques de la croûte sont constantes et calculées à la température moyenne entre la température de solidification du fluide considéré et la température de l'autre coté de la croûte (T_p ou T_{ext}) que l'on désigne par T_{fr}. La puissance volumique dégagée dans la croûte est prise égale à celle du fluide qui se solidifie.

On appelle h le coefficient d'échange de chaleur entre la croûte et la paroi (resp. l'extérieur pour les croûtes de surface). Le système d'équations est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q \\ T &= T_{sf} \quad \text{en} \quad x = e \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= h \cdot (T - T_{fr}) \quad \text{en} \quad x = 0 \end{aligned} \quad (VI.56)$$

On détermine d'abord le profil de température dans la croûte en régime permanent ($\partial T / \partial t = 0$). On reinjecte ensuite cette solution dans l'équation de conduction complète (avec terme temporel). Avec les conditions aux limites en $x=0$ et $x=e$, sachant que nous avons en plus égalité des flux conductif et convectif en $x=0$, et que la différence de flux au front de solidification contrôle la croissance de la croûte (équation de changement de phase en $x=e$), nous obtenons quatre équations pour déterminer (de/dt , e , dh/dT_{fr} et T_{fr}).

VI.2.1.2.2. Thermique des parois et ablation

L'utilisateur a le choix entre un calcul thermique 1D ou 2D. La résolution de l'équation de la chaleur fournit la part d'énergie, reçue par la paroi, qui est consacrée à l'ablation, et celle qui est consacrée à la conduction.

La paroi est en contact avec le bain (via ou non une croûte de paroi) et le milieu extérieur. Le flux intérieur imposé à la paroi est calculé à partir d'un coefficient d'échange et de la température de la maille hydraulique en contact avec la paroi. Pour la paroi externe, on impose une température T_{ext} et un coefficient de transfert de chaleur h_{ext} , ou un flux de chaleur ϕ_{ext} . Pour les valeurs des coefficients d'échange de chaleur, on se reportera au paragraphe des lois constitutives.

Le maillage thermique s'appuie sur le maillage hydraulique, mais de façon différente que l'on est en thermique 1D ou 2D.

- Thermique 1D ou 2D

Pour un calcul thermique 1D, une paroi 1D est définie pour chaque maille hydraulique en contact avec la paroi. Cette paroi est maillée dans une seule direction (calcul 1D). L'ablation se fait verticalement (progression du front en x ou r) pour les mailles qui constituent la paroi réelle verticale ou inclinée jusqu'à 45° par rapport à la verticale. Elle est horizontale (progression en z) pour les mailles qui constituent la paroi horizontale ou inclinée de plus de 45° par rapport à la verticale. Pour les mailles qui représentent l'inclinaison de 45° , aucun calcul thermique n'est effectué : on utilise comme flux de chaleur la moyenne des deux mailles voisines.

Pour un calcul thermique 2D, on maille l'ensemble de la paroi avec des mailles grossières et le code affine encore le maillage thermique aux limites internes et externes de la paroi en introduisant un maillage 2D plus fin.

- Equation de la chaleur

L'équation est celle de conduction, qui tient compte de la puissance volumique éventuelle.

$$\rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda \cdot \nabla T) + Q \quad (\text{VI.57})$$

D'un point de vue numérique, l'équation est intégrée sur un élément de volume dv centré sur un noeud i (maille thermique), où la température est définie en son centre. La conductibilité équivalente (λ calculé à partir des conductibilités thermiques de chaque demi-maille considérée) est écrite en considérant la continuité des flux sur les faces.

- Position du front d'ablation

La position du front d'ablation est donnée directement par la résolution de l'équation de la chaleur dans la paroi. On modifie l'expression du produit $p.C_p$ en fonction de la température, en introduisant un écart de température ΔT_f autour de la température de fusion du matériau T_f :

$T < T_f - \Delta T_f$	$T_f - \Delta T_f < T < T_f + \Delta T_f$	$T_f + \Delta T_f < T$
$p.C_p(T)$ du solide maille entièrement solide	$p.C_p(T)$ du solide + $H_f / \Delta T_f$ il existe un front d'ablation cote du front d'ablation = cote du début de maille + longueur de maille $[T - (T_f - \Delta T_f)] / \Delta T_f$	« transparent » (très faible) maille entièrement fondue ($p.C_p$ très faible ; conductibilité thermique forte).

Tableau VI.4 : Domaines d'existence d'un front d'ablation

VI.2.1.3. Propriétés physiques

VI.2.1.3.1. Les propriétés physiques de fluides

Concernant le corium, les espèces chimiques sont regroupées en deux constituants principaux ; *les oxydes* (oxydes lourds : oxyde d'uranium, zircon (uranium et zirconium qui ont été oxydés) ; oxydes légers : calcaire, alumine, silice) et *les métaux* (fer, zirconium, chrome, nickel). Les propriétés physiques d'un constituant sont calculées en fonction des propriétés de chaque espèce chimique qui le compose et à la température globale du constituant. L'importance relative d'une espèce chimique est proportionnelle au ratio massique du constituant et de sa concentration (pour les oxydes légers).

On suppose que les gaz sont des gaz parfaits. Pour toutes les propriétés physiques des gaz, le terme de pondération n'est plus la masse, mais la pression partielle de chaque gaz.

Les propriétés physiques des matériaux simulants sont mieux connues, notamment pour l'eau. Les propriétés physiques de l'eau sont reprises du code CATHARE (Berthe et Micaelli, 1988).

VI.2.1.3.2. Propriétés physiques des solides

L'utilisateur choisit la composition spatiale en couches successives des parois. Les propriétés physiques des croûtes sont calculées à la température moyenne entre la température de solidification et la température de frontière. On conserve le principe de pondération par la masse des espèces et de la concentration des oxydes légers. Les différentes masses (et pressions partielles pour les gaz) étant susceptibles d'évoluer (formation de croûtes, ablation d'une paroi...), les propriétés physiques de chaque constituant sont recalculées à chaque pas de temps.

VI.2.1.4. Lois constitutives : Corrélation de transfert de chaleur

VI.2.1.4.1. Corrélation de convection naturelle entre un constituant fluide et une interface

TOLBIAC étant un code de calcul multiphasique, la complexité de gestion des différentes équations est beaucoup plus importante que dans le cas d'un code monophasique (type Trio_U). La puissance actuelle des ordinateurs ne permet pas de réaliser des calculs numériques directs avec des maillages très fins. Nous sommes obligés d'utiliser des maillages dont la taille dépasse celle des couches limites développées en frontière des domaines physiques. Pour le transfert de chaleur nous avons donc recours à des modèles dits "sous-maille" : des corrélations de transfert de chaleur.

Ces corrélations sont à utiliser avec les propriétés physiques du fluide évaluées à la température $T_{\text{film}} = (T_b + T_i)/2$ (c'est ainsi qu'elles ont été établies).

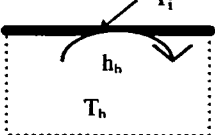
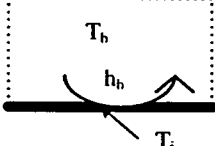
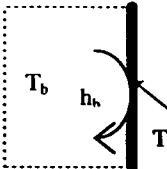
<p>Echange avec une interface supérieure</p> 	<p>- génération de puissance résiduelle dans le fluide corrélation BALI (provient de l'expérience BALI (Bonnet, 1996)) $Nu = 0,736.Ra_Q^{0.216}$ - sans puissance résiduelle en convection naturelle turbulente corrélation de McAdams (1954) $Nu = 0,14.Ra^{1/3}$</p>
<p>Echange avec une interface inférieure</p> 	<p>- sans puissance résiduelle (convection turbulente) corrélation de McAdams (1954) $Nu = 0,14.Ra^{1/3}$</p>
<p>Echange avec une interface latérale</p> 	<p>avec ou sans génération de puissance résiduelle dans le fluide - régime laminaire : corrélation analytique locale $Nu_x = 0,51.[Pr/(Pr+20/21)]^{1/4}.Ra_x^{1/4}$ - régime turbulent en oxydes : corrélation BALI (Bonnet, 1996) $Nu = 0,19.Ra^{1/3}.(sin\alpha)^{1/3}$ - régime turbulent en métal : corrélation analytique locale $Nu_x = 0,092.Pr^{1/5}.(8,4.Pr^{2/3}+17)^{-2/5}.Ra_x^{2/5}$</p>

Tableau VI.5 : Récapitulatif des corrélations de transfert de chaleur utilisées dans TOLBIAC

VI.2.1.4.2. Transfert de chaleur à la surface du bain de corium

Du côté du fluide, on utilise les corrélations d'échange de chaleur établies en convection naturelle. Au dessus de la surface du bain, il existe plusieurs possibilités : un refroidissement par rayonnement (plans infinis ou modèle complexe) avec les surfaces au dessus du bain, ou une aspersion d'eau.

Pour la modélisation du rayonnement, on se reportera au Chapitre IV (Rayonnement). Si le corium est aspergé d'eau, on impose la température T_{ext} calculée à 0,1 MPa (373K). Le coefficient d'échange h_{eb} est calculé par interpolation d'une courbe d'ébullition de l'eau à T_{sat} :

$$h = h_{e_b} + \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_{surf} - T_{ext}) \cdot (T_{surf} + T_{ext})^2 \quad (VI.58)$$

VI.2.1.4.3. Energie générée dans le fluide

La puissance résiduelle apparaît comme un terme source pour chaque maille du fluide. La puissance résiduelle volumique est du type :

$$Q_{vol} = Q_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (VI.59)$$

Q_0 est le coefficient principal de puissance volumique et λ la constante de temps du terme de décroissance exponentielle. Tous ces coefficients sont fournis par l'utilisateur.

VI.2.2. Simulations numériques des essais BALI - Métal

VI.2.2.1. Mise en place des calculs

VI.2.2.1.1. Système physique

Nous avons introduit dans le jeu de données du code la géométrie de la section d'essai de BALI - Métal à savoir :

- une cavité fluide parallélépipédique de $L=2m$, $P=0,13m$ et H variable .
- une plaque de cuivre de 5 mm d'épaisseur constituant la frontière inférieure de la cavité fluide. En condition limite, on impose une condition adiabaticité sur les côtés latéraux, et l'utilisateur peut imposer un flux de son choix en limite inférieure de la plaque. Ce flux doit être constant par morceaux : on a découpé la plaque en cinq parties de 0,4 m, reproduisant ainsi géométriquement les éléments chauffants utilisés expérimentalement pour réaliser cette condition limite thermique.
- une plaque de résine de 4mm d'épaisseur constituant la frontière supérieure de la cavité fluide. De même que pour la plaque de cuivre, les côtés latéraux sont adiabatiques. En condition limite supérieure, on impose une température extérieure de 0°C et un coefficient d'échange infini (très grand) : on néglige le transfert de chaleur par convection forcée dans l'échangeur en résine. La conductivité thermique de la résine est fonction de la température (voir AnnexeA). De façon à obtenir

rapidement la température de la surface de résine en contact avec l'eau, on ajoute à cette surface une petite épaisseur d'acier (0,1 mm).

- une plaque en cuivre de 0,5mm est placée en condition latérale du domaine fluide. On impose une température de -40°C , température dans l'échangeur latéral de la section d'essai. Le but est de former une croûte de glace le long de cette paroi et de réaliser la condition limite de température uniforme à 0°C .

- l'autre surface latérale est supposée adiabatique. On impose une condition d'adiabaticité.

Le fluide dans la cavité est de l'eau. L'écoulement fluide est monophasique. Le constituant "oxydes" du cas réacteur est remplacé par l'eau. Les autres constituants ("métaux" et "gaz") sont imposés en phases résiduelles.

VI.2.2.1.2. Maillage

Le code TOLBIAC est un code multiphasique, qui met en jeu une physique complexe (plusieurs constituants, solidification ...). La capacité actuelle des machines limite le nombre de mailles pour gérer le calcul avec un tel code. TOLBIAC est conçu pour réaliser des calculs dont le domaine physique est représenté sur quelques centaines de mailles, dont l'échelle de grandeur est la dizaine de centimètres.

Pour la simulation des essais BALI-Métal, nous rencontrons ainsi deux difficultés majeures :

- la hauteur de la couche fluide va de 0,05m, à 0,40m. De façon à décrire correctement le mouvement fluide sur la hauteur de la cavité et le transfert de chaleur à la paroi latérale, il est nécessaire d'avoir un minimum de mailles, à savoir au moins trois (pour décrire la recirculation verticale). L'ordre de grandeur de la maille passe donc au centimètre pour les plus petites .

- l'élanement des cavités étudiées est faible. Or, il est recommandé d'utiliser un maillage dont le rapport d'aspect des mailles dx/dz est voisin de 1. Dans le cas de la cavité de 0,05m de hauteur, si on choisit d'avoir 5 mailles en hauteur ($dz=0,01\text{m}$), et d'utiliser un maillage régulier, on obtient 200 mailles en longueur ($dx=0,01$), et donc 1000 mailles en tout, ce qui commence à être important pour la durée du calcul.

Le choix du maillage va donc être un juste milieu entre une bonne description de la recirculation et du transfert de chaleur près de la paroi latérale (donc en hauteur), et un nombre de mailles réduit sur la longueur.

De plus, l'objectif final de cette étude est la transposition à une couche métallique dans un fond de cuve. Il s'agira alors de décrire tout le fond de cuve par un maillage raisonnable, et donc des tailles de mailles pas trop sous dimensionnées par rapport aux dimensions de la cuve (~2m).

Nous choisissons les maillages suivants :

H (m)	Nombre de mailles en X	dx (m)	Nombre de mailles en Z	dz (m)	Nombre de mailles au total
0,05	5	0,01	50	0,04	250
0,10	5	0,02	50	0,04	250
0,20	10	0,02	50	0,04	500

Une étude de sensibilité sur le maillage sera réalisée.

VI.2.2.2. Modélisation

VI.2.2.2.1. Conduction

La conduction dans les parois (plaque horizontale et latérale de cuivre, plaque horizontale haute de résine) est une conduction 1D. Les épaisseurs mises en jeu (<0,01m) dans le calcul de conduction sont en effet trop faibles pour permettre de construire un maillage raffiné (mailles encore plus petites que 0,01m) nécessaire dans le module de thermique 2D.

VI.2.2.2.2. Transfert de chaleur du fluide vers la paroi latérale froide

Nous utilisons les corrélations locales analytiques décrites dans le tableau récapitulatif des corrélations de transfert de chaleur utilisées dans TOLBIAC (tableau VI.5) et également utilisées dans le modèle global (voir eq. VI.3 pour le régime laminaire et eq. VI.6 pour le régime turbulent).

$$\begin{aligned}
 \text{Régime laminaire} \quad Nu_z &= 0,51 \cdot Pr^{1/4} \cdot \left(Pr + \frac{20}{21}\right)^{-1/4} \cdot Ra_z^{1/4} \\
 T_f - T_a &= \frac{2}{5} \cdot (T_0 - T_a)
 \end{aligned} \tag{VI.3}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Régime turbulent} \quad Nu_z &= 0,092 \cdot Pr^{1/5} \cdot (8,4 \cdot Pr^{2/3} + 17)^{-2/5} \cdot Ra_z^{2/5} \\
 T_f - T_a &= \frac{213}{851} \cdot (T_0 - T_a) \approx 0,25 \cdot (T_0 - T_a)
 \end{aligned} \tag{VI.6}$$

avec $T_0=0^\circ\text{C}$ (présence d'une croûte de glace). Ce sont des corrélations locales, basées sur un nombre de Rayleigh local qui est construit sur la longueur locale parcourue par le fluide qui descend,

et l'écart de température $T_a - T_0$, avec T_a local, pris à 2 mailles de la paroi latérale (pour éviter une importante sensibilité au maillage près de la paroi). La transition entre le régime laminaire et turbulent est fixée pour un nombre de Rayleigh local de 10^9 .

Les coefficients d'échange de chaleur et le flux local sont fonction de la température locale du fluide à l'infini. Nous prenons comme température la température de la maille situé dans la 2^{ème} colonne à partir de la paroi latérale froide. De façon à tenir compte du confinement et de la présence de la langue froide, on multiplie par 1,2 le coefficient d'échange de chaleur sur les 20% inférieurs et supérieurs de la paroi latérale. Ce coefficient provient d'un ajustement sur l'ensemble des essais simulés.

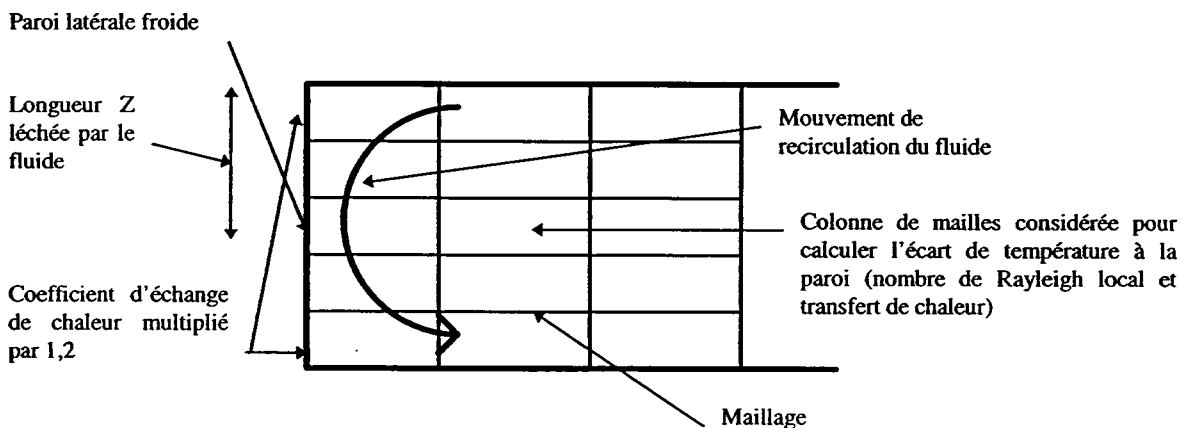


Figure VI.16 : *Modélisation du transfert de chaleur à la paroi latérale froide*

VI.2.2.2.3. Transfert de chaleur du fluide vers la paroi horizontale inférieure en cuivre

On impose un flux ϕ à la surface inférieure de la plaque de cuivre. Le modèle de conduction étant 1D, en régime permanent, on a la même valeur de flux comme condition limite au domaine fluide en contact avec le cuivre.

La langue froide est responsable du refroidissement local du fluide et de la paroi en cuivre, et en partie du dynamisme de recirculation de l'écoulement. Or cette langue froide est issue de la couche limite descendante développée le long de la paroi latérale froide. Comme nous avons recours à des corrélations de transfert de chaleur pour décrire les échanges thermiques à la paroi latérale, la couche limite froide à cette paroi n'existe plus matériellement, que ce soit du point de vue thermique ou cinétique. Ainsi, la paroi inférieure en cuivre ne peut pas voir de fluide froid représentant la langue froide.

L'utilisation de lois de transfert de chaleur de convection naturelle classique de type Rayleigh - Bénard serait donc localement inadaptée dans le champ de température tel quel. *Il faut modéliser cette langue froide.*

- Modélisation thermique :

Pour modifier localement le champ de température, on impose une température d'échange « virtuelle » à l'interface eau - cuivre qui se trouve être la température de la langue froide, ce sur une longueur L_f .

La longueur L_f est calculée en fonction de la hauteur H . Cette corrélation provient des essais BALI - Métal pour lesquels on a estimé la longueur L_f (voir Chapitre V : tableau V.9)

$$\boxed{L_f = 0,35m + 1,5 \cdot H} \quad (VI.60)$$

On choisit de plus de faire varier linéairement la température d'échange entre T_f et T_b . T_b est la température du fluide au centre de la cavité à 2 mailles de la paroi latérale froide. T_f est la température débitante de la couche limite froide (voir T_f des relations eq. VI.3 pour le régime laminaire et eq. VI.6 pour le régime turbulent). Le régime est déterminé par le calcul d'un nombre de Rayleigh construit sur la hauteur H de la cavité et l'écart $T_b - T_0$.

On a, avec le système de coordonnées de TOLBIAC ($X=0$ correspond à la paroi latérale adiabatique, et $X=L=2m$, à l'abscisse de la paroi latérale froide):

$$\boxed{\begin{array}{ll} X > L - L_f & T_{ech}(X) = T_f + \frac{T_b - T_f}{L_f} \cdot (L - X) \\ X < L - L_f & T_{ech}(X) = T_b(X) \end{array}} \quad (VI.61)$$

avec $T_b(X)$ la température de fluide de la maille qui se situe juste au dessus de la maille en contact avec la paroi en X .

Avec cette température T_{ech} ainsi fixée, et avec le coefficient d'échange de chaleur déterminé par la corrélation de McAdams (1954) (eq. VI.62), la température du cuivre (T_p) va s'adapter de manière à équilibrer le flux ϕ imposé en condition limite inférieure.

$$\begin{aligned} Nu_x &= 0,14 \cdot Ra_x^{1/3} \\ Ra_x &= \frac{g \cdot \beta \cdot (T_p(X) - T_{ech}(X)) \cdot (H/2)^3}{\nu \cdot \alpha} \end{aligned} \quad (VI.62)$$

Il faut modéliser le transfert de chaleur du côté fluide. Dans le modèle global on considère que le flux entre la langue froide et le fluide extérieur devait être négligeable, et que tout la puissance provenant de la paroi en cuivre à son contact devait participer à son réchauffement. Or nous simulons artificiellement ce réchauffement par le relation eq. VI.61. Si on annule le transfert de chaleur du côté fluide sur la distance L_f pour simuler la présence de la langue froide, nous aurons un mauvais bilan d'énergie dans le fluide (disparition de l'énergie fournie par la plaque de cuivre sur la distance L_f).

Pour respecter le bilan d'énergie dans le fluide, nous avons deux alternatives :

- Le modèle 1 : nous imposons le même flux que celui calculé pour le cuivre (eq. VI.62). Ainsi, tout le flux évacué à la paroi en cuivre (c'est à dire φ) est directement injecté dans le fluide, en recirculation globale : le fluide est chauffé à flux constant φ (voir figure VI.17).

Or, la température du bain n'intervient pas dans le transfert de chaleur à la paroi sur la distance L_f . En effet, $T_{ech}(X)$, construit sur T_b non local, est indépendant de $T_b(X)$ (voir eq. VI.61). Le flux φ pénétrant dans le fluide, uniquement fonction de $T_p(X)-T_{ech}(X)$ (voir eq. VI.62)), est donc indépendant de $T_b(X)$. Donc à même flux φ , quelle que soit la température de la paroi en cuivre, la température du fluide $T_b(X)$ est identique. Ce modèle ne doit pas apporter beaucoup d'amélioration dans le profil de température au centre de la cavité fluide.

- Le modèle 2 : nous annulons le flux qui pénètre dans le fluide sur la distance L_f . En effet, dans le modèle global, nous avons la relation suivante :

$$\varphi \cdot L_f = \varphi_{lat} \cdot H \quad (VI.63)$$

Pour respecter le bilan d'énergie dans le fluide, on annule donc également le flux évacué à la surface latérale du fluide (voir figure VI.17). Nous pouvons faire cette modélisation dans le code TOLBIAC, car on y définit deux types de transfert par interface : le flux qui sort (ou pénètre) dans la paroi, et le flux qui pénètre dans (ou est évacué par) le fluide. Ces deux flux ne sont pas égaux s'il y a formation ou fonte de croûte. En régime permanent, ils sont normalement égaux.

Cette modélisation correspond à l'annulation artificielle du flux qui pénètre dans le fluide sur la distance L_f de la surface inférieure, et qui est évacué du fluide sur la face latérale froide. En revanche, du point de vue de la paroi, on garde les coefficients et les corrélations de transfert de chaleur réels, de façon à calculer les flux qui sont censés sortir réellement du fluide pour aller vers la paroi. En effet, dans la perspective du calcul réacteur, il est important d'avoir les flux réels au niveau de la paroi, puisqu'on cherche à savoir si la paroi risque de fondre.

Avec cette modélisation, le champ thermique dans le fluide s'organise du fait uniquement du chauffage à flux φ sur la surface inférieure, sur une longueur $L-L_f$, et du refroidissement supérieur sur

une longueur L . A titre de comparaison avec le modèle global développé au début de ce chapitre, ce phénomène correspond au coefficient A introduit dans la dynamique de recirculation globale du fluide (voir §. VI.1.1.2.3. Paroi inférieure). Nous ne modélisons pas ici le coefficient B du modèle, qui correspondrait à l'apport cinétique de la langue froide (eq. VI.23).

Il s'agit de vérifier si on obtient un bon champ thermique dans le fluide. Si la température près de la paroi latérale est correcte, on devra vérifier si on a un bon flux latéral, du point de vue de la paroi latérale, et donc un bon bilan d'énergie, au niveau des parois de la cavité.

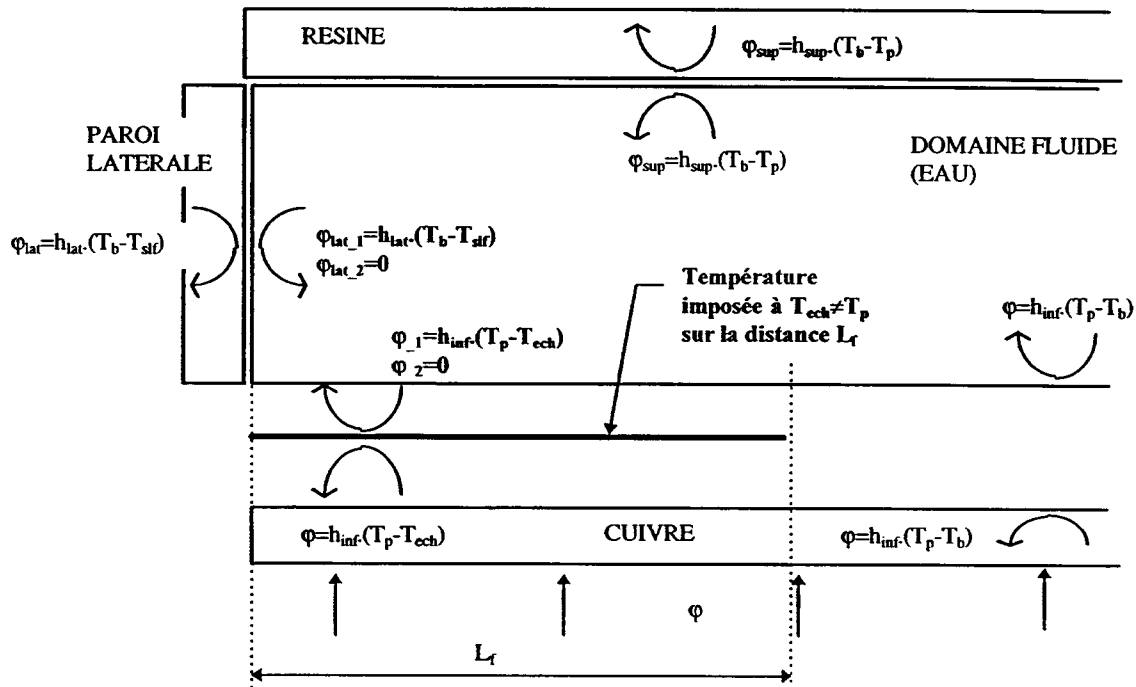


Figure VI.17 : Schématisation de la modélisation des échanges thermiques avec les modélisations thermiques dues à la présence de la langue froide (modèles 1 et 2).

- Modélisation cinétique :

Pour bien décrire le champ de vitesse induit par la langue froide, il faut retrouver le débit volumique et les vitesses de la couche limite froide. Or la conséquence de l'utilisation de grosses mailles et de corrélations d'échanges de chaleur à la paroi latérale est que les vitesses verticales calculées sont faibles. Par ailleurs, la maille ayant une section importante, il se peut que, même si la vitesse est sous-estimée, le débit soit globalement surestimé par rapport à la réalité. Ces considérations sont très fortement dépendantes du maillage.

Pour bien décrire les vitesses et les débits volumiques à la paroi latérale, il faut une maille dont l'échelle de grandeur est la taille de la couche limite. Par exemple, pour la cavité de 0,05m de hauteur, il faudrait raffiner le maillage à la taille de la couche limite, à savoir moins de 2 mm. Les mailles ainsi

raffinées en contact avec la paroi latérale froide décrivent alors la couche limite. Ainsi, la température dans cette maille est la température au sein de la couche limite. L'utilisation de corrélations de transfert de chaleur devient inadaptée. *Une bonne description du champ thermique aboutit à une mauvaise modélisation du champ de vitesses et vice versa.*

Admettons que nous obtenons le bon débit pour la couche limite descendante, les mêmes problèmes se retrouvent pour ce qui concerne le champ de vitesse de la langue froide. Une section trop importante par rapport à la section de la langue froide peut amener à surdimensionner le débit. *Un débit trop important va réduire le gradient longitudinal de température le long de la cavité.*

La seule solution que nous avons est de raffiner le maillage de façon à réduire la section. Cette solution n'est utile que si nous avons raffiné le maillage près de la paroi latérale.

- Conclusion :

Deux alternatives se présentent :

- on garde un maillage raisonnable du point de vue du code TOLBIAC. Dans ce cas, on utilisera un des modèles thermiques avec la température d'interface virtuelle. On a conscience de mal décrire le champ de vitesse. Il faut voir l'influence sur les résultats globaux de la simulation. Cette modélisation de la langue froide est valable uniquement pour les essais réalisés à flux uniforme.

- on veut décrire les champs thermique et cinétique. Il faut raffiner le maillage pour avoir des mailles proche de parois de l'ordre du millimètre. Les températures débitantes dans la couche limite latérale vont alors apparaître. La modélisation thermique de la langue froide devient inutile.

Nous choisissons de nous en tenir à la première alternative. En effet, pour des considérations liées au temps de calcul d'une part, et au fait que ce type de modélisation doit pouvoir être transposé au cas réacteur, seul un nombre restreint de petites mailles est envisageable.

VI.2.2.2.4. Transfert de chaleur du fluide vers la paroi horizontale supérieure en résine

Comme pour le modèle global que nous avons développé en première partie, nous choisissons d'utiliser la corrélation de transfert de chaleur de McAdams (1954) (voir eq. VI.63).

VI.2.2.2.5. Propriétés physiques

Toutes les corrélations de transfert de chaleur sont utilisées en calculant les propriétés physiques du fluide à la température de film, à savoir la moyenne locale entre la température de paroi et la température du fluide considéré.

VI.2.2.3. Premiers résultats

Nous présentons ici les premiers résultats obtenus avec le code TOLBIAC, pour les cavités de hauteur $H = 0,05\text{m}$, $0,10\text{m}$ et $0,20\text{m}$, la cavité de hauteur $0,40\text{m}$ représentant moins d'intérêt du point de vue confinement et gradient de température le long de l'axe de la cavité. Nous nous limitons aux essais dits à flux uniforme, du simple fait que nous ne pouvons pas déterminer la température T_{ech} dans le cas des essais dits à flux non uniformes.

Nous avons réalisé plusieurs calculs, avec une discrétisation spatiale d'ordre 2, et le maillage spécifié auparavant (voir § VI.2.2.1.2. Maillage).

- un calcul dit standard, où les corrélations d'échange de chaleur sont appliquées telles quelle, sans modélisation de langue froide.

- un calcul dit modèle 1, où nous prenons en compte la modélisation de la langue froide uniquement par l'introduction que la température virtuelle T_{ech} pour le calcul de la température de la plaque de cuivre (voir § VI.2.2.2.3. Transfert de chaleur du fluide vers la paroi horizontale inférieure en cuivre).

- un calcul dit modèle 2, où nous prenons en compte la modélisation de la langue froide par l'introduction que la température virtuelle T_{ech} et par l'annulation des flux sortant du fluide sur la paroi latérale et pénétrant dans le fluide sur la distance L_f de la paroi inférieure (voir § VI.2.2.2.3. Transfert de chaleur du fluide vers la paroi horizontale inférieure en cuivre).

Les calculs sont réalisés sur 8000 secondes pour atteindre un régime d'instabilités régulières. Une reprise est faite ensuite sur 900 secondes, avec une sauvegarde toutes les 30 secondes. Cette période d'enregistrement est relative grande. Cependant, contrairement au code Trio_U, il n'existe pas de fréquence indépendante d'enregistrement des sondes : il faut s'en tenir aux enregistrements globaux (qui rassemblent tous les champs en tous les points du maillage) et qui sont très volumineux en mémoire. Une période de 30 secondes sur 900 secondes représente 31 enregistrements, ce qui est relativement important.

On effectue une moyenne temporelle sur cette durée de chaque point de température, et on calcule un écart type. L'ordre de grandeur, sur l'ensemble de calculs, des écarts types calculés est de l'ordre de 1 degré. De façon à ne pas alourdir les graphes, nous n'indiquons pas ces écarts type (on ne met pas de barre d'erreur sur les figures présentant les résultats).

VI.2.2.3.1. Résultats globaux

- Structure de l'écoulement :

La structure de l'écoulement est un mouvement de recirculation globale sur l'ensemble de la cavité, quelle que soit la hauteur de la cavité étudiée. Avec la période d'enregistrement utilisée, nous n'avons pas pu mettre en évidence de régime d'écoulement alterné.

Nous présentons figure VI.18, le structure de l'écoulement obtenue pour la cavité de 0,20m, avec les versions utilisant les modèle 1 et 2. Cette structure reste stable sur toute la durée du calcul. C'est le cas également pour $H=0,05m$ et $H=0,10m$.

Les couleurs, indiquant les gradients de températures, de même que les vecteurs vitesse ne sont pas basés sur une échelle commune. Ils indiquent seulement une intensité relative par rapport au reste de la cavité pour chaque calcul. Les images ont été agrandies en hauteur pour montrer la structure de l'écoulement.

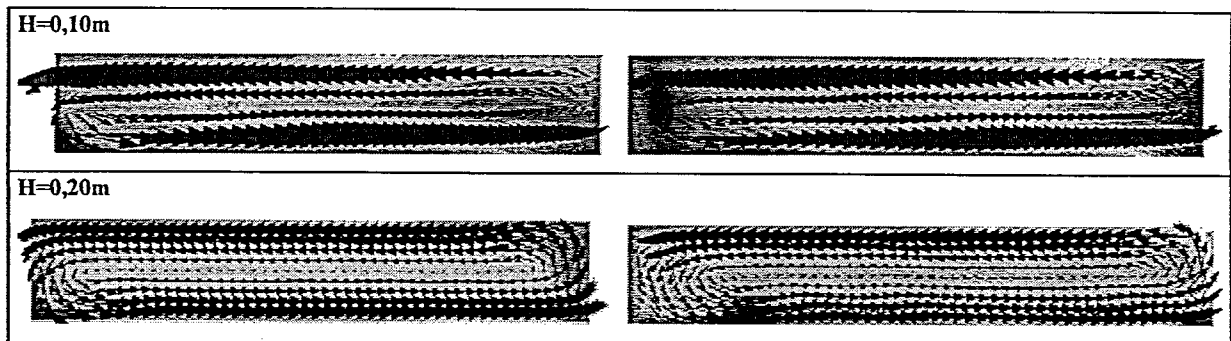


Figure VI.18 :Structure de l'écoulement et champ de température. A gauche, calcul avec le modèle 1, et à droite, calcul avec le modèle 2. Les échelles horizontales et verticales ne sont pas les mêmes pour les deux hauteurs.

Pour le modèle 2, où on ne fait pas intervenir directement le refroidissement latéral dans le fluide, l'écoulement a également une structure de recirculation globale. Cela peut être en partie expliqué par la dissymétrie de condition limite thermique entre les surfaces inférieure et supérieure, occasionnée par la condition limite sur la distance L_f que l'on fixe adiabatique.

- Répartition de la puissance aux frontières du domaine fluide :

Nous avons appliqué un flux uniforme $\varphi = 7700W/m^2$, ce qui correspond à une puissance totale de 2kW sur la surface inférieure en cuivre. Nous présentons tableau VI.6 la répartition de puissance évacuée aux parois latérale et supérieure de la cavité fournie par les calculs TOLBIAC. Ces résultats correspondent aux puissances évacuées par les parois, donc du point de vue des parois et non pas du fluide (dans la version avec le modèle 2, on a donc bien une puissance et des flux latéraux).

H (m)	Puissance	Expérience BALI-Métal	Version standard	Modèle 1	Modèle 2
0,05	P_{lat}	15	17	16	16
	P_{sup}	85	82	82	81
	$P_{lat} + P_{sup}$	100	99	98	97
0,10	P_{lat}	25	26	25	26
	P_{sup}	75	72	72	74
	$P_{lat} + P_{sup}$	100	98	97	100
0,20	P_{lat}	45	37	36	39
	P_{sup}	55	60	60	62
	$P_{lat} + P_{sup}$	100	97	96	101

Tableau VI.6 : Pourcentages de la puissance totale évacuée à la paroi latérale froide et en paroi supérieure de la cavité, calculs TOLBIAC comparés aux résultats BALI - Métal.

Quelle que soit la version de TOLBIAC utilisée, nous avons globalement les mêmes ordres de grandeur de répartition de la puissance aux parois du système. Il semble que les corrélations de transfert de chaleur permettent de décrire correctement les transferts thermiques.

Les bilans thermiques aux parois sont bons, même s'ils ne sont pas toujours de 100%. Il faut éventuellement attribuer cela aux instabilités éventuelles et à la période d'enregistrement pour le calcul de ces bilans de puissance. Celle-ci n'est pas suffisamment petite pour prendre en compte tous les phénomènes instables et leurs repercussions temporelles sur les transferts de chaleur sur l'ensemble du calcul.

Nous pouvons remarquer que pour le cas du calcul appelé modèle 2, nous avons également un bon bilan de puissance aux parois, alors que ce n'était pas évident au départ : on calcule le flux évacué dans la paroi latérale à partir de la température d'équilibre thermique de la couche fluide chauffée en bas sur une distance $L-L_f$, et refroidie par le haut sur une distance L . Le seul lien du refroidissement réel à la paroi latérale avec le reste du système est la distance L_f de la paroi inférieure où on annule le flux pénétrant dans le fluide (eq.VI.63). Cette relation ($\phi.L_f = \phi_{lat}.H$) semble donc être globalement cohérente.

Nous allons maintenant examiner les champs de température dans le fluide.

- Champs de température le long de la cavité :

Nous présentons dans les figures suivantes les évolutions de la température le long de la surface en résine, de la cavité sur son axe central horizontal, et de la paroi inférieure en cuivre. Il s'y trouvent les résultats des calculs dits modèle 1, modèle 2 et version standard. Nous avons également indiqué les résultats expérimentaux de BALI - Métal.

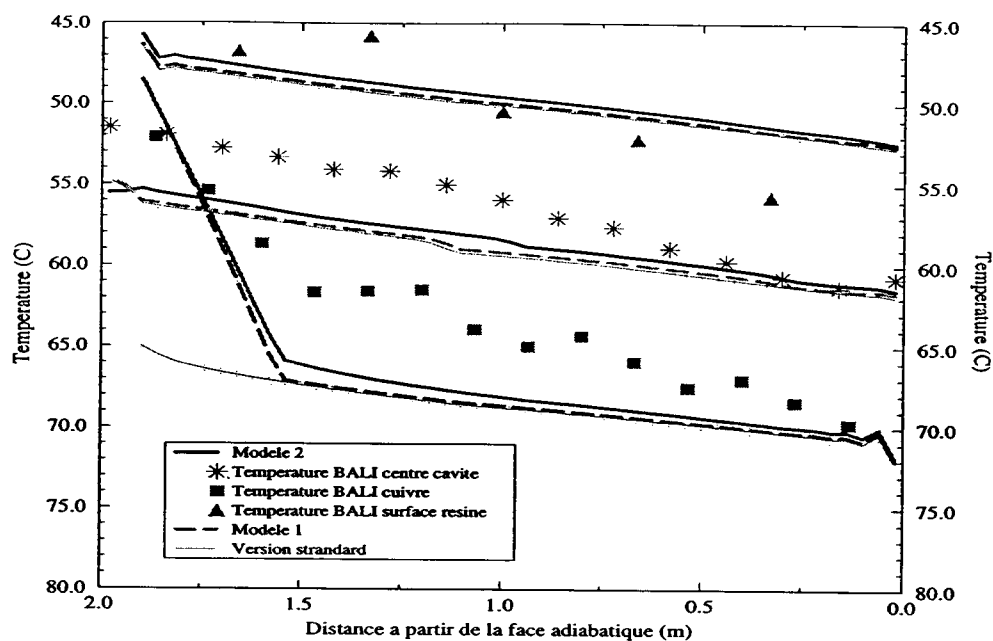


Figure VI.18 : Profils de température le long de la surface en résine (en haut), de l'axe central horizontal de la cavité (au centre), et de la paroi inférieure en cuivre (en bas) pour $H=0,05m$. L'échelle de températures est inversée pour garder la position géométrique des mesures.

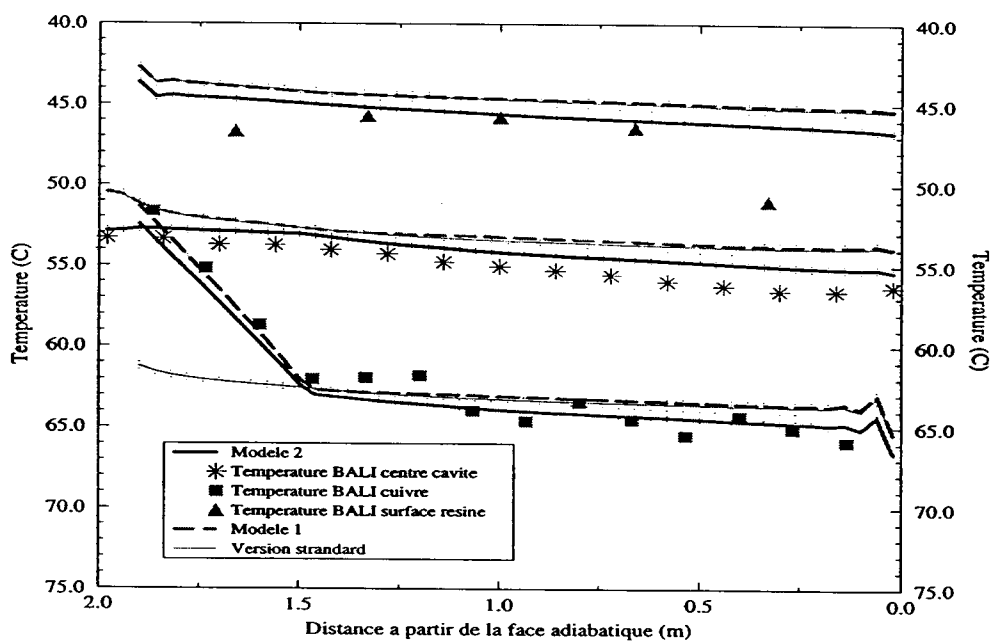


Figure VI.19 : Profils de température le long de la surface en résine (en haut), de l'axe central horizontal de la cavité (au centre), et de la paroi inférieure en cuivre (en bas) pour $H=0,10m$. L'échelle de températures est inversée pour garder la position géométrique des mesures.

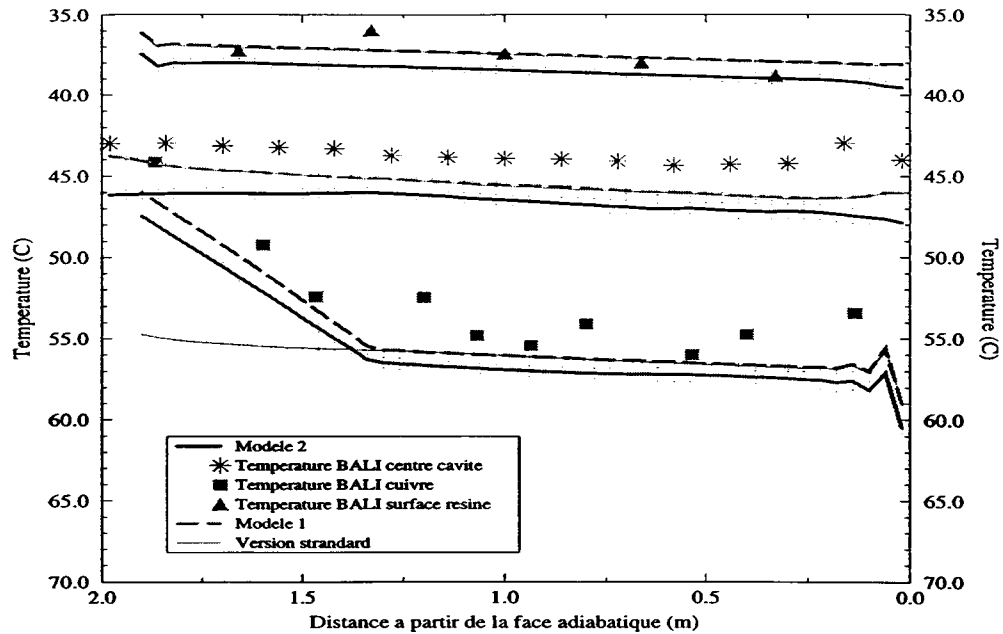


Figure VI.20 : *Profils de température le long de la surface en résine (en haut), de l'axe central horizontal de la cavité (au centre), et de la paroi inférieure en cuivre (en bas) pour $H=0,20m$. L'échelle de températures est inversée pour garder la position géométrique des mesures.*

Globalement, nous constatons que les niveaux de températures dans les cavités et aux surfaces sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par les expériences. Cette constatation est valable pour tous les calculs envisagés (standard, modèle 1 et modèle 2).

- Température dans le fluide :

En ce qui concerne les températures dans le fluide à proximité de la paroi latérale froide, (équivalent de T_a dans le modèle global), les calculs aboutissent à des résultats légèrement surestimés, surtout dans le cas de la cavité de 0,05m de hauteur. On constate que, pour les calculs effectués avec le modèle 1 ou la version standard, la température diminue sur les mailles les plus proches de la paroi, signe de la présence du refroidissement à la paroi froide, tel une sorte de « couche limite » qui a diffusé. Ce peut être le fait du maillage. Ce n'est pas le cas avec le modèle 2, puisqu'on s'affranchit matériellement du refroidissement latéral.

Le calcul reproduit correctement le gradient de température le long de la cavité pour les hauteurs de 0,10m (~3 à 4°C contre 4°C expérimentalement) et 0,20m (~1°C contre 1,5°C expérimentalement). En revanche, le calcul TOLBIAC indique pour la cavité de 0,05m de hauteur un gradient de l'ordre de

7°C obtenu avec le modèle 2, et environ 6°C avec la version standard ou le modèle 1, alors que les expériences indiquent plutôt 10°C.

Comme la structure de l'écoulement et la répartition de puissance sont similaires à la configuration étudiée dans le modèle global que nous avons développé au début de ce chapitre, nous pouvons comparer les débits volumiques correspondant.

Et effectivement, nous pouvons expliquer le décalage entre les gradients de température pour $H = 0,05\text{m}$ par comparaison des débits volumiques : le calcul TOLBIAC aboutit à un débit volumique trop important le long de la cavité, quel que soit le modèle utilisé. En effet, le débit volumique par unité de profondeur calculé par TOLBIAC est presque le double (sur l'ensemble des versions utilisées $q_v+q_{vo}\sim 5,3\cdot 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$) par rapport à celui estimé par le modèle global ($q_v+q_{vo}=3,3\cdot 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$).

Pour les autres hauteurs de cavités, on a une bonne estimation du gradient de température, et le débit volumique par unité de profondeur est proche de celui obtenu par le modèle global : pour $H = 0,10\text{m}$, les calculs TOLBIAC indiquent $q_v+q_{vo}\sim 6,2\cdot 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$ (modèle global, $q_v+q_{vo}=6,4\cdot 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$), et pour $H= 0,20\text{ m}$, $q_v+q_{vo}\sim 1,1\cdot 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$ (modèle global, $q_v+q_{vo}=1,2\cdot 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$).

La température au centre de la cavité subit une petite influence du fait qu'on ne chauffe pas le fluide sur la distance L_f avec le modèle 2 : on constate en effet que le profil de température tend à légèrement s'aplanir sur cette distance, effet également constaté sur les points expérimentaux.

- Température aux surfaces inférieure et supérieure :

La principale amélioration apportée par les modèles 1 et 2 concerne le profil de température de la plaque de cuivre. En effet, l'introduction de la température virtuelle T_{ech} permet de matérialiser la langue froide, et de faire apparaître ses conséquences thermiques sur la plaque de cuivre. La version standard occulte complètement ce phénomène.

La température du cuivre proche de la paroi latérale froide est bien reproduite, ce qui montre que T_{ech} est correctement estimée, et que le coefficient de transfert de chaleur, qui est établi à partir d'une corrélation de transfert de chaleur en *convection naturelle horizontale*, reste une approche, même si les résultats bibliographiques de Anderson et Lauriat (1986) déconseillent une telle utilisation (voir Chapitre II).

La température du cuivre s'établit ensuite de façon à atteindre un écart de température constant avec la température au centre de la cavité (transfert de chaleur en convection naturelle horizontale en régime turbulent). Ainsi, si la température au centre de la cavité est surestimée par rapport aux expériences, il en sera de même pour la température du cuivre. Les mêmes conclusions sont faites pour la température à la surface de la plaque de résine.

La température T_{ech} des modèles 1 et 2 n'a donc une influence que sur la distance L_f de la plaque de cuivre.

- Conclusion sur les modèles :

En terme de répartition de puissance aux parois de la cavité, l'introduction des modèles thermiques particuliers n'apporte pas de grandes modifications. L'utilisation du modèle standard, avec des corrélations de transfert de chaleur calculées localement, permet d'avoir une bonne cohérence avec les expériences.

En ce qui concerne les champs de température, aux vu des graphes des profils de température le long de la cavité, on a à nouveau des résultats très semblables d'une version à l'autre. Si ce n'est la description de la température dans le cuivre, la version standard donne un ordre de grandeur correct des températures vis à vis des résultats expérimentaux.

Si on veut des résultats plus fins, j'aurais tendance à conseiller l'utilisation du modèle 2, pour les cavités petites (0,05m et 0,10m) car :

- comme avec les résultats expérimentaux, on a constaté un aplanissement des températures au centre de la cavité sur une distance de l'ordre de L_f , dû à la condition limite inférieure d'adiabaticité.
- le gradient de température (dans la cavité comme aux surfaces) est légèrement meilleur par rapport à la version standard, en comparaison avec les résultats expérimentaux.

Pour les cavités de plus grande hauteur, le phénomène de gradient longitudinal est moins marqué et la température de la cavité est plus uniforme, se rapprochant davantage d'un modèle point. La condition de flux nul sur L_f devient trop stricte.

VI.2.2.3.2. Ordre de discrétisation spatiale

Le schéma d'ordre 2, avec le principe de la cellule donneuse, va rechercher les quantités non seulement de la maille voisine, dans la direction opposée au sens de la vitesse, mais également aux cellules voisines de cette première cellule donneuse. Ce schéma est particulièrement adapté pour décrire des fronts, là où les gradients des vitesses sont forts.

Or, ce sont des instabilités locales qui génèrent le mouvement, il est nécessaire de diminuer le pas de temps (pour un calcul semi-explicite au second ordre, il faut imposer la condition de Courant multipliée par 0,6), ce qui allonge la durée du calcul.

Un calcul avec une discrétisation au premier ordre en espace n'est cependant pas envisageable, du fait d'une diffusion numérique importante. On évalue en effet cette diffusion numérique par (eq.V.50)

$$\mu_{num} = \rho \cdot V \cdot \Delta x / 2 \quad (V.50)$$

Or, avec les maillages considérés, on a une taille de mailles de 0,04m. Les vitesses sont de l'ordre de 0,01m/s, et la masse volumique est de l'ordre de 10^3 kg/m^3 . Ceci implique une diffusion numérique de l'ordre de $\mu_{num} = 2 \cdot 10^{-1} \text{ kg/m/s}$, alors que la viscosité dynamique de l'eau μ_{mol} est d'environ 10^{-3} kg/m/s , soit une diffusion numérique 200 fois supérieure à la viscosité moléculaire de l'eau. Le calcul n'est donc plus représentatif du fluide étudié.

Pour s'affranchir de la diffusion numérique il faudrait qu'elle soit au moins un ordre de grandeur inférieure à μ_{mol} , donc 10^{-4} kg/m/s . D'après (V.50), il faut des tailles de mailles de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Ce n'est pas envisageable.

VI.2.2.3.3. Sensibilité au maillage

Nous avons testé la sensibilité au maillage pour la cavité de hauteur $H = 0,05 \text{ m}$, essentiellement pour analyser l'influence du maillage sur le gradient de température le long de l'axe central de la cavité.

Nous prenons un nouveau maillage de 200 mailles de $X = 0,01 \text{ m}$ sur la longueur, et 7 mailles sur la hauteur (2 mailles de $dz = 0,005 \text{ m}$, puis 3 mailles de $dz = 0,01 \text{ m}$ et à nouveau 2 mailles de $dz = 0,005 \text{ m}$).

Nous réalisons ce calcul pour un calcul avec le modèle 2, version qui donnait les résultats les plus proches des résultats expérimentaux.

En termes de répartition de la puissance, nous constatons que 15% de la puissance est évacuée à la paroi latérale froide, résultats quasi identique à celui obtenu avec le maillage plus grossier (5×50 mailles). Les profils de températures observés dans la cavité sont les suivants :

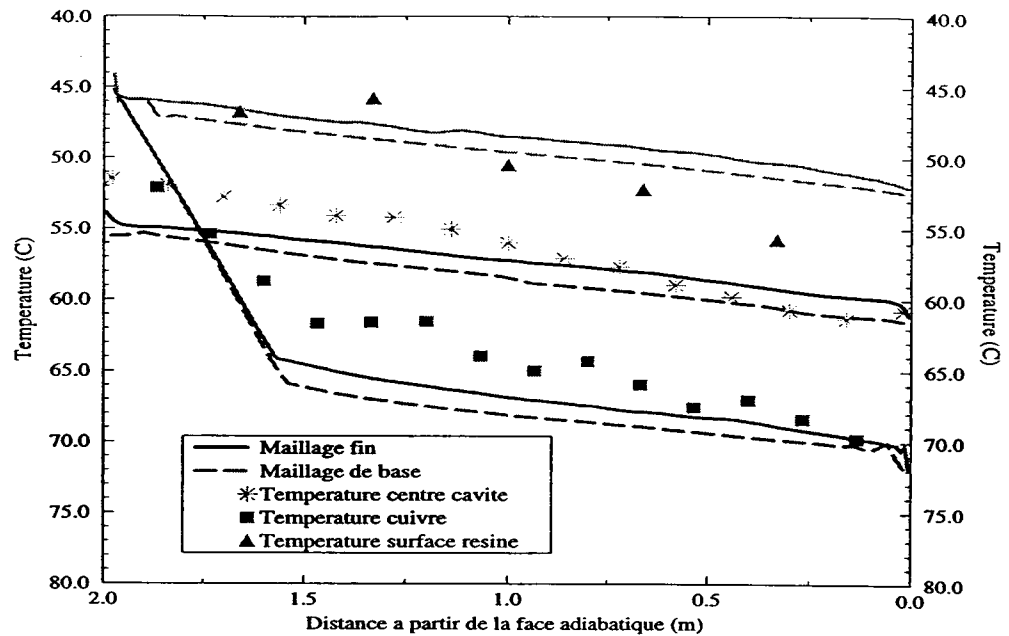


Figure VI.21 : Influence du maillage sur les profils de température le long de la cavité. $H=0,05m$.

Pour ce qui concerne les profils de température le long de la surface en résine et de la plaque de cuivre, un raffinement du maillage accentue légèrement les gradients de température. Cela est peut être dû au maillage plus fin, non seulement dans le sens des X (on constate une baisse plus rapide de la température à proximité de la paroi latérale froide), ce qui permet de mieux décrire le débit volumique à la paroi latérale froide, mais aussi dans le sens des Z (2 mailles de $0,005m$), ce qui permet une continuité dans la meilleure description du débit volumique, et donc du gradient de température le long de ces parois. ($q_v + q_{v0} = 4,3 \cdot 10^{-4} m^2/s$, maillage plus grossier, $q_v + q_{v0} \sim 5 \cdot 10^{-4} m^2/s$),

En revanche, le gradient de température le long de la cavité, sur son axe central, est peu changé, voire plutôt inférieur à celui constaté pour le maillage plus grossier. Peut être y aurait-il fallu également raffiner en Y les mailles au centre de la cavité.

Un raffinement du maillage augmente beaucoup le temps de calcul, pour un résultat peu différent de celui obtenu avec un maillage plus grossier (5×50 mailles).

VI.2.2.3.4. Influence de frottement pariétal

Afin de réduire le débit volumique dans la cavité, nous avons pensé intervenir au niveau du frottement pariétal. En effet, la modélisation dans le code TOLBIAC du frottement pariétal dans la direction X est la suivante :

$$\begin{aligned}
F_x \cdot |V_x| \cdot V_x & \text{ avec} \\
F_x &= f_x \cdot \rho_x / H \\
f_x &= \text{Max}(3.10^{-3}; 16 / \text{Re}_x; 0,079 \cdot \text{Re}_x^{-0,25}) \\
\text{Re}_x &= \frac{\rho_x \cdot V_x \cdot H}{\mu}
\end{aligned}
\tag{VI.64}$$

Le nombre de Reynolds est construit sur la hauteur H de la cavité. Ce peut être une échelle de longueur inadaptée, puisque la recirculation se fait plutôt sur une hauteur de H/2. L'échelle de longueur intervient globalement en H^2 pour le frottement laminaire ($f_x=16/\text{Re}_x$), et $H^{-1,25}$ pour le frottement turbulent. L'utilisation de H/2 au lieu de H comme longueur de référence introduit un facteur 4 sur le frottement laminaire, et 2,5 sur le frottement turbulent.

Sur la base du modèle 2, on choisit de multiplier le coefficient de frottement par 10, puis par 20 (de façon à mettre en évidence l'influence du frottement). Les résultats en termes de puissance latérale évacuée sont inchangés (~15% de la puissance totale imposée en paroi inférieure). Les profils de température le long de la cavité sont représentés figure VI.22 :

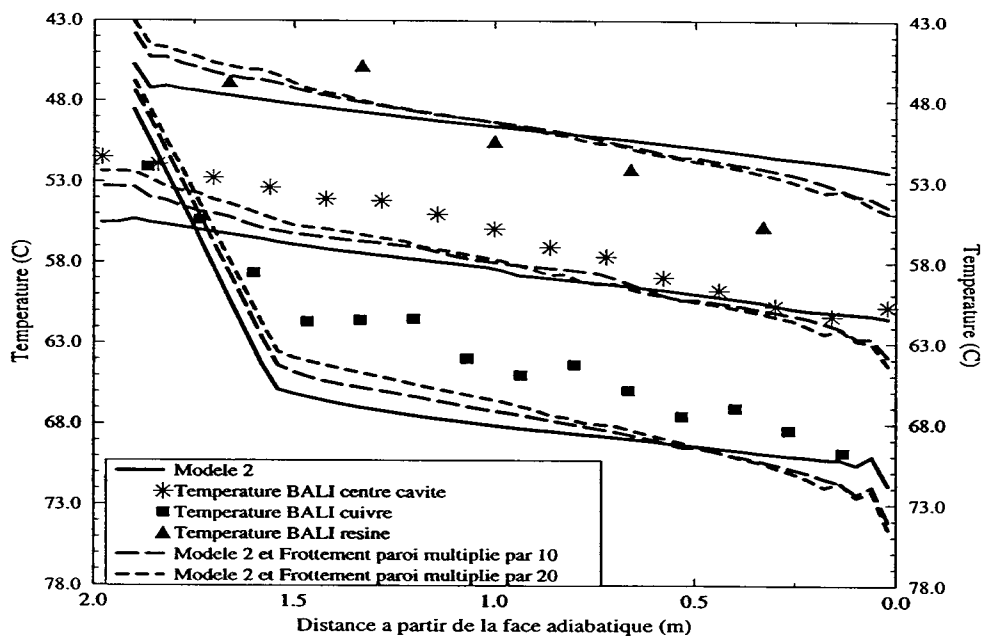


Figure VI.22 : *Influence du frottement pariétal sur les profils de température le long de la cavité. H=0,05m.*

On constate une amélioration du gradient de température le long de la cavité, qui est quasiment reproduit lorsqu'on multiplie le frottement pariétal par 20. La température à proximité de la paroi latérale froide tend également à se rapprocher de la température expérimentale.

Nous avons calculé le débit volumique par unité de profondeur moyen à 0,6m de la paroi latérale froide. Nous les comparons au résultats de débit volumique global calculé par le modèle global développé au début du chapitre. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

	Modèle global	Modèle 2	Modèle 2 frottement multiplié par 10	Modèle 2 frottement multiplié par 20
Débit volumique par unité de profondeur (m ² /s)	$3,3.10^{-4}$	$5,3.10^{-4}$	$3,2.10^{-4}$	$2,7.10^{-4}$

Tableau VI.7 : Influence du frottement pariétal sur le débit volumique par unité de profondeur. Calculs TOLBIAC pour $H=0,05m$.

On constate une diminution du débit volumique, ce qui explique un meilleur gradient de température le long de la cavité.

Ce terme correcteur, pris égal à 20, est le résultat de l'ajustement des profils de température. Il est 5 fois supérieur au facteur correcteur évalué par changement de longueur de référence ($H/2$ au lieu de H) sur le terme laminaire, et 8 fois plus grand que celui estimé sur le terme turbulent.

L'introduction du facteur correcteur au niveau du frottement n'est donc pas uniquement justifié par des raisons physiques. Par manque de temps, nous ne pouvons pas davantage affiner les résultats et analyser la part physique de celle provenant de l'ajustement numérique. Il faudrait analyser les modifications apportées par ce terme correcteur sur toute la gamme de hauteurs étudiées et voir l'influence du maillage sur sa valeur.

VI.2.3. Conclusions et perspectives sur les simulations TOLBIAC

Ces premières simulations des essais BALI - Métal par le code TOLBIAC mettent en évidence la complexité liée à la simulation de transferts de chaleur en milieu très confiné. En effet, les lois de transfert de chaleur en convection naturelle établies hors confinement sont généralement construites pour reproduire le champ de température, et s'affranchir du champ de vitesse induit par le champ de température. La difficulté vient alors du couplage entre ces corrélations de transfert de chaleur, particulièrement lorsque c'est le champ de vitesse induit qui les fait interagir.

Dans le code TOLBIAC, la modélisation particulière de l'écoulement et des transferts de chaleur dans les cavités fluides étudiées dans le programme expérimental BALI - Métal, consiste essentiellement à des interventions au niveau des corrélations de transfert de chaleur aux frontières des domaines. Les premiers résultats de simulation par le code TOLBIAC ont été obtenus en utilisant des corrélations de transfert de chaleur en convection naturelle établis hors confinement. Nous avons testé plusieurs versions :

- une version standard : on impose des coefficients de transfert de chaleur aux parois calculés à partir des corrélations de transferts de chaleurs de convection naturelle issues de la littérature et établies hors confinement. La seule prise en compte du confinement consiste à augmenter de 20% le transfert de chaleur sur les 20% inférieurs et supérieurs de la paroi latérale froide.

- une version appelée modèle 1 : en plus de la version standard, on impose une température d'échange à l'interface eau - cuivre (échange en paroi inférieure) sur une distance L_f , reproduisant l'existence de la langue froide issue de la couche limite descendante de la paroi latérale froide. Cette distance L_f est évaluée à partir d'une expression qui est fonction de la hauteur H de la cavité, et qui a été construite sur les estimations de L_f faites à partir des résultats expérimentaux.

- une version appelée modèle 2 : on se base sur le modèle 1. De façon à prendre en compte le fait que la langue froide qui se réchauffe sur la distance L_f correspond au développement de la couche limite froide sur la paroi latérale froide de hauteur H , on annule le flux *en condition limite au domaine fluide* sur la distance L_f de la paroi en cuivre et sur la paroi latérale normalement refroidie.

Les ordres de grandeur en terme de niveau de température atteints dans la cavité, comme de la répartition de la puissance aux frontières du domaine fluide, sont globalement cohérents avec les résultats expérimentaux quel que soit la version utilisée. Les versions modèle 1 et 2 améliorent essentiellement la description de la température le long de la plaque de cuivre, et modifient peu les autres résultats. Il semble tout de même que le modèle 2 donne des résultats plus fins qu'avec la version standard.

Une possibilité de modification du champ de vitesse par augmentation du frottement pariétal a été testée et indique une influence favorable à l'ajustement du champ de vitesse et donc du gradient de température le long de la cavité par rapports aux résultats expérimentaux. Une étude plus complète à ce sujet devrait indiquer la part de modélisation physique et d'ajustement numérique nécessaire pour reproduire correctement le champ de vitesse sur toute la gamme de hauteurs de cavités étudiée.

CHAPITRE VII. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le travail présenté est motivé par les besoins en études de sûreté pour les réacteurs à eau sous pression. Dans les séquences hypothétiques menant aux accidents graves, on examine la possibilité de retenir dans le fond de cuve les matériaux fondus du cœur et des structures internes du réacteur, formant un magma liquide appelé *bain de corium*. L'évacuation de la puissance résiduelle dissipée dans le bain serait assurée par le noyage du puits de cuve. Par effet de différence de densité, ce bain de corium serait stratifié en deux constituants principaux : un bain d'oxydes liquides dégageant de la puissance résiduelle, au fond de la cuve, et une couche métallique située au dessus. Afin d'étudier les possibilités de refroidissement externe de la cuve, il est nécessaire de connaître au mieux la distribution du flux de chaleur aux frontières supérieure et latérale du bain liquide et notamment de la couche métallique. La couche métallique ainsi située risque en effet de jouer un rôle majeur dans le transfert de chaleur, notamment en concentrant la puissance thermique, provenant du bain d'oxydes, vers la paroi latérale de la cuve. En terme de flux thermique, cette concentration peut alors menacer l'intégrité de la cuve. Dans cette couche, la distribution de flux et la répartition de la puissance thermique sont contrôlées par les mouvements de convection naturelle.

Un premier chapitre bibliographique est dédié à l'étude de la convection naturelle et permet de présenter les rappels généraux, ainsi que l'état de l'art dans les différents domaines de notre étude, qui sont l'établissement de corrélations de transfert de chaleur et leur application actuelle dans la modélisation de la couche métallique en fond de cuve.

Il apparaît que le très faible rapport d'aspect de la cavité fluide, les particularités liées à la prise en compte de son confinement, ainsi que les conditions limites thermiques spécifiques à sa configuration en fond de cuve ne permettent pas l'extrapolation des résultats bibliographiques obtenus pour des cavités de rapport d'aspect plus grand (de l'ordre de 1 ou plus).

L'utilisation des corrélations de transfert de chaleur par convection naturelle classique, établies hors confinement, devient inadaptée pour le transfert thermique à la paroi horizontale, du fait de la présence de la couche limite thermique développée le long de la paroi latérale, qui vient perturber les champs thermique et cinétique locaux.

Un deuxième chapitre se concentre sur l'analyse de la stabilité de la croûte dite interfaciale, située entre le bain d'oxydes générant de la puissance volumique, et la couche métallique. Son existence et sa stabilité conditionnent l'hypothèse de découplage entre le bain d'oxydes et la couche métallique, et déterminent la charge thermique imposée en frontière inférieure de la couche métallique. Les critères d'existence de cette croûte sont analysés. Une étude de l'évolution transitoire de cette croûte est développée par le biais d'un modèle simple. Une étude de sensibilité aux différents paramètres de la modélisation vient compléter cette analyse.

Il apparaît que pour les conditions rencontrées en réacteur dans un tel accident grave, la croûte interfaciale existe toujours thermiquement, indiquant la possibilité de découpler la thermohydraulique du bain d'oxyde de celle de la couche métallique. Dans l'étude transitoire, on dégage deux échelles de temps importants qui contrôlent l'évolution de la croûte.

Une échelle des temps courts, de l'ordre de la dizaine à quelques centaines de secondes. Elle intervient au début de la formation de la croûte et correspond au temps caractéristique de conduction dans la croûte, éventuellement allongé du temps caractéristique de refonte de la croûte. Durant cette période, le flux thermique sortant des oxydes liquides ne correspond pas aux flux pénétrant dans la couche métallique, qui peut être égal à plusieurs fois le flux obtenu en régime permanent. Dans certaines circonstances, cette période peut être du même ordre de grandeur que le temps de fonte de la paroi latérale de la cuve en contact avec la couche métallique. L'évolution de la croûte peut donc alors être importante pour déterminer la charge thermique réelle imposée à la couche métallique.

Une échelle des temps longs, caractéristiques de l'évolution de la température des oxydes liquides, dont l'ordre de grandeur est le millier de secondes. Dans les conditions du modèle, le régime permanent est atteint après deux à trois fois ce temps caractéristique.

Un troisième chapitre concerne la condition supérieure de la couche métallique, à savoir le rayonnement vers les structures supérieures. L'objectif est de représenter de manière plus précise ce transfert de chaleur, afin de mieux quantifier la partie de l'énergie évacuée en partie supérieure, et, par conséquent, celle qui reste à évacuer par la paroi latérale de la couche métallique.

On y développe un modèle de rayonnement avec prise en compte des parois latérales au dessus de la couche métallique. Elle permet de constater une augmentation de l'évacuation de la chaleur par la surface supérieure de la couche métallique, par rapport à une modélisation simple de rayonnement entre deux plans infinis isothermes, modélisation initiale du rayonnement par le code TOLBIAC.

Une étude de sensibilité sur les propriétés physiques de rayonnement des différentes surfaces complète cette analyse, mettant en évidence l'influence majeure de l'émissivité de la surface de la

couche métallique. Plus celle-ci se rapprochera de 1 (ordre de grandeur de l'émissivité lorsque la surface est oxydée), plus la part de l'énergie évacuée par cette surface sera importante.

Ce chapitre se termine par la mise en place d'un système d'équations qui tient compte non seulement des parois latérales et supérieures de la cuve, mais aussi de la présence d'un gaz semi-transparent dans l'enceinte. Il a été intégré dans le code TOLBIAC.

Un quatrième chapitre est dédié à l'étude de la structure de l'écoulement dans la couche métallique, et à ses conséquences sur le transfert de chaleur à la paroi latérale. Ce chapitre regroupe ce qui nous sert de bases de données à notre étude, dans la gamme de paramètres d'intérêt du cas réacteur simulé.

En première partie, nous avons effectué une analyse des résultats du programme expérimental BALI - Métal. On y présente les objectifs, le dimensionnement et la gamme d'essais étudiés, ainsi que le dispositif expérimental. L'analyse des résultats issus des 10 essais réalisés aboutit aux conclusions suivantes :

Du point de vue de la structure de l'écoulement, il se développe une langue froide le long de la paroi latérale refroidie. Cette langue vient heurter la plaque inférieure en cuivre, puis la longe tout en se réchauffant à son contact sur une distance L_f avant de rejoindre l'écoulement central de la cavité. La langue froide crée un mouvement de recirculation dans la cavité. Périodiquement, ce mouvement est partiellement effacé pour laisser place à un régime d'interpénétration de thermiques entre les parois horizontales de la cavité.

On a mis en évidence plusieurs quantités physiques (concentration de flux, L_f , gradient radial de température) qui subissent de façon plus ou moins marquée l'alternance des régimes mentionnés auparavant, mais dont la moyenne temporelle sur l'ensemble des deux régime reste significative de la structure de l'écoulement :

- le bilan de puissance aux parois latérale et supérieure, *induisant une concentration de flux à la paroi latérale* d'autant plus importante que la hauteur de la cavité est petite. Pour les faibles hauteurs de cavités, ces concentrations de flux sont bien inférieures aux résultats des pré-calculs effectués par un modèle point où le bain est considéré isotherme (jusqu'à 30% de réduction pour les cavités de plus petite hauteur).

- *une longueur L_f* , interprétée comme la distance efficace (d'existence) de la langue froide le long de la paroi chaude en cuivre. Cette longueur, à même flux imposé à la plaque chaude, semble essentiellement liée aux conditions thermiques et cinétiques de la couche limite froide développée le long de la paroi latérale froide.

- *un gradient radial de température* monotone le long de l'axe central horizontal de la cavité. Ce gradient augmente très rapidement quand H diminue. A hauteur H fixe, il est identique quelle que soit la répartition de puissance à la plaque chaude. Il explique pourquoi on trouve une concentration de flux inférieure à celle prédite par le modèle point où aucun gradient n'est pris en compte.

Le mode de chauffage (flux uniforme ou non) n'influence pas les principaux résultats qui concernent particulièrement notre étude, à savoir la température dans le bain, la répartition de puissance et la concentration de flux à la paroi latérale.

En deuxième partie, nous avons complété cette base de données expérimentales par une simulation numérique directe de l'écoulement réalisée par le code de calcul Trio_U, pour la cavité fluide dont la hauteur est la plus petite dans la gamme des hauteurs étudiées lors du programme expérimental BALI - Métal. Outre la visualisation de l'écoulement, cette simulation nous a fourni des données locales, telles que les profils de températures et de vitesses dans les couches limites thermiques et dans la langue froide, une estimation de son évolution spatiale moyenne, de sa température et de sa vitesse débitante.

Dans le dernier chapitre, nous proposons un modèle d'écoulement dans la couche fluide avec ses conséquences sur les transferts thermiques à ses frontières. Il consiste en une recirculation globale du fluide le long de la cavité, mouvement généré, d'une part par la couche limite développée le long de la paroi latérale froide, et d'autre part par la force ascensionnelle de flottabilité. Nous validons ce modèle sur l'ensemble de la gamme des essais du programme expérimental BALI - Métal réalisés avec un chauffage uniforme. Les résultats en terme de niveau de température atteint près de la paroi latérale froide, de gradient radial de température et de concentration de flux à la paroi latérale, améliorent de façon très satisfaisante ces mêmes résultats issus du modèle point où on suppose un bain isotherme.

Nous avons ensuite essayé de mieux comprendre le devenir de la couche limite descendante le long de la paroi latérale froide, devenue "langue froide", le long de la paroi horizontale basse en cuivre, chauffée à flux uniforme, et se développant dans un milieu fluide plus chaud. Nous avons pour cela développé un modèle d'entraînement traduisant le mélange thermique de la langue froide avec le fluide extérieur. Nous avons constaté le rôle de la dynamique de ce fluide extérieur à la langue froide dans son évolution.

Ce chapitre se termine par l'intégration de ces résultats dans le code de simulation TOLBIAC, ainsi que sa validation en comparaison avec les résultats expérimentaux. Les ordres de grandeur en terme de niveau de température atteints dans la cavité, comme de la répartition de la puissance aux frontières du domaine fluide, sont globalement cohérents avec les résultats expérimentaux. La version

où on inclut un modèle de la langue froide par l'imposition d'une température d'échange artificielle simulant celle de la langue froide, au niveau de la plaque de cuivre, sur une distance L_f , et où on annule le flux concernant le fluide sur la paroi latérale et sur la longueur L_f , améliore la description de la température le long de la plaque de cuivre, sans modifier particulièrement les autres résultats.

Le champ d'intervention dans le code TOLBIAC limité aux transferts de chaleur, ne permet pas une modélisation complète de la structure de l'écoulement, et influe peu sur le champ de vitesse. Une analyse rapide de la modification du frottement pariétal dans le code donne des résultats intéressants quant à l'amélioration de la description du champ de vitesses, et ainsi du gradient de température le long de la cavité.

Plusieurs points pourraient être intéressants à développer :

- l'étude de la stabilité de la croûte d'oxydes, condition limite inférieure de la couche métallique, pourrait être complétée par un modèle de tenue mécanique de croûte. Les résultats de ce modèle mécanique seraient l'occasion de déterminer la probabilité de rupture mécanique de la croûte, et donc de l'utilisation du modèle de croissance thermique de la croûte, avec ses conséquences sur le flux thermique cédé à la couche métallique.

- en ce qui concerne le rayonnement en surface supérieure de la couche métallique, un élément important est la détermination des propriétés physiques de cette couche et en particulier de son émissivité. Cela nécessite un enrichissement des bases de données de ces propriétés. Par ailleurs, le modèle de rayonnement avec gaz semi transparent a déjà été implanté dans le code TOLBIAC. Il faudrait tester les différents paramètres introduits dans le modèle (composition des gaz, propriétés physiques rayonnantes...), sur la distribution de flux en surface supérieure de la couche métallique.

- quant à la structure de l'écoulement dans la couche métallique, elle repose pour l'instant sur l'analyse de l'écoulement dans une cavité parallélépipédique en eau. Si le programme expérimental BALI-Métal a été essentiel à la compréhension globale de la structure, et malgré le complément apporté par la simulation numérique directe avec Trio_U, le manque de données locales nous a freiné dans l'analyse physique plus fine tentée dans ce document. Un calcul numérique direct avec Trio_U, avec un maillage plus fin et un temps physique de calcul plus long, ou des mesures expérimentales locales complémentaires seraient souhaitables essentiellement pour mieux appréhender le phénomène de langue froide, et ainsi mieux le modéliser dans le code TOLBIAC. La suite intéressante à ce travail sera de transposer ces résultats à la modélisation de la couche métallique en fond de cuve, de façon à pouvoir effectuer un calcul réacteur complet avec le code TOLBIAC.

REFERENCES

- Aksenova, A., Chudanov, V., Kondratenko, P., Pervichko, V., Strizhov, V., Vabishchevich, P.*, 1998, Numeric Models for RASPLAV Project, INS Russian Acad. Of Science, 109p.
- Anderson, R., Lauriat, G.*, 1986, The Horizontal Natural Convection Boundary Layer Regime in a Close Cavity, Proceedings of the 8th Int. Heat Transf. Conf., Vol. 4, pp. 1453-1458, San Fransisco, CA.
- Asmolov, V.*, 1996, "Operating Agent Report on RASPLAV Project Status", 3rd. RASPLAV MB Meeting, Paris, France.
- Bernaz, L.*, 1998, Etude du transfert de chaleur à la frontière supérieure d'un bain fluide avec dissipation volumique de puissance, Thèse en Mécanique, Université Joseph Fourier, Grenoble, 233p.
- Bernaz, L., Bonnet, J-M, Spindler, B., Villermaux, C.*, 1998, Thermalhydraulic phenomena in corium pools : numerical simulation with TOLBIAC and experimental validation with BALI, OECD/CSNI, Workshop on in-vessel core debris retention and coolability, March 1998, Garshing, Germany.
- Bonnet, J.-M.*, 1994a, description of the FLUXBAIN model boundary layer equations, CEA, Note STR/LETC/94-210.
- Bonnet, J.-M.*, 1994b, Projet BALI - Descriptif de l'installation, CEA, Note STR/LETC/94-183.
- Bonnet, J.-M.*, 1996a, Projet d'étude expérimentale de la distribution du flux de chaleur dans une lame d'acier à la surface du bain de corium, CEA, Note STR/LTEM/96-36.
- Bonnet, J.-M.*, 1996b, BALI Test report, communication privée.
- Bonnet, J.-M.*, 1997, BALI Test report, communication privée.
- Carslaw, H. S., Jaeger, J. C.*, 1986, "Conduction of Heat in Solids", 2nd ed., Clarendon Press, Oxford.
- Castaing, B., Gunaratne, G., Heslot, F., Kadanoff, L., Libschaber, A., Thomae, S., WU, X-Z., Zaleski, S., Zanetti, G.*, 1989, Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection, J. of Fluid Mech., Vol. 204, pp. 1-30.
- Catton, I., Edwards, D.K.*, 1967, Effect of side walls on natural convection between horizontal plates heated from below, J. Heat Transf., pp. 295-299.

- Chaudourne, S.*, 1993-94, Rayonnement thermique - Transferts de chaleur couplés : rayonnement - conduction - convection, CEA-CENG/DTP/STI.
- Chillà, F., Ciliberto, S., Innocenti, C.*, 1993, Thermal boundary layer in turbulent thermal convection, *Europhys. Lett.*, Vol. 22, pp. 681-687.
- Cheeswright, R.*, 1968, turbulent natural convection from a vertical plane surface, *J. Heat Transf.*, pp. 1-8.
- Cheung, F., B.*, 1981, "Periodic Growth and Decay of a Frozen Crust over a Heat Generating Liquid Layer", *J. Heat Transf.*, Vol. 103, pp. 369-375.
- Chevalier, P., Y., Cenerino, G.*, 1992, "Thermodynamic data bases and calculation code adapted to the modelling of molten core concrete interaction", 2nd OECD(NEA) CSNI Specialist Meeting on Molten Core Debris-Concrete Interactions, Karlsruhe, Germany.
- Chu, T.Y., Goldstein, J.R.*, 1973, Turbulent convection in a horizontal layer of water, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 141.
- Churchill, S.W., Chu, H.H.*, 1975, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 18, pp. 1323-1329.
- Ciliberto, S., Cioni, S., Laroche, C.*, 1996, Large-scale flow properties of turbulent thermal convection, *Physical review E*, Vol. 54, n°6, pp. R5901-R5904.
- Cioni, S.*, 1996, Convection thermique turbulente dans le mercure, Thèse de physique à l'Ecole Normale de Lyon, 151p.
- Cognet, G., Seiler, J-M, Szabo, I., Latche, L.C., Spindler, B., Humbert, J.M.*, 1997, La récupération du corium hors cuve, *Revue Générale Nucléaire*, Vol. 1, pp. 38-43.
- Dinh, T.N., Bui, V.A., Nourgaliev, R.R., Sehgal, B.R.*, 1997, Modéling of Heat Transfer Processes in Reactor Vessel Lower Plenum During Late Phase of In-Vessel Core Melt Progression, 8th Internat. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, NURETH-8, Vol. 1, pp. 157-164, Kyoto, Japan.
- Eckert, E.R.G., Drake, R.M.*, 1959, Heat and mass Transfer, McGraw-Hill Book, Company, 2nd edition.
- Eckert, E.R.G., Jackson, T.W.*, 1950, Analysis of turbulent free-convection boundary layer on a flat plane, NACA TN2207.
- Fishenden, M., Saunders, O.A.*, 1950, An introduction to heat transfer, Oxford, New York.

- Fitzjarrald, D.E.*, 1976, An experimental study of turbulent convection in air, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 73, pp. 693-719.
- Fujii, T., Imura, H.*, 1972, Natural-convection heat transfer from a plate with arbitrary inclination, *J. Heat Mass Transf.*, Vol. 15, pp. 755-767.
- Fujii, T., Takeuchi, M., Fujii, K., Suzaki, K., Uehara, H.*, 1970, Experiments on natural-convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder to liquids, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 13, pp. 753-787.
- Ganzarolli, M., M., Milanez, L., F.*, 1995, Natural Convection in rectangular enclosures heated from below and symmetrically cooled from the sides, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, no. 6, pp. 1063-1073.
- Gau, C., Viskanta, R.*, 1985, "Effect of natural convection on solidification from above and melting from below of a pure metal", *Int. J. Heat Mass Transf.*, 28 (3), pp. 573-587.
- Garó, A.M., Goldstein, J.R.*, 1973, Velocity and heat transfer measurements in thermal convection, *Phys. Fluids*, Vol. 16, pp. 1818-1825.
- George, W.K., Capp, S.P.*, 1979, A theory for natural convection turbulent boundary layers next to heated vertical surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 813-826.
- Globe, S., Dropkin, D.*, 1959, Natural-Convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below, *J. of Heat Transf.*, pp. 24-28.
- Goldstein, R.J., Chiang, H.D., See, D.L.*, 1990, High Rayleigh-number convection in a horizontal enclosure, *J. Fluid Mech.*, Vol. 213, pp. 111-126.
- Hassanein, A., M., Kulcinski, G., L.*, 1984, "Simulation of Rapid Heating in Fusion Reactor First Walls Using the Green's Function Approach", *J. Heat Transf.*, Vol. 106, pp. 486-490.
- Howard, L.N.*, 1966, Convection at high Rayleigh number, *Proceedings of the 11th Inter. Congress of Applied Mechanics*, Springer-Verlag, Berlin, pp.1109-1115.
- Hsieh, C., K., Chang-Yong Choi*, 1992, "Solution of One- and Two-Phase Melting and Solidification Problems Imposed With Constant or Time-Variant Temperature and Flux Boundary Conditions", *J. Heat Transf.*, Vol. 114, pp. 524-528.
- Jaluria, Y.*, 1983, *Natural convective and radiation heat transfer*, Pergamon Press, Oxford.
- Jones, C.A., Moore, D.R., Weiss, N.O.*, 1976, Axisymmetric convection in a cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 73, pp. 353-388.

- Kelka, K.M., Patankar, S.V.*, 1993, Turbulence model for melt pool natural convection heat transfer, ANS Reacto Safety Meeting, Oct. 25-28 1993, Washington D.C.
- Kimura, S., Bejan, A.*, 1985, Natural convection in a differentially heated corner region, *Phys. Fluids*, Vol. 28, no. 10, pp. 2980-2989.
- Kolev, N.I.*, 1996, External cooling of a pressurized water reactor vessel during a severe accident, *Kerntechnik*, Vol. 61, pp. 67-75.
- Krishnamurti, R., Howard, L.N.*, 1981, Large-scale flow generation in turbulent convection, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, Vol. 78, pp. 1981-1985.
- Ku, J. Y., Chan, S. H.*, 1990, "A Generalized Laplace Transform Technique for Phase-Change Problems", *J. Heat Transf.*, Vol. 112, pp. 495-497.
- Kulacki, F.A., Emara, A.A.*, 1975, High Rayleigh number convection in enclosed fluid layers with internal sources, NUREG-75/065, Technical Report 3952-1.
- Kulacki, F., A., Emara, A., A.*, 1977, "Steady and transient thermal convection in a fluid layer with uniform volumetric energy sources", *J. Fluid Mech.*, Vol. 83 (2), 375-395.
- Kylmalainen, O., Hongisto, O., Pessa, E.*, 1993, COPO, Experiments on heat transfer from a volumetrically heated pool, DVLV1-G380-0377.
- Malevsky, A.V.*, 1995, Patterns of convective turbulence : an effect of Prandtl number, *Physics of Earth and Planetary Interiors*, Vol. 88, pp. 31-41.
- Mayinger, F., Jahn, M., Reineke, H.H., Steinberger, U.*, 1976, Examination of thermohydraulic processes and heat transfer in a core melt, BMTF RS 48/1, Institute für Verfahrenstechnik de T.U. Hanover, Germany.
- Malterre, P., Alvarez, D.*, 1984, 1985a et b, 1986, 1987, communication privée.
- McAdams, W.H.*, 1954, heat Transmission, Chapter 9, pp.202-221, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- Nataf, H., C., Froidevaux, C., Levrat, J., L., Rabinowicz, M.*, 1981, Laboratory Convection Experiments : Effects of Lateral Cooling and Generation of Instabilities in the Horizontal Boundary Layers, *J. of Geophysical Research*, Vol. 86, no. B7, pp. 6143-6154.
- Nazara, S., Ondracek, G., Schultz, B.*, 1977, "Properties of LWR core melts", *Nucl. Technol.*, Vol. 32, p. 239.
- November, M., Nansteel, M., W.*, 1987, Natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled along one side, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, no. 11, pp. 2433-2440.

- O'Toole, J.L., Silverson, P.L.*, 1961, Correlations of convective heat transfer in confined horizontal layers, Chem. Eng. Prog. Symposium Series, Vol. 67, pp. 81-86.
- Park, H., Dhir, V.*, 1992, Effect of outside cooling on the thermal behavior of a pressurized water reactor vessel lower head, Nuclear Technology, Vol. 100, pp. 331-345.
- Park, R., J., Lee, S., J., Sim, S., K., and Yoo, K., J.*, 1995, Crust Formation and Its Effect on the Molten Pool Coolability, Proc. of the 7th Int. Meeting NURETH7, Saratoga Springs, New York, NUREG/CP-0142, 3, pp. 1863-1880.
- Petit, J.P.*, 1992, Convection naturelle, cours Ecole Centrale de Paris.
- Pometko, S.*, 1996, Modélisation, dans un logiciel de sûreté, du comportement d'un bain liquide de matériaux fondus au cours d'un accident grave dans un cœur de réacteur, Thèse de physique et modélisation des systèmes énergétiques, Université de provence (Aix-Marseille I), 133p.
- Ricou, F.P., Spalding, D.B.*, 1961, Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets, J. Fluid Mech., Vol. 11, pp. 21-32.
- Rossby, H.*, 1969, A study of Bénard convection with and without rotation, J. of Fluid Mech., Vol. 36, pp. 309-335.
- Rubinsky, B., Cravalho, E., G.*, 1979, The Determination of the Thermal History in a One-Dimensional Freezing System by a Perturbation Method, J. Heat Transf., Vol. 101, pp. 326-330.
- Rubinsky, B., Shitzer, A.*, 1978, "Analytic Solutions to the Heat Equation Involving a Moving Boundary with Applications to the Change of Phase Problem (the Inverse Stefan Problem)", J. Heat Transf., Vol. 100, pp. 300-304.
- Seiler, J-M*, 1996, Dossier d'analyse GAREC - Rétention du corium en cuve, Note CEA-Grenoble STR/LTEM/96-42.
- Seiler, J-M, Alvarez, D., Malterre, P.*, 1986, Natural convection in volume heated liquid pools - the BAFOND experiment : Proposal for new correlations, Science and Tech. Of Fast Reactor Safety, BNES, London, pp. 331-336.
- Steinberner, U., Reineke, H.H.*, 1978, Turbulent buoyancy convection heat transfer with internal heat sources, Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf., Toronto, Canada, Vol. 2, pp. 305-310.
- Steinbrück, M., Foit, J., J., Hering, W.*, 1996, "Material Property Sheets", Draft version 3/96 for discussion of the CEA/FZK Report on material properties of corium and simulant melts, WG1/WG2-meeting, Karlsruhe, Germany.

- Suh, K.Y., Henry, R.E.*, 1994, Integral analysis of debris material and heat transport in reactor vessel lower plenum, *Nuclear Eng. And Design*, Vol. 151, pp. 203-221.
- Tanaka, H., Miyata, H.*, 1980, Turbulent natural convection in a horizontal water layer heated from below, *Int. J., Heat Mass Transf.*, Vol. 23, pp. 1273-1281.
- Theofanous, T.G., Liu, C., Additon, S., Angelini, S., Kymäläinen, O., Salmassi, T.*, 1996, In-vessel coolability and retention of a core melt, DOE/ID-10460, Vol.1.
- Siegel, R., Howell, J.R.*, 1992, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3rd ed.1072p., Hemisphere Publishing Corporation.
- Spindler, B., Moreau, G.-M, Vandroux-Koenig, S., Pelisson, R.*, 1998, TOLBIAC Version 4 Descriptif du code, CEA, Note STR/LTEM/97-63.
- Theofanous, T.-G., Liu, C., Additon, S., Angelini, S., Kymäläinen, O., Salmassi, T.*, 1996, In-Vessel Coolability and Retention of a Core Melt, DOE/ID-10460, Vol.1, Appendix I.
- Theofanous, T.G., Maguire, M., Angellini, S., Salmassi, T.*, 1997, The first results from the ACOPO experiment, *Nuclear Eng. And Design*, Vol, 169, pp. 49-57.
- Threlfall, D.C.*, 1975, Free convection in low-temperature gaseous helium, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 67, pp. 17-28.
- Van Leer, B., 1977, Towards the ultimate Conservative Difference Scheme ; a new Approach to Numerical Convection, *J. Computational physics*, Vol. 23.
- VDI-Wärmeatlas*, 1991, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang, Sechst Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Villermaux, C.*, 1996, "Tolbiac Version 3- Qualification du code par simulation d'essais Bafond et Copo", Note CEA-Grenoble STR/LTEM/96-10.
- Viskanta, R.*, 1988, "Heat Transfer During Melting and Solidification of Metals", *J. Heat Transf.*, Vol. 110, pp. 1205-1219.
- Xia, K-Q, Lui, S-L*, 1997, Turbulent thermal convection with an obstructed sidewall, *Phys. Rev. Letters*, Vol. 79, n°25, pp. 5006-5009.
- Youssef, W.W., Tarasuk, J.D., McKeen, W.J.*, 1982, Free convection heat transfer from upward-facing isothermal horizontal surfaces, *J. Heat Transf.*, Vol. 104, pp. 493-500.
- Total : 87 références.

ANNEXE A : PROPRIETES PHYSIQUES

A.1. Propriétés physiques du corium

Afin de fixer les propriétés physiques des matériaux composant le corium, nous fixons la composition de chacun de ses constituants, à savoir, les oxydes et les métaux.

Pour ce faire, nous nous basons sur la composition réelle d'un REP 900Mwe (Seiler, 1996) pour déterminer la proportion de chaque élément se rapportant aux deux constituants OXYDES et METAUX, sachant que les éléments pris en compte se répartissent comme suit :

OXYDES : oxyde d'uranium, oxyde de zirconium (ou zircone).

METAUX : fer, chrome, nickel, zirconium.

On a les masses suivantes :

COEUR	INCONEL : 958kg ACIER 304 : 3650kg UO ₂ : 79600kg Zr : 16580kg (50% en masse sont transformés en ZrO ₂)	UO ₂ : 79600kg ZrO ₂ : 9530kg Zr : 7050kg Fe : 2712kg Cr : 931kg Ni : 965kg autre : 1876 kg (non compté)
INTERNES INFÉRIEURS (sauf enveloppe du coeur, cloisonnement et renforts)	ACIER 304 : 26878kg	Fe : 18277kg Cr : 5376kg Ni : 3225kg
CUVE (fond sphérique, zone de transition)	acier cuve : 28360kg	Fe : 28360kg

Pour notre étude, on ne prend en compte que ce qui provient du coeur et des structures internes et inférieures (la cuve est exclue). On a ainsi les proportions massiques suivantes pour chaque constituant :

OXYDES : UO₂ (89,3%), ZrO₂ (10,7%).

METAUX : Fe (54,5%), Cr (16,4%), Ni (10,9%), Zr (18,3%).

En règle générale, on calcule les propriétés physiques du constituant étudié en faisant une pondération massique des propriétés physiques de chaque élément qui le constitue. Deux exceptions à cette règle :

- la température de fusion (= température de solidification) des métaux : on la prend égale à la température de fusion de l'élément majoritaire (fer).

- la masse volumique : on fait une pondération volumique des masses volumiques, dans un souci de conservation du volume total.

On obtient les propriétés physiques suivantes :

		METAUX	OXYDES (liquides)	OXYDES (croûte)
T_{slf}	Température de solidification (K)	1658	2850	2850
L	Chaleur latente de fusion (J/kg)	$2,76 \cdot 10^5$	$3,28 \cdot 10^5$	$3,28 \cdot 10^5$
ρ	Masse volumique (kg:m ³)	6720	8950	9180
β	Coefficient de dilatation thermique (K ⁻¹)	$3 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$
ν	Viscosité cinématique (m ² /s)	$6,8 \cdot 10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-7}$	
λ	Conductibilité thermique (W/m/K)	20,0	3,0	2,7
α	Diffusivité thermique (m ² /s)	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$5,5 \cdot 10^{-7}$
C_p	Chaleur spécifique (J/kg/K)	674	517	539

A.2. Conductibilité thermique de la résine Epoxy

Nous disposons de peu de données précises à propos des propriétés physiques de la résine. Nous avons mesuré sa conductibilité thermique λ que nous décrivons alors en fonction de la température moyenne T de la résine :

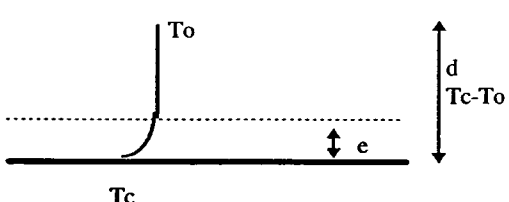
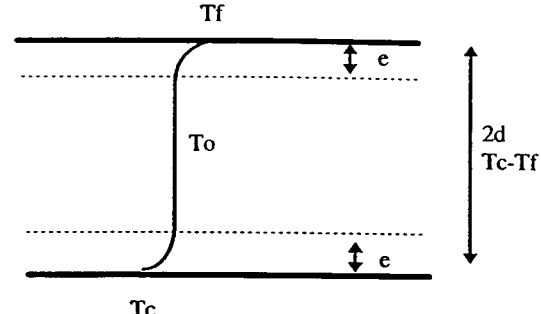
$$\lambda = -7 \cdot 10^{-5} \cdot T + 0,0058 \cdot T + 0,4098$$

ANNEXE B : CORRELATION DE TRANSFERT DE CHALEUR : ADAPTATION POUR UNE COUCHE LIMITE THERMIQUE UNIQUE

Généralement, les expériences mises en oeuvre pour évaluer le transfert de chaleur par convection naturelle horizontale étudient le transfert de chaleur dans un fluide (à T_o) confiné entre deux plans isothermes, le plan inférieur étant à une température plus élevée (T_c) que le plan supérieur (T_f). Les corrélations issues de ces expériences traduisent ainsi la présence de deux couches limites thermiques, l'une située en bas au contact du plan inférieur, et l'autre, en contact avec le plan supérieur. Les écarts de température et les distances considérés ne sont ainsi pas représentatifs d'un transfert de chaleur par convection naturelle entre un plan horizontal et le fluide qui le surplombe.

Nous pouvons transcrire une corrélation d'échange de chaleur établie pour un fluide confiné entre deux plans (cas P2) en une corrélation de transfert de chaleur entre un plan et le fluide seul (cas P1). Pour cela, il faut faire l'hypothèse que les deux couches limites thermiques de P2 sont identiques ($T_c - T_o = T_o - T_f$, et même épaisseur, à savoir e). Le cas P1 est en réalité le phénomène de transfert de chaleur situé au niveau d'une seule couche limite thermique de P2.

Nous distinguons par l'indice 1 ce qui se rapporte au cas P1, et par l'indice 2, au cas P2, cas que nous voulons transformer. Nous définissons les quantités suivantes dans le tableau qui vient :

Cas P1 : une couche limite thermique	Cas P2 : deux couches limites thermiques
 <p>$T_c - T_o = \Delta T_1$ (B.1)</p> $Ra_1 = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_1 \cdot d^3}{\nu \cdot \alpha} = Ra$ $Nu_1 = \frac{h_1 \cdot d}{\lambda}$ $\phi_1 = h_1 \cdot \Delta T_1$ <p>(B.2)</p>	 <p>$\Delta T_2 = T_c - T_f = 2 \cdot (T_c - T_o) = 2 \cdot \Delta T_1$ (B.3)</p> $Ra_2 = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_2 \cdot (2d)^3}{\nu \cdot \alpha}$ $Nu_2 = \frac{h_2 \cdot 2d}{\lambda}$ $\phi_2 = h_2 \cdot \Delta T_2$ <p>(B.4)</p>

Soit la corrélation d'échange de chaleur établie pour le cas P2 :

$$Nu_2 = a_2 \cdot Ra_2^{b_2} = a_2 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_2 \cdot (2 \cdot d)^3}{\nu \cdot \alpha} \right)^{b_2} \quad (B.5)$$

Nous voulons en déduire une corrélation pour le cas P1 du type :

$$Nu_1 = a_1 \cdot Ra_1^{b_1} = a_1 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_1 \cdot d^3}{\nu \cdot \alpha} \right)^{b_1} \quad (B.6)$$

Il s'agit donc d'exprimer a_1 et b_1 en fonction de a_2 et b_2 . Dans le cas P2, on peut écrire le flux sous différentes formes. En effet, comme le cas P1 est une sous-partie de P2, on a identité des flux, et, sachant que $\Delta T_2 = 2 \cdot \Delta T_1$:

$$\phi_2 = h_2 \cdot \Delta T_2 = h_2 \cdot 2 \cdot \Delta T_1 = \phi_1 = h_1 \cdot \Delta T_1 \quad (B.7)$$

Ainsi, $h_1 = 2 \cdot h_2$. Par conséquent, $Nu_1 = Nu_2$:

$$Nu_1 = \frac{h_1 \cdot d}{\lambda} = \frac{2 \cdot h_2 \cdot d}{\lambda}$$

$$Nu_2 = \frac{h_2 \cdot 2 \cdot d}{\lambda} \quad (B.8)$$

Par égalité des nombres de Nusselt, et sachant que $\Delta T_2 = 2 \cdot \Delta T_1$:

$$\begin{aligned}
a_2 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_2 \cdot (2 \cdot d)^3}{v \cdot \alpha} \right)^{b_2} &= a_2 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot 2 \cdot \Delta T_1 \cdot (2 \cdot d)^3}{v \cdot \alpha} \right)^{b_2} = a_1 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_1 \cdot d^3}{v \cdot \alpha} \right)^{b_1} \\
b_1 &= b_2 = b \\
a_1 &= 2^{4b} \cdot a_2
\end{aligned}
\tag{B.9}$$

ANNEXE C : ETUDE DE SENSIBILITE AU MODELE DE CROUTE INTERFACIALE

Nous allons réaliser une étude de sensibilité afin de mettre en évidence les évolutions possibles qui gouvernent le comportement de l'interface des deux couches de fluides.

Dans le cadre des études d'accidents graves de réacteurs, Park et al. (1995) ont réalisé une expérience permettant d'étudier l'effet de la présence d'une croûte interfaciale sur le transfert de chaleur entre les deux fluides, l'un étant chauffé par le bas et l'autre, situé au dessus, servant de fluide réfrigérant. Ils mettent ainsi en oeuvre une couche de matériau simulant à base de bismuth et à bas point de fusion (343K) de 45cm de longueur sur 15cm de profondeur et 7,5cm de hauteur. Le fluide réfrigérant a les mêmes dimensions et est de l'eau distillée qui circule à un débit donné, ou de l'air chauffé par un échangeur supérieur. Toutes les mesures sont faites en régime permanent. L'objectif de ce travail est essentiellement une étude de sensibilité sur les transferts de chaleurs. Différents paramètres sont envisagés, tels que le débit de recirculation du fluide réfrigérant, sa nature, la température de chauffage du fluide simulant ou du fluide réfrigérant.

Il est constaté que le transfert de chaleur est plus important en l'absence de croûte interfaciale, cette dernière jouant le rôle de barrière thermique. De plus, les facteurs les plus importants sont la température de chauffage en surface inférieure de la couche de fluide simulant, et la nature du fluide de refroidissement.

En se replaçant dans la cuve de réacteur dans le cadre d'un accident grave, la configuration décrite par Park et al. (1995) correspondrait davantage au cas de la formation d'une croûte au dessus de la couche de métaux et en contact direct avec l'air ou une aspersion d'eau. Il n'est pas question de puissance volumique et ainsi notre modèle n'est pas directement applicable. De plus, cette étude ne fournit que des données en régime permanent, nous ne pouvons comparer aucun résultat en régime transitoire. Il est cependant intéressant de voir si notre modèle répond de la même manière aux mêmes paramètres pour un régime permanent comme transitoire. *Il est bien entendu que, dans le cadre général de l'étude, nous cherchons à obtenir une croûte la plus épaisse possible et donc la plus solide possible et un flux entrant dans la couche de métaux le plus proche possible de sa valeur en régime permanent.*

Notre étude de sensibilité est réalisée pour une configuration en cuve de réacteur. Nous appellerons **cas de référence la configuration étudiée lors des chapitres précédents du rapport** :

- les températures de références : $T_o=1900$ K, la température fixe de la couche de métaux, $T_{slf}=2850$ K, la température de solidification des oxydes liquides, et $T_{lo}=3300$ K, la température initiale du bain d'oxydes liquides.

- la puissance thermique fournie au système : $Q=0,8$ MW/m³, la puissance volumique dégagée par les oxydes liquides, et $D=0,6$ m, l'épaisseur du bain d'oxydes liquides.

- les corrélations d'échange de chaleur : Kulacki et Emara (1975) entre les oxydes liquides et la croûte d'oxydes, et McAdams (1954) entre la croûte d'oxydes et la couche de métaux.

Nous allons faire varier ces différents paramètres regroupés dans les trois sections citées ci-dessus. Pour chaque paramètre, nous traçons la courbe correspondante à chaque résultat principal, à savoir :

$T_l(t)$, la température du bain d'oxydes liquides, $T_i(t)=T_s(0,t)$, la température de la croûte en contact avec la couche de métaux, $\delta(t)$, l'épaisseur de la croûte en fonction du temps, et $\varphi(t)$, le flux sortant de la croûte et entrant dans la couche de métaux : $\varphi(t) = F(t).h(t).(T_i(t)-T_o)$.

Les courbes sont tracées sur 6000 secondes. Juste à côté, nous avons effectué un grossissement sur les 60 premières secondes, échelle de temps plus en rapport avec les petites échelles de temps mises en évidence dans le paragraphe précédent. Dans certains cas que nous justifierons, on allonge la durée de grossissement à 600 secondes.

Nous répertorions également les valeurs des quantités principales à 30 secondes, 6000 secondes et celles obtenues en régime permanent. La première ligne de chaque tableau correspondent au cas de référence décrit ci-dessus.

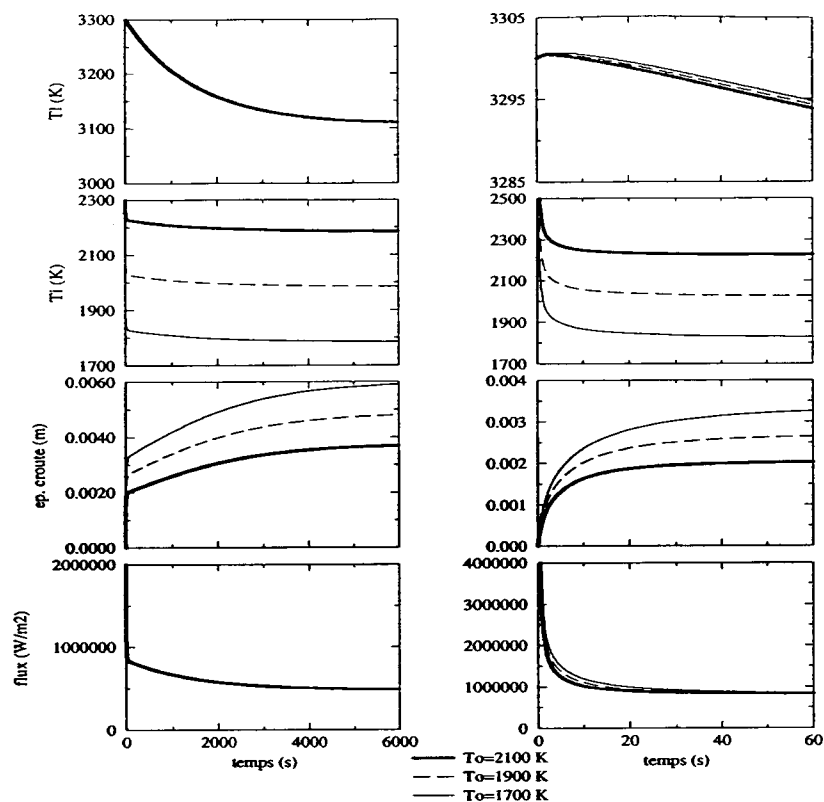
C.1. SENSIBILITE A T_o

Pour le cas de référence, nous avons choisi une température de la couche de métaux relativement haute ($T_o=1900$ K), car nous avons privilégié les premiers instants de la formation de la couche de métaux. Celle-ci est alors essentiellement constituée de métaux qui ont été mélangés avec les oxydes liquides qui sont à très haute température. Il se peut que la température soit encore plus chaude comme le considère Kolev (1996) : $T_o=2100$ K. Nous envisageons ensuite $T_o=1700$ K, pour la ramener à une température plus proche de sa température de fusion (1658 K).

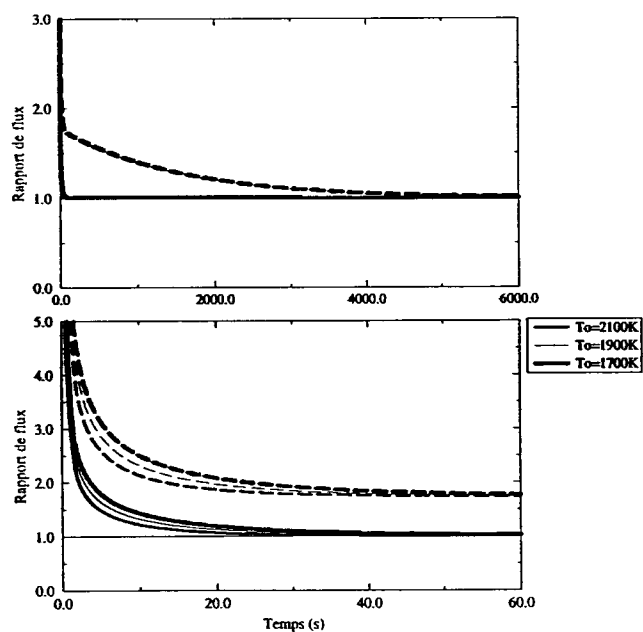
	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
$T_o=1900$ K	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
$T_o=2100$ K	2,0	2230	3297	8,6	3,7	2185	3110	4,9	3,7	2184	3107	4,8
$T_o=1700$ K	3,0	1837	3298	9,2	5,9	1785	3111	4,9	6,0	1784	3107	4,8

L'influence principale du changement de T_o est l'épaisseur de la croûte d'oxyde : elle vient s'ajuster de façon à toujours conserver le même écart de température $T_i - T_o$ en régime permanent. Ainsi, une augmentation de 100K sur T_o est répercutée sur T_i , n'apportant aucun changement sur le flux pénétrant dans la couche métallique, si ce n'est une légère diminution du transitoire court ($t_{c,conduction}$ passe de 16s pour $T_o=1700$ K, à 6s pour $T_o=2100$ K).

La baisse de T_o est intéressante parce qu'elle permet d'augmenter de façon significative l'épaisseur de la croûte interfaciale : si $T_o=1700$ K, son épaisseur est supérieure de plus de 50% par rapport au cas où $T_o=2100$ K, dès 30 secondes. Elle serait ainsi moins susceptible de casser mécaniquement, même si elle reste encore très mince, et ainsi d'occasionner des pics de flux relatifs à une nouvelle reformation de croûte.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Trait plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Trait tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.2. SENSIBILITE A T_{slf}

Il y a une forte incertitude sur la valeur de la température de solidification des oxydes.

Avant tout, nous considérons que cette température est unique, comme si les oxydes constituaient un composant pur. Ce n'est qu'une approximation. En effet, d'après Steinbruck et al. (1996), une estimation de la température de solidification de l' UO_2 est 3115 K et celle du ZrO_2 est de 2950 K.

Le diagramme de phase d'un mélange binaire peut aboutir à des résultats différents du comportement de chaque constituant pris séparément, et notamment, obtenir une température de solidification inférieure à celle propre à chaque constituant (si on admet qu'il n'y a pas de ségrégation de phase et que la température de solidification est unique). Toujours d'après Steinbruck et al. (1996), suivant la composition du mélange, nous obtenons ainsi une température de solidification allant de 2675 K (Nazara et al., 1977) à 2890 K (Asmolov, 1996).

Grâce au code de calcul GEMINI2 développé par Thermodata-INPG et Thermodata-CNRS, Chevalier et Cenerino (1992) ont calculé l'équilibre chimique complexe d'un multicomposant avec multi-phase (UO_2 , ZrO_2 , Al_2O_3 , CaO , SiO_2). Pour la composition de 78% UO_2 et 22% ZrO_2 , le température de solidification est de l'ordre de 2850 K (valeur prise pour le cas de référence).

Nous menons ainsi une étude pour deux cas extrêmes, c'est à dire $T_{slf}=3100$ K (proche de la température de solidification de l' UO_2 pur), et $T_{slf}=2700$ K.

	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
$T_{slf}=2850$ K	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
$T_{slf}=2700$ K	1,6	2058	3294	11,2	3,9	1986	2963	4,9	4,0	1984	2957	4,8
$T_{slf}=3100$ K	4,6	2016	3302	7,4	6,3	1984	3356	4,8	6,3	1984	3357	4,8

Le flux obtenu en régime permanent est identique. Or le flux est proportionnel à l'écart de température $Tl-T_{slf}$. Ainsi, le système réagit de façon à toujours obtenir ce même écart de température. On distingue dès lors deux cas :

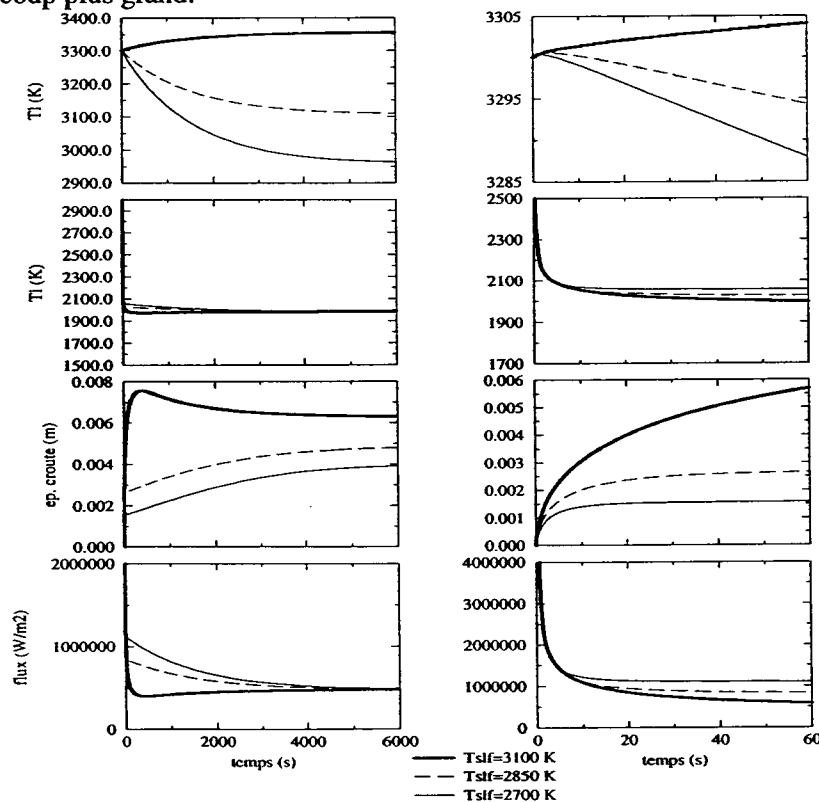
Dans le premier cas, la température finale des oxydes liquides est inférieure à T_{lo} (cas de $T_{slf}=2850$ K et 2700K). Le système s'organise de façon à obtenir le même flux pénétrant dans la couche métallique en régime permanent : c'est l'épaisseur de la croûte qui compense une modification de T_{slf} . (δ est plus grand pour T_{slf} plus grand). Son évolution est similaire au cas standard, notamment pour les premiers instants de formation de la croûte : il faut une trentaine de secondes avant de pouvoir considérer l'égalité des flux sortant du bain d'oxydes et entrant dans la couche métallique

($t_{c,conduction} = 11s$ pour $T_{slf}=2850K$ et $7s$ pour $T_{slf}=2700K$). Le phénomène qui contrôle les transferts thermiques est la conduction dans la croûte.

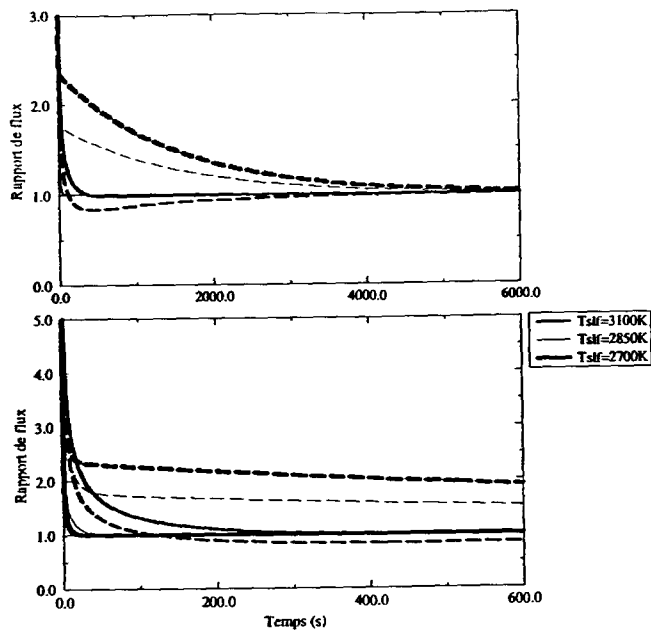
Dans le deuxième cas (celui $T_{slf}=3100K$), la température finale des oxydes liquides est supérieure à sa température initiale T_{lo} . Il se forme alors d'abord une croûte importante puisque $T_l(t)$ est plus petit que pour le régime permanent ($t_{c,conduction} = 18s$ pour $T_{slf}=3100K$). Cette croûte refond ensuite partiellement, avec un temps caractéristique lié à sa fonte ($t_{c,phase} = 40s$ pour $T_{slf}=3100K$). La conséquence immédiate est l'allongement de la durée où le flux pénétrant dans la couche métallique est plus important que celui qui sort du bain d'oxydes : dans le cas de $T_{slf}=3100K$, il faut 300 secondes, contre 30s pour $T_{slf}=2850K$ où il y a une refonte partielle.

L'ensemble évolue ensuite avec un temps caractéristique propre au chauffage des oxydes liquides. Pour ce qui est des résultats en régime permanent, c'est également l'épaisseur de la croûte qui compense une modification de T_{slf} : δ est plus grand pour T_{slf} plus grand dès les premiers temps puisqu'à 30s, on constate un rapport 3 sur δ entre les deux températures de solidifications extrêmes envisagées.

Ce deuxième cas est donc favorable à une croûte plus épaisse, mais le délais avant de pouvoir considérer l'identité des flux sortant des oxydes liquides et pénétrant dans la couche métallique est beaucoup plus grand.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Trait plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Trait tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.3. SENSIBILITE A T_{Lo}

La valeur de T_{Lo} détermine la surchauffe du bain d'oxydes liquides par rapport à sa température de régime permanent. Elle a ainsi une grande importance dans l'évolution du système. En revanche, l'état du régime permanent n'est pas modifié.

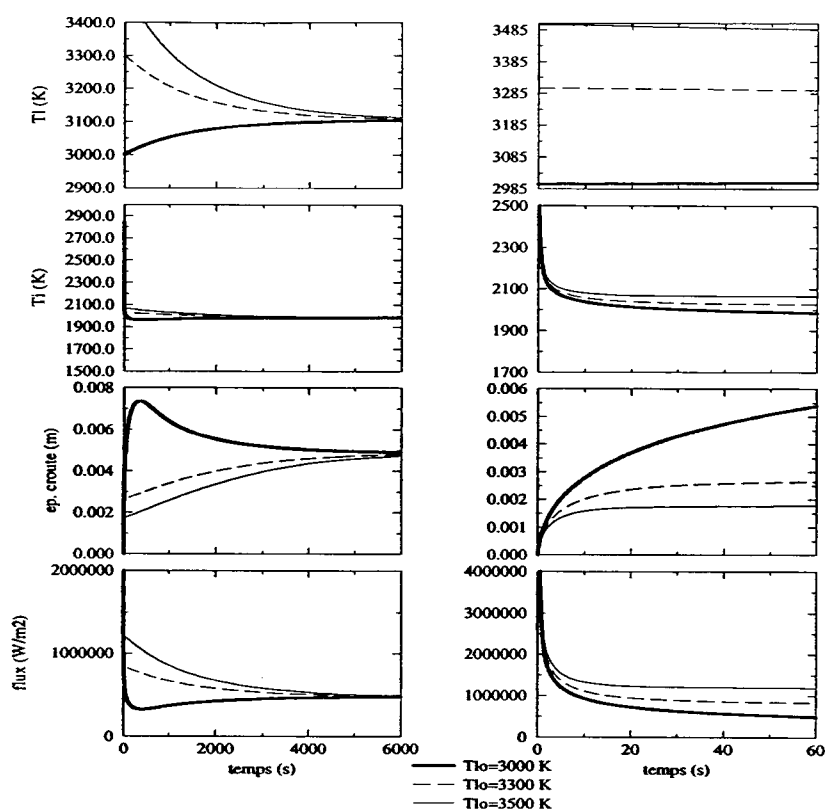
Pour le cas de référence, nous avons choisi d'attribuer à T_{Lo} une valeur relativement grande ($T_{Lo}=3300$ K). C'est pourquoi nous allons étudier des cas où T_{Lo} est plus faible, particulièrement celui où $T_{Lo}=3000$ K, température inférieure à celle obtenue en régime permanent ($T_{Ocr}=3056$ K, sur-refroidissement). Nous envisageons également le cas où $T_{Lo}=3500$ K.

	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
$T_{Lo}=3300$ K	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
$T_{Lo}=3000$ K	4,3	2003	3003	6,3	4,9	1984	3105	4,8	4,9	1984	3107	4,8
$T_{Lo}=3500$ K	1,8	2068	3495	12,1	4,7	1986	3314	4,9	4,9	1984	3107	4,8

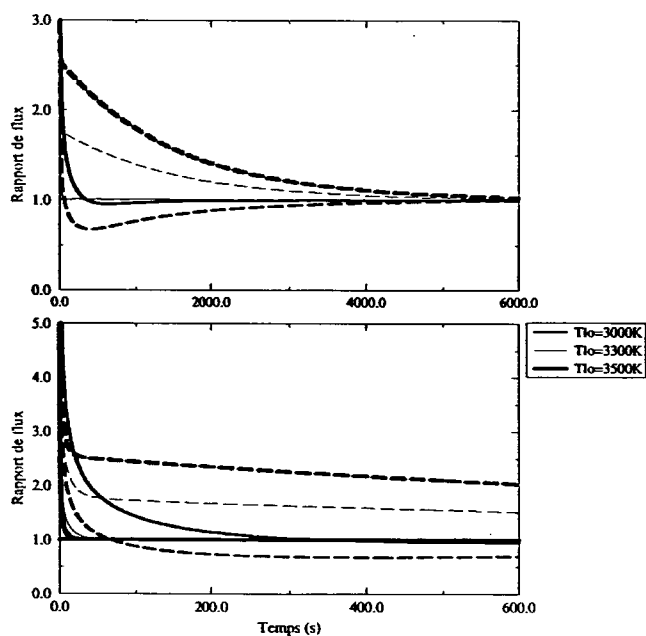
Nous observons le même comportement que pour l'étude précédente, pour ce qui concerne l'étude aux temps courts : si les oxydes liquides sont initialement plus chauds (intitulé « premier cas ») que sa température en régime permanent, ou plus froids (« deuxième cas »), on observe temporairement respectivement une plus petite et une plus grande croûte d'oxyde, et en même temps, l'hypothèse d'identité des flux provenant des oxydes et pénétrant dans la couche métallique est fautive sur une plus grande période (~300s) dans le premier cas que dans le deuxième (~30s).

En conclusion en ce qui concerne T_{Lo} , il est plus intéressant du point de vue de l'épaisseur de la croûte interfaciale, comme de celui de l'échauffement de la couche de métaux, de partir d'une faible surchauffe, voire, encore mieux, d'un sous-refroidissement du bain d'oxydes liquides. Il faut cependant alors prendre en compte la formation de la croûte dans les transferts de chaleurs sur une période plus longue (quelques centaines de secondes lorsqu'il y a fonte, contre quelques dizaine de secondes sans).

Il reste à vérifier que ce dernier cas reste réaliste : dans le cas d'un accident grave avant la relocalisation en fond de cuve, le coeur était en contact avec l'air, nettement moins conducteur que les parois d'acier du fond de cuve, donc les oxydes arrivant en fond de cuve risquent fortement d'être plus chauds qu'en régime permanent après relocalisation.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Traît plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Traît tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.4. SENSIBILITE A Q

Pour le cas de référence, nous avons pris une puissance volumique $Q=0,8 \text{ MW/m}^3$. Cette valeur correspondait à l'essai en fond de cuve de l'expérience BALI réalisée par Bonnet (à paraître). Cela nous permettait ainsi d'avoir directement la valeur de D, la hauteur de la couche instable de fluide correspondant au bain d'oxydes liquides de notre étude.

Le fait de considérer la puissance volumique constante est valable si on se situe sur une période courte en début de l'accident (où la puissance varie rapidement) ou sur une période plus longue mais plus longtemps après. Seiler (1996) obtient les puissances volumiques suivantes :

Temps (heures) après relocalisation en fond de cuve	1	2	3	4	10	20
Puissance volumique (MW/m^3)	2,25	1,7	1,6	1,45	1,125	0,92

Si la relocalisation en fond de cuve se situe 10 heures après le début de l'accident, nous pouvons effectivement bien considérer Q constant et de l'ordre de 1 MW/m^3 . En revanche, si la relocalisation a lieu avant, même en considérant Q constant, sa valeur doit être plus importante.

Afin d'étudier l'influence du refroidissement extérieur et celle de la dynamique de la couche de métaux dans le cas d'un accident grave avec relocalisation en fond de cuve, Kolev (1996) estime que le corium se relocalise entre 3 et 6 heures après l'initiation de l'accident. Pour sa modélisation, il utilise une puissance volumique linéaire en fonction du temps égale à $1,7 \text{ MW/m}^3$ au bout de trois heures (temps considéré comme début de la relocalisation) et à $1,4 \text{ MW/m}^3$ deux heures plus tard.

Ainsi, nous allons plutôt envisager l'étude d'une puissance volumique plus grande, à savoir 3 MW/m^3 et également une plus petite $Q=0,5 \text{ MW/m}^3$.

	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m^2	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m^2	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m^2
$Q=0,8 \text{ MW/m}^3$	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
$Q=0,5 \text{ MW/m}^3$	2,8	2024	3297	8,1	7,7	1961	3036	3,0	8,0	1959	3029	3,0
$Q=3,0 \text{ MW/m}^3$	1,8	2065	3308	11,8	1,1	2126	3565	18,0	1,1	2127	3565	18,0

Le comportement des quantités indiquées dans le tableau suit une évolution classique : plus cette puissance est importante, plus le régime permanent est vite atteint. Cela correspond au fait que le temps caractéristique d'évolution des oxydes liquides est d'autant plus petit que le nombre de

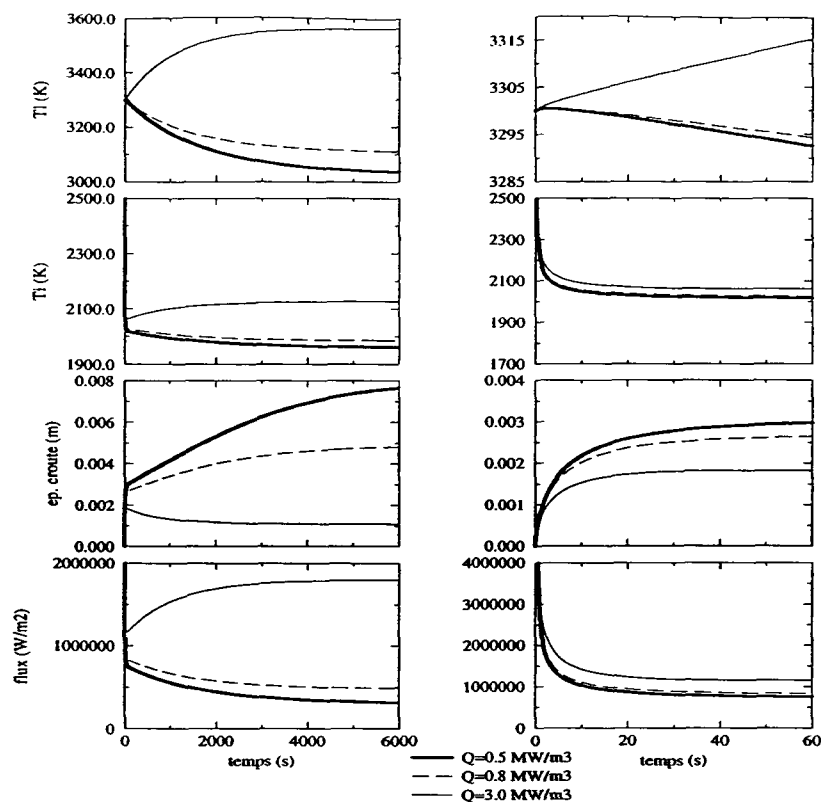
Rayleigh interne est grand, donc que Q l'est aussi ($t_{c, \text{oxydes}} \sim 1650\text{s}$ pour $Q=0,5 \text{ MW/m}^3$, $t_{c, \text{oxydes}} \sim 1485\text{s}$ pour $Q=0,8 \text{ MW/m}^3$, et $t_{c, \text{oxydes}} \sim 1100\text{s}$ pour $Q=3 \text{ MW/m}^3$).

L'augmentation de la puissance volumique dans notre domaine d'étude serait donc favorable à considérer un régime permanent plus rapidement. Cependant, la croûte interfaciale qui en résulte est plus faible (à 30 secondes rapport 1,5 de l'épaisseur de la croûte entre $Q=0,5 \text{ MW/m}^3$ et $Q=3 \text{ MW/m}^3$, et en régime permanent, la croûte ne fait que 1,1mm pour $Q=3 \text{ MW/m}^3$).

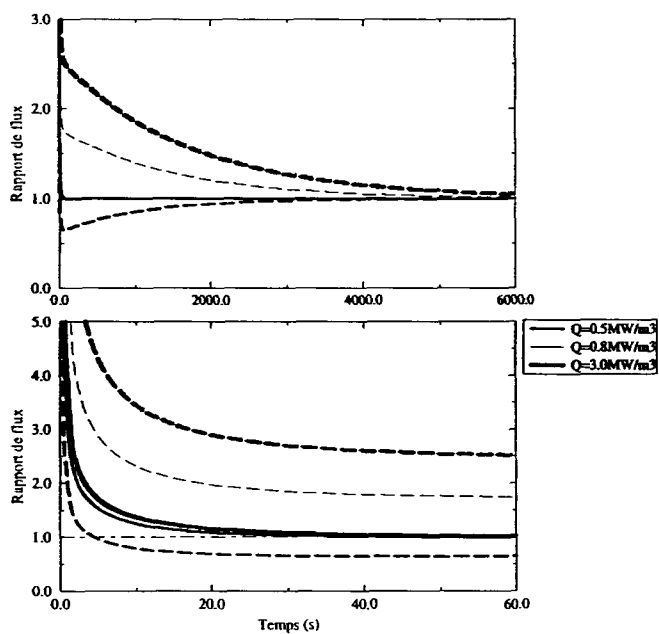
En ce qui concerne le flux entrant dans la couche de métaux, du point de vue de l'étude de sûreté, il est préférable d'avoir un flux le plus faible possible. On obtient l'effet inverse en augmentant la puissance volumique. C'est une conséquence de la plus faible épaisseur de la croûte interfaciale.

Une remarque pour le cas de la puissance volumique très importante (cas pour $Q=3 \text{ MW/m}^3$) : lorsqu'on regarde les résultats en régime permanent, on constate que la température finale du bain d'oxydes est supérieure à celle de Tlo. Ceci provoque ainsi une refonte partielle très rapide de la croûte dans les premiers instants. Il semble que cela n'influence pas trop la durée pour laquelle les flux provenant du bain d'oxydes et pénétrant dans les métaux ne sont pas égaux ($\sim 30\text{s}$) : les temps caractéristiques de conduction et de fonte sont très petits du fait de la faible épaisseur de la croûte ($t_{c, \text{conduction}} = 0,5\text{s}$ et $t_{c, \text{phase}} = 2\text{s}$ pour $Q=3 \text{ MW/m}^3$). Les constatations faites sur l'influence de la puissance volumique faites précédemment restent valables pour ce cas.

Pour une plus grosse croûte interfaciale et un flux entrant dans la couche de métaux plus faible, il est ainsi préférable d'être dans le cas d'une puissance volumique la plus basse possible. Il faut pour cela essayer de retarder au maximum la relocalisation du corium en fond de cuve, afin que la puissance volumique soit la plus réduite possible.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Trait plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Trait tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.5. SENSIBILITE A D

D représente la hauteur sur laquelle les oxydes liquides, chauffés en volume (puissance Q) et refroidis en périphérie, sont mus par convection naturelle instable, et sont ainsi à température homogène et maximale. Pour notre cas de référence, nous avons utilisé les données directes de l'expérimentation BALI (Bonnet, 1994) pour un essai correspondant à un cas réacteur à $Q=1\text{MW/m}^3$ avec une géométrie et des conditions limites identiques. Ainsi, pour une hauteur totale de fluide générant de la puissance interne de 1,5 m, on arrive à $D=0,6\text{m}$. Cette valeur est elle même peu précise (lecture directe de la structure de l'écoulement turbulent) et peut facilement varier de 0,1m. Nous avons fait varier D de plus ou moins 0,2m.

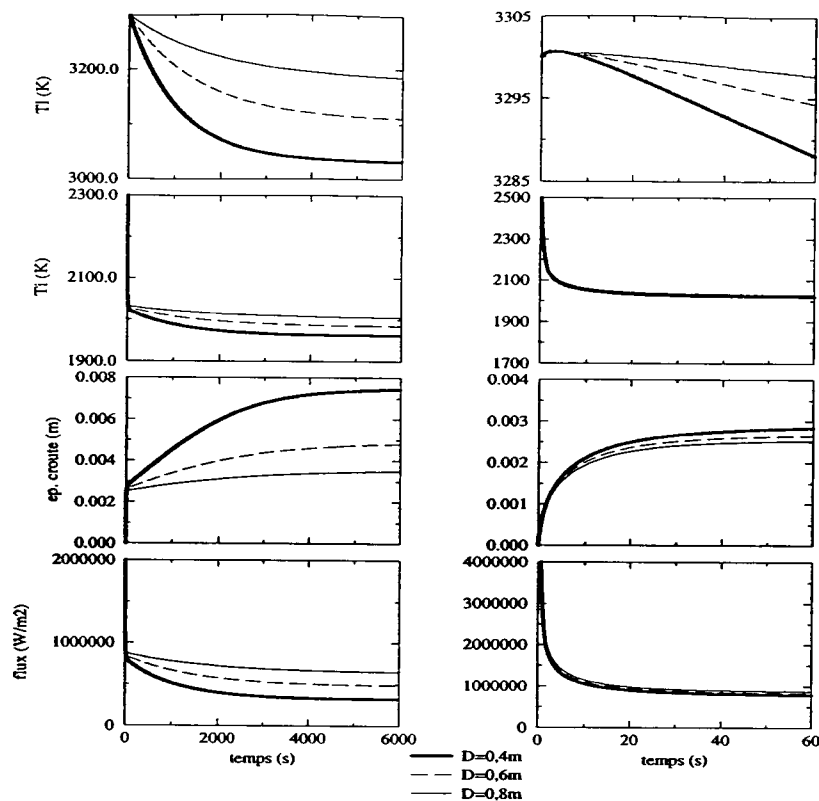
	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
D=0,6 m	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
D=0,4 m	2,7	2028	3295	8,4	7,4	1962	3032	3,2	7,5	1962	3031	3,2
D=0,8 m	2,4	2038	3300	9,2	3,5	2006	3186	6,5	3,6	2004	3181	6,4

Une augmentation de D a comme conséquence une augmentation de la température des oxydes liquides. En effet, une augmentation de D ne modifie pas l'influence de la puissance volumique, mais diminue plutôt celle de l'énergie retirée au fluide (flux convectif et énergie nécessaire à la croûte par solidification). Ainsi, la température des oxydes liquides augmente avec D.

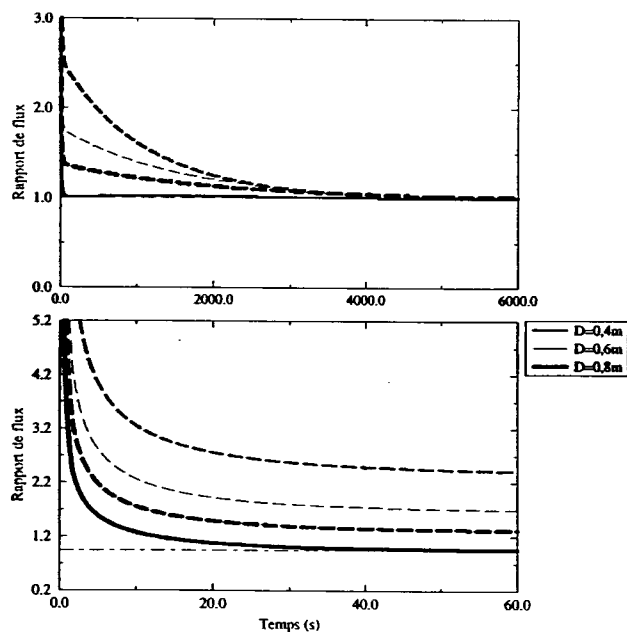
Comme conséquence, la croûte interfaciale est plus faible quand D est plus important. Une modification de D a peu d'influence sur les résultats à 30 secondes. Les différences s'accroissent pour des temps plus longs.

En ce qui concerne le flux entrant dans la couche de métaux, la tendance est à un flux plus important: à 30 secondes il est supérieur de 4% entre les cas $D=0,6\text{ m}$ et $D=0,8\text{ m}$. La différence s'accroît nettement ensuite : à 6000 secondes, le cas $D=0,8\text{m}$ donne un flux 33% plus grand que pour le cas de référence.

Ce paramètre D est en réalité incontrôlable : c'est le résultat des charges thermiques sur la couche d'oxydes liquides et des conditions géométriques. Si la croûte tient mécaniquement pour parvenir à un régime permanent, du point de vue du flux entrant dans la couche de métaux, il est préférable d'avoir une valeur de D la plus petite possible. A géométrie constante, il faut donc chercher à avoir une puissance volumique plus faible.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Traît plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Traît tiré : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.6. SENSIBILITE A LA CORRELATION DE TRANSFERT DE CHALEUR DES OXYDES

Dans le chapitre II de bibliographie, nous avons cherché les corrélations d'échange de chaleur d'un fluide générant de l'énergie vers une paroi supérieure plus froide, pour des grands nombres de Rayleigh internes. Nous retenons trois corrélations principales, à savoir

- cas 1 : Kulacki et Emara (1975) (voir relation...), corrélation est utilisée pour le cas de référence.
- cas 2 : Steinberner et Reineke (1978) (voir relation...). Cette corrélation correspond bien aux essais COPO (Kymalainen et al., 1993) jusqu'à des nombres de Rayleigh internes plus élevés ($R \sim 10^{14}$).
- cas 3 : BALI (Bernaz et al, 1998) (voir relation..), Cette corrélation semble bien correspondre aux essais BALI (Bonnet, 1996) et COPO II (Kymalainen et al., 1993) jusqu'à des nombres de Rayleigh internes plus élevés ($R \sim 10^{17}$).

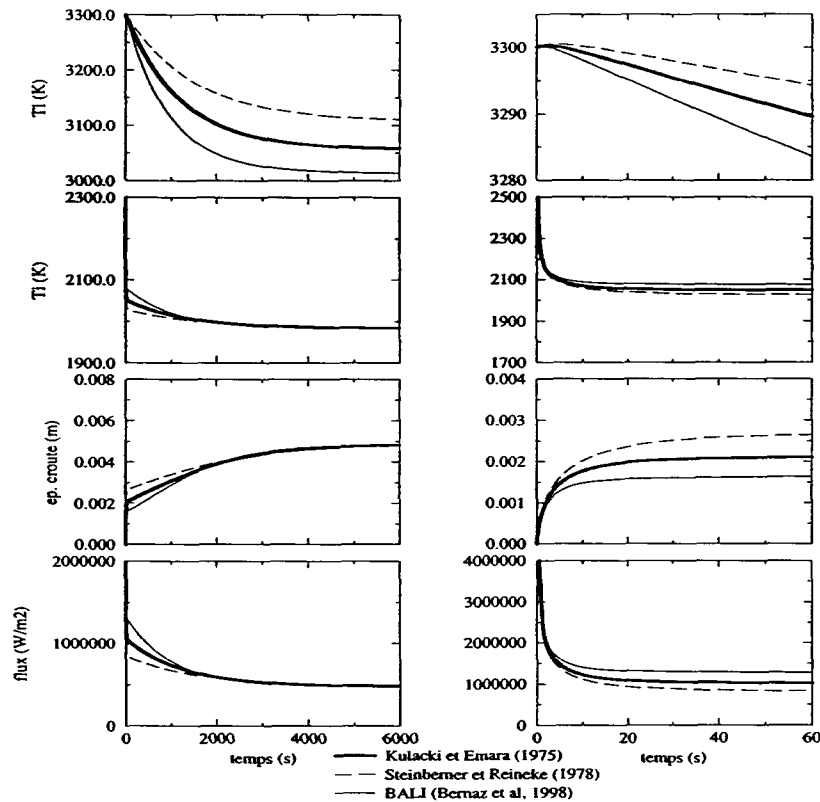
Nous reprenons ainsi ces corrélations pour voir leur influence de ces modifications sur le comportement du système.

	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
Cas 1	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
Cas 2	2,1	2052	3295	10,5	4,8	1985	3058	4,8	4,9	1984	3057	4,8
Cas 3	1,6	2078	3292	13	4,9	1985	3014	4,8	4,9	1984	3014	4,8

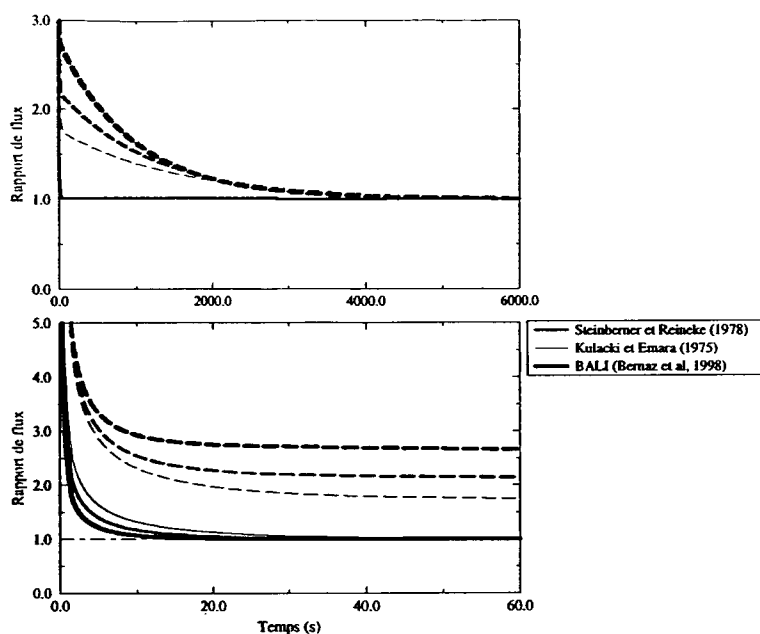
Les résultats du régime permanent sont identiques car indépendants des corrélations utilisées pour le transfert de chaleur entre les oxydes liquides et la croûte (les nombres adimensionnels sont également indépendants de cette corrélation), excepté pour ce qui est de la température des oxydes liquides qui s'ajuste au coefficient d'échange de chaleur de façon à obtenir le même flux permanent. Il semble donc que le coefficient d'échange de chaleur le plus grand soit celui du cas 3 (BALI : Bonnet, 1996). La conséquence directe est un nombre de Nusselt plus grand, donc un temps caractéristique d'évolution de la température des oxydes liquides petit.

La bonne détermination de la corrélation d'échange de chaleur entre les oxydes liquides et la croûte interfaciale est ainsi très importante pour l'évolution du système. La corrélation a une grande influence sur la croissance de croûte interfaciale et sur le flux entrant dans la croûte au début du processus.

Nous constatons que plus le coefficient d'échange de chaleur est fort, moins il est favorable à une formation rapide de croûte interfaciale, moins à même de pouvoir tenir jusqu'au régime permanent. En même temps, le flux entrant dans la couche de métaux est d'autant plus grand, mais plus rapidement égal au flux sortant du bain d'oxydes.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Trait plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Trait tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

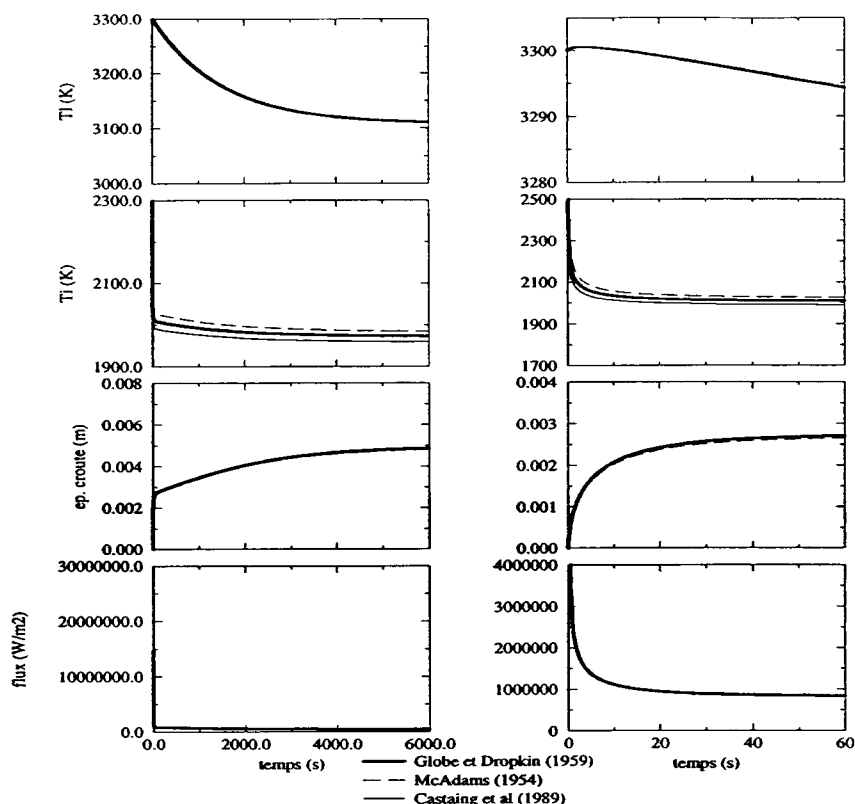
C.7. SENSIBILITE A LA CORRELATION DE TRANSFERT DE CHALEUR DES METAUX

Nous nous sommes intéressés à trois corrélations qui sont susceptibles de correspondre à notre configuration de couche de métaux mince. Nous reprenons ces corrélations :

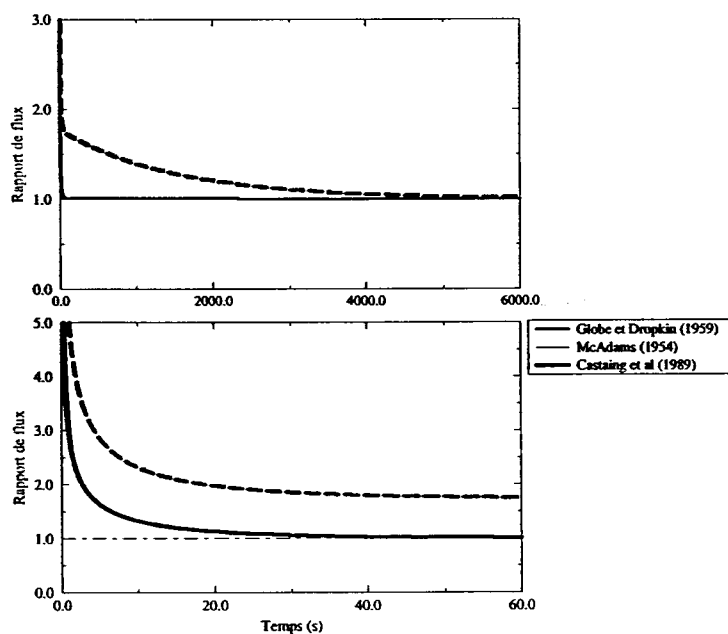
- cas 1 : McAdams (1954) en régime turbulent (voir relation), cas de référence.
- cas 2 : Globe et Dropkin (1959) (voir relation).
- cas 3 : Castaing et al. (1989) (voir relation).

	30 secondes				6000 secondes				régime permanent			
	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²	ep.cr. (mm)	Ti (K)	Tl (K)	flux 10^5 W/m ²
Cas 1	2,5	2033	3298	8,9	4,8	1985	3111	4,9	4,9	1984	3107	4,8
Cas 2	2,6	2015	3298	8,9	4,9	1973	3110	4,9	4,9	1973	3107	4,8
Cas 3	2,6	1996	3296	8,9	4,9	1960	3110	4,9	5,0	1959	3107	4,8

Les résultats sont très proches les uns des autres sur tout le temps d'étude, particulièrement pour les cas 1, 2 et 3. La corrélation choisie pour le transfert de chaleur entre la croûte d'oxydes et la couche de métaux n'a pas beaucoup d'influence sur les résultats globaux. En effet, même une augmentation de plus de 60% du coefficient d'échange de chaleur (passage du cas 1 au cas 3) n'a une incidence que très limitée. Ceci est particulièrement vrai pour le flux entrant dans la couche de métaux, et reste visible pour l'épaisseur de la croûte interfaciale.



Evolution de la température des oxydes liquides, de l'interface croûte-couche métallique, de l'épaisseur de croûte et du flux pénétrant dans la couche métallique



Trait plein : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui évacué par le bain d'oxydes liquides

Trait tireté : rapport du flux pénétrant dans la couche métallique sur celui obtenu en régime permanent

C.8. SENSIBILITE AU PAS DE TEMPS DU CALCUL

Nous voulons observer l'évolution du système sur une très longue période (6000 secondes), sachant que le transitoire de départ est assez rapide et qu'ensuite, les quantités sont plus lentes pour atteindre un pseudo-permanent. Nous devons donc adapter le pas de temps de calcul en fonction de l'évolution des quantités, ceci afin d'optimiser le temps de calcul.

Nous avons choisi d'augmenter le pas de temps sur le critère du nombre d'itérations nécessaires au pas de temps précédent pour converger et sur le temps de calcul lui même. A partir d'un pas de temps minimum, nous pouvons avoir un pas de temps 100 fois plus élevé si le nombre d'itérations est bas. Au contraire, si une difficulté numérique survient, on commence par réduire le pas de temps pour passer cette difficulté.

Tout repose ainsi sur la valeur de ce pas de temps minimum appelé $dtps_{min}$. Pour le cas de référence, nous avons $dtps_{min}$ à 0,01s. Nous avons fait un calcul en multipliant ce temps minimum par 10, par 50 et en le divisant par 10. Les résultats sont quasi-identiques sauf pour le cas où on a multiplié par 50 : cela correspond à un temps minimum de 0,5s, trop grand devant les ordres de grandeur des temps caractéristiques dégagés aux temps petits, dont le plus petit correspond à 0,1s. Comme conséquence, le calcul ne converge pas dans ce cas.

Une division (ou une multiplication) par 10 du pas de temps minimum augmente (respectivement diminue) énormément le temps de calcul ainsi que les fichiers résultats (coefficient 10), mais ne modifie pas les résultats.

C.9. TENUE MECANIQUE DE LA CROUTE

Toute cette analyse a consisté en l'étude d'une croûte interfaciale entre le bain d'oxydes liquides et la couche de métaux. L'existence de cette croûte repose sur des critères purement thermiques. Nous avons effectivement consciemment mis de côté l'étude de tenue mécanique de la croûte. Cette démarche est justifiée par le fait que, si la croûte ne peut pas exister thermiquement, il y a aucune raison de se soucier de sa stabilité mécanique.

Les résultats obtenus par le modèle présenté auparavant montrent que, pour l'application au cas réacteur, une croûte interfaciale est susceptible d'exister thermiquement. Cependant, l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la croûte reste très faible (inférieure au centimètre). La mécanique risque alors d'avoir un rôle dans la tenue de la croûte.

En effet, la croûte, très mince (<1 cm), se situe entre deux fluides mus par la convection naturelle turbulente sur un disque de 4m de diamètre (diamètre d'une cuve de réacteur). Ces fluides peuvent ainsi avoir des effets mécaniques sur la croûte. Cette étude est complexe car elle met en jeu des couplages importants entre le fluide et la croûte.

En outre, la structure intrinsèque de la croûte peut éventuellement être mise en cause dans sa tenue mécanique. C'est la notion de croûte ductile et croûte fragile (Pometko, 1996).

Cette étude serait utile pour dégager des critères de rupture mécanique de la croûte. Cependant elle est complexe et nécessite une approche précise. C'est pourquoi nous ne nous engageons pas pour l'instant dans le développement de cette analyse et nous faisons que signaler son importance éventuelle dans le comportement de la croûte.

ANNEXE D : CALCUL DES FACTEURS DE FORME

D'une manière générale, soit une cavité convexe fermée découpée en N surfaces, les équations régissant les facteurs de formes sont déterminés par le système d'équations suivant :

$$\sum_{j=1}^N f_{ij} = 1$$

$$S_i \cdot f_{ij} = S_j \cdot f_{ji} \quad (D.1)$$

D.1. Calcul des facteurs de forme pour un cylindre

Le système d'équation est ainsi :

$$f_{11} + \frac{2 \cdot H}{R} f_{21} + f_{31} = 0$$

$$f_{21} + f_{22} + f_{32} = 0 \quad (D.2)$$

$$f_{31} + \frac{2 \cdot H}{R} f_{23} + f_{33} = 0$$

Nous avons de plus $f_{11}=f_{33}=0$. Ce qui nous donne 5 équations pour 6 inconnues.

Le calcul des facteurs de forme pour un cylindre repose sur la solution analytique du facteur de forme entre deux disques de rayon r_1 et r_2 , espacés d'une hauteur h . Siegel et Howell (1992) donnent la formule suivante :

$$R_1 = \frac{r_1}{h} \quad R_2 = \frac{r_2}{h}$$

$$X = 1 + \frac{1 + R_2^2}{R_1^2} \quad (D.3)$$

$$f_{D_1 \rightarrow D_2} = \frac{1}{2} \cdot \left[X - \sqrt{X^2 - 4 \cdot \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2} \right]$$

Soit le cylindre droit de rayon R et de haut H , on appelle 1et 3 les deux disques composants le bases de ce cylindre, la surface 2 étant la surface latérale. Le facteur de forme correspondant au rayonnement entre les deux disques est d'après D.3:

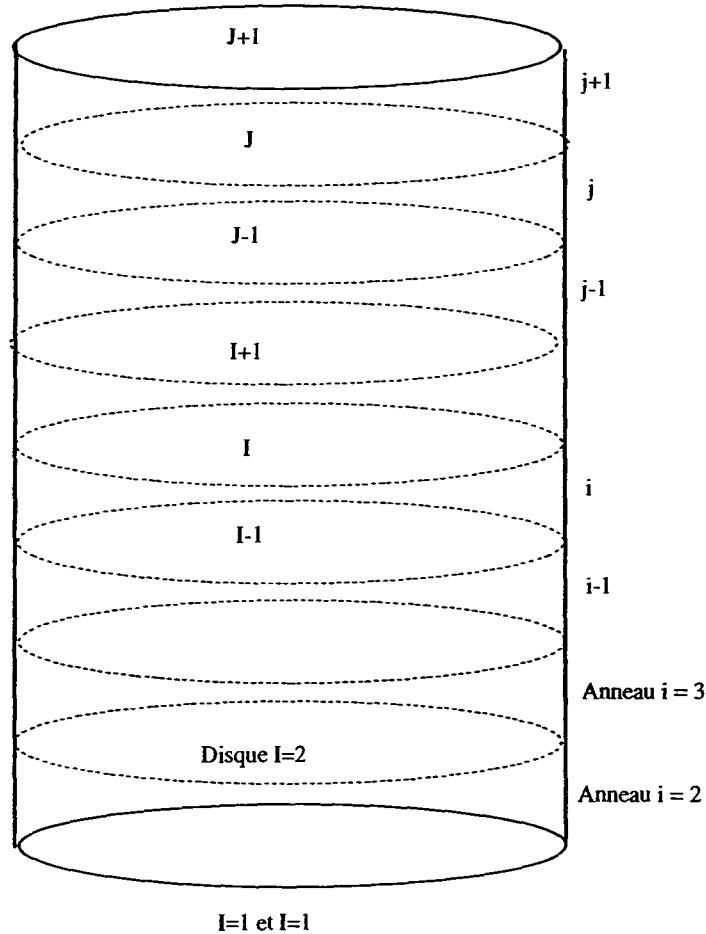
$$f_{13} = f_{31} = \frac{1}{2 \cdot R^2} \cdot \left[H^2 + 2 \cdot R^2 - H \cdot \sqrt{H^2 + 4 \cdot R^2} \right] \quad (D.4)$$

Cette expression complète le système de 5 équations. Nous pouvons alors déterminer analytiquement tous les facteurs de formes.

$$\begin{aligned}
 f_{11} &= 0 & f_{12} &= \frac{1}{2 \cdot R^2} \cdot \left[-H^2 + H \cdot \sqrt{H^2 + 4 \cdot R^2} \right] & f_{13} &= f_{31} \\
 f_{21} &= \frac{1}{4 \cdot R} \cdot \left[\sqrt{H^2 + 4 \cdot R^2} - H \right] & f_{22} &= \frac{1}{2 \cdot R} \cdot \left[2 \cdot R + H - \sqrt{H^2 + 4 \cdot R^2} \right] & f_{23} &= f_{21} \text{ (D.5)} \\
 f_{31} &= \frac{1}{2 \cdot R^2} \cdot \left[H^2 + 2 \cdot R^2 - H \cdot \sqrt{H^2 + 4 \cdot R^2} \right] & f_{32} &= f_{12} & f_{33} &= 0
 \end{aligned}$$

D.2. Calcul de facteurs de forme dans un cylindre de hauteur H et dont la paroi latérale est divisée en n surfaces (N=n+2)

On numérote les disques intermédiaires représentant les sections des surfaces qui constituent la surface latérale de I=2 à I=N-1



Soient fd_{IJ} les facteurs de formes représentant les rayonnement entre les disques I et J.

D.2.1. Calcul du facteur de forme de la base vers un anneau de la surface latérale du cylindre

Le facteur de forme f_{li} correspond à la différence entre le facteur de forme du disque I=1 vers le disque I-1, et celui du disque disque I=1 vers le disque I. Connaissant la hauteur du cylindre défini par les disques 1 et I, et celle du cylindre défini par les disques 1 et I-1, et en utilisant la relation (D.2), on obtient :

$$\begin{aligned} i > 2 \quad f_{li} &= fd_{1,i-1} - fd_{1,i} \\ i = 2 \quad f_{li} &= 1 - fd_{1,i-1} - fd_{1,i} \\ f_{ii} &= \frac{R}{2 \cdot H / (N - 2)} \cdot f_{li} \end{aligned} \quad (D.6)$$

Par symétrie entre le haut (surface N) et le bas (surface 1), on a :

$$\begin{aligned} f_{N,i} &= f_{1,N-i+1} \\ f_{i,N} &= \frac{R}{2 \cdot H / (N - 2)} \cdot f_{N,i} \end{aligned} \quad (D.7)$$

D.2.2. Calcul du facteur de forme de l'anneau j vers l'anneau i

Cela revient à faire le calcul du facteur de forme correspondant au rayonnement du disque i vers l'anneau j moins celui du disque i-1 vers l'anneau j, et de le pondérer par les surfaces respectives. On a ainsi, pour i et j différents de 1 ou N, et $j > i$:

$$\begin{aligned} j \neq i + 1 \quad f_{ji} &= \frac{R}{2 \cdot H / (N - 2)} \cdot \left[(fd_{i,j-1} - fd_{i,j}) - (fd_{i-1,j-1} - fd_{i-1,j}) \right] \\ j = i + 1 \quad f_{ji} &= \frac{R}{2 \cdot H / (N - 2)} \cdot \left[(1 - fd_{i,j}) - (fd_{i-1,j-1} - fd_{i-1,j}) \right] \\ f_{ij} &= f_{ji} \end{aligned} \quad (D.8)$$

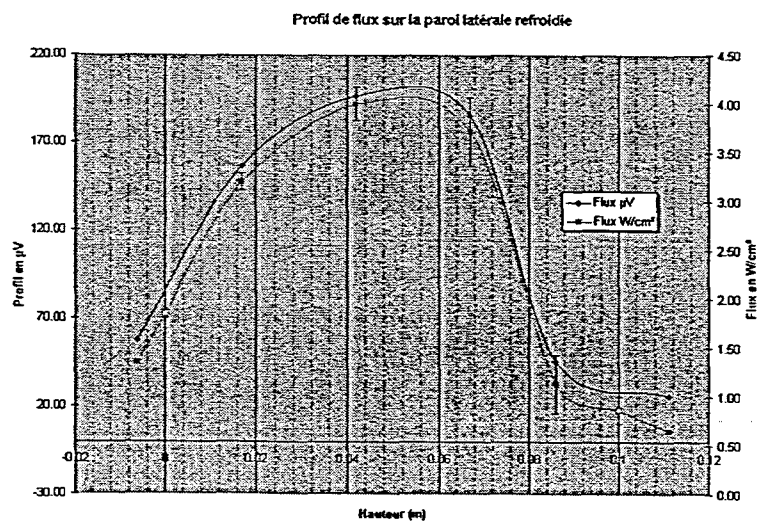
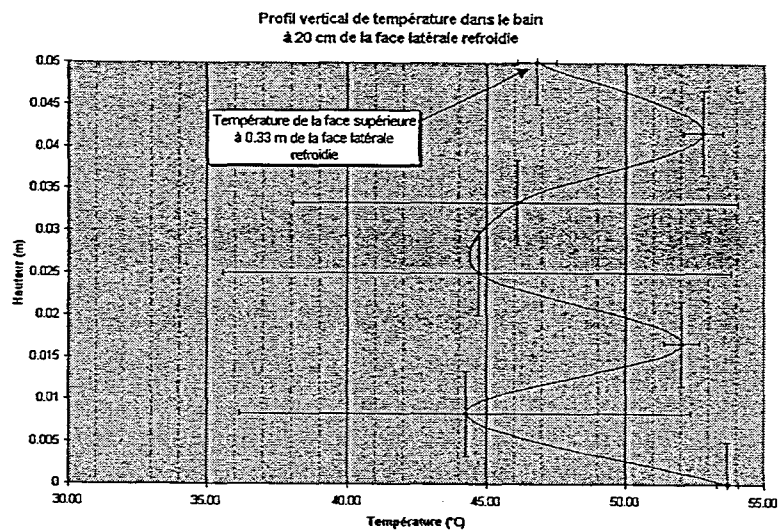
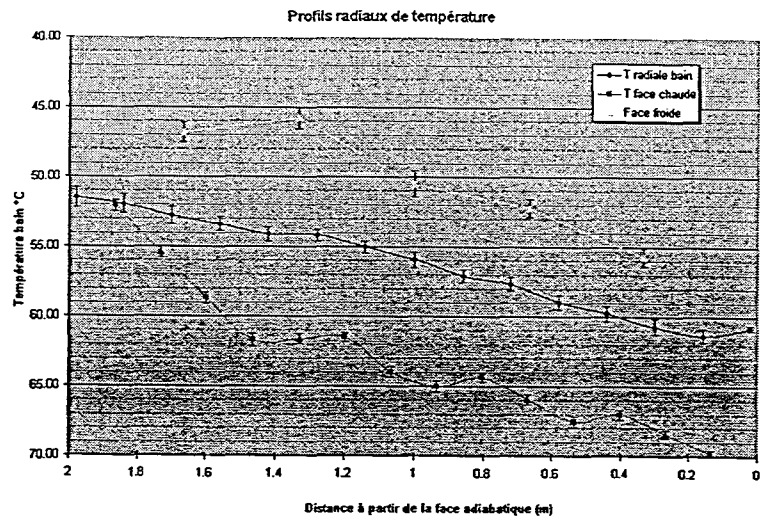
D.2.3. Calcul du facteur de forme f_{ii}

On a toujours $f_{11}=f_{NN}=0$. Pour i différent de 1 et N, on a d'après (D.1):

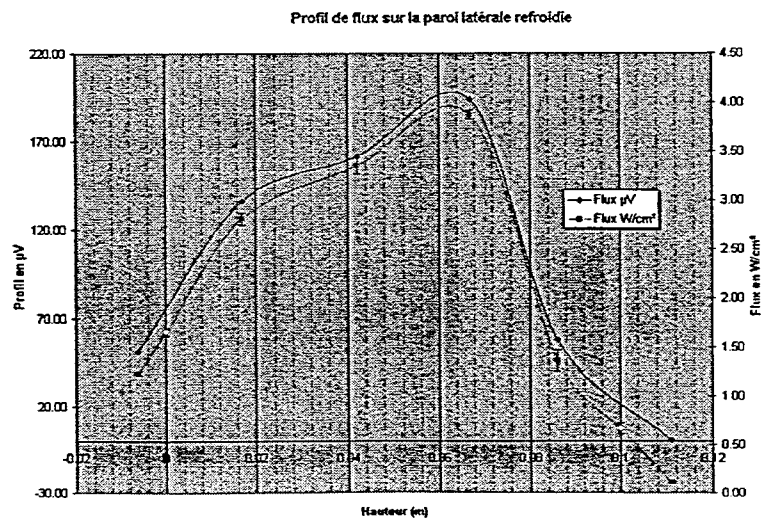
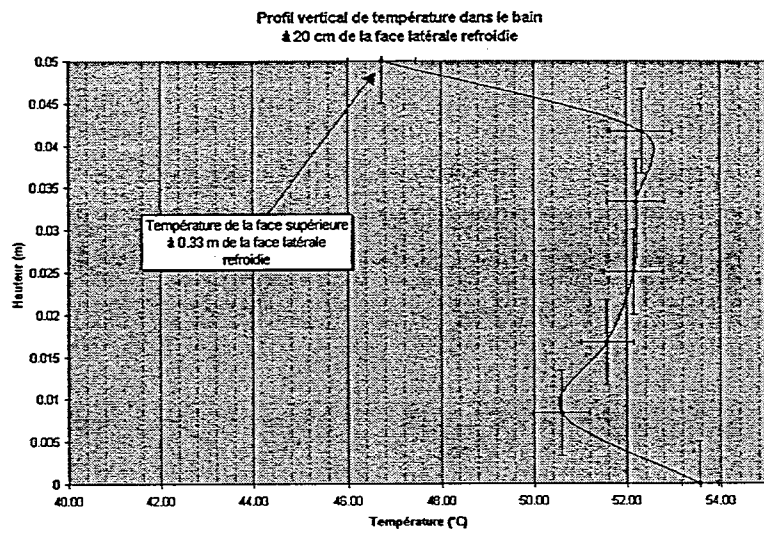
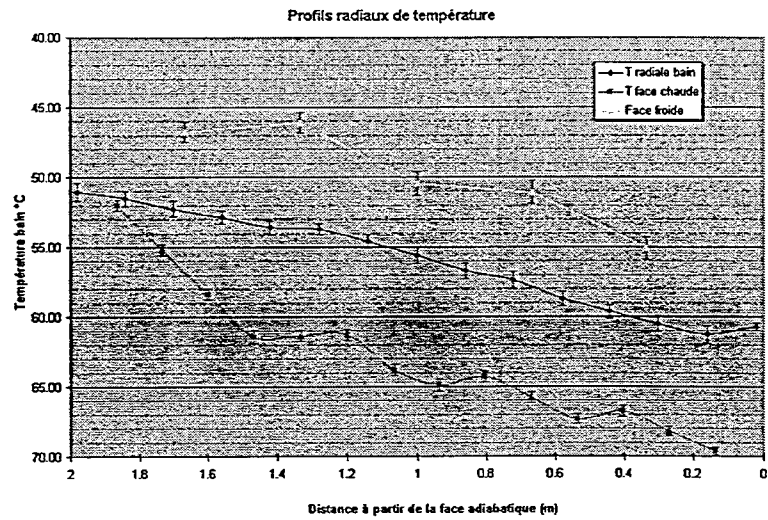
$$f_{ii} = 1 - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N f_{ij} \quad (D.9)$$

ANNEXE E : COURBES RELATIVES AUX ESSAIS BALI-METAL

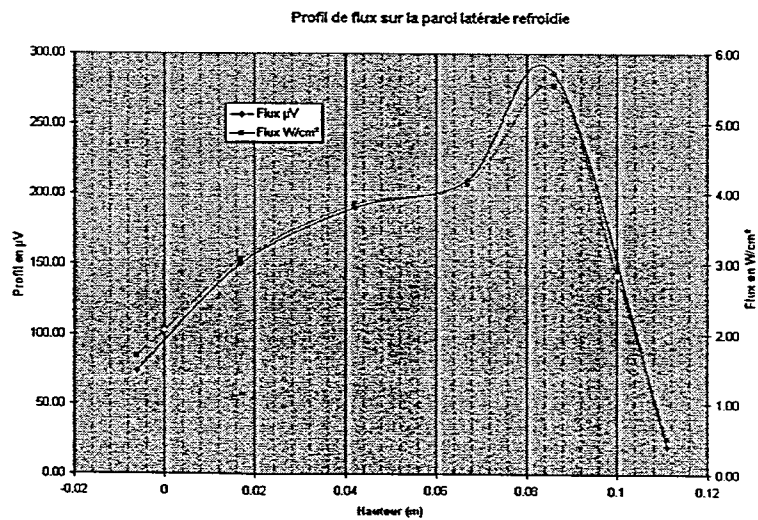
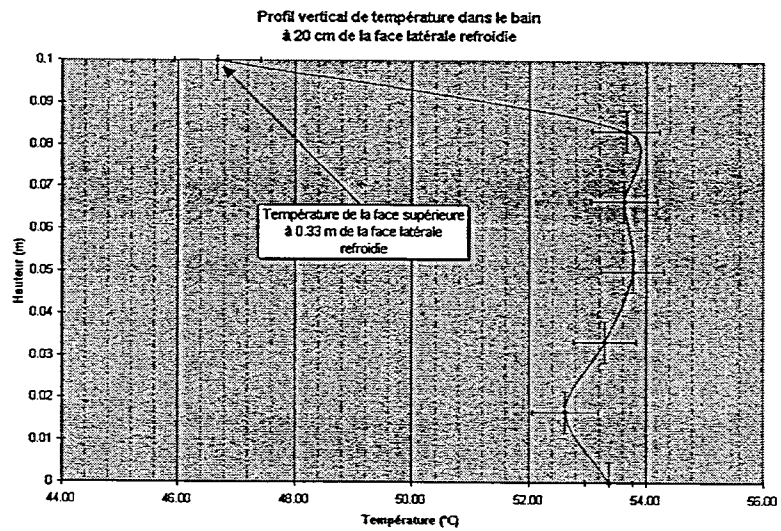
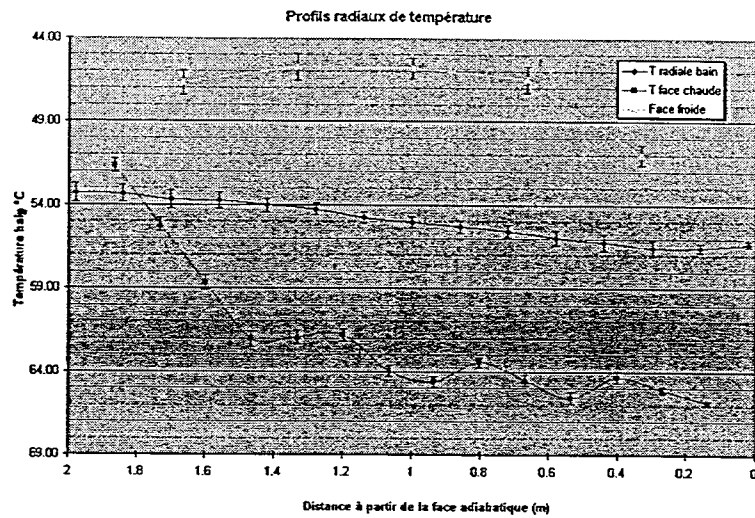
Essai H = 0,05 m du 19/11



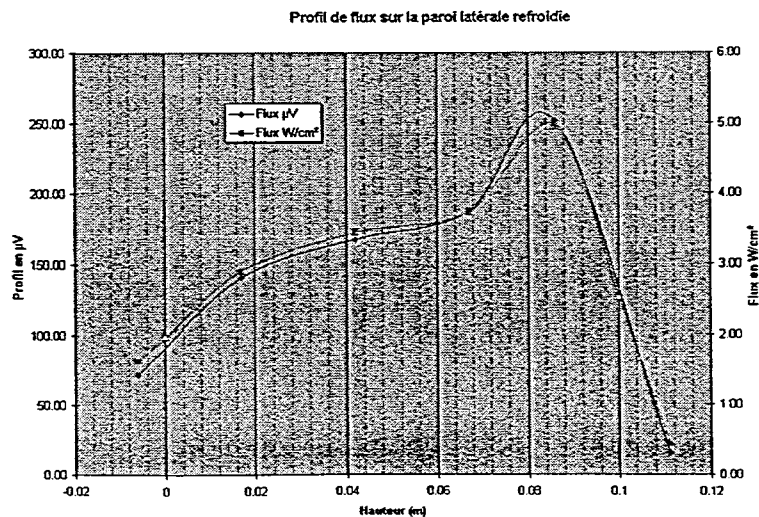
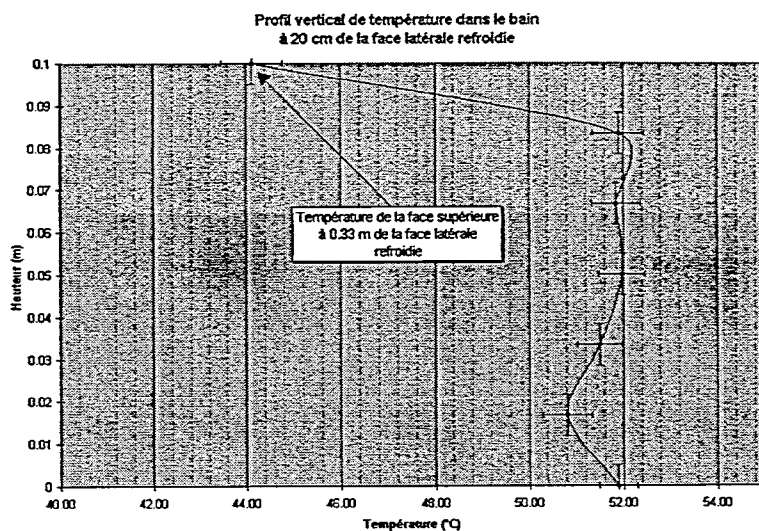
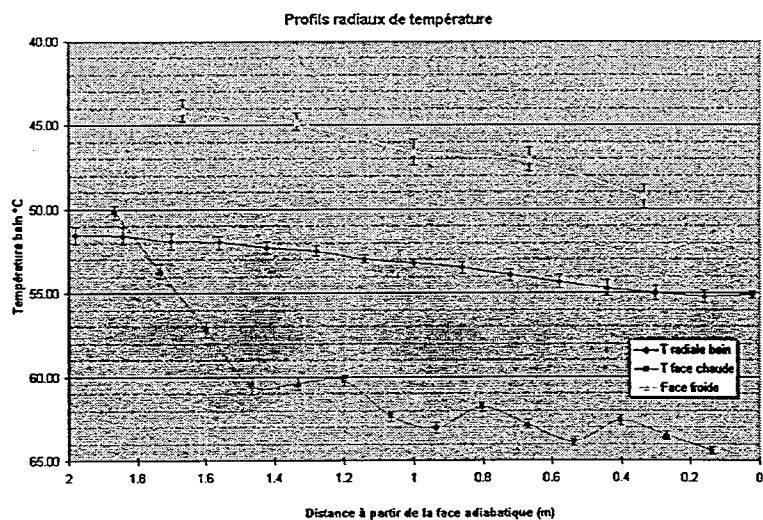
Essai H = 0,05 m du 21/11



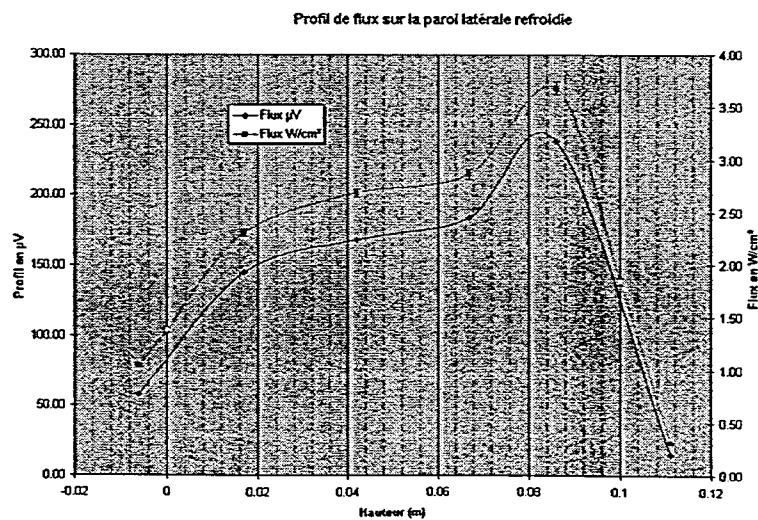
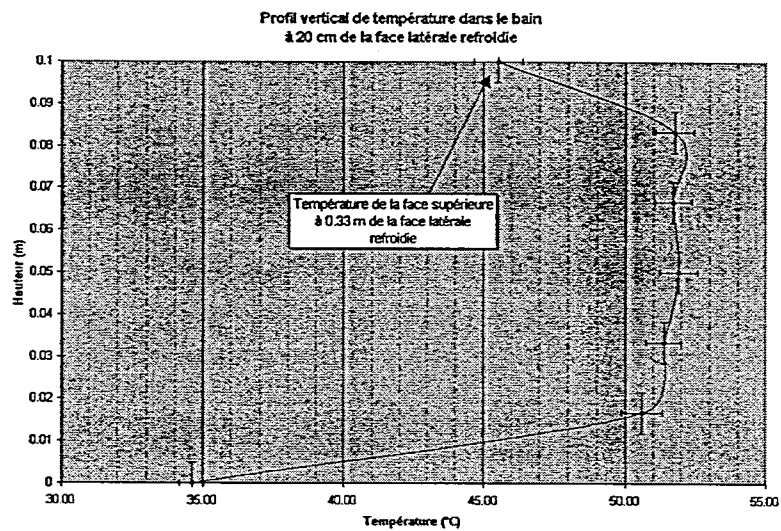
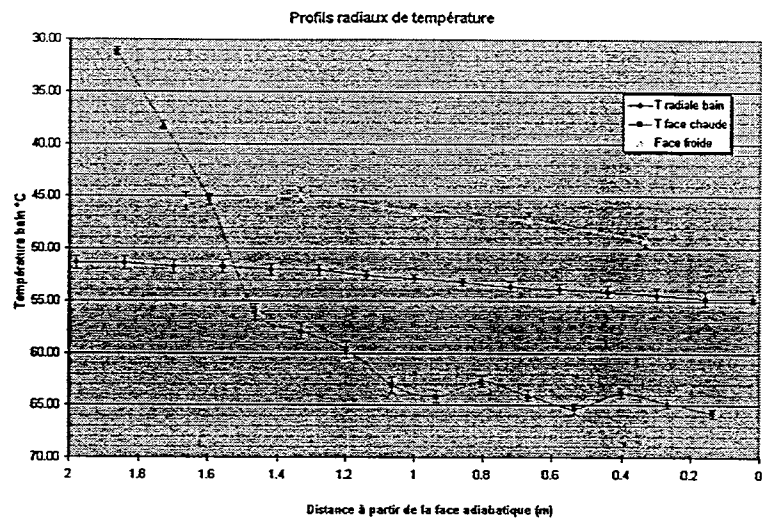
Essai H = 0,10 m du 05/11



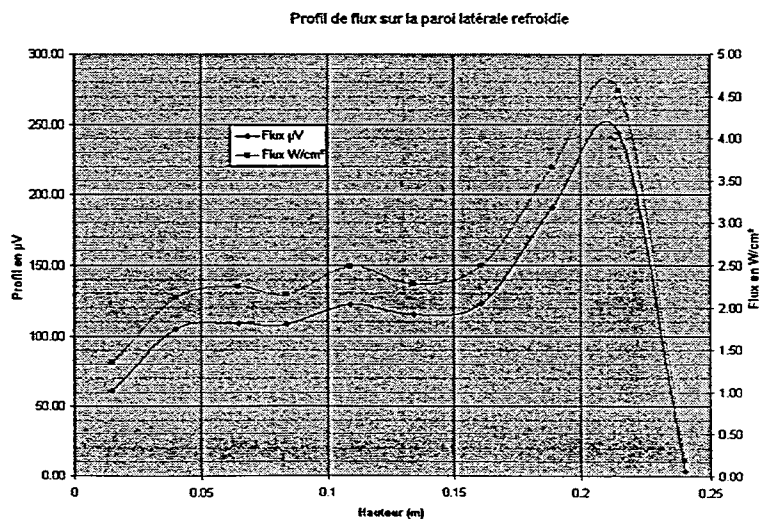
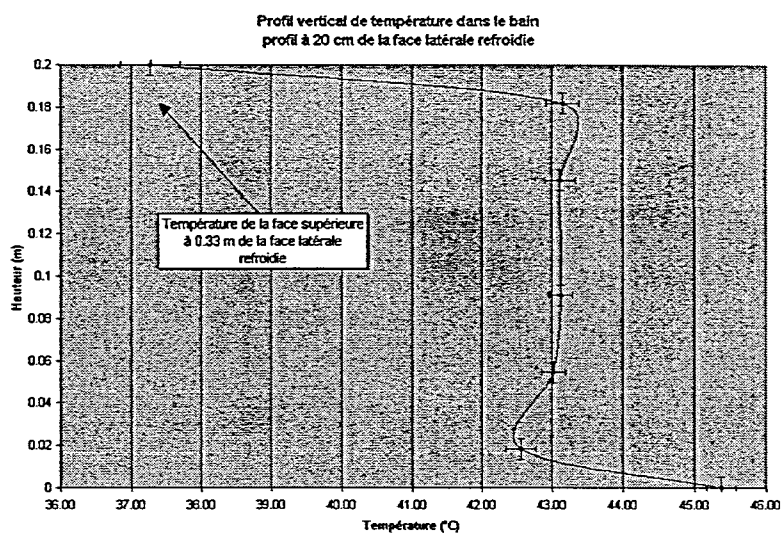
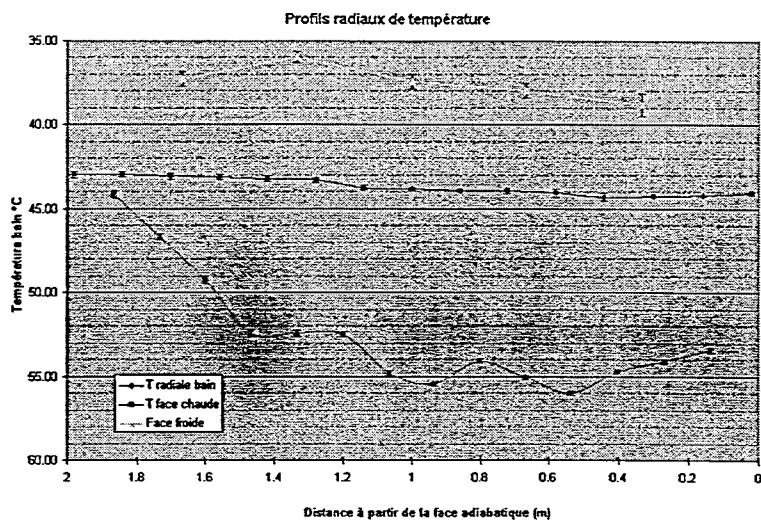
Essai H = 0,10 m du 07/11



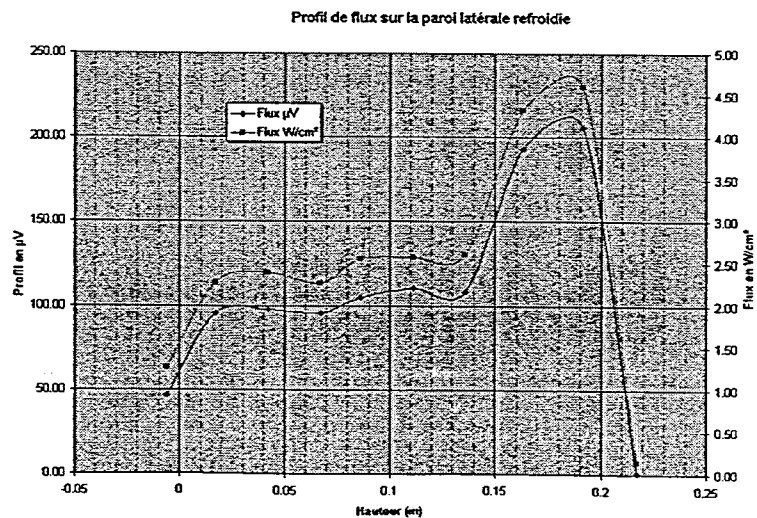
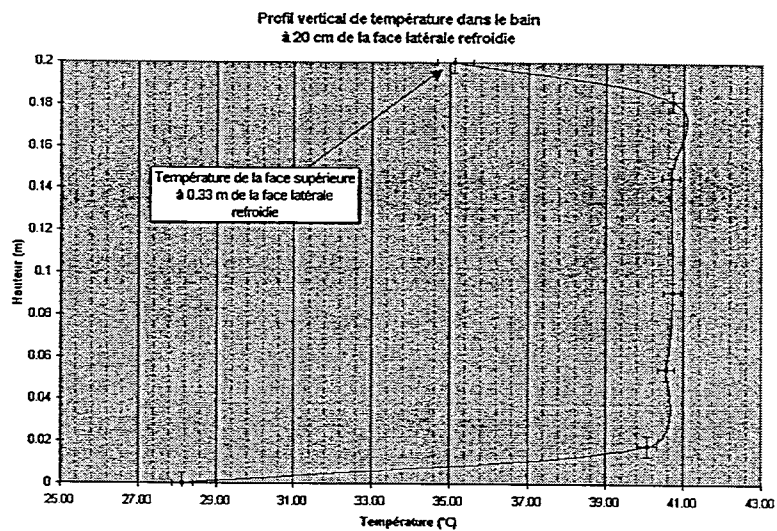
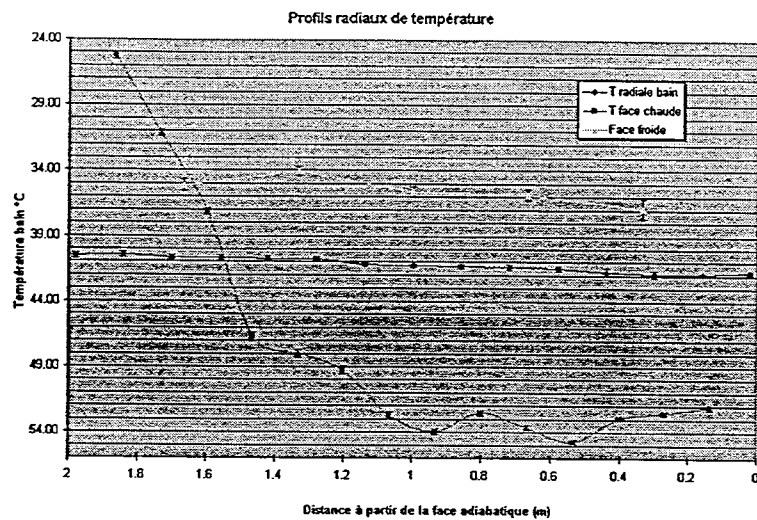
Essai H = 0,10 m du 13/11 : flux non uniforme



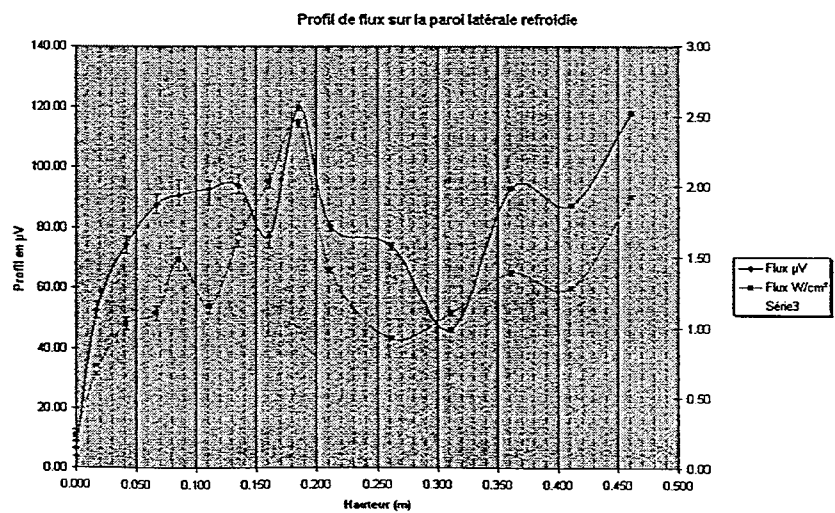
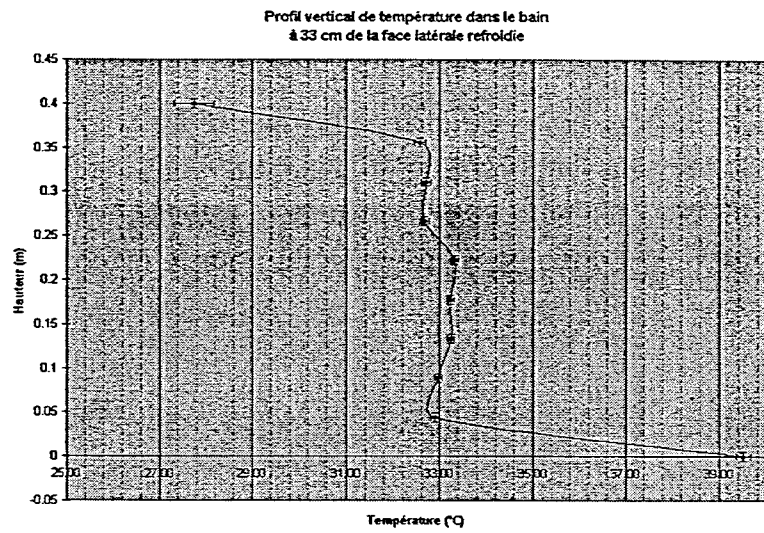
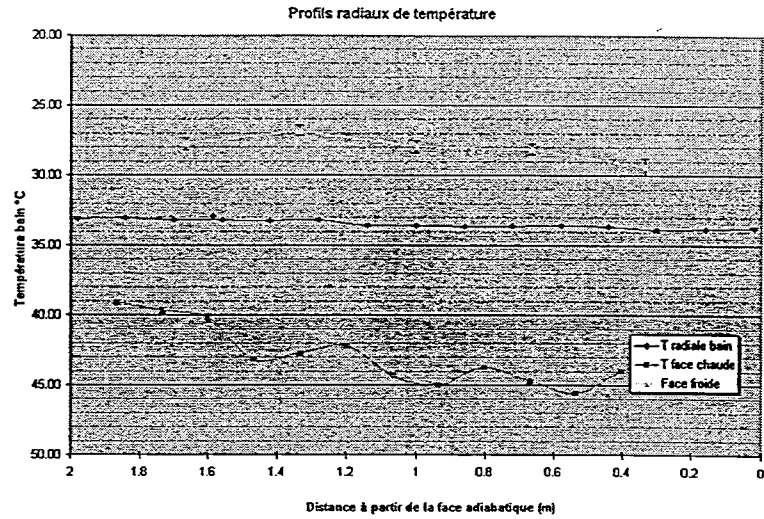
Essai H = 0,20 m du 23/10



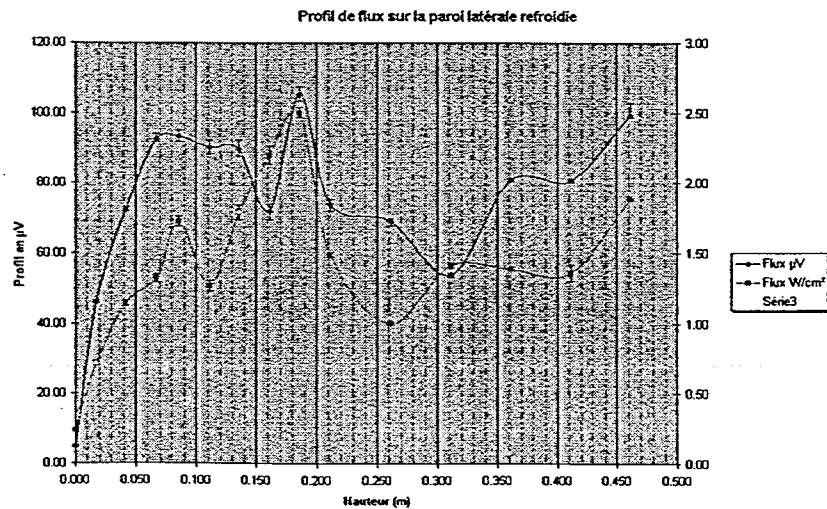
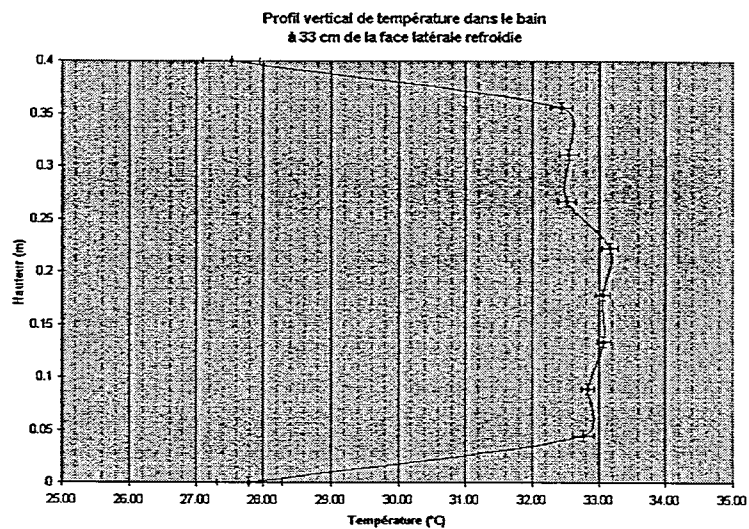
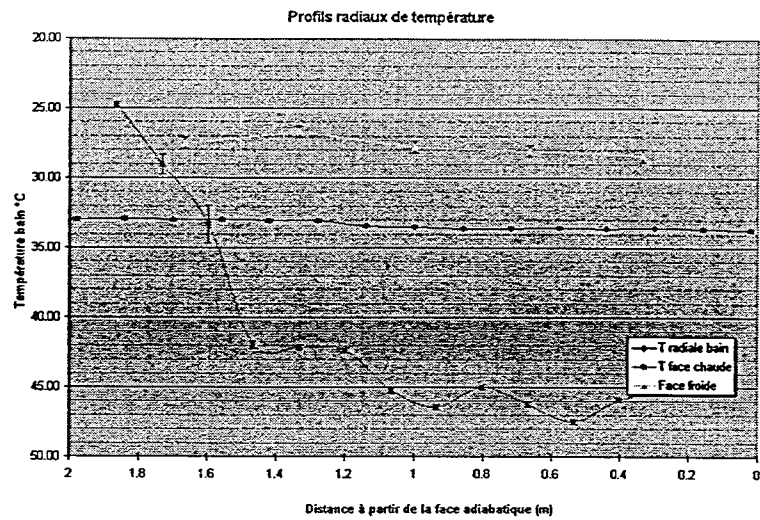
Essai H = 0,20 m du 29/10 : flux non uniforme



Essai H = 0,40 m du 26/11

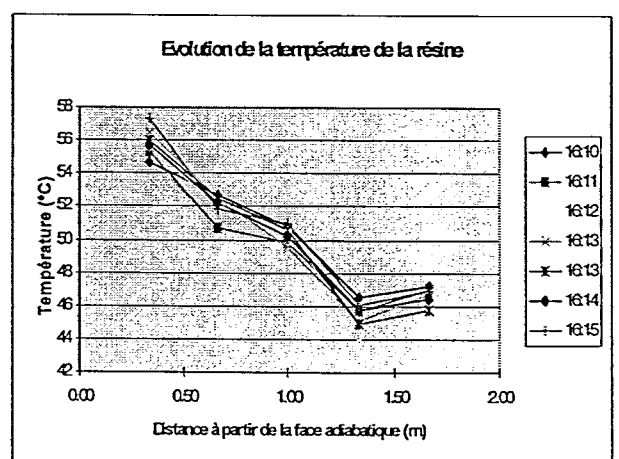
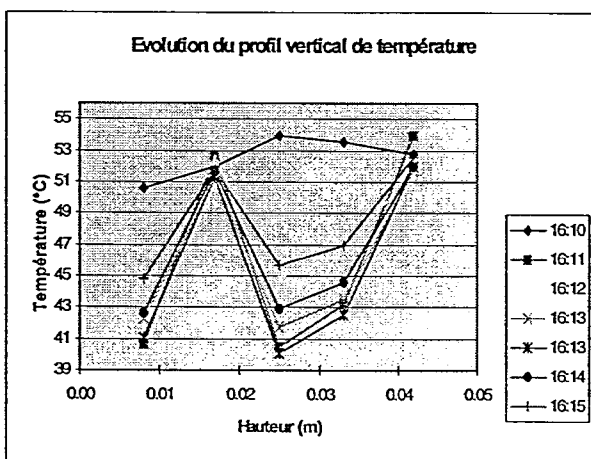
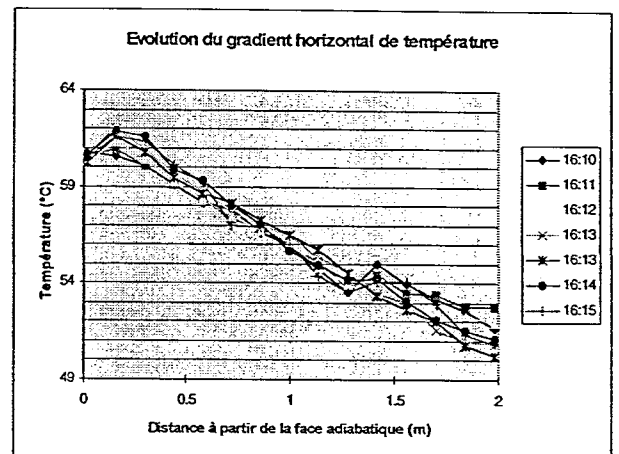
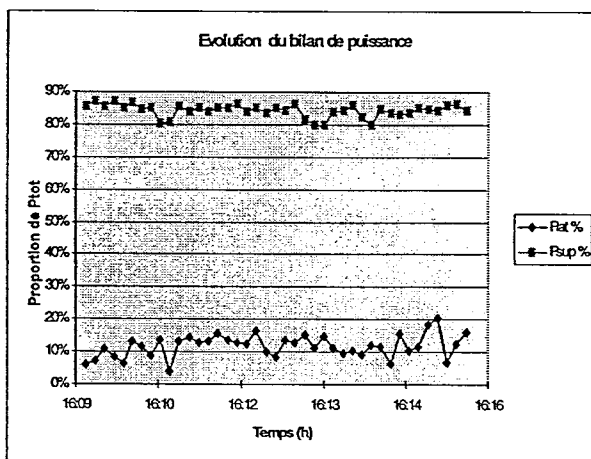
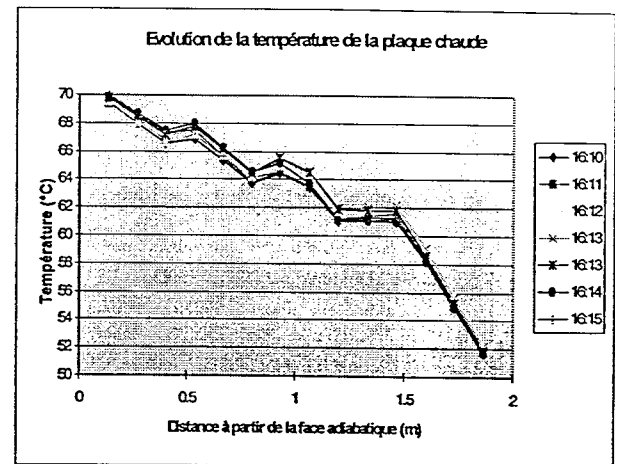


Essai H = 0,40 m du 28/11 : flux non uniforme



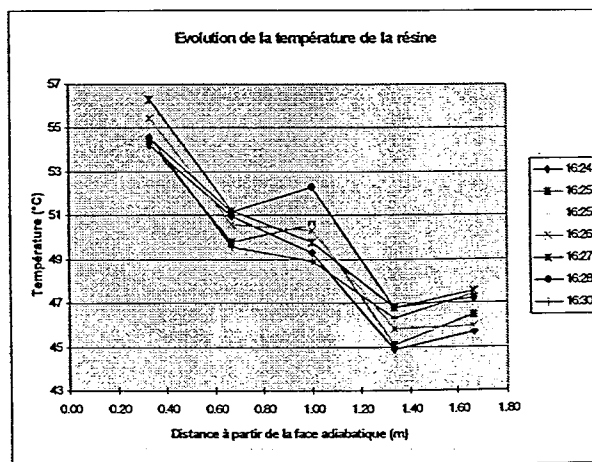
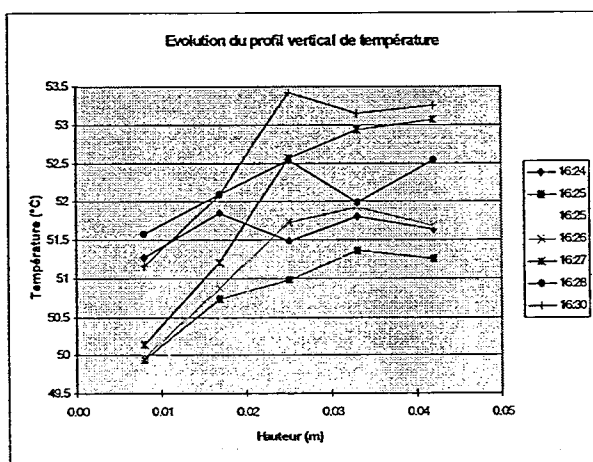
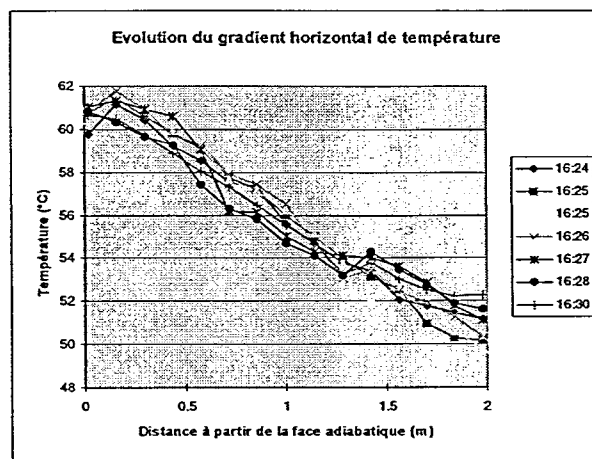
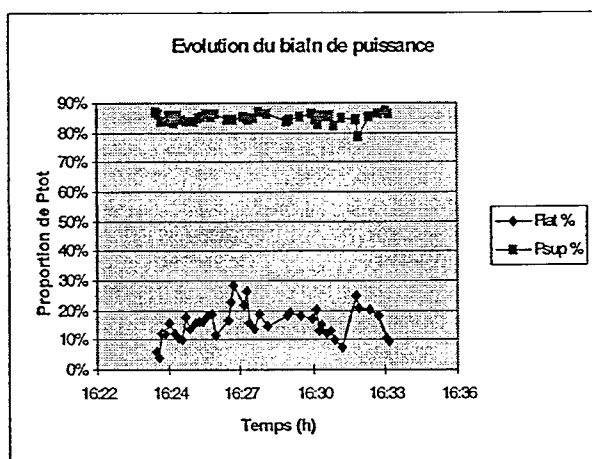
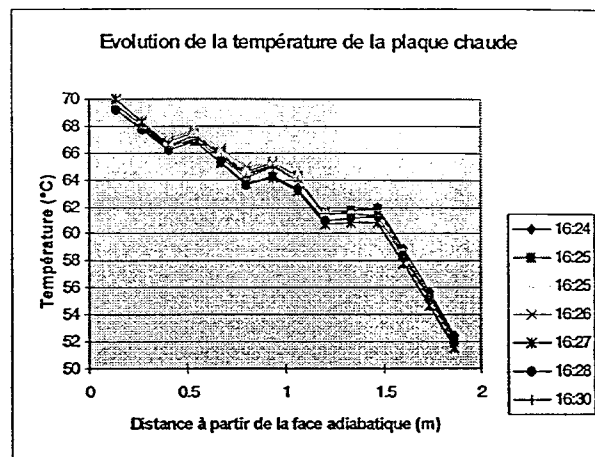
Exemple de fluctuations

H = 0,05 m du 19/11



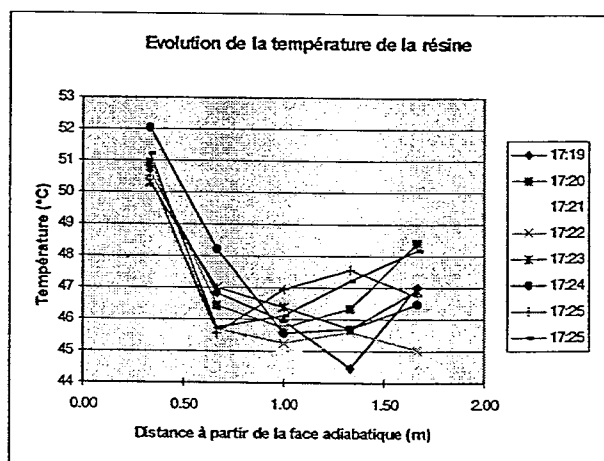
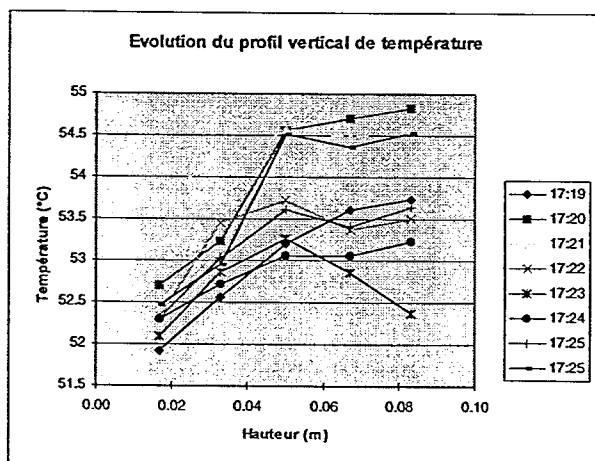
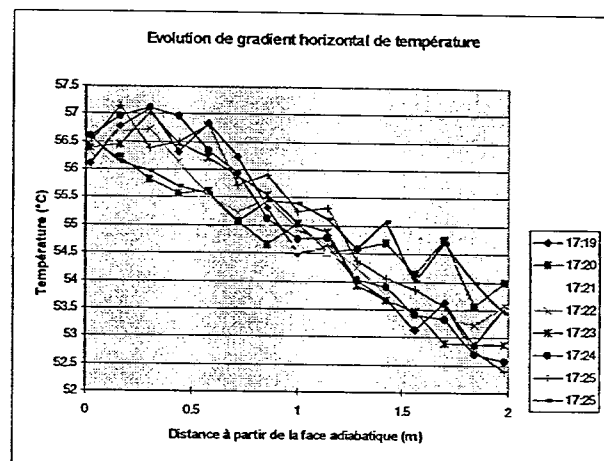
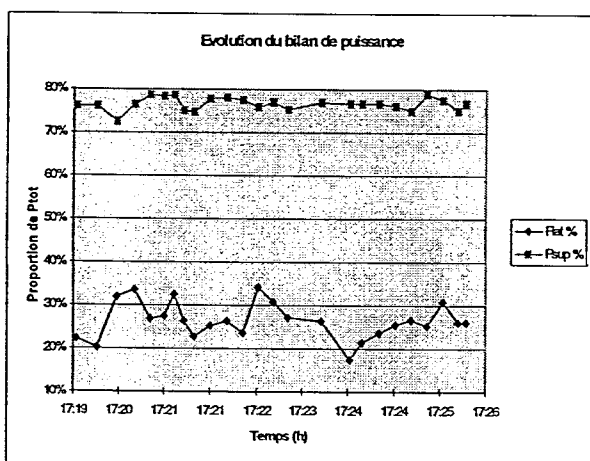
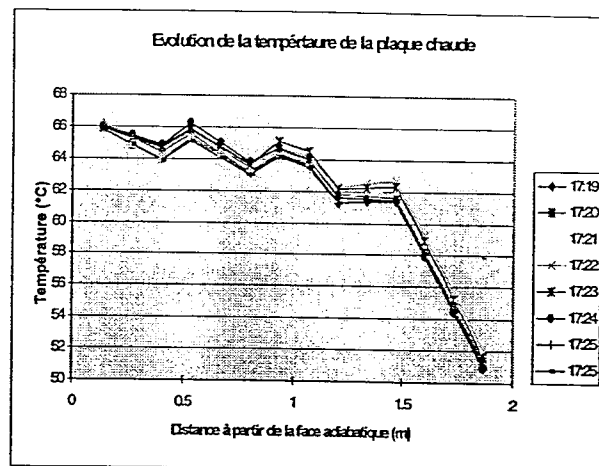
Exemple de fluctuations

H = 0,05 m du 21/11



Exemple de fluctuations

H = 0,10 m du 05/11



Exemple de fluctuations

H = 0,20 m du 23/10

